

300-1736
Deutscher Wetterdienst in der US-Zone

Zentralamt Bad Kissingen

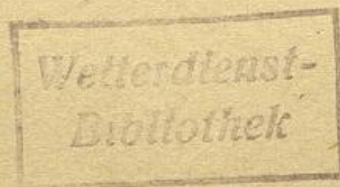
Leiter: Prof. Dr. Ludwig Weickmann

Berichte
des
Deutschen Wetterdienstes
in der US-Zone

Nr. 6

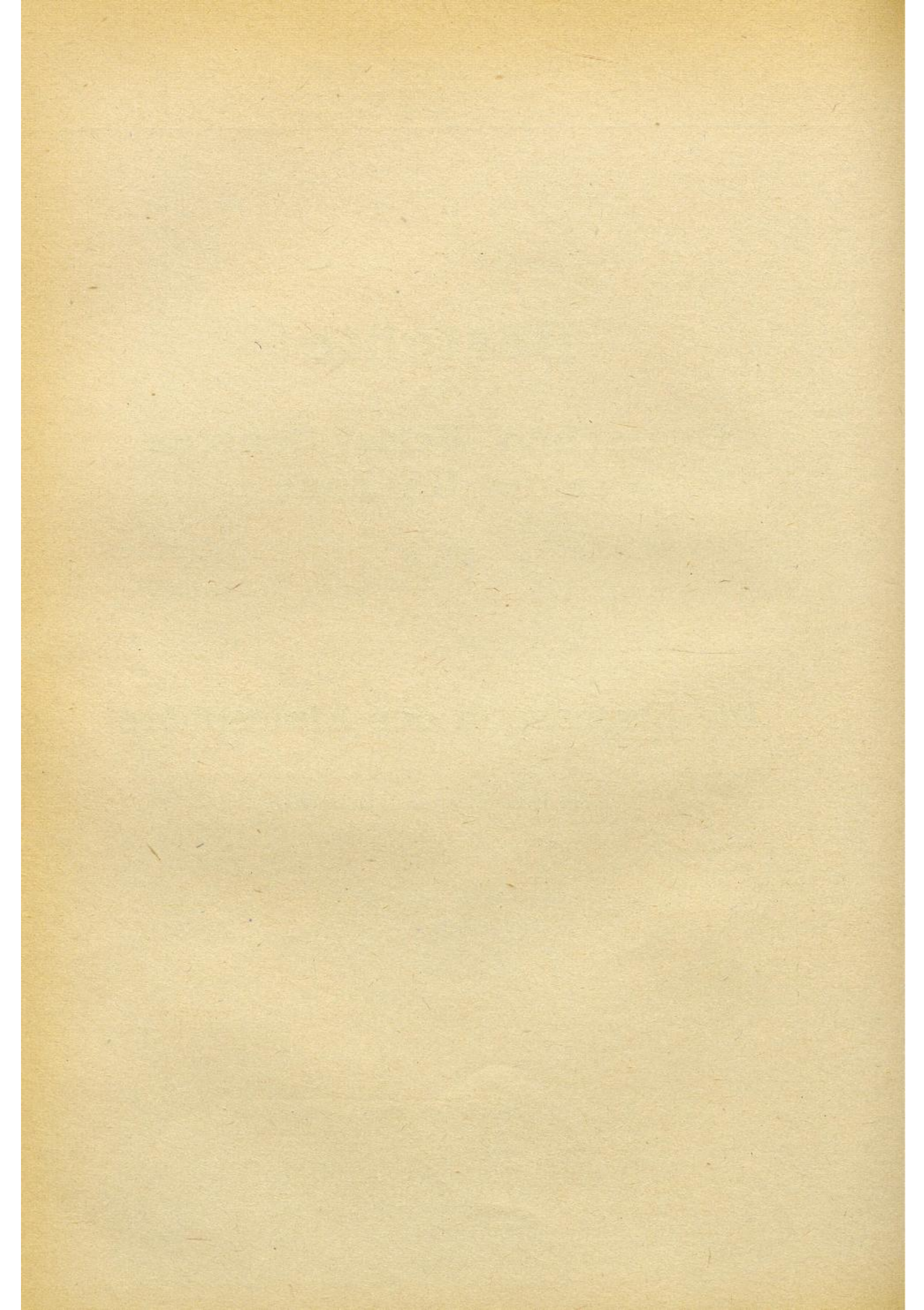
Die Eisphase in der Atmosphäre

Von Dr. Helmut Weickmann, Hohenpeißenberg



Bad Kissingen, 1949

△
I A M



Übersicht

Vorliegende im Februar 1947 abgeschlossene Monografie erstattet Bericht über die Ergebnisse einer sechsjährigen Erforschung der Entstehung, des Aussehens, des Vorkommens und des Wachstums der Eisphase im Laboratorium, am Boden und in der freien Atmosphäre bis 10 km Höhe. Das wesentlichste Ergebnis ist der experimentelle und theoretische Nachweis, daß es keine Sublimationskerne gibt und daß Kristalle bis zu den Temperaturen der Cirren auf dem Wege der Wassersättigung oder wenigstens bei

Frostübersättigung an Gefrierkernen entstehen. Gleichzeitig war damit der Schlüssel gefunden, mit dessen Hilfe Formen und Wachstum der Haupttypen atmosphärischer Eiskristalle, der Plättchen und Prismen erklärbar sind.

Infolge der Not der Zeit war es leider nicht möglich, das Bildmaterial so vollkommen wiederzugeben, wie wir es wünschten. Wir bitten deshalb, den Abbildungen anhaftende Mängel zu entschuldigen.

I. Die Entstehung der Eisphase

Die Erforschung der Eisphase in der Atmosphäre hat in den letzten 6 Jahren des Krieges größere und schnellere Fortschritte gemacht als in den vorhergehenden 20 Jahren. Die Bedürfnisse der Kriegsmaschine, insbesondere der Luftwaffe, haben die kriegführenden Staaten mit aller Macht an der Klärung konkreter Fragen arbeiten lassen. So kommt es, daß uns heute in Deutschland befriedigende Vorstellungen über die Entstehung der Eisphase vorliegen, daß wir an Hand zahlreicher Mikroaufnahmen von Cirruswolkenteilchen Aufschluß erhalten haben über die Formen derselben, daß wir uns mit Hilfe der physikalischen Chemie und mit Mikro-Stereoaufnahmen von Eiskristallen Vorstellungen über Entstehen und Wachsen der beiden großen Formengruppen, der Plättchen und Säulchen, machen können. Die Cirruswolken konnten erstmalig an Ort und Stelle systematisch untersucht werden, wobei es gelang, schwebende Fragen der Halotheorie und der Kristallstruktur des Eises zu klären.

Die Untersuchungen wurden teilweise im Laboratorium durchgeführt, teilweise in der freien Atmosphäre, wobei wie im Falle der Kondensfahnenuntersuchungen das ganze Flugzeug Versuchsträger und der Luftraum Laboratorium wurde.

Untersuchungen zur Entstehung von Eis

Bevor wir uns mit der Schilderung unserer Untersuchungen zur Entstehung von Eis befassen, sei ganz kurz ein geschichtlicher Überblick über das bisherige Wissen vorangestellt. Die Vorstellungen über die Eiskristallbildung gingen zurück auf die allgemein anerkannten Anschauungen, die durch A. WEGENER begründet und später durch W. FINDEISEN in der Sublimationskerntheorie ausgearbeitet worden waren. Ersterer war während seiner Arktisexpeditionen zu dem Schluß gekommen, daß ebenso wie für die Bildung der Wassertröpfchen Kondensationskerne, für die Bildung von Eis Sublimationskerne notwendig seien, — kleinste untermikroskopische Teilchen, die den Wasserdampf veranlassen, bei Eissättigung in den kristallinen Zustand überzugehen. Eine wesentliche Unterstützung erfuhr diese Theorie durch die wie sich jetzt herausstellte leider irriige Annahme von der Isomorphie von Quarz mit Eis, nach der es insbesondere Quarzteilchen sein sollten, die als Sublimationskerne wirksam werden. Nachdem W. PEPPLER durch statistische Untersuchungen über die Vereisung von Altocumulus-Wolken festgestellt hat, daß dieselbe meist um -12°C herum stattfindet, hat man angenommen, daß die Sublimationskerne bei dieser Temperatur wirksam

werden und sie die Sublimationstemperatur genannt. Jedoch wußte man auch aus WEGENER's ebenso wie SIMPSON's Erfahrungen bei Polarexpeditionen, daß Wassernebel — deutlich erkennbar am weißen Nebelbogen — bei Temperaturen noch unter -30°C vorkommen. Da sich solche Erscheinungen ebenso wie das häufige Auftreten von Frostübersättigung in der Arktis jedoch durch Sublimationskern-Mangel erklären ließen, hielt A. WEGENER an seiner Theorie fest, besonders da es ihm gelang, mit ihrer Hilfe plausible Erklärungen über verschiedene Cirrenarten, insbesondere die Entstehung der Fallstreifen des Cirrus uncinus zu geben. Ein gleiches galt natürlich für die wenigen Nachkriegsbeobachtungen von Kondensfahnen hinter Flugzeugen, für deren Entstehung man vor allen Dingen Sublimationskerne verantwortlich machte, die durch den Auspuff in die Atmosphäre gelangten. 1936 wies allerdings KIRSTEN auf die Menge Wassers hin, die bei der Verbrennung von Benzin entsteht und durch den Auspuff ins Freie gelangt. Die Sublimationskerntheorie konnte dadurch natürlich nicht erschüttert werden; sie wurde im Gegenteil durch FINDEISEN mehr und mehr durch die Einführung der Sublimationskerne 1. und 2. Art in der allgemein bekannten Weise ausgebaut und in sein Schema vom mikrophysikalischen Aufbau der Wolken ebenso wie in die BERGERON'schen Vorstellungen von der Niederschlagsbildung eingefügt.

Die Hauptschwierigkeiten für die Theorie entstanden jedoch bei den immer wiederholten Versuchen, Sublimationskern-Quellen zu finden, so daß man schließlich an einen kosmischen Sitz derselben dachte und Meteoritenstaub zu Hilfe nahm. Bei Beginn des Krieges konnten weder die Existenz noch die Nichtexistenz der Sublimationskerne nachgewiesen werden: chemische Untersuchungen von Raufrostablagerungen, die allerdings aus den flüssigen Wolkelementen gebildet werden, zeigten keine Spuren von Silikaten; ebenso negativ verliefen aber auch Analysen von Schnee, der sich ja an den Sublimationskernen innerhalb der Wasserwolke gebildet haben mußte.

So hatte man zwar über die Wirkungsweise und die Beschaffenheit der Kondensationskerne insbesondere durch die Untersuchungen von CHR. JUNGE sehr genaue Kenntnis, der nachweisen konnte, daß sie, ob flüssig oder fest, hygroskopisch oder nicht hygroskopisch, benetzbar oder nicht benetzbar im Mittel bei Wassersättigung wirksam waren, während man bezüglich der Sublimationskerne nach wie vor auf Hypothesen angewiesen war. Die Notwendigkeit einer experimentellen Prüfung derselben lag auf der Hand. In Ja-

pan hatten NAKAYA und seine Mitarbeiter bereits eine Reihe interessanter Arbeiten über die künstliche Herstellung von Schneekristallen veröffentlicht, in Deutschland wurden Untersuchungen in das Forschungsprogramm des Reichsluftfahrtministeriums aufgenommen, in Holland wies VAN EVERDINGEN auf die Notwendigkeit experimenteller Untersuchungen zur Frage der Sublimationskerne hin, und in England hielt G. C. SIMPSON die Klärung analoger Fragen: Natur und Herkunft von Kondensationskernen, Umbildung von Wasserwolken in Eiswolken, Sublimationskerne u. a. für vordringlich.

Die ersten Erfahrungen, die wir über das Problem der Eiskristallbildung gewonnen, bezogen sich auf die Eiswolkenbildung hinter Flugzeugen. Bei regelmäßigen Flügen auf 10 km Höhe zeigte sich bald, daß die Kondensfahnen dann entstehen, wenn der Wasserdampf in den Verbrennungsgasen sich mit demjenigen der freien Atmosphäre zu Wassersättigung ergänzt. Die Kondensfahne selbst bestand aber immer aus Eisteilchen, wie aus zahlreichen Halobeobachtungen in Kondensfahnen und ihrer Cirruswolken analogen Fallstreifenbildung u. ä. hervorging. Blieb die Kondensfahne beständig, dann hatte man in ihr eindeutig eine Eiswolke vor sich, deren Elemente sich über die Wasserphase gebildet hatten. Diese Eiswolke unterschied sich in ihrem Verhalten in nichts von bekannten Arten der Cirruswolken. An welcher Stelle der Kondensfahne jedoch ihre Umbildung in eine Eiswolke erfolgte, konnte mit Sicherheit nicht festgestellt werden. Irisieren in der Wolke (nach Untersuchungen MECKE's und TEUCHER's ein sicherer Nachweis für die Existenz von Tröpfchen vgl. S. 39 ff) konnte bis zu 100—200 m Abstand hinter der Maschine beobachtet werden, so daß der Phasenübergang Wasser—Eis etwa auch in diesem Abstand, d. h. also innerhalb weniger Sekunden vor sich gehen mußte. Auf Grund dieser Erfahrungen erwies sich jedenfalls schon die Ansicht als falsch, daß es lediglich die durch die Auspuffgase in die Atmosphäre eingebrachten Sublimationskerne sind, die die Wolkenbildung verursachen. Das Einbringen fester Kondensationskerne durch die Verbrennung hygroskopischer Tarnnebel in einer Schleppsonde bei gleichzeitiger Bildung von Kondensfahnen hatte nur ein- bis zweimal vorübergehende Eiswolkenbildung zur Folge.

Zur gleichen Zeit stellte E. REGENER bei Versuchen über die Kondensation und Sublimation des Wasserdampfes bei tiefen Temperaturen in einer Expansionskammer fest, daß auch bei -50°C noch Tröpfchen entstanden und erst bei sehr großen Expansionen, die mehreren 100 bis 1000% Übersättigung entsprachen, primär Eisteilchen auftraten. Auch bei Gegenwart von Quarz- und Kochsalzstaub änderte sich an dieser Tatsache nichts. Als auch wir bei Vorversuchen mit einer ähnlichen Apparatur bei -50°C an 1μ starken Spinnwebfäden noch deutlich die Bildung von Tröpfchen beobachten konnten, fragten wir uns schließlich: wie entstehen nun eigentlich Eiskristalle?

Wir entschlossen uns, an die Untersuchung dieser Frage mit einer Apparatur heranzugehen, die weitgehend den Verhältnissen in der Atmosphäre, was Abkühlungsgeschwindigkeit und Übersättigung anbetraf, gerecht werden konnte und in der außerdem neben der visuellen Beobachtung zu jeder Zeit mikrographische Aufnahmen des Kondensats gemacht werden konnten.

Bevor wir jedoch mit der Beschreibung und Diskussion dieser Untersuchungen beginnen, sei auf die inzwischen stattgehabte Ausweitung unseres theoretischen Wissens über den Ablauf dieser Vorgänge bei tiefen Temperaturen eingegangen.

Es war das Verdienst KRASTANOW's, der Meteorologie durch Vermittlung der neuesten Erkenntnisse

der physikalischen Chemie über den Phasenübergang die Möglichkeit zur Erklärung der Kondensations- und Sublimationserscheinungen gegeben zu haben.

Die Volmersche Theorie der Tröpfchen- und Eisbildung

Spontane Tröpfchenbildung

Die Vorstellung der Meteorologie über den Mechanismus der Phasenbildung entsprang der Beobachtungstatsache, daß die Bildung eines Tröpfchens aus dem Wasserdampf dann einsetzt, wenn Sättigung erreicht wird, oder mit Bezug auf das Phasendiagramm des Wassers, wenn die Gleichgewichtslinie zwischen Dampf und Wasser überschritten wird. Voraussetzung für die Bildung der neuen Phase war die Gegenwart geeigneter Kerne. Die Wirkungsweise derselben war nach den Untersuchungen H. KÖHLER's und CHR. JUNGE's weitgehend geklärt: die Größe des Kerns erfordert nach der Thomson'schen Formel eine mehr oder weniger große Übersättigung zur Wasseraufnahme, während seine etwaige Hygroskopizität im Sinne einer Dampfdruckerniedrigung wirkt, so daß, wie JUNGE's ebenso wie unsere Experimente ergaben, an geeigneten Kondensationskernen schon bei 70% rel. Feuchte die ersten Anzeichen einer Wasseraufnahme zu verzeichnen sind.

Von diesem empirisch gesicherten Wissen extrapolierte man auf eine analoge Bildung der Eisphase: waren nur geeignete Sublimationskerne vorhanden, dann entstand beim Überschreiten der Gleichgewichtskurve Dampf-Eis die feste Phase. Dabei dachte man, daß die Gegenwart isomorpher Kerne analog wirkt wie hygroskopische Kerne bei der Tröpfchenbildung, so daß sich sogar vor Erreichen der Eissättigung die feste Phase entwickeln kann.

Die thermodynamische Bearbeitung des Problems nach VOLMER zeigt jedoch ganz andere Verhältnisse. Im folgenden halten wir uns im wesentlichen an die Ausarbeitung H. J. AUFM KAMPE's, erschienen als Geheimbericht der ZWB, FB Nr. 1491. Betrachten wir zunächst den Fall, daß die neue Phase aus dem reinen Dampf ohne die katalytische Wirkung einer Grenzfläche entsteht. Versteht man unter Keim ein erstes durch den zufälligen Zusammentritt mehrerer Moleküle sich zusammensetzendes Gebilde der neuen Phase, das mit seiner Umgebung im Dampfdruckgleichgewicht steht, dann ist zu seiner Bildung eine Arbeit A notwendig, die nach Volmer gegeben ist durch

$$A = \sigma \cdot 0/3 \tag{1}$$

wo σ die Grenzflächenenergie dieses Keimes und 0 seine Oberfläche bedeuten. Bei Flüssigkeiten hat der Keim Kugelgestalt, deshalb wird mit $0 = 4\pi r^2$

$$A = 4\pi \sigma r^2/3$$

Hat man es mit einem Kristallkeim zu tun, dann wird er im allgemeinen keine Kugelgestalt aufweisen. Die Gleichung für die Bildungsarbeit läßt sich dann in der Form

$$A = \sigma r^3 \omega/3 \tag{2}$$

schreiben, wobei r der Radius der dem Kristall eingezeichneten Kugel und ω ein geometrischer Faktor ist, dessen Größe für die Kugel $4 \cdot \pi$, für den Würfel z. B. 4.6 ist.

Steht der Keim mit seiner Umgebung im Dampfdruckgleichgewicht, dann wächst er weiter, andernfalls zerfällt er wieder. Den Dampfdruck, mit dem ein Tröpfchen vom Radius r im Gleichgewicht steht, gibt die Thomson-Gibbs'sche Gleichung

$$p_r = p_{\infty} e^{\frac{2\sigma M}{dRT r}}$$

aufgelöst nach r

$$r = 2 \sigma M / d R T \ln \frac{p_r}{p_\infty} \quad (3)$$

Hier bedeuten M das Molekulargewicht des Dampfes, R die Gaskonstante, T die absolute Temperatur, d die Dichte der kondensierten Phase, p_∞ den Dampfdruck über der ebenen Oberfläche der kondensierten Phase und p_r den Dampfdruck über der gekrümmten Fläche des Tröpfchens.

Setzt man nun r in die Gleichung für die Keimbildungsarbeit ein, dann erhält man

$$A = 4 \omega M^2 \sigma^3 / 3 R^2 d^2 T^2 \left(\ln \frac{p_r}{p_\infty} \right)^3 \quad (4)$$

Danach wird die Keimbildungsarbeit aus der homogenen Phase um so kleiner, je größer die Übersättigung ist, während abnehmende Temperatur im Sinne einer Vergrößerung der Arbeit wirkt. Entsteht dieser Keim in einer geeigneten Umgebung, dann kann er ohne weiteren Arbeitsaufwand weiterwachsen und ein Tröpfchen bzw. ein Kristall werden. Nun kommt es natürlich für die Sichtbarkeit z. B. einer Wolke sehr darauf an, wieviele wachstumsfähige Keime in einer bestimmten Zeit gebildet werden. Ist nach VOLMER I die Zahl der Keime einer neuen Phase II, die während der Zeit dt je Kubikzentimeter in der alten Phase I entsteht, dann gilt die folgende Beziehung:

$$I dt = Z_1 W_1 O_1 e^{-\frac{A}{kT}} dt \quad (5)$$

Hier bedeuten Z die Zahl der Moleküle im ccm Wasserdampf, W die Stoßzahl der Wasserdampfmoleküle pro sec und cm^2 und O die Oberfläche eines Moleküls. Der Faktor $Z_1 W_1 O_1$ ist nach Volmer relativ wenig von Druck und Temperatur abhängig und hat etwa den Betrag 10^{25} pro sec und ccm. k ist die Boltzmannsche Konstante 1.38×10^{-16} erg pro Grad.

Wird die Keimbildung so häufig, daß sichtbare Nebel entstehen, dann sagt man, hat sie die „metastabile Grenze“ erreicht. Diese liege in unserem Falle bei einer Bildungshäufigkeit von 1 Keim in 1 cm^3 und 1 sec, also dann wenn $J \cdot t = 1$. Durch Einsetzen von (4) in (5) läßt sich die dann nötige Übersättigung angeben zu

$$p_r = p_\infty e^{\frac{2 M \sigma}{R \cdot d \cdot T} \sqrt{\frac{\sigma \omega}{3 k T \ln A}}} \quad (6)$$

Nach VOLMER darf man σ/d in erster Näherung konstant setzen. Da p_∞ nur von der Temperatur abhängt, läßt sich also p_r graphisch in Abhängigkeit von der Temperatur aufzeichnen. Man erhält so (vergl. Abb. 1) Kurve W_{pkr} , die angibt, bei welchem Dampfdruck sich aus homogenem Wasserdampf ein wachstumsfähiger Keim bildet.

An zwei Beispielen gibt VOLMER eine Überprüfung seiner Theorie

1. $T = 272.2^\circ \text{ abs.}$
 $= 75.23 \text{ dyn. cm}^{-1}$
 $d = 1$
 $M = 18$
 $t = 1/2 \text{ sec.}$
2. $T_2 = 261.0^\circ$
 $= 77.28 \text{ dyn. cm}^{-1}$

Die kritischen Übersättigungen p_r/p_∞ errechnen sich daraus zu 4.16 bzw. 4.96. Bei den gleichen Verhältnissen wurden experimentell die Werte 4.21 bzw. 5.03 durch H. FLOOD erhalten. Die ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment ist ein Beweis für die Richtigkeit der VOLMER'schen Theorie über die Bildung der Wassertröpfchen. Der Wert für die Zeit $t = 1/2 \text{ sec}$ ergab sich dabei aus der apparativen Anordnung H. FLOOD's, insofern als bei diesem Übersättigungsgrad die Zeitdauer für die Konstanz der tiefsten Temperatur nach der Expansion etwa $1/2 \text{ sec}$ betrug.

Tröpfchenbildung an Kondensationskernen

So große Übersättigungen wie die oben berechneten beobachten wir in der Natur jedoch nicht. Hier erfolgt die Wolkenbildung immer bei 100% relativer Feuchte oder höchstens bei einer kleinen Überschreitung von ein paar Prozent. Die VOLMER'sche Theorie gibt auch dafür eine exakte theoretische Erklärung. Befindet sich nämlich im Wasserdampf ein kleines Teilchen, wie sie

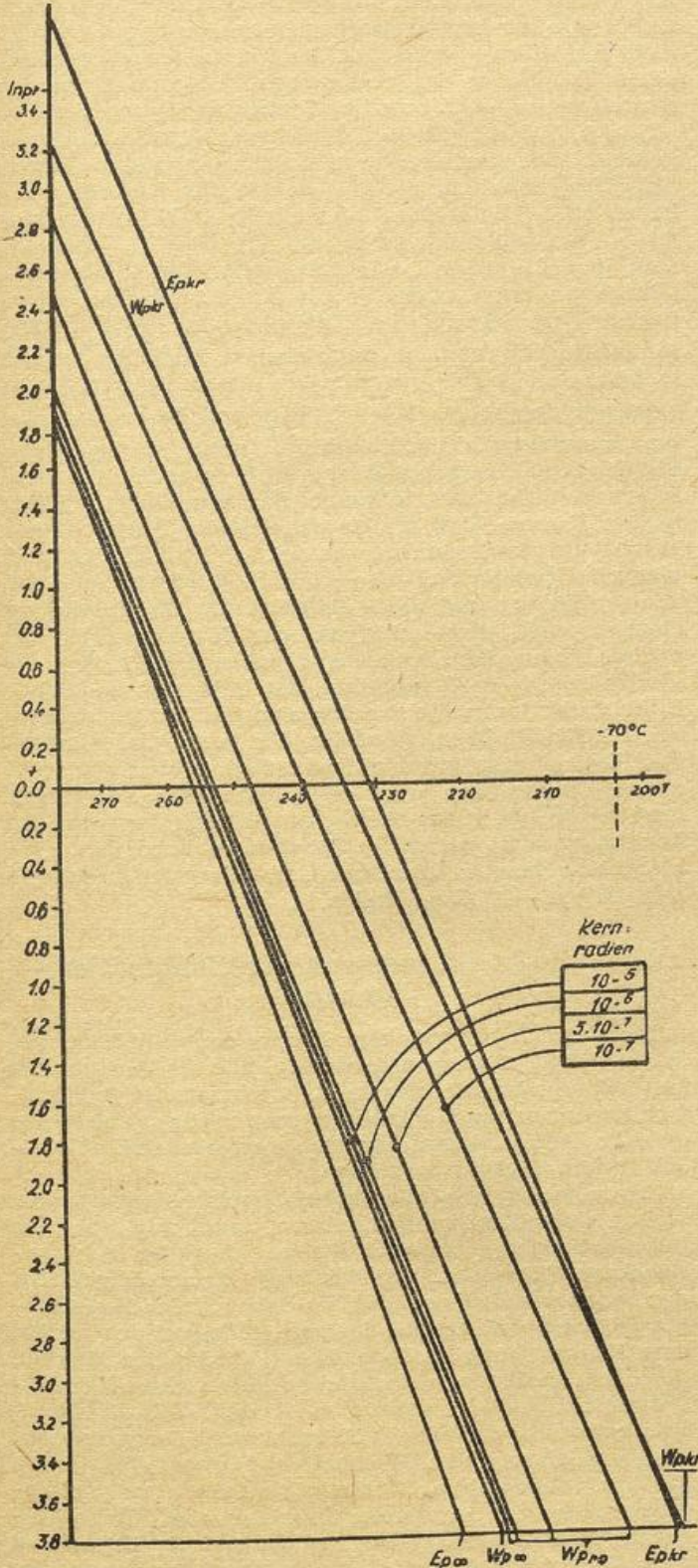


Abb. 1 Dampfdruckkurven bei Sättigung nach Volmer berechnet von Aufm Kampe

- Wp_∞ = in Bezug auf ebene Wasseroberfläche
- Ep_∞ = in Bezug auf ebene Eisoberfläche
- Wp_{kr} = in Bezug auf Kondensationsurkeim
- Ep_{kr} = in Bezug auf Sublimationsurkeim
- Wp_{r_0} = in Bezug auf Kondensationskerne

uns von Konimeter- oder Kernzählmessungen her bekannt sind, dann wirkt dieses als ein gleich großes Wassertröpfchen, sofern es nur von Wasser benetzbar ist. Hierdurch erniedrigt sich die Keimbildungsarbeit um den Betrag, der geleistet werden müßte, um ein Tröpfchen aus der homogenen Phase bis zu der Größe des vorhandenen Kondensationskernes zu bilden, so daß unser Ansatz lautet:

$$W_0 = 4\pi\sigma(r-r_0)^2/3 \quad (7)$$

wobei r diesmal der Radius des Tröpfchens, r_0 derjenige des Kondensationskernes ist. In der Abb. 1 sind noch die Dampfdruckkurven für die Kondensationskern-Radien $r_0 = 10^{-7}, 5 \times 10^{-7}, 10^{-6}$ und 10^{-5} cm mit eingezeichnet. Mit zunehmendem Radius nähern sie sich rasch der Dampfdruckkurve, so daß sie sich bei einer Größe von 10^{-6} cm nur noch um sehr wenig von derselben unterscheiden. Das bedeutet aber, daß bei solchen Kondensationskerngrößen praktisch keine meßbare Übersättigung zur Tröpfchenbildung mehr notwendig ist. Hierbei wollen wir nochmal daran erinnern, daß als Bedingung nur die Benetzbarkeit des Kernmaterials vorausgesetzt war; demnach wirken also feste unlösliche Kerne, die benetzbar sind, bei der Kondensation wie ein gleich großes Tröpfchen.

Flüssige Kondensationskerne aus Salzlösungen nehmen bereits vor Erreichen der Sättigung Wasser auf. Diese Verhältnisse sind durch die Untersuchungen von H. KÖHLER am Kochsalz-Kern ebenso wie durch diejenigen JUNGE's an Gasflammenionen und Schwefelsäurekernen weitgehend geklärt. Letzterer stellte fest, daß die Wasseraufnahme bei hygroskopischen Kernen bei 70% beginnt. Auch die äußere Form des Kondensationskernes ist, wie man zeigen kann, von Einfluß

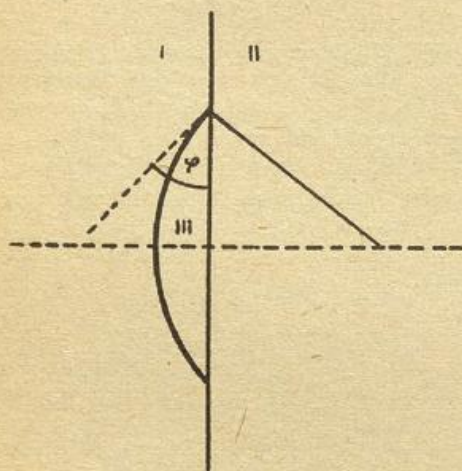


Abb. 2 Flüssige Phase (III) an der Grenzfläche gasförmig (I) — fest (II)

auf die Wasseraufnahme. Stellt z. B. (Abb. 2) die Phase II das Kernmaterial dar, das mit einer ebenen Wand an die dampfförmige Phase I grenzt, dann entsteht an der Wand ein Keim der flüssigen Phase III in Form einer Linse, für die folgende Keimbildungsarbeit gilt:

$$W = 1/3\pi r^2\sigma(2-2\cos\varphi-2\sin^2\varphi\cos\varphi)$$

Hier bedeuten r den Krümmungsradius der Linse, σ die Grenzflächenenergie Dampf-Wasser und φ den sog. Benetzungswinkel. Bei vollständiger Benetzung wird $\varphi = 0$; damit verschwindet auch die Keimbildungsarbeit. Bei unvollständiger Benetzung kann die Keimbildungsarbeit jedoch auch 0 werden, wenn nämlich die Grenzfläche nicht eben, sondern stark konkav ist. Bei Benetzung enthalten im gleichen Fall die Hohlräume schon vor Erreichen der Sättigung die neue Phase, so daß also auch nicht hygroskopische Kondensationskerne, sofern sie und was bei

den meisten der Fall sein wird, benetzbar sind und eine zerklüftete Oberfläche haben, eine gleiche Wirkung aufweisen werden wie hygroskopische. Eine solche Kondensation infolge konkaver Oberflächenstellen nennt man Kapillarkondensation.

Spontane Eisbildung

Wie entstehen nun nach der VOLMER'schen Theorie Eisteilchen? Die Gleichung für die Keimbildungsarbeit erhält, wie wir bereits gesehen haben, entsprechend der nicht kugelförmigen Gestalt der Keime einen geometrischen Faktor ω ; der rechnerische Weg ist dann der gleiche, so daß man eine der Gleichung (5) analoge Beziehung für die Keimbildungswahrscheinlichkeit bekommt. Die numerische Ausrechnung macht jedoch Schwierigkeiten, da die σ — Werte für Eis nicht bekannt sind. Setzt man hier als erste Näherung das gleiche ein wie bei Wasser und für $\omega = 24$, wodurch man der Keimgestalt näherungsweise die Würfelform gibt, dann ergibt sich für die Eisbildung aus homogenem Wasserdampf die Kurve E_{pk} in Abb. 1. Die Dampfdruckkurve über einer ebenen Eisfläche ist mit E_p bezeichnet. Für die Art der neuen Phase ist nun die Lage der beiden Kurven W_{pk} und E_{pk} zueinander ausschlaggebend. Berücksichtigt man, daß links von der Kurve die Ausgangsphase, rechts derselben die neue Phase herrscht, dann erkennt man am Verlauf dieser beiden Kurven, daß bis zu sehr tiefen Temperaturen herab, (im vorliegenden von H. J. AUFM KAMPE durchgerechneten Fall bis -70° C) zuerst die Linie der Tropfenbildung und dann diejenige für die Eisbildung erreicht wird. Erst unterhalb des Schnittpunktes der beiden Linien, der also gewissermaßen den Tripelpunkt für die spontane Keimbildung darstellt, gibt es primär Eiskristalle. Immerhin werden nun die Expansionsversuche REGENER'S verständlich, der ja nur bei sehr großen Expansionen primär Eisteilchen erhielt. Nur bei diesen Expansionen wird die adiabatische Abkühlung groß genug, um in den Temperaturbereich der primären Eisbildung, der reinen Sublimation, vorzustoßen. Inzwischen gelang es RAU, den Umbildungspunkt experimentell bei -72° C zu finden.

Eisbildung in Gegenwart von Sublimationskernen

Trotz der hypothetischen Natur der Sublimationskerne wollen wir nun untersuchen, wie die Verhältnisse beim Vorhandensein idealer, d. h. isomorpher Sublimationskerne aussehen würden, denn nur für solche lassen sich die Verhältnisse annäherungsweise nach der VOLMER'schen Theorie berechnen.

Zuvor wollen wir aber klären, welche Bedingungen wir an einen Kern stellen müssen, damit wir ihn einen Sublimationskern nennen dürfen. Aus der Sublimationskern-Theorie ist uns das Wort isomorph geläufig, das besagen soll: Kern und Eis haben gleiche kristallographische Struktur und das eine kann auf das andere eine Keimwirkung ausüben, indem ein kleines Teilchen des einen genügt, um das andere daran ohne Keimbildungsarbeit weiter wachsen zu lassen. Ein Sublimationskern wird danach ein Keim, der bei der geringsten Eisübersättigung den Wasserdampf veranlaßt, in die Eisform überzugehen. Quarz sollte dabei eine ganz besonders günstige isomorphe Substanz sein. Diese Folgerung gründete sich jedoch allein auf die Ergebnisse der röntgenspektroskopischen Untersuchungen an Eis und Quarz, die in der Tat sehr ähnliche Streubilder und das gleiche Achsenverhältnis ergeben.

Um diese komplizierten Zusammenhänge aber von Grund auf zu klären, müssen wir kurz auf den Begriff der Isomorphie eingehen, der in der meteorologischen Literatur häufig eine falsche Anwendung gefunden hat.

Man unterscheidet zwei Arten von Isomorphie unter Kristallen: nach der ersten Art sind zwei Kristalle untereinander isomorph, wenn sie Mischkristalle bilden, so daß also die eine Komponente an jeder Stelle durch die andere ersetzt werden kann, während man von einer Isomorphie zweiter Art dann spricht, wenn der eine Kristall sich beim Aufwachsen auf dem anderen lediglich irgendwie orientiert zur Unterlage einstellt.

Ein einfaches Weiterwachsen ohne Keimbildungsarbeit, so wie es etwa der Bildung eines Tröpfchens auf einem genügend großen vollständig benetzbaren Kondensationskern bei Erreichen der Sättigung entspricht, ist nur bei Isomorphie erster Art möglich. Ihr Vorkommen ist jedoch an eine Reihe von Bedingungen geknüpft, die praktisch die völlige chemische und kristallographische Identität der beiden Stoffe voraussetzen. Sie tritt dann auf, wenn die Stoffe 1. den gleichen Molekülbau (Formeltyp), 2. gleiche Atom- bzw. Molekülgrößen, 3. dieselbe geometrische Kristallstruktur besitzen, und wenn 4. die Kristallbausteine durch die gleichen Bindungskräfte im Kristallgefüge gehalten werden. Die Isomorphie zweiter Art dagegen tritt leichter auf, sie kommt dann zustande, wenn bei der Bildung eines Kristalls auf der frischen Fläche eines anderen lediglich innerhalb bestimmter Grenzen eine geometrische Ähnlichkeit zwischen den aneinander aufwachsenden Kristallflächen vorhanden ist. Dem Kristall wird dabei jedoch nicht die Keimbildungsarbeit abgenommen und außerdem dürfen die Oberflächenkräfte der frischen Kristallfläche noch nicht abgesättigt sein.

Es ist klar, daß das Kriterium für einen Sublimationskern im Sinne der Sublimationskern-Theorie die Isomorphie erster Art sein muß und es ist ebenso klar, daß das niemals Quarz bzw. sein Abkömmling Tridymit sein kann. Das einzige, was beiden gemeinsam ist, ist, wie wir aus dem folgenden sehen werden, eine geometrische Ähnlichkeit.

Die Röntgenanalyse zeigt zwar ganz ähnliche Beugungsbilder, da Eis hexagonal und trigonal, Quarz trigonal und Tridymit hexagonal kristallisieren. Bei genauerem Nachforschen jedoch bleibt nicht viel mehr als eine analoge Anordnung der Sauerstoff-Atome beim Eis und der Silizium-Atome beim Quarz übrig. Den Quarz-Mineralien ist die 4-Koordination eigen, d. h. jedes Silizium-Atom ist tetraedisch von 4-Sauerstoff-Atomen umgeben, während jedes Sauerstoff-Atom gleichweit von 2 Silizium-Atomen entfernt ist. Der Abstand zwischen Silizium und Sauerstoff beträgt dabei 1.54 \AA . Jedes Silizium-Atom ist somit auch tetraedisch von 4 anderen Silizium-Atomen im Abstände 3.08 \AA umgeben, mit denen es je ein Sauerstoff-Atom gemeinsam hat. Eine ähnliche Gitterstruktur hat man auch von der Röntgenspektrographie kommend dem Eis zugeschrieben: die Sauerstoff-Atome sollten darin ebenso tetraedisch angeordnet sein, wie die Silizium-Atome im Tridymit-Gitter und die Wasserstoff-Atome analog wie in diesem die Sauerstoff-Atome. Als Abstand von Sauerstoff zu Sauerstoff-Atom ergab sich dabei 2.76 \AA . Das Verhältnis von Haupt- zu Nebenachse wird bei beiden $\frac{c}{a} = 1.634$. Auch BARNES hält es nach sehr sorgfältigen röntgenspektrographischen Untersuchungen für wahrscheinlich, daß die Wasserstoffatome in der Mitte zwischen den Sauerstoffatomen liegen. Er erhält dadurch ein Gitter hoher Symmetrie ohne polare Achse der Gruppen D_{3h}^4 oder D_{6h}^4 , welches beides Gruppen ohne pyro- und piezoelektrische Effekte sind.

Da die Lagen der Wasserstoff-Atome aber bei der Röntgenspektrographie unsichtbar bleiben, liegt hierin ebenso wie in der Bindungsart der einzelnen Wasserstoff- und Sauerstoff-Bausteine die Problematik des Eisgitters begründet. Die Quarz-Gitter werden durch so-

genannte Atomkräfte zwischen Silizium-Baustein und Sauerstoff-Baustein zusammengehalten und gehören dadurch zum gleichen Typ wie der Diamant. Im Kristallgefüge sind chemische Bindungskräfte und Kristallkräfte identisch, so daß der Begriff des Moleküls in einem solchen Verband seinen Sinn verliert. Man nennt einen solchen Kristall einen homöopolaren oder Koordinationskristall mit Atombindung. Seine Härte und Widerstandsfähigkeit folgen daraus. Typisch für diese Kristalle ist die Pyramidenform, die dadurch entsteht, daß infolge der Bindungskräfte die Anlagerung der Kristallbausteine bevorzugt in der Flächenmitte erfolgt, da die Bindung dort am stärksten ist, wo bereits die meisten Kristallbausteine sitzen. Beim Eis fungiert das ganze Wassermolekül als ein Baustein und die Kräfte, die den Zusammenhalt im Gitter vermitteln, sind, wie BERNAL und FOWLER zeigen konnten, überwiegend elektrostatischer Natur. Innerhalb des Gitters verbleiben also in sich fest verbundene Komplexe, die Moleküle des Gaszustandes, bestehen und werden nur durch schwache Kräfte zum Kristall zusammengehalten. Man hat hier also zu unterscheiden zwischen starken innermolekularen (chemischen) und schwachen zwischenmolekularen (Valenz-) Kräften. Eine solche Struktur nennt man Molekül-gitter; die Bindung ist beim Eis mit gewissen Vorbehalten eine sogenannte Ionenbindung. Reine Ionenbindungen weisen die Salze, z. B. Kochsalz auf, deren Bausteine aus entgegengesetzt geladenen Teilchen, den Ionen, bestehen (heteropolarer Kristalltyp). Die schwächere Bindungsart drückt sich in der größeren Weichheit und leichteren Verdampfbarkeit des Kristalls aus. Typisch für diese Kristalle ist die Schüsselform, da hier die Anlagerung bevorzugt an den Ecken, dann an den Kanten und zum Schluß erst in der Flächenmitte erfolgt. Hier ist die Bindung dort am festesten, wo die geringste Störung durch andere Ladungen der Nachbarmoleküle auftritt.

Wichtig ist nun die Frage nach der Polarität der Hauptachse des Eiskristalls, die gleichbedeutend ist mit derjenigen nach der Lage der Wasserstoff-Atome. Versuche, einen piezoelektrischen Effekt bei Eis nachzuweisen (HETTICH und STEINMETZ) blieben ohne Erfolg. Einen pyroelektrischen Effekt nachzuweisen war gleichfalls noch nicht möglich, doch sind wir der Ansicht, daß die von FINDEISEN und ERICH LANGE beobachtete Aufladung der Eiskristalle beim Anreifen auf einer mit fester Kohlensäure gekühlten Unterlage als ein solcher zu betrachten ist, da bei der FINDEISEN'schen Versuchsanordnung im Kristall beträchtliche Temperaturgradienten auftreten müssen. Auch das zuerst von H. REIFFERSCHIED**) gefundene „Wegspritzen“ kleiner Eissplitterchen von solchen auf einer extrem kalten Unterlage gewachsenen Eiskriställchen könnte als elektrostatische Abstoßung infolge der pyroelektrischen Ladungstrennung gedeutet werden. Aus den bisher bekannten Kristallformen des Eises konnte nicht mit Sicherheit auf eine Hemimorphie*) geschlossen werden, so daß nur ADAMS auf Grund seiner Wachstumsversuche an Eiskristallen für eine Polarität der Hauptachse eintrat. Zwar hat auch DOBROWLSKI in der Antarktis hemimorphe Formen gefunden, die PINKHOFF dann zur Erklärung verschiedener Haloerscheinungen benutzte, doch wurde die echte Hemimorphie dieser Formen immer wieder bestritten und als Wachstumsfehler infolge zu stürmischen Wachstums gedeutet (STEINMETZ).

Der Nachweis eindeutig hemimorpher langsam gewachsener Formen gelang wohl erst uns bei Mikroaufnahmen von Teilchen in einem Cirrostratus. Vergl.

*) Unter hemimorphen Formen versteht man solche Prismen, die an einem Ende durch eine Basistfläche, am andern durch eine Pyramide begrenzt sind. Sie müssen entstehen, wenn die Hauptsache nach beiden Richtungen hin nicht gleich symmetrisch ist.

**) Beitr. Phys. Abm. 27, 34 (1940)

Abb. 45a, b, 46, Tafel 6. Schon vorher wurde jedoch auf Grund theoretischer und experimenteller Untersuchungen an den Ramanspektren von Wasser von BERNAL und FOWLER eine Polarität der c-Achse angenommen. Dies war möglich, nachdem man durch die MECKE-BAUMANN'schen Untersuchungen am Rotationsschwingungsspektrum des Wassers genaue Kenntnis vom Bau des Wasser-Moleküls erhalten hatte. War sein Dipolcharakter schon länger bekannt gewesen, so konnten

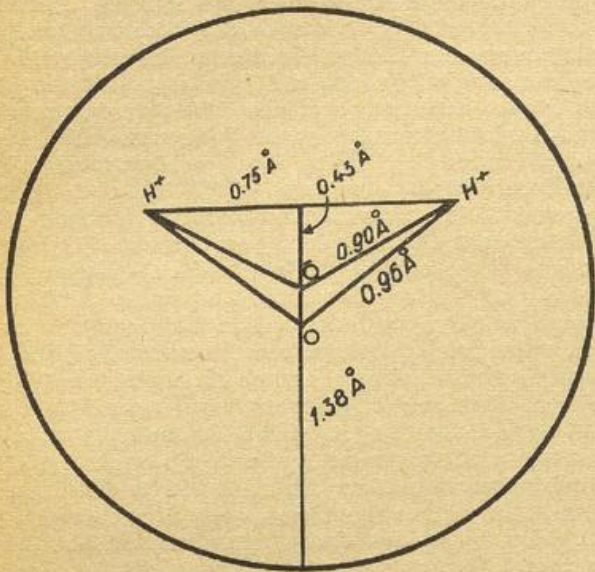


Abb. 3 Wassermolekülmodell nach Bernal u. Fowler

nunmehr seine Abmessungen festgelegt werden (Abb. 3). Sein Radius ergab sich zu 1,38 Å, der Sauerstoff-Wasserstoff-Abstand zu 0,96 Å. Nun war es möglich, die Lage der Wasserstoff-Atome in dem von BARNES röntgenspektroskopisch vermessenen Sauerstoff-Gitter des Eiskristalls festzulegen. Es zeigte sich, daß im Kristallgefüge die Wasserstoff-Atome nicht genau in der Mitte zwischen zwei Sauerstoff-Atomen liegen, sondern

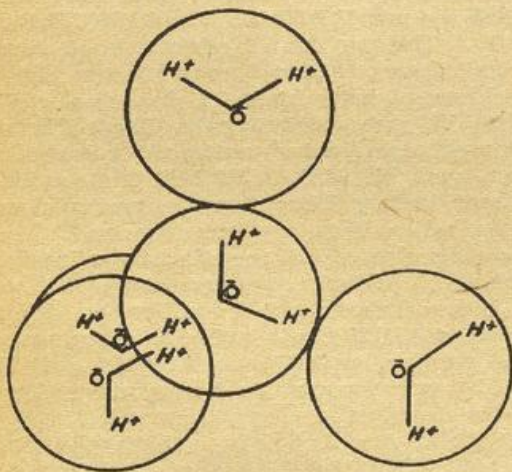


Abb. 4 Tetraedrische Anordnung von Wassermolekülen nach Bernal und Fowler

gemäß dem tetraedrischen Schema der Eisstruktur (Abb. 4) von dem einen Sauerstoff-Atom 0,96 Å von dem anderen 1,80 Å entfernt. Die Struktur bleibt dabei natürlich hexagonal, und gehört in der Bezeichnung nach SCHÖNFLIESS in die Raumgruppe C_{6v} . In dieser Raumgruppe ist die c-Achse polar, d. h. es müssen hemimorphe Formen und außerdem Pyro- und Piezo-

elektrizität vorkommen. Zur Erklärung der dielektrischen Konstante des Eises und der Schwierigkeiten beim Nachweis von Pyro- und Piezoelektrizität nehmen BERNAL und FOWLER an, daß „bei Temperaturen unmittelbar unter dem Schmelzpunkt die Molekularstruktur noch teilweise oder sogar zum größten Teil unregelmäßig ist, wenn auch überall die tetraedrische Koordination und ausgeglichene Dipolarität gewahrt wird“. In diesem Falle wäre also Eis kristallin nur in bezug auf die Lage seiner Moleküle, in der Orientierung der Moleküle jedoch noch amorph. Das Vorhandensein einer Relaxationszeit beim Eis ($\tau = 2 \cdot 10^{-6}$ sec) spricht jedenfalls bis in die Gegend von -15° C für die Existenz frei rotierender Dipole im Kristallgefüge. Den Bruchteil der frei rotierenden Dipole geben BERNAL und FOWLER zu 1/5 bis 1/10 an. Zu analogen Annahmen kommen auch CROSS, BURNHAM und LEIGHTON. Kristallographisch stellen sie sich die Existenz freier Dipole so vor, daß bei geringen Temperaturen unter 0° C die sogenannte 4-Koordination nicht streng eingehalten ist, insofern als sich schon vor dem Schmelzpunkt die Wasserstoffbindung zu dem 1,80 Å entfernten Sauerstoff-Atom lösen kann, so daß 2-geordnete und 3-geordnete Strukturen wahrscheinlich mit einem Übergewicht der 2-geordneten entstehen. Bei tieferen Temperaturen genügt es nach DEBYE zur Erklärung der dielektrischen Anomalien von Wasser, wenn man unter 100 000 Molekülen ein einziges als frei rotierbar annimmt.

Die Einheitszelle, die BARNES für seine Struktur angibt, besteht aus 4 Molekülen und hat die Maße:

$$\begin{aligned} a &= 4,5 \text{ \AA} & \frac{c}{a} &= 1,634 \\ c &= 7,4 \text{ \AA} \end{aligned}$$

BERNAL und FOWLER müssen wegen der geringeren Symmetrie eine größere Zelle mit 12 Molekülen nehmen und finden alle Symmetrieelemente in einer Zelle mit folgenden Ausmaßen vereinigt:

$$\begin{aligned} a &= 7,82, & \frac{c}{a} &= 0,942 \\ c &= 7,36. \end{aligned}$$

Das mit Hilfe der Streuung von Röntgenstrahlen ableitbare Bild des Gitters ist für den BERNAL-FOWLER'schen Eiskristall natürlich das gleiche wie das BARNES'sche Gitter, da die Sauerstoff-Atome in bei-

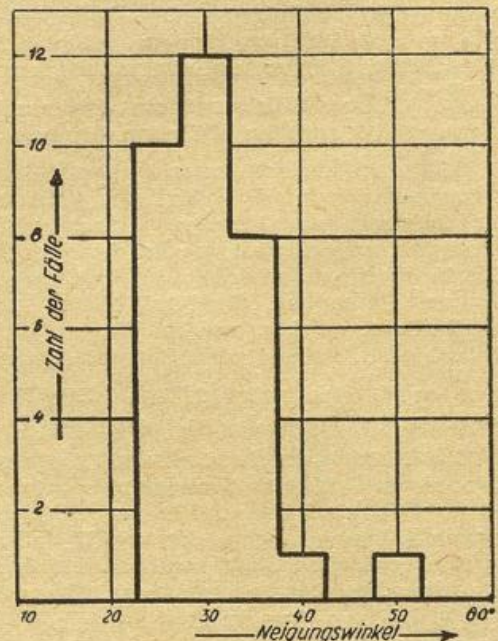


Abb. 5 Häufigkeit des Neigungswinkels zwischen Endpyramidenfläche und Hauptachse in Stufen von 5 zu 5° (gewonnen aus Cirrostratus-Kristallen v. 5. III. 1943, siehe Seite 35)

den ja gleiche Lagen haben und nur die Lagen der für die Röntgenstrahlen unsichtbaren Wasserstoff-Atome verschieden sind. Wir haben nun, um eine Entscheidung darüber zu erhalten, ob sich das geometrische Aussehen der hemimorphen Kristalle nach der BARNES'schen oder BERNAL-FOWLER'schen Elementarzelle richtet, versucht, den Winkel zwischen Pyramidenfläche und Hauptachse zu bestimmen. Aus dem Verhältnis der Achsen errechnen sich diese Winkel für das BARNES'sche Gitter zu $27^{\circ}57'$, für das BERNAL-FOWLER'sche Gitter zu $46^{\circ}43'$. Wir haben sie nun an Cirrostratus-Kristallen von 5 zu 5 $^{\circ}$ sorgfältig ausgemessen und dabei folgende Statistik erhalten (Abb. 5). Wie man sieht, gruppiert sich alles um 30° herum. Läßt man die beiden Einzelwerte von 40 und 50° weg und errechnet aus den übrigen den Mittelwert, dann ergibt sich ein Winkel von $29^{\circ}40'$. Nun ist klar, daß dieser Winkel nicht der gesuchte der Flächenneigung gegen die Hauptachse sein kann, da ja die Kristalle beliebig liegen, so daß der Mittelwert unserer Messungen in die Mitte zwischen den Kanten- und den Flächenwinkel fallen muß. Den Kantenwinkel für die primäre Pyramide der BARNES'schen Struktur erhält man aber aus dem Achsenverhältnis zu $31^{\circ}30'$, denjenigen der BER-

NAL-FOWLER'schen Pyramide zu $49^{\circ}38'$, während die entsprechenden Flächenwinkel $27^{\circ}57'$ und $46^{\circ}43'$ groß werden. Die Mitte zwischen dem Kanten- und Flächenwinkel des BARNES'schen Gitters liegt nun bei $29^{\circ}43'$, während unser vermessener Mittelwert $29^{\circ}40'$ betrug — das ist eine Übereinstimmung, wie sie auf Grund unserer groben Messung gar nicht besser sein kann. Es ist also ganz eindeutig, daß die Pyramide nach dem BARNES'schen Gitter wächst, d. h. daß bei ihrem geometrischen Aufbau die Lage der Wasserstoff-Atome keine Rolle spielt, sondern daß der Eiskristall die einfachste Pyramide konstruiert, die aus dem Grundtetraeder der 5 Wassermoleküle aufgebaut werden kann.

Die Winkel der BERNAL-FOWLER'schen Pyramide erscheinen nach dieser Statistik — bis auf vielleicht die beiden herausfallenden Werte bei 40° und 50° — im äußeren Erscheinungsbild der Vollkristalle nicht oder jedenfalls nur sehr selten. Wir erhielten aber durch eine weitere Statistik einen Beweis für die große Bedeutung der BERNAL-FOWLER'schen Zelle für den energetischen Aufbau des Eiskristalls. Um Angaben über die bisher noch unbekannt Spaltbarkeit des Eiskristalls zu erhalten, bestimmten wir aus den Abdrucken der beim Aufprall zerbrochenen Eiskriställ-

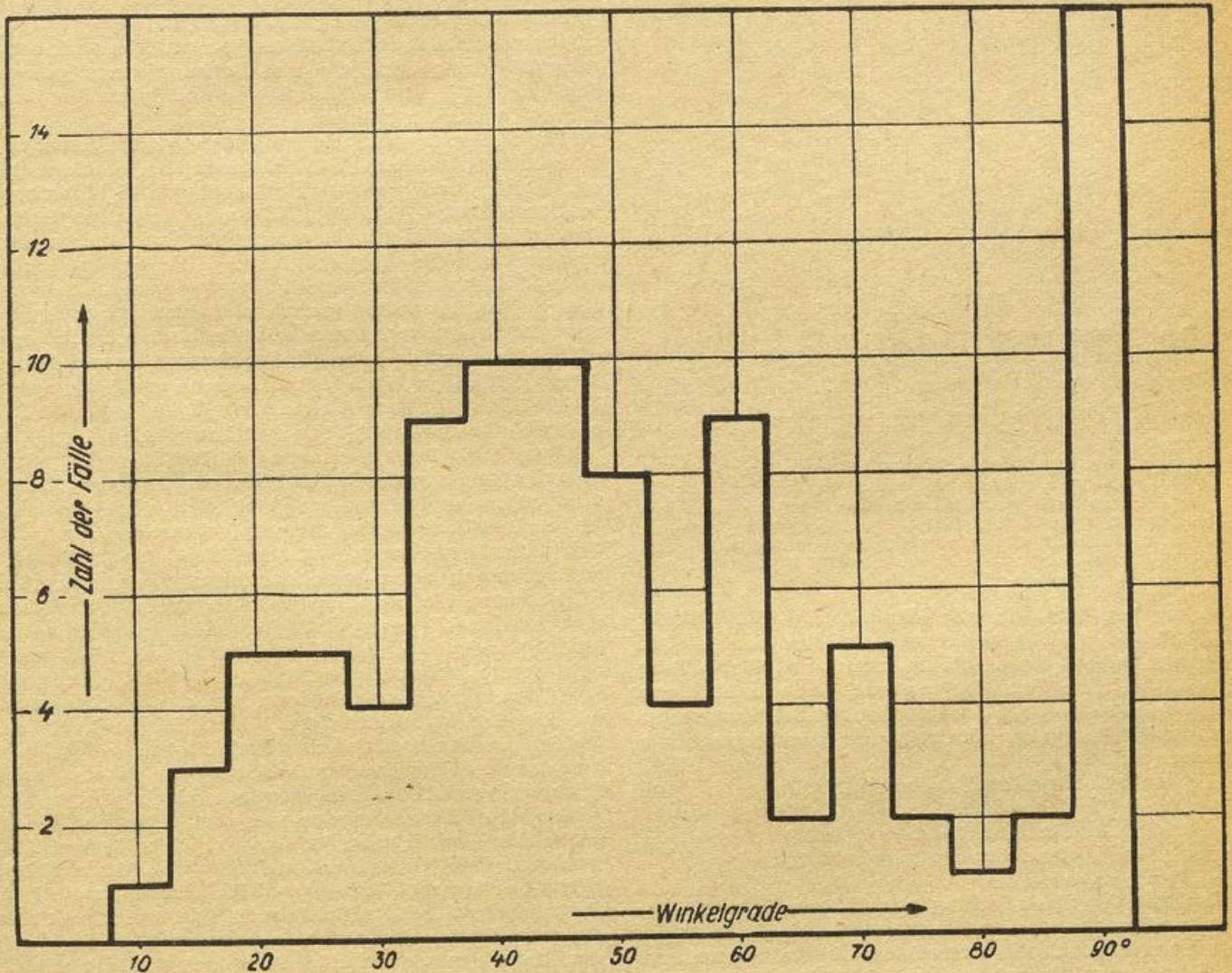


Abb. 6 Häufigkeiten der bei zerbrochenen Kristallflächen (hauptsächlich Prismenflächen) vorkommenden Winkel zwischen Bruch- und Hauptachsenrichtung (gewonnen aus Kristallabdrucken). Aufgetragen in Stufen von 5 zu 5 $^{\circ}$

chen die Winkel der Bruchrichtungen gegen die Hauptachse in Intervallen von 5 zu 5 $^{\circ}$. Im wesentlichen wurden dabei die Prismenflächen von Hohlkristallen verarbeitet. Die Auszählung der vorkommenden Winkel

ergab die Statistik der Abb. 6. Häufigkeitsmaxima liegen also bei 90° , 70° , 60° , $42^{\circ}18'$ und 23° , wobei die beiden letzteren Werte Mittel der breiten Maxima sind. Offenbar sind diese Winkel aber wiederum perspektivisch

verzerrt, da sich zwischen dem Zaponlackpolster und der Prismenfläche ein mittlerer Winkel von ca. 30° im Moment des Auftreffens ergeben wird. Liegt nämlich eine Fläche beim Auftreffen parallel zum Zaponlackpolster, dann hat die benachbarte eine Neigung von 60° dazu; bei sehr weichem Zaponlack und tieferem Eindringen werden noch steilere Neigungen vorkommen können, doch wird dann wieder die Wahrscheinlichkeit, daß die Abdrucke erhalten bleiben, geringer. Entzerrt man nun die perspektivisch gesehenen Spaltrichtungen,

lich ist es beim Aneinandergleiten der Flächen der BERNAL-FOWLER'schen Pyramide: hier wird leicht erkennbar an einem räumlichen Modell der Eisstruktur nach jeder zweiten Netzebene die gleiche Molekülanordnung angetroffen, während z. B. in der Spaltrichtung der primären Pyramide erst jede vierte Netzebene wieder die gleiche Molekülanordnung aufweist. Die Breite des Maximums bei mittleren Bogengraden läßt allerdings nach Fig. 6 auch noch eine Spaltrichtung bei 35° bis 40° vermuten.

Eine genaue Diskussion sowie eine energetische Untersuchung dieser Spaltrichtungen muß dem Kristallphysiker vorbehalten bleiben; wir möchten jedoch annehmen, daß nach der Festlegung der Spaltrichtungen nunmehr eine Untersuchung der Zwillingsverwachsungen bei Eisprismen möglich wird. So erhält man z. B. bei dem Kristall der **Abb. 28a, Tafel 3** Winkel um 80° zwischen den Hauptachsen der drei Komponenten, d. h. also von 40° bei der Pyramide eines Kristalls.

Ein weiteres Beispiel ist der gekreuzte Kristall **Abb. 39h, Tafel 4**, bei dem mit seiner oberen Komponente ein Winkel von 57° bzw. 123° erscheint, was halbiert zu dem einfachen bzw. komplementären Winkel der primären Pyramide paßt. Winkel von 70° bzw. 110°, die bei dem Kristall **Abb. 28b, Tafel 3** erscheinen, können dagegen zu der tertiären Pyramide passen.

Somit dürfte die Kristallstruktur des Eises nunmehr endgültig festgelegt sein als diejenige eines polaren Kristalls, bei dem also piezo- und pyroelektrische Effekte auftreten müssen.

Hier wollen wir nun nochmal kurz auf die Isomorphie zu sprechen kommen. Wir haben durch die Diskussion der Kristallstrukturen gezeigt, daß eine Keimwirkung im Sinne einer Mischkristallbildung, wie sie zur Definition eines Sublimationskernes gehört, von Quarz oder Tridymit auf Eis nicht möglich ist. Die Eisstruktur ist zwar ähnlich der Tridymitstruktur, verwandt aber nur einer reinen Ionenstruktur wie z. B. Kochsalz und nicht einer Atomstruktur. Einen mit Eis isomorphen Körper gibt es bei der Besonderheit der Eisstruktur wohl überhaupt nicht. Ein Sublimationskern Wegener-Findeisen'scher Art kommt daher mit Sicherheit in der Atmosphäre nicht vor.

Durch die Untersuchungen NAKAYAS und seiner Mitarbeiter über die Entstehung von Fensterreif sind wir jedoch darüber unterrichtet, daß z. B. zwischen Eis und Glimmer eine Isomorphie zweiter Art möglich ist. Die Japaner stellten fest, daß sich Eis auf Glimmer dann in gleich orientierten Sternchen bildet, wenn sie den übersättigten Wasserdampf über eine frische Glimmerspaltfläche strömen ließen, wobei „frisch“ bedeutete, daß sie nicht älter als 10 Minuten sein durfte. Glimmer besteht analog wie Quarz aus Schichten mit SiO₄-Tetraedern, die durch Metallionen miteinander verbunden sind. Beim Spalten reißt das Gefüge in der Schicht der Metallionen, so daß das hexagonale Gitter aus SiO₄-Tetraedern an der einen Seite unabgesättigt ist. Bei der rein strukturellen Ähnlichkeit der SiO₄-Tetraeder mit den Sauerstoff-Tetraedern des Eises kommt es dann zu orientiertem Aufwachsen. Daß es sich dabei nicht um Mischkristallbildung zwischen Glimmer und Eis handelt, sieht man daran, daß jeder Eiskristall ein Individuum für sich ist, das nur durch seine Orientierung eine Beziehung mit der Unterlage verrät. Bei Mischkristallbildung hätte ein zonales Weiterwachsen des Kristalls als Eis stattfinden müssen.

Ein solch orientiertes Aufwachsen ist auch zwischen Kristallen verschiedener Kristallklassen möglich, da ja — wie schon gesagt — nur eine Ähnlichkeit zwischen den aneinander aufwachsenden Flächen nötig ist. So könnte es z. B. auf Kochsalz-Kristallen natürlich orientierte Ausscheidungen geben, doch dürfen wir auf Grund später auszuführender Versuche vermuten, daß solche wenn überhaupt nur bei sehr tiefen Temperaturen vorkommen werden.

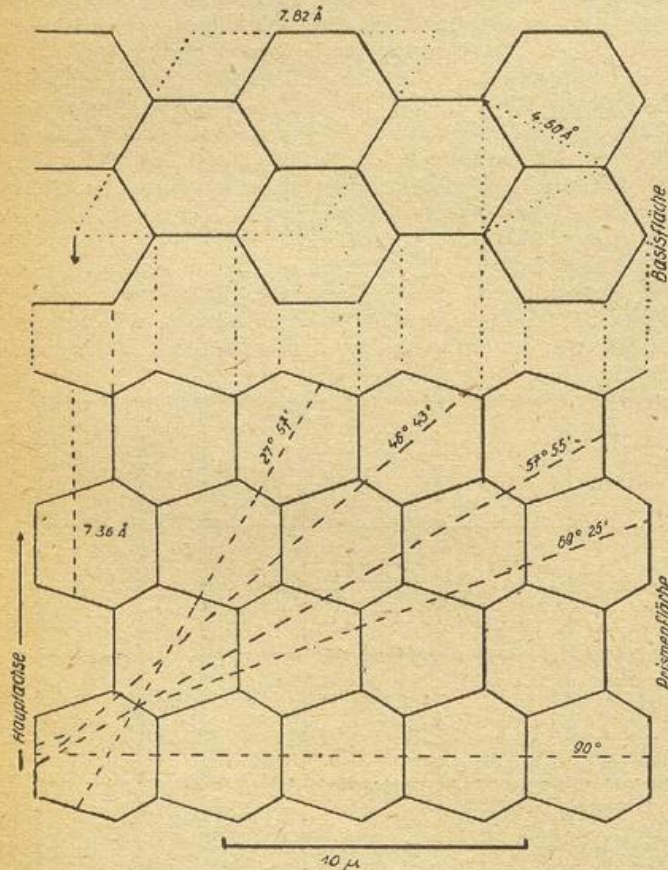


Abb. 7 Gitter der Prismen- und Basisflächen des Eiskristalls mit den Spaltrichtungen in der Prismenfläche und den Größenangaben der Barnes'schen und Bernal-Fowler'schen Elementarzelle. Barnes'sche Zelle: a = 4,50 Å, c = 7,36 Å. Bernal-Fowler'sche Zelle: a = 7,82 Å, c = 7,36 Å

dann ergeben sich folgende Winkel: 90°, 72°30', 63°27', 46°30' und 26°10'. Wir haben nun an Hand der **Abb. 7**, die einen Schnitt durch die Prismen- und Basisfläche eines Eiskristalls darstellt, versucht, uns ein Bild von den in der Prismenfläche möglichen Spaltrichtungen zu machen; dabei ergaben sich folgende Winkel gegen die Hauptachse:

- | | |
|---------------------|--------|
| 1. Primäre Pyramide | 27°57' |
| 2. Sekundäre „ | 46°43' |
| 3. Tertiäre „ | 57°55' |
| 4. Quartäre „ | 69°25' |
| 5. | 90° |

(Es fehlt die Spaltrichtung parallel zur Hauptachse, die ohne Zweifel existiert. In unserer Statistik hätte sie jedoch mit einer Kante verwechselt werden können und wurde daher nicht mit ausgerechnet.) Die Übereinstimmung der berechneten und der korrigierten gemessenen Winkel erscheint bei dem rohen Verfahren unserer Statistik durchaus befriedigend. Die besonders ausgeprägten Maxima bei 90° und bei dem Winkel der sekundären (BERNAL-FOWLER'schen) Pyramide 46°43' werden aus der Molekülanordnung im Eiskristall verständlich: in der Basisebene wird ein besonders leichtes Aneinandergleiten der einzelnen Netzebenen dadurch ermöglicht, daß nur gleiche Bindungen geschnitten werden, so daß keine Verzahnung wirksam ist. Ähn-

Wir kommen nun zurück zu der Entstehung der Eiskristalle. Bei der Kristallbildung an Kernen müßte man rechnerisch ganz analog verfahren wie bei der Tröpfchenbildung an Kernen. Wir müßten eine der Gleichung 7, Seite 6, analoge Berechnung aufstellen, nur daß in ihr statt 4π wieder der geometrische Faktor ω zu setzen wäre. Aus der Definition dieser Gleichung folgt, daß sie nur Gültigkeit hat, wenn der Keim ein dem Eis isomorphes Teilchen ist, weil nur dann das Weiterwachsen ohne Keimbildungsarbeit möglich ist. Rechnet man nun die Keimbildungsarbeiten für verschiedene Sublimationskerngrößen durch, dann erhält man Dampfdruckkurven, die analog derjenigen für die spontane Kristallbildung aus reinem Wasserdampf verlaufen, deren Schnittpunkte mit den Tröpfchenkurven sich aber mehr und mehr zu höheren Temperaturen verschieben. So liegt derselbe bei einer Sublimationskerngröße von 10^{-6} cm Radius der einbeschriebenen Kugel bei etwa -15° C, während er bei unendlich großem Radius, praktisch also gemäß der THOMSON'schen Gleichung bei $1\ \mu$ großen Teilchen schon in den Tripelpunkt bei 0° C fällt.

So also würden die Verhältnisse aussehen bei streng isomorphen Teilchen, die es jedoch wie wir bei den Betrachtungen über die Kristallstruktur des Eises zeigen konnten, in der Atmosphäre nicht gibt — es sei denn in solchen Fällen, wie sie z. B. GEORGII beschrieben hat, daß aus einem höheren Cirrus Fallstreifen in ein tieferes Niveau fallen und dort Bedingungen zu neuerlichem Wachstum und zur Wolkenbildung vorfinden.

Nach der Theorie wird also durch das in der Atmosphäre vorkommende Aerosol der Wasserdampf in keiner Weise dazu angeregt, gleich in den festen Zustand überzugehen, da es abgesehen von einer eventuellen orientierten Ausscheidung keine Keimwirkung auf denselben ausüben kann. Rechnerisch gibt es auch bis heute keine Möglichkeit, die Entstehung von Eis am atmosphärischen Aerosol zu erfassen und alle diesbezüglichen Versuche etwa von E. WALL, SCHWERDTFEGER oder KRASTANOW tragen bewußt oder unbewußt immer die Voraussetzung der Isomorphie in sich. Dabei sei nochmals darauf hingewiesen, daß die Bedingung der Isomorphie im Sinne der Mischkristallbildung eine ganz scharfe ist — nur dann, wenn sie erfüllt ist, kann die Bildung eines Kristalls bei Eissättigung vor sich gehen analog wie die Bildung eines Tröpfchens auf einem benetzbaren Kondensationskern bei Wassersättigung. In jedem anderen Falle muß notwendigerweise eine Keimbildungsarbeit geleistet werden, deren Größe nicht abschätzbar ist. Im ungünstigsten aber theoretisch zu erwartenden Falle ist sie jedoch genau so groß wie diejenige bei der Eiskristallbildung aus reinem Wasserdampf. Einen qualitativen schon sehr wichtigen Anhaltspunkt über ihre Größe geben uns die REGENER'schen Expansionsversuche zur Frage der Kondensation und Sublimation von Wasserdampf. REGENER machte Versuche mit reinem Wasserdampf und mit Wasserdampf in Gegenwart von Kondensationskernen in Form von Quarzstaub, Kochsalzstaub und Ozon.

Bei den Versuchen mit reinem Wasserdampf bekam er bei einem Expansionsgrad von 1.4 bis 1.5 sehr deutliche Tröpfchen, und zwar bis herab zu -50° C. (Diese Expansionsgrade entsprechen theoretisch einer sechs- bis siebenfachen Übersättigung, praktisch werden sie jedoch nach Abzug der nicht ausschaltbaren Apparatekonstanten in den Bereich, den die VOLMER'sche Theorie verlangt, zu liegen kommen.) Bei mittleren Expansionen entstanden Tröpfchen und Eiskristalle nebeneinander, entsprechend dem flachen Schnittpunkt der Eis- und Wasserkeime unserer **Abb. 1**.

Wird die Expansion noch größer, dann entsteht bei einem Expansionsgrad von 1.6 bis 1.8 plötzlich ein „ganz feiner und weißlicher Eisnebel, der als solcher durch Flimmern zu erkennen ist“. Das heißt also, daß die Apparatur REGENER's erst bei solchen Expansions-

graden in den Temperaturbereich vorstößt, in dem nach VOLMER primär Eis entsteht.

Bei Luft mit Kondensationskernen aus dem Zimmer oder aus dem Freien sind die Erscheinungen nun sehr charakteristisch: bis herunter zu -50° C entstehen schon bei ganz geringen Expansionsgraden Tröpfchennebel. Über die Bildung des Eisnebels schreibt REGENER dann: „Der Expansionsgrad, bei dem der Übergang von der Tröpfchen- zu der Eiskondensation stattfindet, erscheint etwas vermindert, doch sind genauere Messungen darüber erst im Gange.“ Die Deutung dieses Befundes im Zusammenhange mit unserem Problem würde also besagen, daß die Eiskeimwirkung gewöhnlicher Kondensationskerne sehr gering, aber nicht gleich Null ist.

Die Vorgänge in Gegenwart von Quarzstaub decken sich nun ganz mit den Erwartungen, die wir nach dem über die Isomorphie Gesagten haben dürfen. Bei -15° und -33° C entstanden beim langsamen Expandieren immer Tröpfchen um die Quarzteilchen. „Bei hohen Expansionen scheint es mit Quarzstaub etwas eher zur Eisbildung zu kommen als ohne.“ Also auch hier wieder die Beobachtung, daß die Eiskeimwirkung von Quarzstaub äußerst gering ist und erst im Bereich sehr tiefer Temperaturen die Tröpfchenkeimwirkung verdrängt.

Die gleichen Erscheinungen zeigten sich beim Kochsalz: bei mittleren Expansionen neben vielen Tröpfchen einige Eisteilchen, bei hohen (1.8) Expansionen wieder der charakteristische Eisnebel.

Interessant ist nun noch die Wirkung eines kondensationsfördernden Gases, nämlich Ozon. Vermischt mit keimfreier Luft gab es bei kleineren und mittleren Expansionsgraden einen sehr reichlichen Tröpfchennebel, „die Grenzen für das Auftreten der Eiskristalle wurden aber nicht merklich verschoben“.

Alle diese Versuche zeigen den gleichen Sachverhalt: in Gegenwart von Kondensationskernen ist die Tröpfchenbildung gegenüber derjenigen in keimfreiem Wasserdampf außerordentlich erleichtert, während sich die Übersättigungsgrade für die Eisbildung kaum oder gar nicht ändern. Nimmt man also nach unserer **Abb. 1** an, daß der Tripelpunkt für einen spontanen Keim aus homogenem Wasserdampf in der Gegend von -70° C liegt, dann dürfte er sich nach den Versuchen von REGENER für Kondensationskerne nur sehr wenig nach höheren Temperaturen verlagern. Es würden sich zunächst Eisteilchen und Tröpfchen gemeinsam aus dem Dampf bilden und erst bei noch tieferen Temperaturen primär Eisteilchen. Seine wirkliche Lage läßt sich nicht angeben; jedenfalls haben wir in den von uns erflogenen Cirruswolken bis zu Temperaturen unter -50° C keine Anzeichen dafür gefunden, daß die Teilchen derselben bereits bei Eissättigung entstanden wären. Nun wäre natürlich trotzdem denkbar, daß in der Natur die Verhältnisse andere sind; denn diese hohen Abkühlungsgeschwindigkeiten, denen solch ein expandiertes Luftvolumen ausgesetzt ist, entsprechen niemals denjenigen, die bei unseren extremsten Vertikalbewegungen vorkommen. Da nämlich, worauf auch AUFM KAMPE schon hinwies, die Bildung eines Keimes nach VOLMER ein statistisches Ereignis ist, wächst natürlich die Wahrscheinlichkeit, daß sich ein wachstumsfähiger Keim bildet, mit der Zeitdauer des Übersättigungszustandes. Es wäre daher theoretisch möglich, daß der Temperaturbereich für die primäre Bildung von Eisteilchen bei den langsamen Vorgängen der freien Atmosphäre nach oben wandert. Wir werden auf diese Verhältnisse nochmals bei der Besprechung unserer Kondensationsversuche zurückkommen und wollen hier nur soviel sagen, daß wir im Labor bis zu -40° herab auch bei stundenlang wirkender Eissättigung keine primäre Eisbildung an natürlichem Aerosol beobachten konnten.

Nach diesen Ausführungen könnte also in der Atmosphäre überhaupt kein Eis auftreten oder erst bei so tiefen Temperaturen wie sie nur äußerst selten in manchen Gegenden vorkommen, da ja immer zuerst die Bedingungen für Tröpfchenbildung erreicht werden.

Daß Eis nun trotzdem schon bei Temperaturen wenig unter 0° C entsteht, hängt damit zusammen, daß der Übergang vom flüssigen in den festen Zustand nach VOLMER mit einem 12- bis 15mal geringeren Energieaufwand verbunden ist als derjenige vom dampfförmigen unmittelbar in den festen. Es entstehen also, wie wir sehen werden, zuerst Tröpfchen, die dann gefrieren. Da jedoch auch bei diesem Phasenübergang Anomalien vorkommen, ist es wichtig, daß wir die Unterkühlungsfähigkeit von Wasser kennen.

Die Unterkühlungsfähigkeit von Wasser

TAMMANN hat einmal bei Kondensationsversuchen an Salol, Isoborneol u. a. beobachtet, daß die flüssigen Phasen von Gasen, die leichter in Tröpfchenform als in Kristallform kondensieren, leicht unterkühlbar sind. Nach dem, was wir eben über das Verhalten des Wasserdampfes gehört haben, müßte die TAMMANN'sche Beobachtung auch auf Wasser zutreffen.

Unsere Erfahrung scheint jedoch zu widersprechen: wir wissen, wie außerordentlich schwer es ist, z. B. ein Glas Wasser einige Grade unter dem Schmelzpunkt flüssig zu erhalten und haben noch nie eine Pfütze gesehen, die bei -10° C nicht mindestens eine Eisschicht gehabt hätte. Bekannt sind allerdings auch die Beobachtungen auf Polarfahrten, bei denen unter -30° C noch Wasserdampf angetroffen wurden. Hierzu kamen dann unsere Beobachtungen mit einer Unterkühlbarkeit bis -50° C und zum Schluß die RAU'schen Untersuchungen, der Tröpfchen noch bis -72° C flüssig halten konnte. Als mittlere Unterkühlungstemperatur für Wolken fand W. PEPPLER -12° C; eine Temperatur, die auch bei Laboratoriumsuntersuchungen an kleineren Proben mit fast den meisten Verunreinigungen erreicht werden kann.

Auch hier ist also, wie überall, Wasser von scheinbaren Widersprüchen umgeben, so daß wir nicht umhin können, auf die neuen Anschauungen über die physikalische Eigenart desselben und auf frühere Unterkühlungsuntersuchungen einzugehen.

Die Struktur des Wassers

Die Frage, um die es hier geht, läßt sich etwa so formulieren: unterscheiden sich die verschiedenen Aggregatzustände von Wasser auch in der Molekülform, so daß man von Eis-, Wasser- und Dampf-molekülen reden kann, oder haben alle die gleiche Molekülform. Die ältere Vorstellung ging dahin, daß man Eis die Formel Trihydrol (H₂O)₃, Wasser Dihydrol (H₂O)₂ und Dampf Monohydrol (H₂O) zusprach, wobei z. B. Eis nahe am Schmelzpunkt eine Mischung aus viel Trihydrol und wenig Dihydrol darstellen sollte.

Inzwischen sind wir aber sowohl über den Bau des Wassermoleküls durch die Untersuchungen von MECKE und BAUMANN am Rotationsschwingungsspektrum genau unterrichtet, als auch durch zahlreiche röntgenspektroskopische Untersuchungen über die Struktur von Dampf, Wasser und Eis. Danach läßt sich die eingangs erwähnte Hypothese nur gewissermaßen als Modellvorstellung halten. Die Abb. 8, die wir einer Untersuchung von BERNAL und FOWLER entnehmen, zeigt als Kurve 2 die Streuungskurve von Wasser im Röntgenlicht, während die Kurven 1, 3 und 4 theoretische Annäherungen an dieselbe darstellen.

Schon auf den ersten Blick unterscheidet sich die Streuungskurve von Wasser deutlich von derjenigen einer idealen Flüssigkeit (Kurve 1). Eine genaue Analyse der Versuchsergebnisse unter Berücksichtigung der

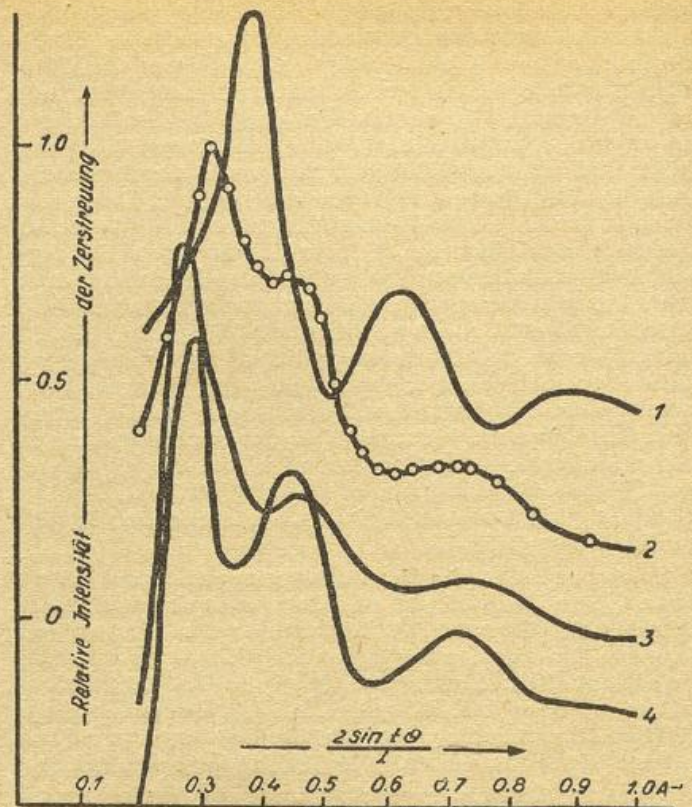


Abb. 8 Röntgenstrahlen-Zerstreuungskurven für Wasser nach Bernal und Fowler.
 Kurve 1: Theoretische Kurve für unregelmäßige Packung.
 Kurve 2: Experimentelle Kurve.
 Kurve 3: Theoretische Kurve für eine quarzähnliche Packung.
 Kurve 4: Theoretische Kurve für eine Packung wie bei Eis-Tridymit

anormalen physikalischen Eigenschaften des Wassers veranlaßte die Verfasser für seine Struktur je nach der Temperatur drei verschiedene Molekülanordnungen anzunehmen:

1. für unterkühltes Wasser von +4° C abwärts eine tridymiteisähnliche Struktur,
2. für normaltemperiertes Wasser eine quarzähnliche Struktur,
3. für hochtemperiertes und überhitztes Wasser nähert sich die Struktur mehr und mehr dem idealen Zustand und wird ammoniumähnlich.

Die drei Strukturen gehen allmählich ineinander über. Das typische Merkmal der uns hier besonders interessierenden Struktur des unterkühlten Wassers ist das Auftreten von tetraedrischen Molekülanordnungen, wobei, wie BERNAL und FOWLER bei der Diskussion der dielektrischen Eigenschaften abschätzen, etwa 1/3 bis 1/4 der Wassermoleküle als frei rotierend angesehen werden dürfen. Das bedeutet nun nicht, daß der Rest der Wassermoleküle sich ganz zu tetraedrischen Komplexen zusammengeschlossen hat, sondern es werden auch ebenso wie bei Eis nahe dem Schmelzpunkt 2- und 3-koordinierte Komplexe auftreten.

Unterkühlungsfähigkeit größerer Mengen in Gegenwart natürlicher Verunreinigungen

Eine gute Übersicht bringt uns hier die sorgfältige Untersuchung „Supercooling and freezing of water“ von ERNEST DORSEY. DORSEY schmolz bis zu 9 ccm der verschiedensten Wasserproben in kleine Glasröhrchen ein und legte sie in ein Alkoholbad, das er langsam bis zum Erstarren der Probe abkühlte. In Abhängigkeit vom Reinheitsgrade der Wasserprobe er-

gab sich dabei folgende Tabelle der Unterkühlungstemperaturen (Tab. 1). Der zunehmende Reinheitsgrad der Proben kommt so deutlich zum Ausdruck, daß zu der Tabelle praktisch nichts hinzuzufügen ist. Auf einige interessante Eigentümlichkeiten wollen wir aber trotzdem noch aufmerksam machen. So ist z. B. gewöhnliches frisches destilliertes Wasser verzeichnet bei einer Gefriertemperatur von -7.6°C , gewöhnliches altes destilliertes Wasser aber bei -10.8° bzw. -15.8°C , oder ein anderes gewöhnliches destilliertes Wasser, das 36 Stunden lang auf $+97^{\circ}\text{C}$ erhitzt war, bei -15.0° . Die tiefste Temperatur von Schneewasser liegt bei -10.9° , aber es gibt auch Schneewasser, das schon bei -4.3°C gefriert. Im Verlauf der Versuche zeigte sich, daß es möglich ist, den Gefrierpunkt zu beeinflussen,

1. durch Erhitzen der Probe,
2. durch Abstehen der Probe.

Tabelle 1

Spontane Gefrierpunkte verschiedener Wasserarten nach E. Dorsey

(Mit drei Ausnahmen, die aber vermerkt sind, gehört jede Angabe zu einer anderen Wassersorte. $t^{\circ}\text{C}$ bedeutet die Gefriertemperatur.)

Wasserart	$t^{\circ}\text{C}$
Tümpel, algenbedeckt, Bodenschicht	— 3.3
Tümpel, algenbedeckt, Mittelschicht	— 3.4
Bach, schnell fließend und klar	— 3.9
Tümpel, ruhend	— 4.1
Quelle, klein, nicht besonders sauber	— 4.3
Schneewasser, Winter 1935/36	— 4.6
Fluß, klar	— 4.8
Quelle, groß, stark fließend, leidlich sauber	— 5.1
Schneewasser, Febr. 1937, viele Oberflächenstäubchen	— 5.9
Washingtoner Leitungswasser, Kaltwasserhahn	— 6.0
Tümpel, algenbedeckt, Oberflächenschicht	— 6.0
Washingtoner Leitungswasser, Heißwasserhahn	— 6.2 a)
dto.	— 6.5 a)
Schmelzwasser von handelsüblichem Eis	— 7.0
Aquarium, aus Wand- und Pflanzennähe	— 7.4
Kaltwasserbehälter	— 7.5
Gewöhnliches, frisches destilliertes Wasser	— 7.6
Schneewasser, Febr. 1937, wenig Oberflächenstäubchen	— 7.7
Wasser aus guter, tiefer Eisenpumpe	— 7.9
Aquarium, Mittelschicht	— 10.6 b)
Leitfähigkeitswasser	— 10.7
Gewöhnliches, altes destilliertes Wasser	— 10.8
Schneewasser, Febr. 1937, Mittelschichten	— 10.9
Aquarium, Mittelschichten	— 11.5 b)
Gewöhnliches destilliertes Wasser	— 11.8
dto.	— 12.0
Rückstand aus dem Glasboiler Nr. 1	— 12.2
Leitfähigkeitswasser	— 13.1
Rückstand aus dem Glasboiler Nr. 2	— 13.9
Vakuum-destilliertes, ungekochtes Wasser	— 14.3
Heißwasservorrat, Küchenherd	— 14.4
Gewöhnliches destilliertes Wasser, 36 Stunden auf 97°C erhitzt	— 15.0
Leitfähigkeitswasser, 36 Stunden auf 97°C erhitzt	— 15.4
Vakuum-destilliertes, ungekochtes Wasser	— 15.6
Gewöhnliches, altes destilliertes Wasser	— 15.8
Leitfähigkeitswasser	— 16.0
Vakuum-destilliertes aus chromhaltiger Lösung, ungekocht	— 18.0
Vakuum-destilliertes, ungekochtes Wasser	— 18.5 c)
dto.	— 20.2 c)
Vakuum-destilliertes aus chromhaltiger Lösung	— 21.1

a) Das Wasser aus diesem Hahn ist nie richtig heiß.
 b) Ein Versuch dieser Sorte ergab -10.6° , ein folgender -11.5°C , beide sind eingetragen.
 c) Diese beiden Temperaturen gehören zu derselben Sorte

Beiden Vorgängen widmet DORSEY in seinen Untersuchungen eigene Abschnitte. Dabei stellte sich heraus, daß der Erhitzungseffekt erst beim Erhitzen bis nahe an den Siedepunkt deutlich erkennbar ist, daß er aber auch bei Zimmertemperatur allerdings erst nach sehr viel längerer Zeit beobachtet werden kann. DORSEY ist der Ansicht, daß für die Gefriertemperaturen einer Probe die Größe und die Zahl der im Wasser suspendierten Teilchen maßgeblich ist und daß diese durch das Erhitzen teils ausgelaugt, teils gesprengt werden, wodurch sich ihre Zahl und Größe vermindert. Die Tatsache, daß die Gefriertemperatur mit zunehmender Reinheit der Probe sinkt, kann man also auch so ausdrücken, daß die Größe und Zahl der suspendierten Teilchen in gleicher Weise abnehmen. Daß dabei die Größe die Hauptrolle spielt, glaubt er mit einem Versuch nachzuweisen, bei dem er 10% eines bei -7°C gefrierenden Wassers mit 90% eines bei -15°C gefrierenden mischte. Die Mischung gefror bei -7°C . Streng genommen genügt ein großes Teilchen, um einen tiefen Gefrierpunkt zu erhöhen.

Die Wirkung der Sedimentation ergab einen weiteren, interessanten Einblick. DORSEY ließ eine bei -12.2°C erstarrte Probe 2 Wochen lang stehen. Dann entnahm er Proben aus Oberflächenschichten und vom Boden. Die ersteren hatten ihren Gefrierpunkt unwesentlich auf -12.8°C erniedrigt, die letzteren jedoch um fast 5° auf -7.8° erhöht; durch fortwährendes Gefrieren und Auftauen der Probe senkte sich der Gefrierpunkt jedoch wieder bis zu dem Anfangswert. DORSEY gibt hierfür die einleuchtende Erklärung, daß die Teilchen bei der Ablagerung koaguliert sind, wodurch sich die Erhöhung des Gefrierpunktes erklärt, beim fortwährenden Gefrieren und Auftauen sind dann aber diese lose gebundenen Aggregate wieder zerfallen, so daß die ursprünglichen Verhältnisse sich einstellten.

Die tiefste Temperatur, über die in der Literatur berichtet ist, erreichten mit größeren Mengen Wassers MEYER und PFAFF. Durch sehr sorgfältiges fünfmaliges Destillieren einiger Kubikzentimeter gelang ihnen eine Unterkühlung bis -33°C . Dort konnte die Probe noch mehrere Stunden lang flüssig erhalten werden.

Die Verfasser untersuchten dann die Möglichkeit des Herausfilterns der Kristallkeime. Mit Glasfrittenfiltern (Porenweite $1\ \mu$) konnte keine Wirkung erzielt werden, auch nach Eintragen von Kolloidum in die Poren nicht. Erst mit Hilfe von Kolloidumsäckchen ergab sich eine größere Unterkühlungsfähigkeit bis -24°C . Als Porenweite für sorgfältig hergestellte Kolloidumfilter (sogen. Elford-Membranen) erreicht man $10\ \mu$, also die meteorologisch wichtige Größenordnung der Kondensationskerne.

Unterkühlungsfähigkeit größerer Mengen in Gegenwart künstlicher Verunreinigungen

Von besonderem Interesse für unser Problem ist natürlich das Verhalten des Wassers in Gegenwart bekannter Verunreinigungen. Als solche müssen wir auch die Wandungen der Unterkühlungsgefäße selbst betrachten. Während DORSEY bei verschiedenen Glasarten keinen Unterschied feststellen konnte, fanden MAYER und PFAFF, daß die Proben in gewöhnlichem Glas schneller erstarrten als in Jenaer oder Supremax-Glas. Die Verfasser meinen, daß die aus dem Glas in Ionenform herausgelösten Stoffe die Kristallisation nicht beeinflussen, daß aber die an den Wandungen entstandenen rauhen und porösen Stellen als Keime wirken.

Andere Versuche haben TAMMANN und BÜCHNER beschrieben. Durch Elektrolysen wurde der Gefrierpunkt von -16.1° auf -9.6°C heraufgesetzt, durch Kristallquarzpulver von -17.6° auf -10.2° , durch

Quarzglaspulver auf -11.2° . Auch hier zeigt sich wieder, daß Quarz keinerlei besondere Wirkung auf Wasser hat; aber es ist sehr bemerkenswert, daß sich Wasser zumindest bis -10° auch mit Verunreinigungen leicht unterkühlbar erweist.

Meteorologisch wichtige Versuche sind in diesem Zusammenhange von Frl. HOLLSTEIN durchgeführt worden. Diese Untersuchungen sind noch nicht veröffentlicht; Frl. HOLLSTEIN hat uns jedoch freundlicherweise für die vorliegende Zusammenfassung ihre Ergebnisse zur Verfügung gestellt. Ausgehend von dem Gedanken, daß ein großer Teil der Kondensationskerne aus löslichen Salzen, insbesondere Kochsalz, besteht, hat sie die Unterkühlungsfähigkeit verschieden starker Kochsalzlösungen in Glasampullen mit 1.1 ccm Fassungsvermögen untersucht. Die Ampullen wurden vorher mit Alkohol gereinigt und ausgespült und nach dem Trocknen mit den Lösungen beschickt. Frl. HOLLSTEIN benutzte 5 verschiedene Lösungen; ihre Ergebnisse zeigt Tabelle 2.

Tabelle 2

Lösung	g NaCl in 100 cm ³ Lösung	Gefriertemperatur in °C		$\Delta t =$ Differenz $t_2 - t_1$
		t_1 theoretisch nach „Hütte“	t_2 gemessen 1.1 cm ³	
dest. H ₂ O	0	0	-13.9	13.9
n	2.9	-1.7	-16.0	14.3
n	5.8	-3.5	-17.2	13.7
n	13.8	-8.9	-21.7 bz. -22.2	12.8
eutektisch	26.2	-21.2	-35.5	14.3
kalt gesättigt	35.6	(-25.2)	-39.7	14.5

Die erste und zweite Spalte zeigen die Art der Lösung, die dritte gibt die theoretisch zu erwartende und die vierte die tatsächlich im Mittel gemessene Gefrier-temperatur an. Interessanterweise ist die Differenz die-

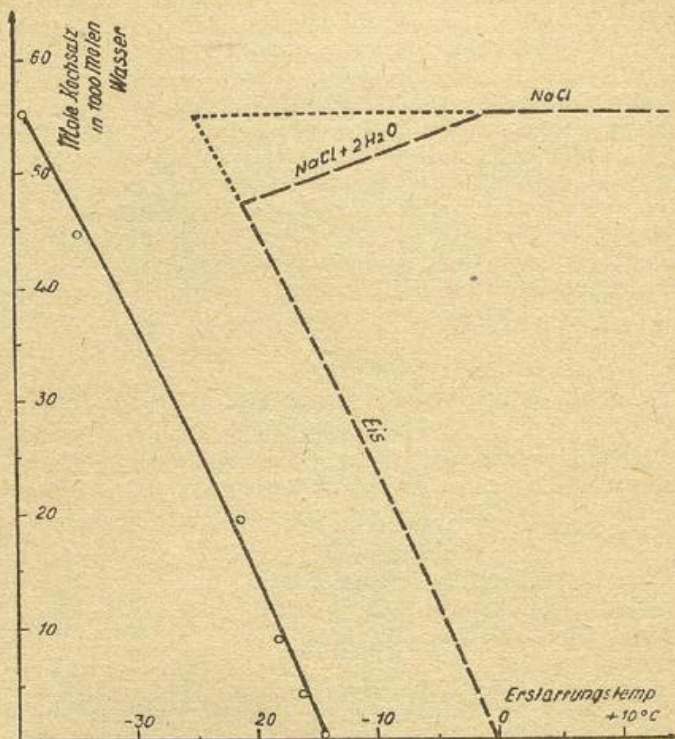


Abb. 9a Theoretische und experimentelle Kristallisationskurven von Kochsalzlösungen (nach E. Hollstein). Ausgezogen: Experimentelle, gestrichelt: Theoretische Gefrierkurve

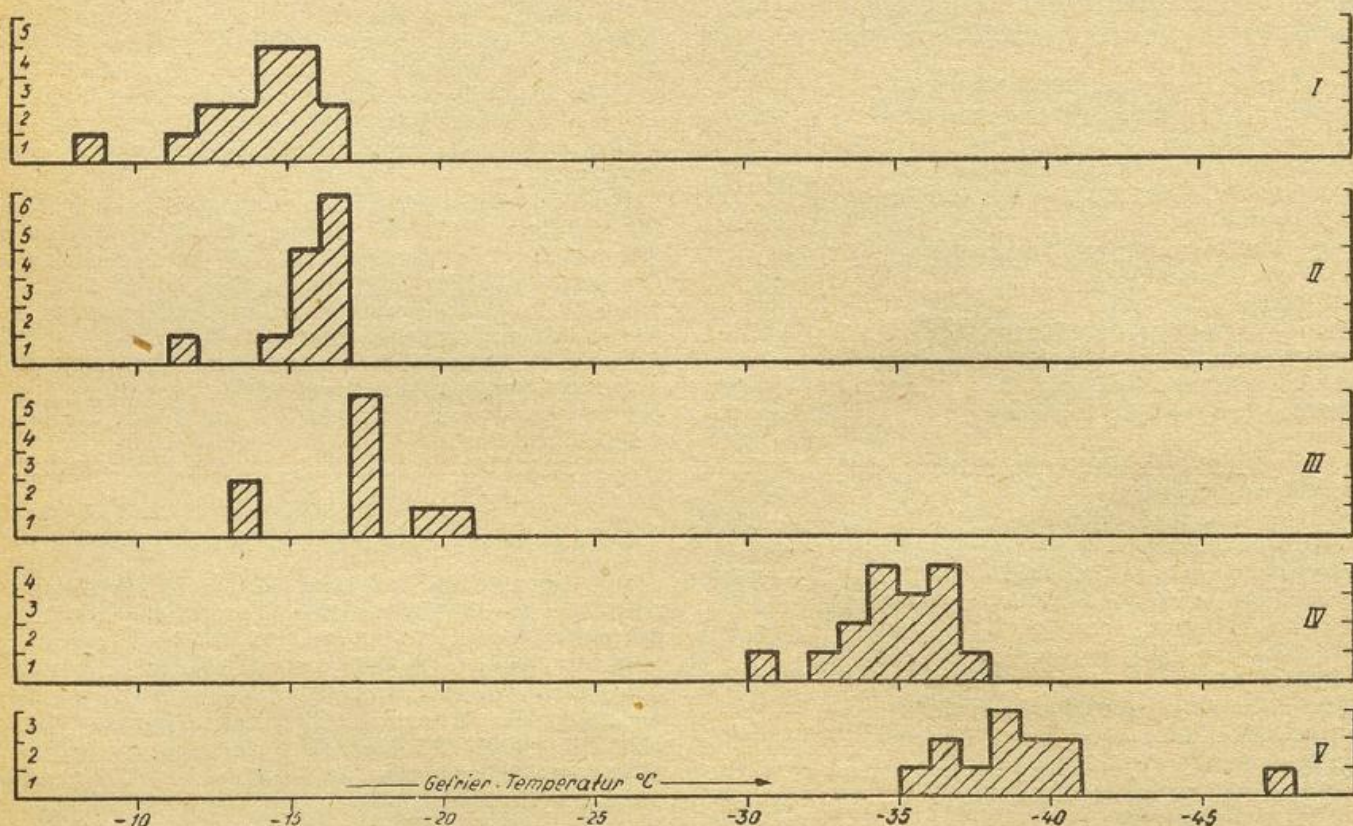


Abb. 9b Verteilungskurven der Gefriertemperatur für destilliertes Wasser und verschiedene Salzlösungen (nach E. Hollstein).
I. Destilliertes Wasser; II. halbnormale 2,9 NaCl in 100 g H₂O; III. normale Lösung, 5,8 g : 100 g; IV. eutektische Lösung, 26,2 g : 100 g; V. gesättigte Lösung, 35,6 g : 100 g

ser beiden Temperaturen nach Spalte 5 für den ganzen Bereich praktisch dieselbe und genau so groß, wie die Unterkühlungsfähigkeit der als Lösungsmittel verwendeten Wassersorte. Es sieht also aus, als wäre die Gesamtunterkühlung gleich der gegebenen Unterkühlungsfähigkeit des Lösungsmittels plus der theoretisch zu erwartenden Unterkühlung der Lösung (Abb. 9a). Trägt man die Einzelwerte jedes Gefrierversuches auf, dann erhält man das Gefrierkernspektrum für die jeweilige mittlere Gefriertemperatur (Abb. 9b). Auch hier fällt eine gewisse Ähnlichkeit im Verlauf der Gefrierkurven mit der des destillierten Wassers auf: erst kommt ein kleines Maximum und dann das Hauptmaximum, so daß man annehmen möchte, daß die Wirksamkeit der gleichen Kerne durch die Lösung nur vermindert wurde. Da, wie wir im nächsten Abschnitt sehen werden, ganz reines Wasser bis -72°C unterkühlt werden kann, müßten also auch ganz reine Salzlösungen mindestens so weit unterkühlt werden können. Oft werden aber die als Kondensationskerne wirkenden Lösungströpfchen nicht rein genug sein, sondern durch Schwebestoffe aus dem Meer oder spätere Anlagerung so weit verunreinigt werden, daß sie, wenn sie aus reinem Wasser bestünden, bis zu normalen Unterkühlungstemperaturen von -10 bis -15°C flüssig blieben. Die Versuchsbedingungen von Fr. HOLLSTEIN würden dann etwa den mittleren in der Natur vorkommenden Verhältnissen entsprechen. Wenn ein mit einem gewöhnlichen Gefrierkern (Wirksamkeit in reinem Wasser bei ca. -11°C) verunreinigtes gesättigtes Lösungströpfchen also z. B. bei Temperaturen von etwa -35 bis -40°C zur Kondensation kommt, dann wirkt der Gefrierkern sofort, kommt es aber z. B. schon bei -22°C an einem solchen zur Wasseraufnahme, wirkt der Gefrierkern erst dann, wenn es entsprechend verdünnt ist, also wenn es sein Volumen etwa verdreifacht hat. Ist es im Verlaufe der Lebensgeschichte des Salztröpfchens zur Ausscheidung eines kleinen Kristalls gekommen, dann wirkt dieser durchaus nicht als Gefrierkern, sondern verhält sich vielmehr ähnlich wie eine gesättigte Lösung (vergl. hierzu S. 20). An einem Kondensationskern aus einer Salzlösung kann also dreierlei passieren:

1. die Lösung ist ganz rein, dann kann wahrscheinlich beliebig weit unterkühlt werden,
2. die Lösung ist verunreinigt und ihre Konzentration gleich oder kleiner derjenigen der experimentellen Gefriertemperatur; dann wirkt er sofort als Gefrierkern,
3. die Lösung ist verunreinigt und ihre Konzentration ist größer als diejenige, welche die Lufttemperatur verlangt, dann wird seine Wirksamkeit als Gefrierkern solange verzögert, bis er auf den erforderlichen Wert verdünnt ist.

Über die Lebensgeschichte eines Meerwasserspritzers nach Verlassen der Meeresoberfläche sind wir durch die Untersuchungen G. RIEDEL's auf Norderney unterrichtet. Danach verdunstet das Wasser rasch, so daß schon nach kurzer Zeit die Tröpfchen sehr hochkonzentriert sind. RIEDEL konnte ihre Größe durch ein einfaches Verfahren zu im Mittel $7 \times 10^{-5}\text{ cm}$ bestimmen. Wir konnten nun beim Zerstäuben von konzentrierter Salzlösung feststellen, daß schon bei einem kurzen Fall durch Zimmerluft auf einem Objektträger fast nur Kriställchen ankamen, so daß die Salzkerne in der Atmosphäre sehr wahrscheinlich auch entweder aus hochkonzentrierten Tröpfchen oder Kriställchen bestehen werden. Über die Kondensationserscheinungen an Salzkriställchen bei Temperaturen unter 0°C liegen von uns Untersuchungen vor, über die wir weiter unten S. 20 berichten.

Unter Kühlungsversuche mit kleinen Tröpfchen

Unter Kühlungen kleiner Wassermengen in Form von kleinen Tröpfchen sind aus einleuchtenden Gründen

erheblich leichter durchzuführen. Die Möglichkeit der Verunreinigung ist geringer. Tiefe Unterkühlungen konnten daher im Labor sehr leicht erzielt werden. Brachte man eine hochglanzvernickelte Messingplatte in eine eisgesättigte Kältekammer von -40 oder -50°C , dann konnte man folgendes beobachten: nach sorgfältiger Reinigung der Messingplatte mit absolutem Alkohol und Abreiben mit einem Rehlederläppchen entstand auf derselben beim Abkühlen unter die Raumtemperatur ein ganz feiner Tröpfchenbeschlag; als Tröpfchen im Mikroskop deutlich erkennbar durch das fortwährende Koagulieren. Dieser Beschlag konnte praktisch beliebig lange Zeit flüssig erhalten werden. Auch starkes Erschüttern vermochte die Tröpfchen nicht zum Erstarren zu bringen. Genau so verhält sich auch, wie wir beobachten konnten, eine glatte Plexiglas- oder Cellulonschicht. Oxydierte Oberflächen verhalten sich, wie Versuche in der Deutschen Forschungsanstalt für Segelflug gezeigt haben, ganz anders und üben eine starke Keimwirkung aus. Auch die Verhältnisse auf

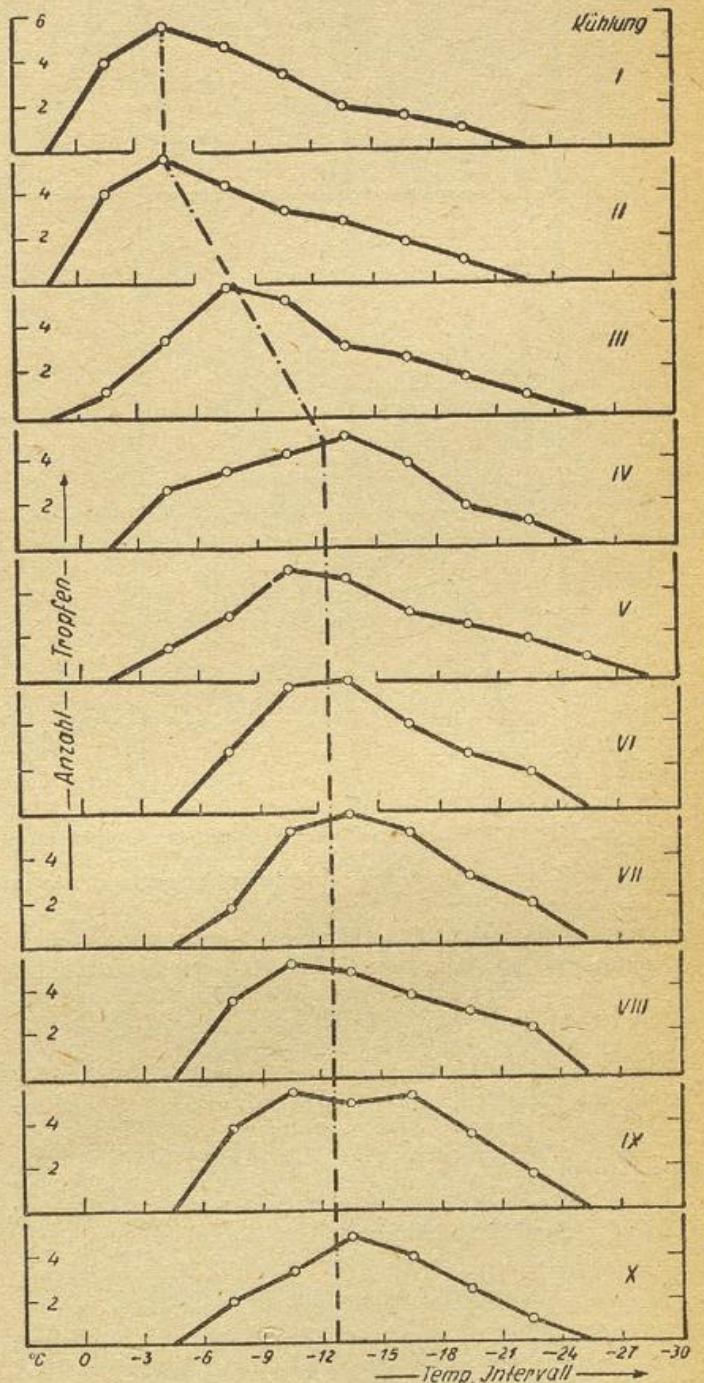


Abb. 13a Mittlere Verteilungskurven der Gefriertemperatur von Tropfen bei wiederholten Kühlungen n. RAU

der vernickelten Messingplatte wurden sofort anders, wenn sie nicht gereinigt worden war. Es entstand dann kein gleichmäßiger Beschlag aus kleinen Tröpfchen sondern es bildeten sich an einzelnen Stellen Kristalle, die rasch größer wurden. Mit der Entstehung dieser Kristalle werden wir uns im Abschnitt über die Eisbildung näher befassen.

Nach der gleichen Methode gelang es RAU mit einer verbesserten Apparatur die Tröpfchen bis zu noch wesentlich tieferen Temperaturen flüssig zu erhalten. Erst bei -72°C änderte sich, wie schon erwähnt, spontan der Aggregatzustand, indem aus den Tröpfchen kubische Kristalle auskristallisierten. Diese Kristalle schmolzen wieder, wenn von tieferen Temperaturen kommend die Grenze überschritten wurde. Das Eindringen von Alkoholdämpfen in die Versuchskammer vom Kühlsystem her war dabei nach den Angaben RAU's ausgeschlossen. Eine polierte und nicht verunreinigte Metalloberfläche übt auf unterkühltes Wasser

jedenfalls also bis zu -72°C keine Gefrierkeimwirkung aus.

Einen weiteren wertvollen Beitrag lieferte RAU, indem er die Gefrierkernspektren von 24 Tröpfchen gewöhnlichen Wassers in mehreren Versuchsreihen feststellte. Es ergaben sich dabei folgende Verteilungskurven, s. **Abb. 10a**. Interessanterweise verschiebt sich hier das gesamte Gefrierkernspektrum nach den ersten Kühlungen zu tieferen Temperaturen — eine Erscheinung, die uns bisher nur durch die Versuche DORSEY's bei einer Erstarrungstemperatur bekannt war (vergl. S. 13). Da der Verfasser keinen Unterschied im Verhalten der Tropfen aus destilliertem Wasser und aus Leitungswasser feststellen konnte, schließt er, daß es „weniger auf die Reinheit des Wassers ankommt, als darauf, was der Tropfen beim Eindringen in die Kammer an neuen Gefrierkernen aus der Luft aufnimmt“. Eine ganz ähnliche Verteilung zeigt übrigens auch die Kurve für destilliertes Wasser in der **Abb. 9b**,

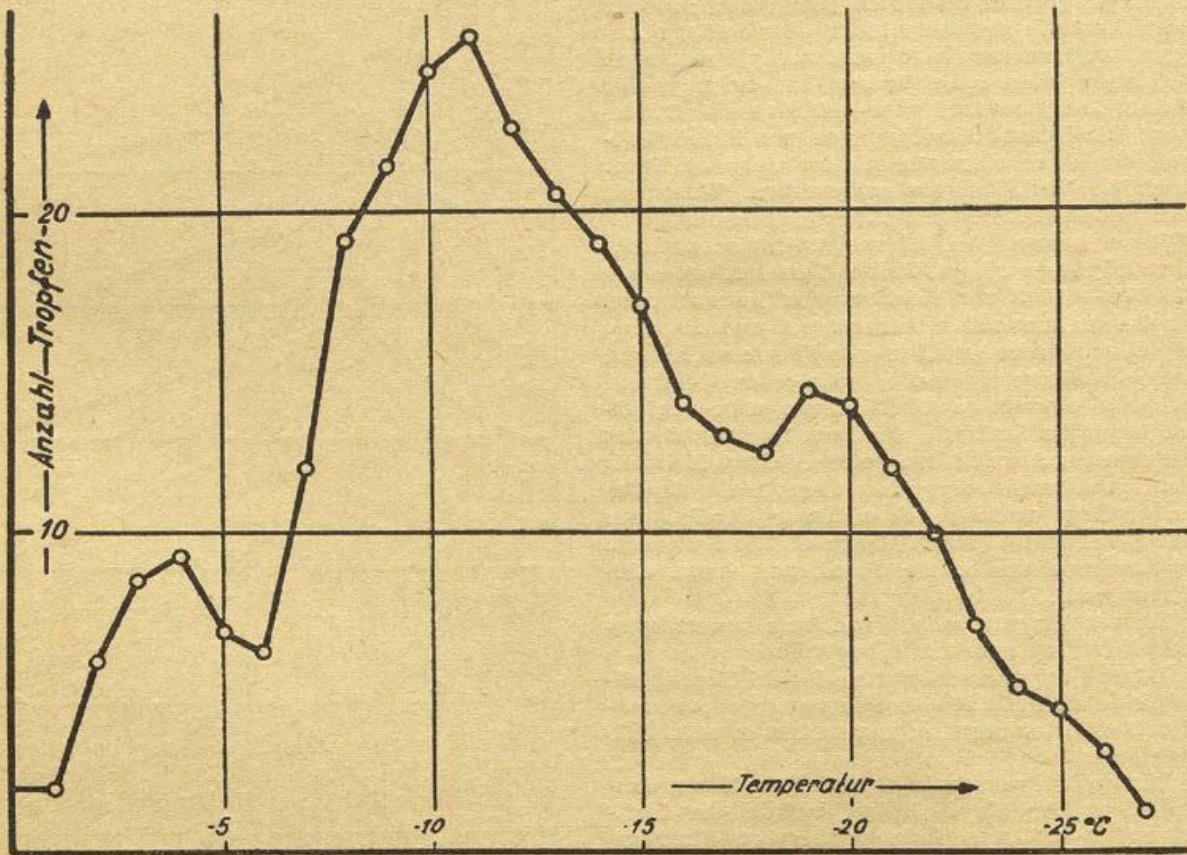


Abb. 10b Gefrierkernspektrum (Summe der Kurven von Abb. 10a) nach RAU

die wir Frl. HOLLSTEIN's Arbeit entnommen haben. Die Summe der Kurven von Abb. 10a ergibt nach RAU das Gefrierkernspektrum (**Abb. 10b**). Es stellt eine Analogie zu den TAMMANN'schen Keimbildungskurven in unterkühlten Schmelzen dar.

An Hand dieser Darstellungen glauben wir nachgewiesen zu haben, daß ganz reines Wasser oder ganz reine Wasserlösungen sehr leicht bis zu tiefen Temperaturen unter 0°C flüssig erhalten werden können. Welche Unterkühlungen sind uns nun aus der Natur bekannt?

Unterkühlungen in der Natur

Unterkühlungen größerer Wassermengen, also von Seen, Weihern oder Pfützen sind noch nie beobachtet worden. Die Gründe dafür sind die Verunreinigungen und Schwebestoffe, die sie enthalten — ein Blick auf DORSEY's Tabelle bringt uns die Erklärung.

Wir haben uns demnach nur mit kleineren Mengen, d. h. Wolkentropfen zu befassen. Statistiken über die tiefsten Temperaturen, bei denen noch Wasserwolken beobachtet worden sind, fehlen leider noch; doch wird man im allgemeinen sagen können, daß unterhalb von -20°C stabile Wasserwolken seltener angetroffen werden. Man kann diese Erfahrung in jedem kalten Winter machen, indem nämlich Strahlungsnebel von etwa -15°C ab mehr und mehr die Neigung zeigen, sich in Diamantstaub bzw. eine Cirruswolke am Boden zu verwandeln. In der Arktis wurden Wassernebel noch bei Temperaturen unter -30°C beobachtet, dergleichen fiel uns bei unseren Höhenflügen lange Zeit die Temperatur von -35°C als die tiefste auf, bei der noch Wasserwolken existierten.

Nach den Untersuchungen von Frl. HOLLSTEIN dürfte man jedenfalls annehmen, daß Wolken, die sich an ganz reinen Salzkernen gebildet haben, sehr weit unterkühlbar sind. Als normale mittlere Unterkühlung darf man jedoch nach Untersuchungen von W. PEPP-

LER am Altocumulus etwa die Temperatur -12°C festsetzen.

Theorie der Unterkühlungsfähigkeit

Welche Möglichkeiten haben wir, die Unterkühlungsfähigkeit von Wasser formelmäßig darzustellen? Wir halten uns an eine Beziehung J. J. THOMSON's, die VOLMER angibt und die bereits E. WALL bei der Diskussion ähnlicher Fragen benutzt hat. Man stößt dabei natürlich auf dieselben Schwierigkeiten, die wir bei der Betrachtung der Kondensations- und Sublimationserscheinungen hatten. Rechnerisch können wir nur Angaben über die Keimwirkung verschieden großer isomorpher Teilchen machen, während wir gleichzeitig wissen, daß es solche nicht gibt. Angaben über Gefrier-temperaturen für irgendwelche Teilchen einer bestimmten Größe können daher nur so verstanden werden, daß diese Temperatur im günstigsten Falle erzielt wird, daß jedoch eine mehr oder weniger große Unterschreitung derselben die Regel sein wird.

Impft man also unterkühltes Wasser mit einem kleinen Eisstückchen oder einem isomorphen Teilchen, dann hängt seine Impfwirkung von seinem Radius r_E ab, d. h. je kleiner das Teilchen ist, um so tiefer kann unterkühlt werden. Man kann auch umgekehrt sagen: ein Teilchen mit unendlich großem Radius schmilzt bei 0°C ; je kleiner das Teilchen ist, um so tiefer liegt sein Schmelzpunkt. Die Differenz seines Schmelzpunktes gegenüber dem normalen Schmelzpunkt von Eis läßt sich dann durch folgende Gleichung J. J. THOMSON's angeben:

$$T_s - T_k / T_s = 2\sigma M / r_E Q_s d$$

Hierin bedeuten: T_s die Schmelztemperatur, T_k die Schmelztemperatur des Keimes mit Radius r_E , σ die spez. freie Grenzflächenenergie Kristall/Schmelze, Q_s die Schmelzwärme, d die Dichte der festen Phase, M das Molekulargewicht, $T_s - T_k$ ist die Unterkühlungstemperatur t_k des Teilchens, beim Unterschreiten derselben beginnt seine Keimwirkung. Eine unbekannte Größe ist σ . Bezüglich ihrer Abschätzung schließen wir uns KRASTANOW an, der sie nach einem Vorschlag VOLMERS zu 11 erg/cm^2 annimmt.

Mit $Q_s = 1440 \text{ cal/M} = 6.10^{10} \text{ erg/Mol}$, $T_s = 273^{\circ}\text{K}$, $\frac{M}{d} = 19.5 \text{ cm}^3/\text{Mol}$ wird dann

$$t_k = -2.0 \times 10^{-6} / r_E$$

Versteht man unter r_E die dem Kristallkeim einbeschriebene Kugel, dann wird die Abhängigkeit der Gefrier-temperatur t_k durch folgende Tabelle veranschaulicht:

r_E cm	$t_k^{\circ}\text{C}$
1×10^{-4}	-0,02
1×10^{-5}	-0,2
1×10^{-6}	-2,0
5×10^{-7}	-4,0
2×10^{-7}	-10,0
1×10^{-7}	-20,0
6×10^{-8}	-33
3.0×10^{-8}	-67,0

r_E ist also der Radius eines Eis-isomorphen Kernes mit idealen Impfeigenschaften. Daher ist der praktische Wert dieser Aufstellung gering. An gewöhnlichen Kondensationskernen wird immer eine mehr oder weniger große Überschreitung der hier berechneten Unterkühlung zu beobachten sein. Ihr wirksamer Eisradius wird daher — worauf WALL bereits hingewiesen hat — kleiner als ihr geometrischer Radius. — Wir wollen weiter unten (S. 21 ff) versuchen, eine größenordnungsmäßige Abschätzung dieser Überschreitung zu geben. Die letzte Zeile der Tabelle gibt in Anlehnung an die tridymit-eis-ähnliche Struktur unterkühlten Wassers die Erstarrungstemperatur für einen tetraedrisch aus 5 Wassermolekülen zusammengesetzten

Keim. Die in einem solchen Keim einbeschriebene Kugel erhält gemäß der Abb. 4 einen Radius von ca. 3 \AA . Die Erstarrungstemperatur liegt nahe der von RAU festgestellten spontanen Gefrier-temperatur unterkühlten Wassers von -72°C . Ein solcher Keim ist ein streng isomorphes Teilchen; sein Schmelzpunkt dürfte dem HABER'schen Spurenschmelzpunkt entsprechen, bei dem spontane Kristallbildung einer unterkühlten Schmelze einsetzt.

Wir haben nun im ersten Kapitel nachzuweisen versucht, daß es auf Grund kristallographischer sowie physikalischer Gegebenheiten eine primäre Eisentstehung an Sublimationskernen in der Atmosphäre nicht gibt. Im zweiten Kapitel fanden wir, daß ganz reines Wasser oder ganz reine Lösung bis zu sehr tiefen Temperaturen unter 0°C unterkühlbar sind und daß im einzelnen um so tiefer unterkühlt werden kann:

1. je weniger feste Verunreinigungen es enthält,
2. je kleiner deren Radien sind.

Die Wirksamkeit derselben kann im günstigsten, nämlich isomorphen Falle in Abhängigkeit von ihrem Radius nach einer Formel J. J. THOMSON's berechnet werden. Es zeigte sich, daß Unterkühlungen größerer Mengen unter etwa -24°C nur mit einem ziemlichen Aufwand an den raffiniertesten Filter- und Destilliermethoden zu erreichen sind, daß aber Unterkühlungen kleiner Tröpfchen ganz reinen Kondenswassers bis zu sehr tiefen Temperaturen leicht möglich sind.

Da man mit den besten Filtern etwa in die Partikelgröße der Kondensationskerne kommt, werden bei den Wolken die festen unlöslichen Kerne das Gefrieren der Tröpfchen veranlassen, so daß auch in der Natur in der Regel Unterkühlungen nicht unter -20 bis -25° vorkommen. Wo sie trotzdem beobachtet werden, mag es sich nach den HOLLSTEIN'schen Untersuchungen um Tröpfchenbildung an löslichen Kondensationskernen handeln. Zur Überprüfung dieser Frage bringen wir daher im folgenden Kapitel Untersuchungen, die sich mit der Bildung von Eis und Wasser bei tiefen Temperaturen an Kernen befassen.

Versuche zur Entstehung von Eis bei tiefen Temperaturen

Mit den im folgenden beschriebenen Versuchen wurde im Januar 1941 im Anschluß an einen Vortrag E. REGENER's über die Ergebnisse seiner Sublimationsversuche mit der Expansionsmethode begonnen. Wir wollten die Vorgänge der Eisbildung sich so langsam abwickeln lassen, wie dies in der Natur der Fall ist, und wollten außerdem zu jedem Zeitpunkt Temperaturen und relative Feuchte in bezug auf das Teilchen messen und darüber hinaus dasselbe mikrophoto-graphieren können. So entschieden wir uns für die „Taumethode“, bei der in eine Kältekammer eine getrennt kühlbare Beobachtungsfläche eingebracht wird. Die Feuchte der Kältekammer wird auf Eissättigung gehalten. Diese Feuchte war einfach herstellbar und erhaltbar: Die Wände der Kältekammer wurden mit Fließpapier ausgelegt, das befeuchtet wurde. Beim Abkühlen gefror das Wasser und das Eis nahm Kammer-temperatur an, da es ja mit den Kühlflächen der Wände in Kontakt war. Ein Ventilator sorgte für dauernde Durchmischung der Luft. Aus der Temperatur in der Kammer und der Temperatur der Kondensationsfläche kann dann die relative Feuchte in bezug auf diese Fläche berechnet werden. Abb. 11 zeigt die erste Ausführung der Kältekammer, die mit einem Gummimantel zum Durchpumpen der Kühlflüssigkeit umgeben ist. In Stutzen 1 ragt der Kühler aus Messingrohr mit der schräg geschnittenen Kondensationsfläche — einer hochglanzvernickelten Messingfolie, deren Temperaturdifferenz gegen den Raum mittels einer Thermosäule gemessen wurde —, Stutzen 4 trägt den

Ventilator und ein Glasröhrchen für das Thermoelement der Raumtemperatur, Stutzen 3 war der Beleuchtungsstutzen und Stutzen 2 sowie der nach oben offene Stutzen, auf den ein Kreuztisch mit Mikroskop aufgesetzt werden konnte, sind die Beobachtungsstutzen. Den gesamten Aufbau der Apparatur mit Thermostaten, Kältespeichern und Isolierkasten um die Kältekammer zeigt die nächste **Abb. 12, Tafel 1**.

Wir untersuchten zunächst die Kondensationsverhältnisse bei Temperaturen über 0° C und fanden, daß die besten Kondensationskerne, die im Rückstand von eingetrockneten Wassertröpfchen zu finden waren, schon bei 70—85% relativer Feuchte anfangen, Wasser aufzunehmen — eine Beobachtung, die sich mit der JUNGE's an Gasflammenionen bzw. Schwefelsäurekernen deckt. Gleichzeitig konnten wir beobachten, daß an ganz feinen Riefen in der Kondensationsfläche auch schon bei 70—80% eine Wasseraufnahme einsetzte; hier hatte man es also mit der Erscheinung der Kapillarkondensation zu tun. Für gewöhnlich begann aber die Kondensation im Bereich 89—100% und erst bei 104—112% bedeckte sich die ganze Fläche gleichmäßig mit vielen kleinen Tröpfchen.

Die Untersuchung der Eisbildung bei Temperaturen unter 0° C beschränkte sich zunächst auf den Temperaturbereich um —40° C. Sie brachte eine Überraschung insofern, als sich zeigte, daß auf der mit reinem Alkohol gesäuberten und getrockneten Fläche nur Wassertröpfchen entstanden, daß in Gegenwart von Kondensationskernen oder Quarzstaub bei Eissättigung auch nach Stunden kein Kristall entstand, daß aber an Kernen sofort Kristallbildung einsetzte, sobald die relative Feuchtigkeit in die Nähe der Wassersättigung kam. In vielen Versuchen ergab sich immer wieder das gleiche Bild, das auch durch die Ergebnisse der Kondensationsforschung bestätigt wurde. Eisbildung beginnt erst beim Erreichen der Wassersättigung; bei besonders günstigen Verhältnissen vereinzelt schon im frostübersättigten Bereich.

Im einzelnen waren unsere Ergebnisse folgende:

Versuche bei Eissättigung

Wir stellten unsere Apparatur zunächst bei den Temperaturen von —40° auf leichte Eisübersättigung ein, bestreuten die Fläche mit ganz feinem Quarzstaub (da wir seinerzeit noch an die Sublimationskernhypothese glaubten) und mußten feststellen, daß sich auch nach mehreren Stunden kein einziger Kristall gebildet hatte. Dabei war es gleichgültig, ob der Quarzstaub vorher besonders behandelt worden war, sei es gewaschen, getrocknet oder ganz frisch zerkleinert — eine Eisbildung fand nicht statt.

Versuche bei Wassersättigung

Da wir im folgenden einige Nahaufnahmen der Kondensationsfläche bringen werden, zeigen wir zur Orientierung erst das Aussehen derselben bei verschiedenen Kondensationsstadien **Abb. 13, Tafel 1**. Bild 1 zeigt die Fläche ohne Beschlag, Bild 2 ist das typische Aussehen eines Tröpfchenbeschlages, Bild 3 zeigt einzelne Kriställchen, die mit ihrem Diffusionshof in einem dünnen Tröpfchenbeschlage sitzen und Bild 4 ist der typische Anblick eines gleichmäßigen Kristallbeschlages.

Die nächste Bildserie (**Abb. 14, Tafel 1**) zeigt die charakteristischen Verhältnisse bei Annäherung an Wassersättigung: auf Bild A, 94% Wasser, noch keine Kristalle; Bild B, 97% relativer Feuchte, Beginn der Eisbildung; Bild C und D, 100 bis 108% relativer Feuchte, fortschreitende Eisbildung. Im Mittel von 10 Versuchen lag der sichtbare Beginn der Eisbildung bei 97%. Bei diesen Versuchen wurde die Fläche immer vorher mit Äthylalkohol abgewaschen, trocken gerieben und dann kurz der durch die Ofenheizung

verunreinigten Zimmerluft ausgesetzt, so daß die auf ihr wirksamen Kerne in der Hauptsache Verbrennungsrückstände sein dürften. Da diese Kerne also nicht die Sublimation des Wasserdampfes bei Eissättigung, sondern einen Gefrierprozeß bei Wassersättigung veranlassen, schließen wir uns WALL, REGENER und RAU an, indem wir sie Gefrierkerne nennen. Ein Vergleich ihrer Anzahl zwischen geheiztem und ungeheiztem Zimmer ergab, daß in letzterem so wenige auf der Fläche entstehen, daß sich daneben immer noch Wasserbeschlage bildet, während im geheizten Zimmer so viele Kerne auf die Fläche kommen, daß aller verfügbarer Wasserdampf — wenn die Abkühlungsgeschwindigkeit nicht zu groß wird — gleich an die Gefrierkerne diffundiert.

Versuche im frostübersättigten Bereich

Die Untersuchungen im frostübersättigten Bereich wurden nicht mehr in Gegenwart von Quarzstaub durchgeführt, sondern an Rückstandflecken von verdampften Tropfen, in denen nach unseren Kondensationsversuchen die besten Kondensationskerne zu finden sind. Wir stellten eine Temperatur von —38 bis —39° C und eine relative Feuchte von 85 bis 90% Wasser bzw. 120 bis 130% Eis ein. Nach 33 Minuten waren auf einem etwa ½ mm großen Rückstandsfleck nach und nach 8 Kristalle entstanden, mehr wurden es auch nach einer weiteren Stunde nicht.

Bei der nächsten sich an diese anschließenden Versuchsreihe bei gleichen Temperatur- und Feuchteverhältnissen waren nach 35 Minuten 3 Kristalle gewachsen; von den vorher wirksam gewesen Stellen war diesmal aber kein Kristall mehr dabei.

Bei einer dritten Versuchsreihe unter gleichen Bedingungen entstanden wiederum an anderen Stellen im gleichen Zeitraum 4 Kristalle und danach keine mehr.

Ähnlich waren die Verhältnisse, wenn wir die Kristallbildung auf der ganzen Fläche beobachteten. Wenn wir die Fläche reinigten und sie kurz der durch einen eisernen Ofen verunreinigten Zimmerluft aussetzten, schlugen sich auf ihr Tausende von Gefrierkernen nieder. Eine so behandelte Fläche setzten wir bei —38° einer Feuchte von 85% Wasser aus. In den ersten 10 Minuten entstanden 5 Kristalle, in den folgenden 2 Stunden kam kein neuer mehr hinzu. Bei einem zweiten Versuch bildete sich nur 1 Kristall. Unmittelbar vorher hatten sich aber auf der Fläche bei Wassersättigung weit über tausend Kristalle gebildet!

Wir sehen hier, daß Kristallbildung im frostübersättigten Bereich grundsätzlich möglich ist, wenn auch nur im Beisein günstigster Kondensations- bzw. Gefrierkerne. Wir werden jedoch im Abschnitt über die Cirruswolken zeigen, daß die zahlenmäßige Dichte der Cirruswolkenteilchen so außerordentlich gering sein kann, daß man unter geeigneten Verhältnissen sehr wohl mit der Entstehung von Wolken im frostübersättigten Raum rechnen muß. Ein Beweis dafür ist ja auch die Bildung von Rauheif bei vollkommen klarer Luft, wie man sie zuweilen an sehr kalten Wintertagen beobachten kann.

Abkühlungsgeschwindigkeit und Eisteilchenzahl

Die Abhängigkeit der Tröpfchenzahl von der Abkühlungsgeschwindigkeit, die JUNGE bei seinen Kondensationskernuntersuchungen fand, fiel natürlich auch uns bei den Eisteilchen auf. **Abb. 15, Tafel 1** zeigt als Negativ dreimal den gleichen Ausschnitt aus der Kondensationsfläche: Bild a zeigt Tröpfchen, die bei +10,7° C, b und c Eisteilchen, die bei —38° C entstanden sind. Der Oberflächenzustand ist bei allen Bildern der gleiche: sie entstanden, ohne daß der Kühler berührt wurde, innerhalb einer Versuchsreihe. Die Abkühlungsgeschwindigkeiten der Fläche entsprechen bei a und b etwa Vertikalgeschwindigkeiten von ca. 20 m/sec, wie sie in

Cumuluswolken vorkommen, während die Abkühlungsgeschwindigkeit von Bild c etwa einer Vertikalbewegung von 28 cm/sec, also einem lebhaften Aufgleitvorgang entspricht. Die relative Teilchenzahlen a:b:c verhalten sich etwa wie 100:16:2. Beim Unterschied der Zahlen zwischen a und b spielt natürlich der Absolutgehalt des Wasserdampfes eine Rolle, zwischen b und c aber nur die Abkühlungsgeschwindigkeit. Bei c haben also die besten Kerne zuerst angesprochen und den anderen den Wasserdampf weggefressen. Es würden also bei b dichte Konvektionscirren mit vielen (kleinen) Teilchen, bei d ein dünnerer Cirrostratus mit wenig (großen) Teilchen entstehen.

Die Gefrierkerne

Mit der Erkenntnis, daß die Eiskristallbildung, wie immer auch die Versuchsbedingungen variiert wurden, zwar stets an Kernen, aber nie bei Eissättigung, vereinzelt im frostübersättigten Bereich und sehr zahlreich bei Wassersättigung auch bei Temperaturen unter -40°C einsetzte, war man an einem Punkt angelangt, an dem die Erforschung dieser Gefrierkerne selbst einsetzen mußte.

a) Wirkungsweise der Gefrierkerne

Die Wirkung der Gefrierkerne ist eine zweifache. Sie veranlassen

1. als Kondensationskerne den Wasserdampf zur Kondensation und bewirken
2. als Kristallkeime die Kristallisation des auf ihnen niedergeschlagenen Wassers, und zwar meist so rasch, daß man kein Verweilen im flüssigen Zustand beobachten kann. Zwar gewannen wir bei den Gefrierkernen des ungeheizten Zimmers manchmal den Eindruck, als würden einige Kristalle erst nach Bildung des gleichmäßigen Tröpfchenbeschlages aus diesem „auftauchen“ und nicht gleichzeitig mit diesem entstehen — direkt beobachten konnten wir aber die Existenz eines primären Tröpfchens, wie sie oft im Innern von Schneeflocken bei Temperaturen in der Nähe des Schmelzpunktes vorkommen, nicht.

Wir stellten fest, daß ein und derselbe Gefrierkern mehrmals wirksam sein kann; auch dann, wenn er zwischendurch bei positiven Temperaturen als Kondensationskern gedient hat und ganz mit flüssigem Wasser umgeben war. Im Verlaufe einer längeren Versuchsreihe, innerhalb derer Kristallbildung und Verdampfen mehrmals abgewechselt wurde, zeigte sich jedoch im Mittelwert über eine ganze Reihe von Kernen, daß die entstehenden Eisteilchen immer weniger wurden. Diese Tatsache ist übrigens nach den Untersuchungen von DORSEY (s. o. S. 12 ff) verständlich und zu erwarten: der Vorgang der Kristallbildung und des Verdampfens entspricht dem des Gefrierens und Auftauens bei DORSEY. Durch den Gefriervorgang wird das Gefüge gewisser Gefrierkerne aufgespalten; die Kerne zerfallen und sind dann zu klein um bei der herrschenden Temperatur eine Kristallisation auslösen zu können.

Wir beobachteten ferner, daß für die erste Kristallbildung an einem Gefrierkern oft eine geringe Übersättigung bis zu 10% nötig war, während die zweite oder dritte dann normal bei Wassersättigung begannen. So fanden wir bei einer Versuchsreihe z. B., daß von 100 Gefrierkernen, die schon einmal wirksam gewesen waren, das zweitemal 74 ansprachen. Von diesen 74 entstanden 20 kurz vor Wassersättigung, während der Rest von 54 noch eine geringe Übersättigung benötigte. Gleichzeitig mit diesen letzteren entstanden auf der Fläche noch 50 Neubildungen an Stellen, an denen das erstmalig noch kein Kristall zu sehen war. Diese Beobachtung, daß die Gefrierkerne, wenn

sie das erstmalig überhaupt auch als Kondensationskern wirksam werden, eine geringe Übersättigung benötigen, läßt für die Art der Gefrierkerne wichtige Schlüsse zu. JUNGE fand ein gleiches Verhalten nur bei wasserunlöslichen festen Kondensationskernen, den Nernststiftionen, und hat sie irreversible Kondensation genannt. Auch AITKEN war ein solches Verhalten von Kondensationskernen schon bekannt. Nun befanden sich in unserem Versuchszimmer durch das rauchende Öfen neben festen Verbrennungsrückständen ohne Zweifel noch zahlreiche hygroskopische Schwefeldämpfe. Man hätte annehmen können, daß diese letzteren die Urheber der Kristallbildung im frostübersättigten Raum darstellen; im folgenden werden wir aber erfahren, daß hygroskopische Kerne keine Eisbildung veranlassen, so daß für die Kristallbildung im frostübersättigten Raum im wesentlichen Kapillarkondensation an festen Kernen verantwortlich sein dürfte.

b) Wasserlöslichkeit der Gefrierkerne

Selbstverständlich mußte uns als erstes die Wasserlöslichkeit der Gefrierkerne interessieren. Wir ließen es daher auf der Fläche, die eine Anzahl Gefrierkerne trägt, bei positiven Temperaturen stark kondensieren, so daß große Tropfen entstanden. Nach ihrem Abtrocknen hinterließen diese deutlich sichtbare Rückstandsflecke. Ließen wir es nun bei -37° wieder kondensieren, dann entstanden schon bei 85% Wasser deutliche Kondensationsflecke. Bei 100% Wasser entstehen wieder Kristalle, die andere Lagen haben. Sie befinden sich überwiegend innerhalb der Rückstände der großen Tropfen und sind stellenweise auffallend längs der Ränder derselben aufgereiht. Beim Entstehen der Kristalle verschwinden die zuerst sichtbaren Kondensationsstellen. Diese bestanden also aus Wasser.

Eine Deutung dieses Versuches konnten wir geben, nachdem wir die Geschichte eines Tropfens aus geschmolzenen Cirrenteilchen bis zu seinem völligen Eintrocknen unter dem Mikroskop beobachtet hatten. Da hierbei zugleich ohne Zweifel die Gefrierkerne der Cirrus-Teilchen beobachtet werden konnten, geben wir diese Beobachtung ihrer Wichtigkeit wegen wieder:

Wir fingen bei einem Höhengestieg in einem sorgfältig mit Chromschwefelsäure gereinigten Dewargefäß aus einem Cumulonimbus-Schirm eine größere Menge Cirrenteilchen auf. Das Fanggerät war außerhalb des Propellerstrahles montiert, so daß sein Inhalt nicht durch Motorgase und Verbrennungsrückstände verunreinigt werden konnte. Nach dem Flug wurde das Dewargefäß mit einem Korken verschlossen neben Trockeneis aufbewahrt und von den so konservierten Cirrenteilchen wurde dann mit einer sorgfältig gereinigten Holzspachtel eine kleine Menge auf einen Objektträger gebracht. Nachdem die Eisteilchen geschmolzen waren, wurde der aus ihnen entstandene Tropfen im Dunkelfeld in mehrhundertfacher Vergrößerung beobachtet. Beim Verdampfen desselben zeigte sich ein interessanter Vorgang: am Rande des Tropfens hatten sich viele helle Pünktchen angesammelt, die in heftiger Bewegung waren und immer gegen den Rand stießen, so, als wollten sie den Tropfen verlassen. An der Art ihrer Bahnen erkannte man deutlich als Ursache der Bewegung die BROWN'sche Molekülbewegung. Diejenigen Lichtpünktchen, die noch weiter innerhalb des Tropfens waren, hatten alle die Tendenz, den Tropfenrand zu erreichen: auf Zickzackwegen strebten sie in ständiger unruhiger Bewegung dem Rande zu. Sie blieben auch noch sichtbar, als das Wasser verdampft war; man erkannte das daran, daß sie sich plötzlich nicht mehr bewegten. Der Rückstand des verdampften Tropfens bestand zum größten Teil aus solch kleinen Pünktchen. Darunter waren einzelne Flecken mit größeren Teilchen und Lösungstropfen

eingestreut. Darüber hinaus zeigten Beobachtungen an eintrocknenden Tröpfchen immer wieder, daß der aus allerlei löslichen Salzen bestehende Rest sich innerhalb der ersten Umrandung zu einem kleinen schmierigen, stark hygroskopischen Fleck zusammenzieht. Unter besonderen Bedingungen kann er hier sogar auskristallisieren. Diese Rückstandsuntersuchungen, auf die wir unten noch eingehen, haben uns also einerseits die Gefrierkerne der Cirren-Teilchen als wasserunlösliche Teilchen gezeigt, zum anderen ermöglichen sie uns aber auch eine Deutung unseres oben beschriebenen Versuches bezüglich der Wasserlöslichkeit der Gefrierkerne.

Wir hatten gesehen, daß durch die Überschwemmung der Kondensationsfläche eine Teilung eingetreten ist: lösliche hygroskopische Kerne sind aufgelöst worden, ihre Substanz befindet sich in den inneren Rückstandsflecken der Tropfen, in denjenigen also, die bei 85 % anfangen, zu kondensieren, aber keine Eisbildung veranlassen. Die unlöslichen Kerne sind von ihrer Unterlage weggeschwemmt und durch Koagulation der Tropfen großen Tropfen einverleibt worden. Daher befinden sie sich im Innern der Rückstandsflecke in größerer Dichte als an den anderen Flächenteilen. Durch den Verdampfungsvorgang sind sie bevorzugt am Rande der Tropfen abgelagert worden. Daher sind die Kristalle an manchen Stellen längs des Tropfenrandes aufgereiht.

Somit können wir nun zwei wichtige Aussagen machen und mit ihnen das Ergebnis des vorigen Kapitels erheblich erweitern:

1. Kristallbildung findet an festen wasserunlöslichen Kernen statt;
2. an hygroskopischen, wasserlöslichen Kernen entsteht auch bei tiefen Temperaturen Wasser und kein Eis.

Über die Möglichkeiten der Kristallbildung an Kochsalz unterrichtet das nächste Kapitel.

c) Gefrierkerne aus Kochsalz

Nach dem oben Gesagten und dem, was wir über die Unterkühlungsfähigkeit von Wasser und Wasserlösungen wissen, war es fraglich, ob es Gefrierkerne aus wasserlöslichen Substanzen überhaupt geben kann. Wir können hierzu jedoch in Ergänzung der oben beschriebenen Untersuchungen Frl. HOLLSTEIN's einige interessante Versuchsergebnisse berichten.

Auf den Kühler wurden durch Zerstäuben von konzentrierter Kochsalzlösung Tröpfchen aufgebracht, von denen die meisten während ihres Falles durch die Luft zu sauberen Oktaedern und Quadrern auskristallisierten. Bei Raumtemperaturen um -20° bis -23°C wurde die Fläche dann abgekühlt. An den Salzkriställchen bildete sich dabei kein Eis, sondern Wasser, so daß diese sich bald wieder in einem Tröpfchen gelöst hatten.

Bei $-29,5^{\circ}\text{C}$ umgaben sich wieder eine ganze Reihe mit einem Wassermantel, an der Mehrzahl der Kristalle passierte aber etwas anderes. Man konnte beobachten, daß die spiegelnden Flächen plötzlich trübe und „rauh“ wurden und daß sich überall auf der Salzkristallfläche Eis, anscheinend in Form einer Kruste, ansetzte. Gleichzeitig entstanden auch auf der Kondensationsfläche an anderen Keimen Eiskristalle. Als darauf die Kühler Temperatur wieder erhöht und dadurch die Eiskristalle verdampft wurden, blieb die Oberfläche der Salzkristalle rau, — ein Zeichen, daß sie jedenfalls vor Bildung des Eises durch unterkühltes Wasser angeätzt worden war.

Ein anderes Mal konnte auf der spiegelnden Fläche eines Salzkristalles beobachtet werden, daß sich bei Kondensationsbeginn die Kristallfläche mit einem dünnen Flüssigkeitsfilm überzog, der dann von einer Seite her mit Nadeln wie Fensterblumen gefror. Auch

in diesem Fall blieben nach dem Trocknen deutliche Ätzspuren auf dem Salzkristall zurück.

Die Versuche zeigen, daß die hygroskopischen Eigenschaften eines Salzkristalls selbst bis zu beträchtlichen negativen Temperaturen seine Impfwirkung als fester Körper übertreffen, so daß Wolken, die sich nur an reinen Salzkernen kondensieren, bis unter -30°C noch immer aus Tröpfchen bestehen können. Ob allerdings dabei Wasserwolken entstehen können, die auch über längere Zeit stabil bleiben, kann ohne weiteres nicht entschieden werden, da es immer noch gleichzeitig Kondensationskerne geben wird, die als Gefrierkerne wirksam werden, so daß schließlich ein Auflösen der Wasserwolke, z. B. durch Ausschneien, einsetzen wird. Hinzu kommt die Möglichkeit, daß bei der Ablösung der Salzkerne aus dem Meereswasser noch kleine Schwebeteilchen mitgerissen werden, die nun angelagert an das Kriställchen ein Gefrieren des kondensierten Wassers veranlassen. Bei noch tieferen Temperaturen unter 0° wird die Löslichkeit von Salz in Wasser mehr und mehr zurückgehen, so daß dann ein Salzkristall regelmäßig als Gefrierkern wirkt. Im großen und ganzen wird die HOLLSTEIN'sche Erstarrungskurve für die gesättigte Lösung gelten, so daß unterhalb von -35° Wasserwolken nur in besonderen Fällen angetroffen werden. Sehr wahrscheinlich mag es sich bei diesen dann auch um Wolken mit kurzlebigen Elementen, Lenticularis- oder Hinderniswolken handeln. Jedenfalls können wir das wichtige Ergebnis vermerken, daß an Kondensationskernen aus Salzkristallen noch bis weit unter den eutektischen Punkt stabile Tröpfchen entstehen! Zweifellos gelten diese Beobachtungen auch für andere hygroskopische Kondensationskerne industrieller und organischer Herkunft.

d) Die Aktivität der Gefrierkerne

Können wir nun schon etwas über die Aktivität der Gefrierkerne, d. h. über vielleicht vorhandene verschiedene Güteklassen sagen? Unsere Untersuchungen reichen zur Beantwortung dieser Frage zwar nicht aus, trotzdem meinten wir zu wiederholten Malen einen gewissen Unterschied der Aktivität von Gefrierkernen des geheizten und denjenigen des ungeheizten Zimmers bemerkt zu haben, insofern als diese letzteren langsamer und träger in ihrer Wirkung waren.

Ähnliche Beobachtungen verschiedener Aktivität von Gefrierkernen hat RAU bei Erstarrungsuntersuchungen von Wassertropfen gemacht. So konnte er in ein und demselben Tropfen drei verschiedene Gefrierkernarten feststellen, deren jede ein paarmal wirksam war und dann von der nächsten bei einer tieferen Temperatur abgelöst wurde.

Eine andere sehr interessante Beobachtung konnte er aber noch machen, indem er feststellte, daß beim Abtrocknen von Tropfen Gefrierkerne, die schon unwirksam geworden waren, wenn sie am Rand des Tropfens abtrockneten, plötzlich wieder ein Gefrieren desselben veranlaßten. Auch auf dem Tropfenrückstand eines vorher bei -20°C gefrorenen Tropfens setzte die Eisbildung bei erneutem Kondensieren wieder bei -5° bis -7°C ein. Diese Beobachtungen lassen vermuten, daß die Wirksamkeit eines Gefrierkernes „ertränkt“ werden kann und daß er am aktivsten bei einem ganz bestimmten Trocknungsgrad ist. Mit ihrer Hilfe läßt sich vielleicht das Ausschneien von Ac erklären, wobei ja manchmal fast schlagartig eine große Menge Gefrierkerne wirksam werden. Mitunter zeigen ausschneidende Wolken schon vorher eine gewisse Auflösungs-tendenz, so daß die Aktivierung der Kerne mit dem beginnenden Abtrocknen zusammenfallen mag. Sind dann einmal Eisteilchen da, dann ist Abtrocknen und Reaktivierung der Gefrierkerne ein sich gegenseitig aufschaukelnder Prozeß.

Auch FINDEISEN fand eine Abhängigkeit der Aktivität der Gefrierkerne: seine sogen. Sublimationskerne erster Art verlagern ihre Wirksamkeit mit zunehmender Abkühlungsgeschwindigkeit nach tieferen Temperaturen, während es bei seinen Sublimationskernen zweiter Art gerade umgekehrt ist.

e) Wirksamkeit der Gefrierkerne bei höheren Temperaturen

Da wir unsere Untersuchungen im wesentlichen im Temperaturbereich zwischen -30° und -40°C durchführten, liegen uns über die Wirksamkeit der Gefrierkerne bei höheren Temperaturen nur wenig Beobachtungen vor. Wir fanden, daß bei Temperaturen zwischen -2° und -4°C auch nach 20 Minuten bei Wassersättigung keine Kristalle entstanden. Bei -10° und -20° war ihre Wirksamkeit nicht so spontan und nicht so regelmäßig wie bei den tiefen Temperaturen; bald entstanden Kristalle, bald keine oder nur allmählich nach und nach, so daß man also für die Erklärung von schneidenden Wasserwolken eine große Auswahl verschiedener Möglichkeiten findet.

f) Größenordnung und äußere Gestalt der Gefrierkerne

Die Methode, mit welcher wir die Gefrierkerne im Schmelzwasser von Cirruteilchen beobachteten, gestattet qualitative Aussagen über die Größenordnung derselben. Sie lagen nämlich an der Auflösungsgrenze des Mikroskopes bei Dunkelfeldbeleuchtung, so daß man etwa in die Größenordnung $1\ \mu$ kommt.

Eine andere analoge Untersuchung von Cirruteilchen-Schmelzwasser gab Anhaltspunkte über die äußere Gestalt der Gefrierkerne. Hier stammten die Cirruteilchen aus Cirrocumulus-Wolken in 9000 m Höhe bei -45° bis -50°C . Im Dunkelfeld bot ein Schmelztropfen derselben wieder das gleiche Bild: größere und kleinere Lichtpünktchen zitterten durch das Bildfeld. Manche der Teilchen schienen aus mehreren (3–5) Pünktchen zu bestehen und zitterten nur ein wenig auf der Stelle. Andere mit nur einem Pünktchen hatten ein ruhiges Licht und waren sehr beweglich. Wieder andere, die sich sonst gleich benahmen wie diese, hatten ein außerordentlich unruhiges Licht, das kam und ging, bald hell, bald dunkel war. Die einzelnen Pünktchen waren wieder in der Größenordnung von $1\ \mu$, die größeren, die aus mehreren Einzelpünktchen bestanden, von mehreren μ .

Die Teilchen dieses Fluges sind besonders interessant: 1. wegen der Zusammenballung einiger, wodurch der Gefrierkern größer und seine Gefriertemperatur heraufgesetzt wird, und 2. weil das verschiedene Verhalten des von ihnen ausgehenden Streulichtes Schlüsse auf die geometrische Form der Teilchen erlaubt. Ein ruhiges Licht wird die Folge einer verhältnismäßig glatten Oberfläche, ein unruhiges Licht dagegen die Folge einer stark zerklüfteten Oberfläche sein.

Neben Gefrierkernen, die aus mehreren Einzelindividuen bestehen, kommen also solche mit einer sehr ungleichmäßigen äußeren Gestalt vor, in der Mehrzahl sind es aber Teilchen mit offensichtlich glatter Oberfläche mit wenig vorspringenden Ecken und Kanten.

Mit der Erfindung des Elektronenmikroskopes wurde uns das Mittel an die Hand gegeben, mit dem die Gestalt der Kondensationskerne oder allgemeiner des Luftplanktons sichtbar gemacht werden kann. In den „Veröffentlichungen der Staubbekämpfungsstelle“ waren verschiedene Ansichten von Holz- und Kohleteilchen enthalten. Zahlreiche unter ihnen haben eine sehr unregelmäßige Oberfläche, und sind daher für Kapillarkondensation gut geeignet. Ruß besteht aus lauter wie Hefepilze aneinander hängenden kleinen flachen Scheibchen von einigen $m\mu$ Durchmesser. Die Verbindung der einzelnen Scheibchen untereinander ist sehr locker. Jedenfalls kann man sich bei diesen lose

aneinanderhängenden Teilchen sehr gut vorstellen, daß sie eingehüllt in Wasser, das mehrmals einem Gefrier- und Schmelzprozeß unterworfen wurde, auseinandergerissen werden und dadurch immer feiner zerteilt die Gefriertemperatur, wie wir es aus DORSEY's Versuchen kennen, mehr und mehr erniedrigen.

Interessant ist die Aufnahme von Zigarrenrauch, die zeigt, daß derselbe aus lauter kleinen Kriställchen besteht.

Die Größenordnung dieser Luftplankton-Teilchen schwankt zwischen 10^{-5} und 10^{-4} cm.

g) Gefrierkerne und Aggregatzustand

Aus dem oben über die Gefrierkerne Gesagten geht hervor, einen wie großen Anteil diese bzw. die Kondensationskerne am Aggregatzustand der Wolken bis weit unter den Schmelzpunkt haben. Sehr kalte Wasserwolken werden im wesentlichen aus löslichen Kernen gebildet sein, während weit herab reichender Altostratus aus Schnee auf ein besonders zahlreiches Vorkommen von günstigen Gefrierkernen schließen läßt.

Jedenfalls haben wir nun eine ganze Reihe wichtiger Aussagen über die Gefrierkerne machen können, aus denen wir einiges über den Doppelcharakter: Kondensationskern — Kristallisationskeim erfahren haben. Es zeigte sich, daß die besten Kondensationskerne, die hygroskopischen, nicht gleichzeitig die besten Gefrierkerne sind, da die Kristallisation immer nur durch feste, wasserunlösliche Teilchen veranlaßt wird. Daher entstehen Eiskriställchen im frostübersättigten Raum nicht, wie man zunächst annehmen sollte, an hygroskopischen Kernen, sondern an festen Kondensationskernen durch Kapillarkondensation (vergl. S. 19). Daß die Größe eines Keimes auf die Temperatur, bei der er wirksam wird, einen bedeutenden Einfluß ausübt, haben wir in den Kapiteln über die Unterkühlungsfähigkeit von Wasser festgestellt. Man kann also sagen, daß wir die Wirksamkeit des Gefrierkerns nach drei Seiten hin beleuchtet haben:

1. nach seiner Wasserlöslichkeit,
2. nach seiner Oberflächenbeschaffenheit,
3. nach seiner Größe.

Trotzdem können wir auf die Frage „Wodurch veranlaßt ein so und so beschaffener Kondensationskern die Kristallisation des auf ihm niedergeschlagenen Wassers?“ noch keine befriedigende Auskunft erteilen. Nach den Beobachtungen RAU's über den Abtrocknungseffekt und den unsrigen über den momentanen Beginn der Kristallbildung bei Wassersättigung scheint seine größte Wirksamkeit dann gegeben zu sein, wenn er sich in jenem Zwischenzustand: nicht mehr ganz trocken, aber auch noch nicht ganz naß, sich gerade mit einer Wasserhaut umgebend befindet. Es mag sein, daß bei der Kristallisation infolge der elektrostatischen Kristallbindung im Eis elektrische Oberflächenkräfte eine Rolle mitspielen*).

Am genauesten kennen wir jedenfalls noch die Abhängigkeit der Kristallisationswirkung von der Kerngröße — wenn auch nur für isomorphe Kerne!

Bereits E. WALL hat sich mit dieser Frage auseinandergesetzt und darauf hingewiesen, daß man eine analoge Beziehung wie die J. J. THOMSON'sche für isomorphe Teilchen auch für nicht isomorphe aufstellen müßte, in der der wahre Radius r durch einen Eisradius $r_E < r$ ersetzt ist, der angibt, um wieviel besser die Impfwirkung eines gleich großen isomorphen Teilchens ist. Praktische Erfahrungen besitzen wir

*) Nach neueren Untersuchungen sind wir der Ansicht, daß es sich bei der Eisbildung nur um einen Vorgang der Oberflächenkatalyse handeln kann. Da derselbe ohne Zweifel in das Gebiet der Tieftemperaturkatalyse gehört, wird seine theoretische Behandlung außerordentlich kompliziert sein. (Vgl. hierzu auch unseren Aufsatz: Die festen Wolkenelemente, der demnächst in der W. Peppeler-Festschrift erscheint.)

heute über diesen Punkt kaum, da wir weder die Oberflächenaktivität der Kondensationskerne noch die Rolle der Oberflächenaktivität bei der Kristallisation kennen. Wir möchten jedoch etwa annehmen, daß r_E in Schmelzpunktnähe um etwa zwei Zehnerpotenzen, bei tiefen Temperaturen um eine Zehnerpotenz kleiner angenommen werden muß, wenn man die Impfwirkung eines Kondensationskernes mit dem Radius r abschätzen will. MEYER und PFAFF war es mit Kolloidumfiltern gelungen, die Gefriertemperatur von Wasser bis auf -24°C herabzusetzen. Nimmt man als Porengröße derselben $10\text{ m}\mu$, mit der man bei sorgfältig angefertigten sogen. Elfordmembranen rechnet, dann befinden wir uns in der Größenordnung von 10^{-6} , während der isomorphen r_E in der Größenordnung 10^{-7} cm liegt.

Zu einer ähnlichen Abschätzung kommt man auch, wenn man die Größenordnung der Kondensationskerne mit Gefrieruntersuchungen an Wassertröpfchen vergleicht. W. RAU zeigte bei seinen Verteilungskurven der Gefriertemperatur, daß dieselben nicht mit Eigenschaften des Wassers zusammenhängen, sondern eine Folge der Gefrierkerne sind, die die Versuchströpfchen aus der Luft aufnehmen. Demnach würde sich in diesen Kurven die Wirksamkeit des Aerosols widerspiegeln. Für die Größe der Teilchen dürfen wir daher den Umfang des Kondensationskernspektrums annehmen, der nach JUNGE von 7×10^{-4} cm bis 10^{-9} cm, reicht. Nach unserer Tabelle (Seite 17) hätten diese dieselbe Impfwirkung wie isomorphe Teilchen mit einem Radius von 10^{-5} bis 10^{-7} cm.

Neben diesen wirksamen Kondensationskernen gibt es aber auch noch solche, die bis zu erheblich tieferen Temperaturen unwirksam bleiben; es sind dies die wasserlöslichen Kerne. Für diese beginnt die Wirksamkeit nach der HOLLSTEIN'schen Untersuchung erst bei -35°C — einer Temperatur, die interessanterweise derjenigen der arktischen Nebelbogen entspricht und die sich namentlich auch derjenigen unserer Lenticulariswolken anschließt. Ob diese Wolken daher überwiegend aus löslichen Kondensationskernen gebildet werden, kann allerdings erst eine eingehende chemische Untersuchung des Wolkenwassers zeigen.

Nachdem wir nun versucht haben, wenigstens qualitative Angaben zur scheinbaren „isomorphen Größe“ der Gefrierkerne zu machen, sei noch einiges über die Breite des Kondensationskernspektrums hinzugefügt.

Vielleicht mag man überrascht sein, daß die Gefrierkerne, die wir aus Cirren in 9000 m Höhe herunterholten, so große Teilchen waren, daß sie noch innerhalb des Auflösungsereiches der Mikroskopvergrößerung blieben. Wir sind jedoch der Meinung, daß die obere Grenze für die Größe der Gefrier- und Kondensationskerne mit 7×10^{-4} cm eher zu niedrig als zu hoch angegeben ist. Neueste Staubbmessungen von DREISBACH im Flugzeug bis zu 3000 m Höhe haben in Übereinstimmung mit früheren Untersuchungen von GLAWION gezeigt, daß der Anteil der im Zeiß'schen Konimeter aufgefangenen Teilchen, die größer als $1\ \mu$ sind, überall etwa noch $\frac{1}{3}$ der Gesamtzahl ausmacht. Zweifelsohne sind die größeren Teilchen gute Kondensationskerne und darüber hinaus besonders gute Gefrierkerne. Daß sie auch in den größten Höhen vorkommen und damit also jeder Wolke zur Verfügung stehen, zeigen unsere beiden Stichproben aus verschiedenen Cirrenarten. Die von WIGAND festgestellte Abnahme der Kondensationskernzahlen entspricht auch bei Hochdrucklagen nur im Mittel der Wirklichkeit, da wir bei unseren Höhenflügen auf 10 km oft bis zum Gipfel eine deutlich erkennbare Dunstschicht nach der anderen passierten.

Gefrierkernschema

Wir können nun einen Überblick über die Kondensationskerne geben, die als Gefrierkerne geeignet sind. Gefrierkerne sind:

1. feste wasserunlösliche Kondensationskerne
2. feste wasserlösliche Kondensationskerne erst von einer bestimmten Temperatur ab (NaCl z. B. von -30° bis -35°C ab).

Keine Gefrierkerne sind:

1. flüssige wasserlösliche Kondensationskerne
2. gasförmige Kondensationskerne (vergl. z. B. den Ozonversuch REGENER's).

Unbekannte Wirkung haben flüssige wasserunlösliche Kondensationskerne.

II. Das Aussehen der Eisphase

Eine der gründlichsten Untersuchungen über das Aussehen der in der Natur vorkommenden Eiskristalle verdanken wir dem Polarforscher DOBROWOLSKI, der während der Überwinterung der „Belgica“, in der Antarktis in den Jahren 1888—89 Hunderte von Kriställchen skizzierte. In seinen Skizzen sind bereits alle Formen zu finden, die wir in über 2000 Mikroaufnahmen aus dem Cirrenniveau, am Boden und im Laboratorium festhalten konnten. Die Verteilung der verschiedenen Formen in der Troposphäre ebenso wie ihre Abhängigkeit von der Temperatur dürfte aber zusammen mit den Arbeiten E. WALL's erst durch vorliegende Untersuchungen so klar geworden sein, daß man in Zukunft aus dem äußeren Erscheinungsbild die Entstehungsbedingungen für dasselbe wenigstens im Mittel angeben kann.

Im folgenden bringen wir eine Auswahl unserer Kristallaufnahmen, wobei wir uns bei den Formen der Sternchen und Plättchen, über die ja bereits zahlreiche mikrographische Sammlungen existieren, z. B. in der ausgezeichneten Sammlung von BENTLEY oder in den gründlichen Forschungen der Japaner, auf einige der interessanteren beschränken werden.

Aufnahmetechnik

Für unsere Aufnahmen verwendeten wir ein Zeißmikroskop mit einem Miflex-Kameraaufsatz in Verbindung mit einer Contax. Es wurde meistens mit einer dreißigfachen Vergrößerung gearbeitet. Für die Aufnahmen am Boden wurde wegen der besseren Tiefenwirkung Auflicht verwendet, während die Flugzeugaufnahmen zur Herabsetzung der Belichtungszeit im durchfallenden Licht aufgenommen werden mußten. Für einen Teil der Bodenaufnahmen stand ein Stereobjektiv zur Verfügung, so daß wir erstmalig Stereoaufnahmen von Eiskristallen zeigen können. Als Objektträger wurde für die Bodenaufnahmen meistens ein mit schwarzem Samt überzogenes Holzbrettchen verwendet. Bei den Flugzeugaufnahmen war das nicht möglich, da ja im durchfallenden Licht gearbeitet werden mußte. Es wurde ein Objektträger aus Plexiglas angefertigt, der vor der Aufnahme mit Zaponlack bestrichen, kurze Zeit aus der Maschine in die umgebende Wolke gehalten wurde. Die auftreffenden Kriställchen blieben an dem Zaponlack hängen, der durch seine Weichheit bei den meisten Teilchen ein Zersplit-

tern verhinderte. Bei den Aufnahmen im Flugzeug mußte der photographische Teil der Apparatur gegen die Kälte isoliert werden, sodaß nur Öffnungen für den Filmtransport, den Drahtauslöser und das Beobachtungsfernrohr frei blieben. Das ganze Gerät aber mußte gegen die starken Vibrationen des Motors an Spiralfedern erschütterungsfrei aufgehängt werden. **Abb. 16, Tafel 1** zeigt die Apparatur und ihre Aufhängung in der Höhenmaschine. Diese war ein Henschel-Nahaufklärer mit Höhenmotor und offener Kabine, die regelmäßig eine Gipfelhöhe von 9500 m erreichte.

Der erste Versuch Mikrophotographien von Cirrenteilchen an ihrem Entstehungsort aufzunehmen mißlang noch, da die Apparatur noch nicht genügend erschütterungsfrei aufgehängt war; wir erhielten aber durch Zufall ein weiteres außerordentlich wertvolles Hilfsmittel zur Untersuchung der Cirrenteilchen. Nach der Landung stellte sich nämlich heraus, daß in dem inzwischen festgewordenen Zaponlack die Abdrücke, die durch den Aufprall der Cirrenteilchen entstanden waren, erhalten geblieben sind. Diese konnten nun bequem und in Ruhe photographiert werden. Zwar mißlang der Versuch, diese Methode systematisch anzuwenden, da es immer mehr oder weniger dem Zufall überlassen war, gerade in dem Augenblick an den Cirrenteilchen zu sein, in dem der Zaponlack die zum Fixieren der Abdrücke nötige Konsistenz besaß. Da sich der stark verdampfende Zaponlack beim Abstieg außerdem sehr leicht beschlug, wodurch die Abdrücke unsichtbar wurden, war es nötig, bis zum völligen Verdampfen des Lösungsmittels in der Höhe zu bleiben. Dadurch wurden die Flüge lang und die Ausdauer von Pilot und Beobachter in der großen Kälte auf eine harte Probe gestellt. So wurden nicht von jeder Aufnahmeserie gleichzeitig Abdrücke erhalten; trotzdem hatten sie sich aber die paarmal, bei denen sie gelangen schon als außerordentlich nützlich erwiesen, da die Abdrücke eine Vorstellung von der Außenstruktur und überhaupt von dem räumlichen Aussehen der Kristalle vermitteln. Auch die für die Struktur des Eiskristalls wichtige Untersuchung der Bruchrichtungen in zerbrochenen Kristallen (s. S. 9), wäre ohne die Abdrücke nicht möglich gewesen.

Die Mikroaufnahmen der Abdrücke erhielten durch ihre Tiefenwirkung, daß die Plexiglasscheibe mit dem festgewordenen Zaponlack schräg von unten beleuchtet wurde. Der entstehende plastische Eindruck wird bei den allermeisten Abbildungen durch das Auge falsch gedeutet: man sieht ein Relief, wo man Vertiefungen sehen sollte. Man sieht den Abdruck also so, als schaute man von unten gegen das sich abdrückende Teilchen.

Es ist selbstverständlich, daß vielen Abdrucken eine gewisse Mehrdeutigkeit anhaftet: so sieht man z. B. einem Sechskantabdruck nicht an, ob er von einem Plättchen oder der Basis eines Prismas herrührt. Dasselbe gilt prinzipiell von einem ringförmigen oder einem eingerollten Abdruck, obgleich hier die Wahrscheinlichkeit, daß es sich dabei um das Ende eines röhrenförmigen, also prismatischen Kristalls handelte, sehr groß ist. Zur Unterscheidung von Prismen und Plättchen an ihrem Abdruckbild darf man mit Sicherheit annehmen, daß ein völlig zertrümmerter Sechseckabdruck einem dünnen Plättchen, ein ganz gebliebener jedoch einem dicken Plättchen oder einem Prisma angehört hat.

Schon hier wollen wir bei den Abdrücken besonders auf die reiche Struktur der Basis und Seitenflächen hinweisen, die erst durch dieses Verfahren so eingehend bekannt geworden ist und noch wertvolle Aufschlüsse nicht nur über das Aussehen sondern auch über das Wachstum bringen wird. Vom ganz glatten Sechseckabdruck findet man von Abdrücken mit einem kleinen Pünktchen in der Mitte bis zur sauberen schmalen Ring- oder Wabenform alle Zwischenstufen ein-

facher und komplizierter Struktur. Überraschend waren insbesondere die Abdrücke der Seitenflächen, die in den meisten Fällen in charakteristischer Weise ausgehöhlt sind.

Als Filmmaterial bewährte sich bestens „Mimosa“-Material, das in seltener Weise die Vorzüge der Feinkörnigkeit und der Brillanz des Bildes mit seiner hohen Empfindlichkeit verband.

1. Kristalle der bodennahen Luftschichten Temperaturbereich 0° bis -24° C

a) Reifkristalle

Die Reifkristalle z. B. **Abb. 17, Tafel 1**, entstanden bei Lufttemperaturen zwischen -1° und -18° C. Die Stereoaufnahme zeigt deutlich einen Formentyp, der die Verwandtschaft des Eiskristalls mit einem reinen Jonenkristall z. B. Kochsalz dokumentiert: die Schüsselform. Diese Form wird, wie wir sehen werden, als Hohlprisma und vereinigt zu Hohlprismenbüscheln, die beherrschende Form der Cirrenkristalle sein.

Betrachtet man die äußeren Formen der Reifkristalle, dann fällt auf, daß dieselben mit abnehmender Temperatur immer kantiger, kristallartiger werden, während sie um so weicher, wässriger aussehen, je höher die Entstehungstemperatur ist, bis sie in der Nähe des Schmelzpunktes in ihren runden Formen wie Blütenblätter wirken (**Abb. 18, Tafel 1**).

b) Polarschnee — Diamantstaub — Cirruswolke am Boden

Wir sind oft geneigt, Polarschnee, Diamantstaub oder Cirruswolken am Boden als ein und dieselbe Erscheinung anzusehen.

Nach unseren Erfahrungen während zweier Winter lassen sich aber diese Niederschlagsarten folgendermaßen charakterisieren:

Polarschnee besteht aus kleinen Plättchen und Sternchen bis zu einer Größe von etwa 2½ mm Durchmesser und kommt nur in Verbindung mit einer Wasserwolke, meist einer dünnen Strahlungs- oder Hochnebelschicht, bei Temperaturen zwischen -10° und -20° C vor.

Diamantstaub besteht aus winzigen Eiskriställchen, deren Existenz man oft nur durch optische Erscheinungen, für gewöhnlich einer Sonnensäule, gewahr wird. Sie können sich in klarer Luft bilden und sind nicht an eine Wasserwolke gebunden. Es ist daher wahrscheinlich, daß sie im frostübersättigten Bereich an besonders geeigneten Gefrierkernen entstehen. Ihre räumliche Dichte ist so gering, nach unseren Schätzungen 1 bis 10 Teilchen im Kubikdezimeter, daß nach unseren Untersuchungen die Zahl an solchen Gefrierkernen überall ausreicht. Die WEGENER'schen Arktisbeobachtungen über die Eiskristallbildung in der Rauchfahne seines Schornsteines bei frostübersättigtem Feuchtigkeitszustand finden damit zwanglos ihre Erklärung.

Cirruswolke am Boden. Bei tieferen Temperaturen, etwa ab -20° C und Feuchten nahe an Wassersättigung werden die Diamantstaubteilchen größer und beständiger und zeigen mehr und mehr eine Entwicklung in Richtung der Hauptachse, so daß sie zu prächtigen Haloerscheinungen Anlaß geben können. Man spricht dann von einer Cirruswolke am Boden. Eine solche kann sich aber auch bei höheren Temperaturen durch Umbildung eines Wassernebels in eine Eiswolke bilden, dürfte dann aber meist kurzlebig als Zwischenstadium zu vollkommen klarer Luft sein. Die Entstehungsbedingungen und Teilchenzahlen entsprechen denen des Diamantstaubes.

Wir kommen nun zu der Besprechung einiger besonders interessanter Beobachtungen dieser Niederschlagsarten.

Als erste bringen wir die Umwandlung eines Strahlungsnebels in Diamantstaub, wobei anfangs aus dem Strahlungsnebel ein dünner Polarschnee-Niederschlag fiel. Folgendes Protokoll haben wir seinerzeit hierüber aufgeschrieben:

„Unter Mitwirkung eines dichten, bis zum Boden reichenden Strahlungsnebels hatten sich Reifgebilde entwickelt, die keinerlei kristalline Formen mehr zeigten, sondern gänzlich vergraupelt waren. Es herrschte eine Temperatur von -11°C . Zwischen den über und über mit gefrorenen Tröpfchen bedeckten Reifgebilden lagen vereinzelt Sternchen, die ebenso vergraupelt waren. Daneben fielen aber auch kleine Eisklumpchen und besonders Plättchen, die anfangs ganz klar waren (Abb. 19, Tafel 2). Als sie nach und nach häufiger wurden, waren auch sie zunehmend mit gefrorenen Tröpfchen bedeckt (Abb. 20, Tafel 2). Dabei fiel auf, daß diese Teilchen schwadenweise fielen: mal kamen sie ganz dicht, um kurz danach wieder nur vereinzelt zu fallen. Als die Sonne gegen 10 Uhr durchkam, verwandelte sich der ganze Nebel in Eisteilchen. Die Luft war ganz dicht damit erfüllt, einige derselben zeigt Abb. 21, Tafel 2. Es sind im wesentlichen kleine mehr oder weniger dicke Plättchen. Von den Sternchen und Vollplättchen fiel keines mehr und mit der Sonne kamen gleichzeitig Haloerscheinungen: der 22° -Halo, die Nebensonnen, die Circumzenitalbogen; Halos also, für deren Entstehung dicke Plättchen ausreichen. Um diese Zeit betrug die Temperatur $-9,2^{\circ}\text{C}$.“

Woher kommen aber die vielen Gefrierkerne, die die Umbildung des Nebels in eine Diamantstaubwolke voraussetzt? Die Zahl der Gefrierkerne im Nebel vor seiner Umbildung ist charakterisiert durch den geringen Polarschnee-Niederschlag. Zur Erklärung der Zunahme der Kernzahl gibt es mehrere Möglichkeiten:

1. Aktivierung von Gefrierkernen im Sinne der Beobachtungen von RAU beim Abtrocknen des Nebels nach Sonnenaufgang,
2. tatsächliche Erhöhung der Gefrierkernanzahl durch die Inbetriebnahme von Öfen und Heizungen — ein Effekt, der in der täglichen Schwankung der Kondensationskernzahlen, die ein erstes Maximum um die Frühstückszeit aufweisen, bereits durch mehrere Forscher nachgewiesen worden ist. Die relativ schweren Gefrierkerne fallen über Nacht aus der flachen Schicht der Strahlungsinversion aus, und werden am Morgen mit Beginn der Heizung in ihr wieder angereichert.
3. Erhöhung der relativen Feuchte durch Verdunstung nach Sonnenaufgang. Hierdurch wird für vorhandene Gefrierkerne die Kondensationschwelle erreicht.
4. Folge des Temperaturminimums kurz vor Sonnenaufgang, wodurch für vorhandene Gefrierkerne die Kristallisationsschwelle erreicht wird.

Zweifellos wirken alle vier Möglichkeiten stets mehr oder weniger stark zusammen, so daß sich für jede einzelne kein typisches Beispiel anführen läßt. Wir möchten jedoch annehmen, daß bei dem oben geschilderten Fall das Gewicht mehr auf der ersten, bei den nun folgenden aber mehr auf der zweiten und dritten Möglichkeit lag:

1. „Das Minimum der Nacht in der Thermometerhütte betrug -13°C ; es ist um 8 Uhr eingetreten. Es ist anzunehmen, daß die relative Feuchte zeitweise sehr nahe an Wassersättigung herankam, da die Bäume leicht angereift waren. Die Temperatur in $\frac{1}{2}$ m Höhe betrug um 8.20 Uhr $-14,4^{\circ}\text{C}$. Zwischen 8.15 und 8.30 Uhr war vorübergehend eine deutlich ausgeprägte Lichtsäule unter der Sonne zu sehen, zugleich mit dem Glitzern ganz

winziger Diamantstaubteilchen. Es ist nicht beobachtet worden, ob diese schon länger da waren, oder erst in diesem Moment entstanden sind. Nebel war jedenfalls keiner da und dunstig war es vorher und nachher.“

2. „Am Morgen herrschten $-16,2^{\circ}$ Kälte. Beim Laboratorium und in seiner Umgebung war es stark dunstig, aber eigentlich nicht neblig. Dieser Dunst nahm bald zu, bald ab. Noch vor Sonnenaufgang sah man wenig Polarschneeteilchen in der Luft und mit Hilfe eines aufgestellten Autoscheinwerfers auch schon feinen Diamantstaub. Die Polarschneeteilchen waren sowohl im Luv des Lagers (reine Luft) als auch im Lee desselben (durch Heizung der Baracken verunreinigte Luft) zu beobachten. Da der Wind jedoch dauernd drehte, bald von der, bald von jener Richtung kam, ist diese Beobachtung von geringer Bedeutung. Es fiel lediglich auf, daß diese feinen Plättchen schwadenweise verteilt waren — mit einem Mal kam eine ganze Menge und dann wieder fast keines. Dasselbe zeigte sich auch nach Sonnenaufgang beim Diamantstaub: gegen 9.15 Uhr waren in dem freien Durchgang zwischen Montagehalle und Küche eine große Menge Teilchen in der Luft, während 200 m weiter vor Baracke 20 nur einige wenige beobachtet werden konnten.

Von den Polarschneeteilchen gelangen einige Aufnahmen

Es waren durchweg Strahlentypen, z. T. mit ganz breiten Zweigen z. T. mit Zweigen, die beiderseits wie eine Säge gezahnt waren. Ihre Größe bewegte sich zwischen wenigen Zehntelmillimetern bis zu 2—3 mm Durchmesser. Die Diamantstaubteilchen konnten nicht mikroskopiert werden. Sie waren so winzig, daß sie innerhalb der Belichtungszeit verdampften. Sie können oft überhaupt nur an einer Sonnensäule erkannt werden.“

Neben dieser mehr großräumigen Entstehung von Kriställchen bei Dunst oder Nebel konnten wir noch eine lokale bei klarer Luft beobachten. So entstand einmal ganz kurzzeitig eine Diamantstaubwolke in einer flachen Schicht über dem Dach der Flugzeughalle. Dasselbe absorbierte wegen seines schwarzen Teerbelages die Sonnenstrahlung so gut, daß es sich schon kurz nach Sonnenaufgang etwas über die Lufttemperatur erwärmt hatte, so daß der auf ihm befindliche Reifbelag rasch verdampfte. Dabei entstanden in der kalten, über das Dach hinstreichenden Luft durch Mischung mit der erwärmten, feuchtigkeitsangereicherten Dachluft Diamantstaubteilchen. Das gleiche kann man beobachten, wenn bereits etwas angewärmte und feuchtigkeitsangereicherte Luft in noch kalte Sappen oder Bodenvertiefungen vorstößt.

Wir hatten oben gesehen, daß bei -11°C aus einem Strahlungsnebel eine Diamantstaubwolke entstanden war. Cirruswolken am Boden beobachtet man gewöhnlich bei tieferen Temperaturen und klarer Luft; so hatten wir in dem strengen Winter 1941/42 mehrmals Gelegenheit, dieselben bei Temperaturen unter -20°C zu beobachten. Unter anderem haben wir damals am 21. 1. 1942 folgendes Protokoll aufgenommen:

„Morgens um 7 Uhr sternklar. Sicht in der Horizontalen gut, leicht dunstig, 8 Uhr Temperatur -26°C . Bei Tagesanbruch Bodennebel. Sicht wenige 100 m. Fall vereinzelter Schneesternchen, die alle gleiche Form haben. 10 Uhr Beginn von Mikrophotos. Neben zahlreichen Sternchen fallen nun hauptsächlich kleine Plättchen, dick, dünn, mit Stielen, doppelt geschichtet. Wir befanden uns in einer Cirruswolke. Die kleinen Teilchen verdampfen rasch auf dem Saft, sie halten sich aber auf den Sternchen länger und werden mehrmals photographiert. Auch ganz winzig kleine, die nicht photographiert werden konnten, zeigen schon Sechskantstruktur. Dicke Plättchen kom-

men häufig vor; sie sind ebenso lang wie breit. Die Sternchen sind verhältnismäßig groß, ca. 2,5 mm Durchmesser und stammen wahrscheinlich aus höheren, wärmeren Schichten der sehr flachen Kaltluftschicht. Temperatur um 11 Uhr $-23,4^{\circ}\text{C}$."

Einen sehr reichlichen Polarschneefall konnten wir an einem klaren Wintertag aus dem Kondenscumulus des Bad Reichenhaller Gaswerkes beobachten. In der Stadtmitte hatte es -17°C , als der mehrere 100 m hohe Kondenscumulus sich langsam mit dem Bergwind talwärts neigte. Ich stand unter ihm, etwa 1 km von seinem Ursprungsort entfernt und konnte die kleinen, klaren Plättchen, die einen Durchmesser bis etwa 1 mm hatten, deutlich beobachten. Prismen waren keine dabei, sondern nur Plättchen. Hier waren in der Wolke im Gegensatz zu unseren Strahlungsnebel-Beispielen augenscheinlich sehr viele Gefrierkerne enthalten — was auf Grund ihrer Entstehung ja auch nicht anders zu erwarten ist.

Einen ähnlichen Niederschlag aus einer mächtigeren Bodennebelschicht haben wir am 15. 1. 1941 notiert:

„Bei -14°C hatte sich über Nacht eine wahrscheinlich 100—200 m mächtige Bodennebelschicht gebildet, aus der ganz feiner Schneeniederschlag fiel. Um 7.30 Uhr handelte es sich dabei um zahlreiche, reich verzweigte Schneesternchen, die maximal 2—3 mm Durchmesser hatten. Um 7.45 Uhr kamen nur noch ganz kleine (Durchmesser ca. $\frac{1}{2}$ mm) Sternchen herab, die alle unverzweigt waren. Um 8.05 Uhr dasselbe, nur zahlreicher. An den Formen fiel auf, daß die Kanten und Ränder nie glatt waren, sondern geriffelt. Volle Sechsecke wurde kein einziges beobachtet. Auch bei einem Kristall von ca. 2 mm Durchmesser waren bereits Strahlen angedeutet. Es sei darauf hingewiesen, daß die Plättchenkristalle bei Diamantstaub, also solchen, die bei Sonnenschein über einer Schneefläche entstehen, oft $\frac{1}{2}$ —1 mm groß ohne jede Verzweigung oder Strahlenbildung werden. Im Laufe des Vormittags schneite die Nebeldecke aus, es fielen einmal größere Sterne, dann mal gar keine und ebenso wieder mal kleinere: aber immer Sterne, keine Plättchen oder Prismen. Auch mittags um $\frac{1}{2}$ 12 Uhr fielen Sternchen von $\frac{1}{2}$ —1 mm Durchmesser. Die Verzweigungen an den Strahlen setzten ungefähr $\frac{1}{2}$ mm vom Mittelpunkt entfernt ein.

An den windzugekehrten Seiten der Gegenstände setzte sich in großen, farnartigen, reichverzweigten Formen Reif an. Man konnte ihn leicht von seiner Unterlage wegblasen.“

Wir haben diese beiden Protokolle hier ausführlich wiedergegeben, weil aus ihnen ganz eindeutig hervorgeht, daß in Wasserwolken bei -15°C nur Plättchen- und Sternchenkristalle zur Ausbildung kommen.

c. Kristalle des Nimbostratus und Altostratus Schneekristallbeobachtungen

a) Ebene Kristalle

Der folgende Abschnitt will, wie schon gesagt, durchaus keine erschöpfende Auswahl der möglichen Schneekristallformen bringen, sondern einige der interessanteren Formen an Hand von Normal- und Mikrostereoaufnahmen diskutieren.

Die Überlegenheit des stereographischen Bildes zeigt sich besonders bei der nun folgenden Besprechung von Wachstumseigentümlichkeiten ebener Kristalle, die bei -6°C aus einer ganz dünnen Stratocumulus-Schicht, durch die stellenweise ein milchiger Himmel zu sehen war, fielen. Es waren reich verzweigte, sauber gewachsene Formen. Die Aufnahme der Sternchen erfolgte dabei ganz willkürlich ohne ein bestimmtes Auswahlprinzip.

Die abgebildeten Formen zeigen alle die bemerkenswerte Tatsache, auf die u. a. die JAPANER hingewiesen haben, daß sich nämlich die sechs Zweige durchaus nicht immer in einer gemeinsamen Ebene entwickeln. Fast scheint es, als wäre die ungleichmäßige Ausbildung der einzelnen Zweige Regel und nicht Ausnahme. **Abb. 22, Tafel 2** zeigt eine Schneeflocke aus zwei Sternen, bei beiden Sternen ist der nach dem oberen Bildrand gehende Halbstrahl anders ausgebildet als die übrigen; außerdem liegt er in einer tieferen Ebene als die restlichen fünf. Interessant ist die Aufnahme des Kristalls **Abb. 23, Tafel 2**. Man sieht, wie der sechste Strahl von oben in die Mitte des Kristalls führt. Auf einem stärker vergrößerten Bild konnte man erkennen, daß in der gleichen Ebene dieses Strahles zwei verkümmerte Fortsätze in Richtung der übrigen Nebenchsen gewachsen sind. Beim Kristall **Abb. 24, Tafel 2** ist der sechste Zweig ganz verkümmert oder abgefallen, doch scheint er durch die unscharfen Konturen in der Bildmitte angedeutet, einen Auswuchs nach oben zu haben, während der Kristall der **Abb. 25** nur wie zufällig zu einem 6-Strahl vereinigt, in Wirklichkeit aus einem 4-Strahl und einer Nadel zu bestehen scheint.

Die JAPANER haben für diese Unregelmäßigkeiten eine interessante Erklärung gefunden, die wir hier wiedergeben wollen:

„Zu Beginn ihres Wachstums heften sich zufällig zwei Kristallkerne aneinander, einer über den anderen und verwachsen kristallographisch miteinander. Es sei nun angenommen, daß sich durch Zufall die beiden zunächst sechsstrahligen Kerne so entwickeln, daß immer ein Zweig des einen abwechselnd mit einem des anderen stärker wächst als die übersprungenen Äste. Die Wasserdampfzufuhr erfolgt von nun an bevorzugt zu den längeren Zweigen, so daß von diesen immer drei zu einem Kern gehörende sich voll entwickeln, während die drei darunterlie-

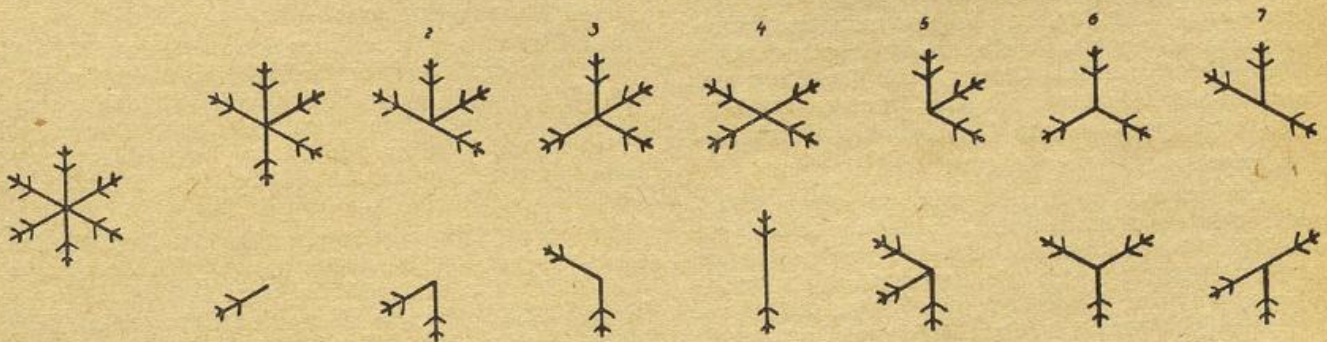


Abb. 26 Zerlegungsmöglichkeiten beim dendritischen Stern nach N a k a y a

genden des anderen Kerns verkümmert bleiben. Die beiden Komponenten liegen so übereinander, daß das Ganze wie ein gewöhnlicher hexagonaler Kristall aussieht. Diese Kristallart kann leicht in ihre Bestandteile zerlegt werden. Betrachtet man die Teile, so entdeckt man die Reste der drei verkümmerten Äste, die nach der entwickelten Theorie in jedem Falle sichtbar sein sollten. Man kann die Überreste allerdings nicht immer nachweisen. Sie sind entweder zu klein, um unter dem Mikroskop gesehen zu werden, oder, was wahrscheinlicher ist, sie wurden durch Verdampfung infolge örtlicher Dampfdruckunterschiede wieder abgebaut.

Diese Doppelkerntheorie läßt erwarten, daß es sieben verschiedene Arten von Kristallkomponenten gibt, wenn man annimmt, daß die anfängliche Ausbildung bestimmter Zweige durch den Zufall bestimmt ist. **Abb. 29** zeigt schematisch diese 7 Paare. Tatsächlich wurden alle diese Kristallkomponenten wirklich beobachtet“.

Diese Doppelkerntheorie läßt sich unserer Meinung nach vereinfachen und verbessern, wenn man annimmt, daß der „Doppelkern“ durch Gefrieren eines Wolken-tröpfchens entstanden ist. Aus dem Tröpfchen wird dann nämlich ein kleines Einkristall-Prisma, dessen beide Basisflächen zu einem Plättchen oder Sternchen auswachsen möchten. Die Verteilung der Strahlen an der oberen und unteren Fläche ist dann eine Folge des „Konkurrenzkampfes“ der beiden: ist an einer Ecke ein Strahl entstanden, dann diffundieren alle H₂O-Moleküle an diesen Strahl, so daß die entsprechende Ecke der anderen Fläche keine Wachstumsmöglichkeit mehr hat. In der Tat fällt bei allen diesen Sternchen in der Mitte ein kleines gefrorenes Tröpfchen auf. Das vollständige Fehlen der verkümmerten Fortsätze, wie es bei beiden Komponenten unserer **Abb. 25** zu sehen ist, dürfte also von Anfang an so gewesen und nicht erst durch späteren Abbau eingetreten sein. Bei unserem Kristall **Abb. 27, Tafel 2** ist dieser kleine Fortsatz des linken unteren sechsten Zweiges vorhanden, bei dem oberen Kristall der Schneeflocke von **Abb. 22** fehlt er aber ganz; dafür ist an seiner Stelle ein tiefer Einschnitt bis fast ganz zu dem zentralen Kern, so als hätte durch eine unsichtbare Verbotstafel das Wachstum an dieser Stelle überhaupt nicht begonnen, während es rechts und links davon ungehindert weiter gegangen ist. Dieser Kristall ist besonders interessant, da noch ein zweiter ebenso tiefer Einschnitt von links kommend auffällt, der die Vermutung nahe legt, daß auch der nach links gehende Zweig in der Anlage nicht vorhanden war. Eine genaue Betrachtung dieses Zweiges zeigt denn auch, daß er nachher, offenbar durch Auswachsen einer Sprosse des nach links oben gehenden Strahles in den freigeblichen Raum hineingewachsen ist. Er zeigt nämlich nicht in den Mittelpunkt, sondern daran vorbei und hat auch nicht die charakteristische Zeichnung der übrigen vier Zweige.

Das normale Bild eines solchen Doppelsternes zeigt wohl unsere **Abb. 19, Tafel 2**, bei der man im Stereoskop deutlich erkennt, daß ein kleines Sechseckplättchen über der Ebene des Sternes liegt. Ein Stern mit einem solchen Plättchen wäre in der Zusammenstellung der Japaner gewissermaßen die 1. bzw. 8. Variation.

β) Prismatische Kristalle

Wir kommen nun zu der Diskussion einer interessanten Serie prismatischer Schneefälle aus dem Januar 1942. Diese kommen nach den Beobachtungen DOBROWOLSKIS bei den gleichen Temperaturen — wenn auch seltener — vor wie die Niederschläge aus Sternchen und Plättchen, ohne daß ein besonderer Grund für den Formenwandel ersichtlich wäre. Es war daher bisher Ziel aller Schneeforscher durch statistische Untersuchungen festzustellen, ob nicht vielleicht doch eine Abhängigkeit der Form von der Temperatur zu

finden wäre. Ein eindeutiges Ergebnis brachte eigentlich nur FRITZ HEIM aus der Wedellsee mit, da er Diamantstaubteilchen, die auch wirklich bei der Beobachtungstemperatur entstanden und gewachsen waren, für seine Statistik benutzte. Er stellte fest, daß das „Auftreten von Prismen an tiefere Temperaturen gebunden sein dürfte als das der Plättchen“ und gibt folgende Mitteltemperaturen für die einzelnen Formen an:

Prismen	—27°C
Prismen vorwiegend, Plättchen	—23°C
Prismen und Plättchen in gleicher Verteilung	—18°C
Plättchen vorwiegend, Prismen	—12°C
Plättchen	—12°C

J. WESTMAN fand auf Spitzbergen, „daß die Temperatur von —20°C eine charakteristische Grenze zur Ausbildung der Formen zu sein scheint, indem über —20°C die Sterne häufig, Plättchen und Prismen aber selten sind, während es unter —20°C umgekehrt ist“. DOBROWOLSKI findet keine klare Abhängigkeit von der Temperatur und schildert uns in seinen Tagebuchaufzeichnungen Schneefälle, die bei Temperaturen um 0°C aus Prismen bestanden haben. Die Statistiken NAKAYAS und seiner Mitarbeiter reichen nur bis knapp —15°C und können daher leider trotz ihrer Sorgfalt und Reichhaltigkeit keinen wesentlich neuen Beitrag zu unserer Frage liefern. Wir werden unten sehen, wie sich die Frage durch unsere Cirrenflüge zwanglos klärt; trotzdem wollen wir hier die interessanten Lebensgeschichten einiger Prismenniederschläge wiedergeben.

Niederschlag am 8. 1. 1942

„In der ersten Vormittagshälfte fallen kleine Sternchen und kleine Säulchen oder Plättchen. Wetter dabei sehr diesig, —6°C. Darauf fallen nach kurzem Nachlassen des Niederschlags bei besserer Sicht mit einem viele Säulchen, Kragenknöpfe und Prismenbüschel, aber bloß noch wenige Sternchen und Plättchen. Die Prismenbüschel gehen beim Aufprall leicht kaputt.

Nachmittags fielen zwischen 16 und 16.30 Uhr erst ganz klare, hauchdünne Plättchen mit deutlichen Farben dünner Plättchen. In einem derselben konnten rötliche und grüne Farbtöne beobachtet werden, und zwar so, daß die Flächen gleicher Farbe von den sichtbaren Strukturlinien im Plättchen begrenzt waren. Diese Linien begrenzen dann offenbar Gebiete mit verschiedenen Wachstumsentwicklungen; ein solches Plättchen ist also nicht überall gleich dick. Während dieses Plättchen-Niederschlags, der sehr gering war, fielen fast gar keine anderen Formen. Erst als es stärker anfang zu schneien, fielen in großer Zahl wieder Säulchen und alle die Formen, die vorher schon da waren. Plättchen fielen keine mehr. Die Formen waren nicht mehr sauber und glatt, sondern waren übersät mit vielen kleinen Warzen. Die Lufttemperatur betrug noch —6°C.

Am Nachmittag wurde zwischen 15 und 15.20 Uhr ein Fesselballonaufstieg auf 770 m über Grund gemacht. Die Wolkenbasis war dabei noch nicht erreicht, durch starken Dunst hindurch konnte der Ballon noch gesehen werden. In dieser Höhe herrschten —12,4°C und ca. 80 % relative Feuchte über Wasser“.

Am selben Tage meldet der Klartext des Münchener Aufstiegs von 1500 bis 4100 m starken Eisdunst und in 3800 bis 4100 m etwa 4/10 lockerer Altocumulus. Nun ist „Eisdunst“ zwar ein sehr unbestimmter Begriff, mit dem wir uns unten noch eingehender befassen werden; wir haben jedenfalls auf unseren Flügen die Bezeichnung „Eisdunst“ für einen Zustand gebraucht, in dem nach bestimmten Beobachtungen die relative Feuchte sehr nahe an Wassersättigung, wenn nicht manchmal

sogar über Wassersättigung gewesen sein mußte. So kann leicht sein, daß im Laufe des Tages der Altocumulus sich verdichtet hatte und aus ihm durch Ausschneien eine Altostratus-Schicht bis zum Boden entstand, so daß der Ursprung dieses prismatischen Schneefalls also in höheren kälteren Atmosphärenschichten zu suchen wäre. Bei diesem Schneefall war uns zum ersten Male eine Wechselbeziehung zwischen den Plättchen und den Prismen aufgefallen, so daß zwar ein Plättchen-niederschlag ohne Prismen vorkommen konnte, und zwar dann, wenn die Niederschlagsdichte aus irgend einem Grunde nachließ, daß aber beim Wiedereinsetzen des starken Niederschlages wieder die Prismenformen hinzukamen. Am 10. 1. konnten wir diese Beobachtung bestätigen:

„Den ganzen Vormittag über wurde beobachtet: Lufttemperatur -11°C . Die Beobachtungen vom 8. 1. 42 bestätigen sich: wenn viel Niederschlag fällt, sind wenig Plättchenformen darunter, sondern hauptsächlich Prismenbüschel und wenn wenig Niederschlag fällt, kommen die klaren Plättchen“.

Ein Flugzeugaufstieg von diesem Tage existiert leider nicht, — Am 12. 1. konnten wir aber wieder das gleiche beobachten:

„Beobachtung ab 7.30 Uhr morgens. Es fallen wieder Hauptachsenformen. Wasserwolke ist über Ort nicht sichtbar, Mond und Sterne wie durch starken Dunst. Bei zunehmender Helligkeit zieht von Osten her Altocumulus auf. Unter den Schneeteilchen fällt nun eine große Anzahl reiner Prismen auf; am häufigsten waren aber wieder die zusammengesetzten Büschelformen, vgl. z. B. **Abb. 28a, b, Tafel 3**. Wieder tauchten bei Nachlassen des Niederschlags vereinzelt Plättchenformen auf. Darauf fielen in großer Zahl Büschelformen. Die Beobachtungen wurden bis 9.45 Uhr fortgesetzt. Bei Sonnenaufgang 22° -Halo und im Osten Altocumulus, Temperatur um 9.10 $-13,9^{\circ}\text{C}$.

An diesem Tage meldet der Aufstieg: Leichter Schneefall — von 1400 — 2300 m 10/10 Nimbostratus und Stratocumulus, darin Eisansatz — in 4500 m Altostratus, Altocumulus, Cirrus und Cirrostratus. Man sieht, daß die Wolkenschicht sich auch hier wieder bis zu größeren Höhen erstreckte, so daß wiederum anzunehmen ist, daß die Prismenformen von weiterher kamen als nur aus einer kalten Bodenschicht. Unsere Bodenbeobachtung ist außerdem eine interessante Parallele zu dem Flugprotokoll vom 8. 1.: in beiden ist von starkem Dunst und Aufziehen von Altocumulus die Rede.

Bei diesem Schneefall gelangen zahlreiche gute Aufnahmen insbesondere der Prismenformen. Dabei fiel auf, daß nach dem Plättchenniederschlag beim zweiten Einsetzen des Prismenfalles ein gewisser Formwandel eingetreten ist, insofern als die Prismen diesmal ohne Endplättchen sind.

Am 16. 1. 42 ist bei $-15,8^{\circ}\text{C}$ nur ein leichter Polarschneefall verzeichnet. „In 14-facher Vergrößerung erscheinen die Teilchen 1—4 mm groß, es sind vorwiegend Plättchen mit Struktur, Doppelplättchen und Plättchen mit Stiel (Art des Stieles nicht beobachtet). Von Säulchen keine eindeutige Beobachtung dabei“. An diesem Tage meldet der Sonnblick keine tiefen und mittleren Wolken und München nur Bodennebel.

Auch am 17. 1. herrschte noch das klare Winterwetter: Nach einem Minimum von -26°C fielen am Morgen um 9.30 Uhr bei $-17,6^{\circ}\text{C}$ Sternchen. Das Protokoll sagt darüber:

„Nachts Ausstrahlung, morgens diesig und teilweises Heben und Senken der Nebel bzw. Hochnebeldecke. Reifbildung an freihängenden oder gespannten Schnüren. Es fallen Sternchen und Plättchen mit Federstruktur. Kein Gebilde mit Entwicklung in Hauptachse beobachtet. An länger liegenden Kristallen wachsen senkrecht stehend weitere Zweige heraus.“

Am 20. 1. meldet München: 1700—2200 m 8/10 Strato-cumulus, darin starker Eisansatz — im Süden Nimbostratus bis über Gipfel, sonst 2/10 Cirrus. Unser Protokoll verzeichnet wieder Büschelformen.

„Am Vormittag des 20. 1. fielen aus einer niedrigen Wolkendecke Schneekristalle in großer Zahl. Es handelte sich hauptsächlich um Büschelformen. Gegen Mittag kam die Sonne zum Durchbruch, der Niederschlag wurde geringer. Dabei fielen wieder die schönen Plättchen, vermischt mit kleinen Teilchen und Kragnknopfformen. Die Temperatur betrug gegen Mittag $-12,8^{\circ}\text{C}$.“

Am 21. 1. folgt eine Polarschnee-Beobachtung mit dem Protokoll, das wir oben S. 24 unter 2. schon angegeben haben, am 22. 1. herrschen ganz analoge Verhältnisse. Hier fielen bei -24°C im Strahlungsnebel vereinzelt verzweigte Schneesternchen und zeitweise in großer Zahl kleine Cirrus-Wolkenteilchen. Die bei dieser Temperatur ungewöhnlichen Sternchen hatten sich in einer wärmeren Schicht gebildet, da über der ganz flachen außerordentlich kalten Bodenschicht bereits ein Warmluft einbruch stattgefunden hatte. Die Zugspitze meldete am 22. 1. Sicht 9 und keine mittleren und unteren Wolken.

Die Kälteperiode fand am 24. 1. zunächst ihren Abschluß. An diesem Tage wurden bei $-17,8^{\circ}\text{C}$ „Schneekristalle in allen Formen überwiegend mit Ausbildung in der Hauptachse beobachtet. Sehr dichter Schneefall, der mehrere Stunden anhält. Bei langsamer Erwärmung Zunahme der Flockengröße. „Flocken“ waren dabei hauptsächlich zusammengebackene Gebilde aus lauter Einzelteilchen der verschiedensten Formen“. Bei den Büschelkristallen dieses Schneefalles fiel auf, daß die Endplättchen der Prismen richtig als Sternchen ausgebildet waren. Leider gingen die Negative des zugehörigen Filmmaterials verloren. An diesem Tag meldet München wieder Nimbostratus bis 4300 m.

Nach diesen Beobachtungen im Januar 1942 dürfte ziemlich feststehen, daß jedenfalls bis zum Temperaturbereich -15°C überwiegend Plättchen entstehen wie alle unsere Polarschneebeobachtungen übereinstimmend gezeigt haben. Niederschlag, der in dieser Kälteperiode großwettermäßig bedingt war und aus größeren Höhen kam, bestand durchweg aus Prismen und Büschelformen. Trat eine Pause in diesem „Großwetterniederschlag“ durch vorübergehendes Aufhellen oder eine andere Ursache ein, dann blieben regelmäßig nur die Prismenformen weg, während der Plättchenniederschlag, wie er vom Polarschnee aus Strahlungsnebeln nach Art und Größe her bekannt war, nicht unterbrochen wurde. Unsere früher vertretene Meinung, daß dieser Unterschied der Formen lediglich auf verschiedenen Übersättigungen beruht, glauben wir auf Grund der vorliegenden Diskussionen nicht mehr in vollem Umfange aufrechterhalten zu dürfen; außerdem haben wir ja z. B. den Temperaturbereich von -15°C als charakteristisch für Plättchen gefunden, gleichgültig ob sie bei Wassersättigung oder im frostübersättigten Bereich bei Auflösung des Nebels entstanden waren. Daß der Übersättigung trotzdem eine Rolle bei der Formenausbildung zukommt, werden wir weiter unten noch zeigen können.

Eine Bestätigung unserer Ansicht bringen auch die statistischen Untersuchungen der Japaner. Sie zählten die Häufigkeit im Vorkommen verschiedener Kristallarten in der Tieflandstation Sapporo und auf dem rund 2000 m hohen Mt. Tokati aus und erhielten dabei folgendes Resultat:

Kristallart	Vorkommen		
	gesamt	Sapporo	Mt. Tokati
Ebene Kristalle	36	19	17
Säulenförmige Kristalle	8	3	5
Säulen mit Endplättchen	15	5	10

Die Häufigkeitsverteilung entspricht demnach genau derjenigen, die wir auf Grund unserer vorhergegan-

nen Diskussion zu erwarten haben: Auf der fast in das Altocumulus- und Altostratus-Niveau hineinragenden Bergstation sind die säulenförmigen Kristalle häufiger und in der Ebene die tafelförmigen.

Die Niederschläge aus prismatischem Schnee sind ohne Zweifel seltener als die gewöhnlichen Sternchen oder Schneeflocken, die ja Konglomerate aus allen möglichen Formen sind — die interessantesten Formen sind aber die Kombinationen aus Prisma und Tafel, da diese auf eine sprunghafte Änderung der Wachstumsbedingungen in der letzten Ausbildungsphase hinweisen. Wir nehmen an, daß sie dann entstehen, wenn der Kristall zum Schluß noch eine genügende mächtige Wasserwolke durchfällt, die dem Temperaturbereich der bevorzugten Plättchenbildung angehört. Eine gründliche Klärung dieser Fragen wird aber erst dann möglich sein, wenn es gelingt, Vertikalschnitte eines Schneefalles aufzunehmen.

Es bleibt dabei freilich noch die Frage offen, ob nicht eine bestimmte Gefrierkernart eine bestimmte Kristalltracht zur Folge hat, so daß eine Wolke aus lauter gleichen Gefrierkernen lauter gleiche Kristalle hervorbringt. Hierzu kann man jedenfalls sagen, daß die Gefrierkerne des gewöhnlichen Kondensationskernspektrums, also in der Kondenswolke die Gefrierkerne (Ruß- und Schlacketeilchen wohl hauptsächlich) ebenso wie die sich nachts in der Ausstrahlungsschicht ablagernden Gefrierkerne, alle die gleiche Kristalltracht hervorgebracht haben, nämlich Plättchen. Wenn aber das Kondensationskern- und Gefrierkernmaterial aus Salzkernen bestanden hat, dann wissen wir nach dem auf Seite 20 Gesagten, daß diese erst unter -30°C wirksam werden und auch dann erst nach einem gewissen Anätzen der Kristallflächen, so daß diese wohl kaum noch orientierende Wirkung haben können. Zweifelsohne darf man von dem Einfluß des Kerns auf die äußere Gestalt des Kristalls also nicht zu viel erwarten. Wenn man bedenkt, daß die Umweltverhältnisse bereits bei einem in prismatischem Wachstum sich befindlichen Kristall bewirken, daß er plötzlich lamellar weiterwächst, dann dürfte der kleine Kern wohl nur eine sehr nebensächliche Rolle spielen.

Wir haben nun die Kristalle der unteren Wasserwolken kennengelernt und meinen allerdings, daß die Prismenformen eher einem mittleren Niveau angehören und richtiger dem Altostratus zugeschrieben gehören, da wir bei mehreren prismatischen Niederschlägen festgestellt haben, daß immer gleichzeitig mittlere Wolken aufgetreten sind. Die folgenden Ausführungen werden uns hier Klarheit bringen.

2. Kristalle der Troposphäre, Temperaturbereich -10° bis -30°C

Aus diesem wohl interessantesten Temperaturbereich, in dem sich der entscheidende Wandel von der ebenen zu der prismatischen Kristallform vollzieht, liegen uns aus zwei Gründen leider nur ungenügende Untersuchungen vor. Einmal sind die Kristalle dieses Bereiches für gewöhnlich noch ziemlich groß und werden daher beim Auffangen leicht zertrümmert, zum anderen mußte aber bis etwa -30°C die Lüftungsklappe des Motors offengehalten werden, so daß in der an der Maschine entlangreichenden warmen Luft die Kriställchen so schnell verdampften, daß wir oft auch in dichten Wolken kein einziges auf den Objektträger bekamen. Gelang es doch einmal, dann waren sie meist weitgehend zerstört und verdampft.

Kristalle aus Altocumulus

Wie belanglos die Unterscheidung der tiefen und mittleren Wolken ist, wenn man den physikalischen Aufbau derselben betrachtet und wie die Berechtigung zu solcher Unterscheidung allein aus dem besonderen Charakter folgt, den ihnen ihre Höhenlage verleiht —

für den Beobachter wegen ihres verschiedenen Erscheinungsbildes, für den Synoptiker wegen ihrer verschiedenen Wettervorzeichen — erkennt man daran, daß sich die Hydrometeore von 4000—6000 m hohem aussehenden Altocumulus in der warmen Jahreszeit in keiner Weise von denjenigen unserer Strahlungsnebel und tiefen Wasserwolken in der kalten Jahreszeit am Boden unterscheiden.

Die Kristalle der Abdrucke **Abb. 29a, b, c, Tafel 3** sind in einer Schneewolke zwischen 5500 und 6000 m bei ca. -10°C aufgefangen. Sie dürften aus einem Altocumulus stammen, der in 7300 m bei -20°C lag und ganz aus Tröpfchen bestand. Beim Durchfliegen fiel eine intensive Untersonne (Kriterium für Plättchen) und ein ganz schwacher 22° -Halo mit Nebensonnen und Horizontalkreis (Kriterium für nichtorientierte und orientierte Prismen) auf. Mit zunehmender Höhe in 6700 m bei -17°C wird der Horizontalkreis deutlicher, in ein paar Kristallen blitzen die Nebengegensonnen auf und die Untersonne ist stellenweise außerordentlich intensiv aber ohne Nebensonne. Die Intensität der Haloerscheinungen erlaubt den Schluß, daß die ebenen Kristalle bei weitem vorherrschen (intensive Untersonne), daß aber auch Prismen vorhanden sind. Die Beobachtung zeigte genau das gleiche: Wir haben ein Prisma aufgefangen, aber zahlreiche und ganz typische große Plättchen und Sterne. Sehr wahrscheinlich waren sie aber doch zum Teil mit dicken Plättchen oder Prismen kombiniert, wie es z. B. der Abdruck des Kristalls **Abb. 29a** vermuten läßt, dessen Außenteile zertrümmert wurden, während sein Innenteil ganz blieb und so typische Wachstumsringe zeigt, wie man sie bei den nicht ganz fertig gebauten Prismen antrifft.

Eine ganz ähnliche Kristallzusammensetzung zeigen die nächsten Abbildungen **30a, b, Tafel 3**, die in einem Cumulonimbus-Schirm gewonnen wurden und die wir hier und nicht in den Abschnitt über die Cirren aufnehmen wollen, weil sich der Schirm sicher auf dem Wege über eine Wasserwolke entwickelt hat.

Cumulonimbus-Schirm

Der Cumulonimbus war etwa 7000 m hoch und schauerte ein wenig. Bei 6000 m Höhe flogen wir in ihn hinein und fischten Kriställchen bis 6500 m in einem Temperaturintervall von -15° bis -20°C . Das Photogerät war damals noch in der Entwicklung; es haben sich aber gute Abdrucke erhalten. In der Wolke war ein sehr reiner lichtschwacher 22° -Halo mit Nebensonnen sichtbar. Die Abdrucke zeigen eine erstaunliche Mannigfaltigkeit der Formen, wie wir sie sonst in keiner Wolke mehr angetroffen haben. Im einzelnen lassen sich aus den Abdrucken etwa folgende Kristallformen herauslesen:

1. Runde Abdrucke von Tröpfchen
2. ein Sternchen
3. völlig zertrümmerte dünne Plättchen
4. Sechsecke mit einem Pünktchen in der Mitte
5. Sechsecke mit Innenstruktur
6. offene, eingerollte Vielecke, bzw. Sechsecke, die sich nicht geschlossen haben
7. Rechtecke, Quadrate und räumliche Ecken.

Davon gehören die Gruppen 2 und 3 sicher zu ebenen Kristallen, die Gruppen 4—7 zu prismatischen Kristallen. Es scheint also, als seien in dieser Kristallwolke alle bekannten Formen zu beobachten gewesen: von ganz dünnen Plättchen über dickere zu Prismen aller möglichen Arten — mit Ausnahme von solchen, die wir als typisch für die hohen Cirren kennenlernen werden.

Auf eine ganz ähnliche Formenzusammensetzung weist eine Beobachtung im Temperaturbereich von -20°C hin. Es handelt sich dabei um eine flache Eiswolke mit feinen Wasserwolkenschleiern in der Nähe, die aus ganz wenigen Kristallen bestand und in 6000 m schichtartig eingelagert war. Sie fiel uns aus 8500 m

Höhe an einer äußerst intensiven Untersonne auf, die stellenweise zusammen mit einer rechten Nebensonne auftrat. Wir flogen die Schicht sofort an, um Kriställchen in ihr zu fischen. Das Protokoll vermerkt dann:

„Es war aber nur eine ganz dünne Schicht in etwa 6000 m mit feinen Wasserwolkschleiern in der Nähe, die überhaupt nicht auffiel, so daß ich sie erst ein paar hundert Meter darunter an einem sehr reinen, aber schwachen 22°-Halo mit Nebensonnen wieder erkannte, der gegen den blauen Himmel stand. Die Intensität des Halos entsprach in keiner Weise derjenigen der Untersonne, aber derjenigen ihrer Nebensonnen, so daß man annehmen darf, daß dicke Plättchen in erheblich größerer Zahl vorhanden waren als Prismen. Der Flugzeugführer, der das Annähern an die Schicht besser beobachten konnte, sah, daß sie aus wenigen und großen Teilchen bestand.“

Da wir auch den umgekehrten Fall beobachten konnten, nämlich daß die Nebensonnen erheblich intensiver waren als die Untersonne, kann es sich also im vorliegenden Fall nicht etwa um einen natürlichen Helligkeitsunterschied gehandelt haben, der ja im übrigen auch optisch nicht möglich ist, da in die Helligkeit der Nebenuntersonne die Intensität der Sonne und nicht die der Untersonne eingeht.

Eine andere ausschneidende Altocumulus-Schicht lag zwischen 6000 und 6500 m bei -26 bis -29°C . Aus den oben erwähnten Gründen erhielten wir nur eine schlechte Mikroaufnahme, auf der aber immerhin die Reste eines Hohlbeckers zu sehen waren wie wir ihn als typisch für Konvektioncirren kennenlernen werden. Wenigstens haben sich aber einige Abdrucke erhalten. Im Protokoll ist darüber folgendes vermerkt:

„6000 bis 6500 m Altocumulus-Schicht mit Fallstreifen. In den Fallstreifen ist eine Untersonne zu beobachten. Es wird mehrmals unter und in der Wasserwolke gefischt. Die Ergebnisse sind jedoch unbefriedigend, da die Kristalle sehr rasch verdampfen. Es handelt sich immer um ein ganzes Trümmerfeld, das mikroskopisch wie ein 1—1,5 mm großes weißes Häufchen aussieht. Diese Häufchen scheinen aber keine Überreste von Sternchen zu sein, vielmehr scheinen in ihnen verschiedenartige Kristallformen gleichzeitig vorzukommen.“

Zunächst ist bemerkenswert, daß die Untersonne hier bereits ohne Nebensonne auftrat; eine Tatsache, die mit der Existenz der Hohlprismen zusammenhängt, in denen die erforderlichen Lichtbrechungen und Reflexionen nicht mehr entstehen können. Wir werden diese Hohlprismen als die typischen Kristalle der Konvektioncirren kennenlernen, so daß wir hier also bereits den Bereich der Hohlprismenbildung angeschnitten haben.

Unter den Kristallabdrucken dieser Wolke fielen insbesondere die eigenartigen „Häufchen“ auf, die schon im Protokoll erwähnt worden waren. Betrachtet man sie genauer, **Abb. 31, Tafel 3**, dann erkennt man, daß sie offenbar aus einer großen Anzahl der verschiedensten Kriställchen zusammengesetzt waren. Insbesondere fallen wieder die zahlreichen rechteckigen Abdrucke auf, die auf Prismen zurückzuführen sein dürften. Auch ganz zertrümmerte dünne Plättchen kamen vor. Daneben haben wir natürlich auch noch Plättchen gefunden, wie sie etwa vom Polarschnee her bekannt waren. Es ist nur selbstverständlich, daß die beiden Bildungsbereiche der ebenen und prismatischen Kristalle ineinander übergreifen. Wir werden darauf in unserem Abschnitt über das Wachstum der Kristalle noch zurückkommen. Solche Kristallhäufchen wie in dieser Wolke haben wir nicht noch einmal angetroffen, deshalb können wir auch über ihr Zustandekommen nichts Sicheres aussagen. Wir nehmen jedoch an, daß sie beim Ausschneiden des Altocumulus durch einen Vergraupelungsprozeß entstanden sind, bei dem dann

die gefrorenen Tröpfchen zu Kristallen ausgewachsen sind.

Die tiefste Temperatur, bei der wir einen Altocumulus-lenticularis beobachtet haben, betrug -35°C . Wir erreichten ihn über den Alpen in einer Höhe von 6500 bis 7500 m und machten bei -35°C Aufnahmen der Wolkenteilchen. Es war deutlich Wasser, das zu großen Fladen zusammenfloß, ab und zu war ein großer Büschel-Kristall dabei. Auf der Oberfläche dieser Wasserwolke sah man eine farbige Glorie und einen äußerst intensiven Nebelbogen, der sonnenwärts noch zwei schmale sekundäre Lichtmaxima zeigte. Es ist bemerkenswert, daß hierbei keine Untersonne beobachtet wurde, so daß also im Feuchte- und Temperaturbereich dieser Wasserwolke keine Plättchen mehr zur Ausbildung kamen.

Kristalle aus einer hohen Föhnwooge

In diesen Abschnitt über Altocumulus-Wolken wollen wir nun noch einen Wolkentyp aufnehmen, der eine gewisse Sonderstellung einnimmt oder vielleicht eher als Cirruswolke charakterisiert werden müßte; da es bei ihm aber die Regel zu sein scheint, daß er zumindestens als Wasserwolke beginnt, ist seine Behandlung schon hier gerechtfertigt. Es handelt sich um die hohe Föhnwooge, die Moazagotl-Wolke. Die **Abb. 32a, b, Tafel 4** zeigen die Wolkenelemente und Abdrucke dieses Wolkentyps, den wir über dem Großglocknergebiet in einer Höhe von 8000—8500 m im Temperaturintervall -26° bis -30°C erflogen haben. Dieser Wolkentyp ist zuerst bekannt geworden über dem Riesengebirgskamm, wobei er entstand, wenn dieser durch eine mächtige Luftschicht als Folge einer Föhnlage überströmt wurde. Segelflieger stellten fest, daß er mit Aufwinden zusammenhing, die wellenförmig beim Überströmen des Kammes entstanden und bis in große Höhen reichten. Durch die interessanten Untersuchungen KÜTTNERS lernte man dabei zum ersten Male diese Wellenbewegungen kennen, die er mit seinem Segelflugzeug bis zu 8000—9000 m Höhe abflog. Die theoretische Behandlung dieser „Leewellen“ hinter einem Gebirgskamm gelang 1940 G. LYRA. Die **Abb. 33** zeigt die von ihm für einen Sonderfall berechneten Stromlinien in überhöhter Darstellung. Die „große Föhnwooge“, die beim Überströmen des Alpenkammes entsteht, wurde von Frau KRUG-PIELSTICKER untersucht. Am Vorderrande eines solchen

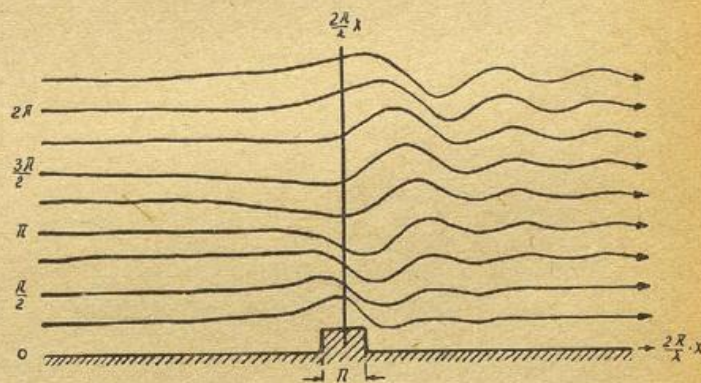


Abb. 33 „Leewellen“ hinter einem Gebirgskamm nach Lyra, dreifach überhöht

gewaltigen Wolkengebildes (Nordsüd-Erstreckung ca. 150—200 km, West-Ost-Erstreckung ca. 300 km) gelang dem Piloten KLÖCKNER am 11. 10. 1940 ein Segelflug bis auf 11 400 m Höhe!

Die Vorderkante der von uns angeflogenen Wolke lag längs des Zentralalpenkammes. Die Ränder sah man aus 9000 m irisieren und beim Überfliegen erschien um den Flugzeugschatten eine schwach farbige Glorie. Die **Abb. 32a** zeigt den Aggregatzustand der

Wolke im vorderen Teil, der aus Tröpfchen besteht, und **Abb. 32b** den rückwärtigen Teil, der aus Tröpfchen und Kristallen zusammengesetzt ist. Jedes Tröpfchen ist in den Zaponlack eingebettet und könnte daher ebensogut ein Eiskügelchen sein, auf der reinen Plexiglasscheibe aufgefangen sind sie dagegen vor dem Erstarren noch ineinander gelaufen. In der Aufnahme **Abb. 32b** sieht man neben den runden Eisklumpchen der Wassertröpfchen größere, regelmäßige Formen der Kristallaggregate. Es sind Hohlkristalle, die wir als typisch für fast alle Cirrenarten kennenlernen werden. Hier hat sich demnach der Formwandel bereits vollzogen: während zwischen -15° und -20° C in Wasserwolken durch unsere Beispiele belegt noch Plättchen zur Ausbildung gelangten, entstehen in einer Wasserwolke zwischen -25° und -30° C bereits Hohlprismen. Die Abdrucke zeigten neben Tröpfchenabdrucken die typischen Sechskanttringformen der Hohlprismen und Seitenabdrucke von Hohlprismen und Prismenbüscheln.

Die physikalische Anlage dieser Wolke ist also so, daß an der Vorderkante überwiegend Tröpfchen entstehen, die dann nach hinten zu mehr und mehr vereisen und durch wachsende Eiskristalle verdunsten. Für gewöhnlich ist die ganze Wolke ein so mächtiges Gebilde, daß der Übergang vom Wasser zum Eisteil un-

sichtbar bleibt; bei manchen Föhnlagen entstehen aber nur ganz dünne Wolken und dann kann man an ihnen deutlich die Zweiteilung sehen. Vom Boden aus hat man dann das charakteristische Bild eines hellweißen Kopfes mit einem langen, schwach weißlichen typisch cirros aussehenden Schleier, der in der Strömungsrichtung liegt.

Wir lernen nun die Kristalle der Cirruswolken kennen. Bevor wir aber auf die Formen dieser Kristalle eingehen, halten wir es für angebracht, einige allgemeine Bemerkungen über Cirruswolken vorzuschicken.

3. Kristalle der Cirruswolken Temperaturbereich -25° bis -50° C

a) Allgemeines über Cirruswolken

Wenn uns auch leider bis auf die Eiskristallaufnahmen fast das gesamte wissenschaftliche Material von über 400 Höhengaufstiegen nach Beendigung des Krieges verloren ging, so liegt doch wenigstens über Cirruswolken eine Teilbearbeitung von H. J. AUFM KAMPE aus dem Jahre 1942 vor. Aus ihr stammen die **Abb. 34 bis 38**.

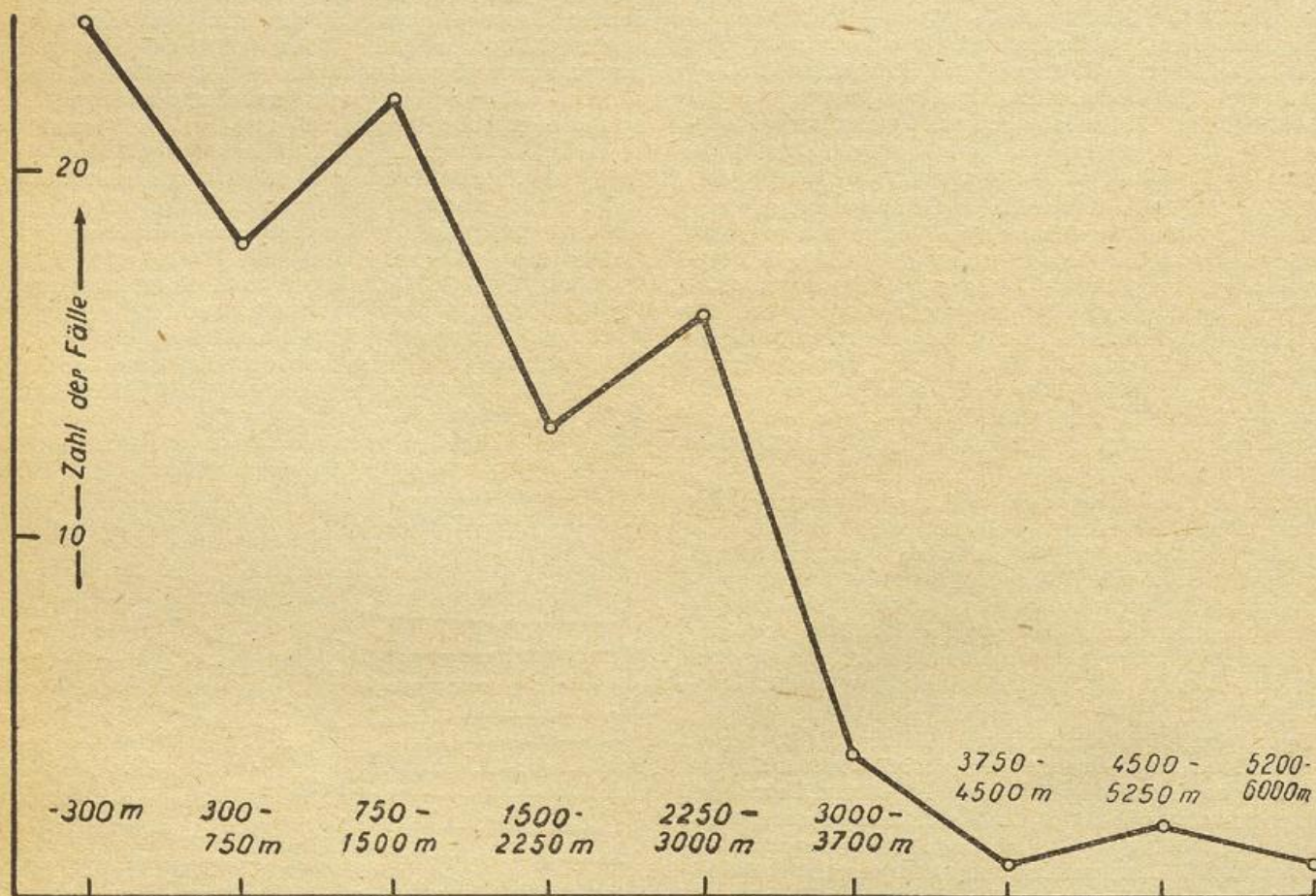


Abb. 34 Mächtigkeit der Cirrus- und Cirrostratusschichten im Bereich 0 bis 10 km an 120 Schönwettertagen der Jahre 1939 bis 1942

Abb. 34 zeigt die Mächtigkeit der im Zeitraum 1939 bis 1942 an 120 Schönwettertagen im Bereich von 0—10 000 m angetroffenen Cirrus- und Cirrostratusschichten. Das Häufigkeitsmaximum liegt bei den dünnsten Schichten bis 300 m Mächtigkeit — eine Tatsache, die die Schichtenstruktur der Atmosphäre an solchen Tagen bedeutungsvoll veranschaulicht (vergl. hierzu Seite 37). Daneben fällt aber die große Zahl von außerordentlich mächtigen Schichten auf, die erst bei

Mächtigkeiten über 3000 bis 3700 m rasch abfällt. Berücksichtigt man, daß wir für die mittlere Temperatur an der Cirrenuntergrenze -31° C gefunden haben, dann füllen diese mächtigen Cirrenschichten etwa gerade den Raum bis an die Stratosphäre aus, nach der INA-Atmosphäre also etwa von 7500 bis 11 000 m. Diese mächtigen Cirrenschichten müssen jedoch nicht immer mit Großwettervorgängen verbunden sein, da bei den Temperaturen in diesen Höhen eine kleine Streckung

oder Abkühlung bereits eine große Änderung in der relativen Feuchte bewirkt und daher Anlaß sein kann, daß der Kondensationspunkt erreicht wird.

Eine genauere Übersicht über die an der Untergrenze und an der Obergrenze der Cirren gemessenen Temperaturen vermitteln die beiden nächsten Abb. 35a, u.,

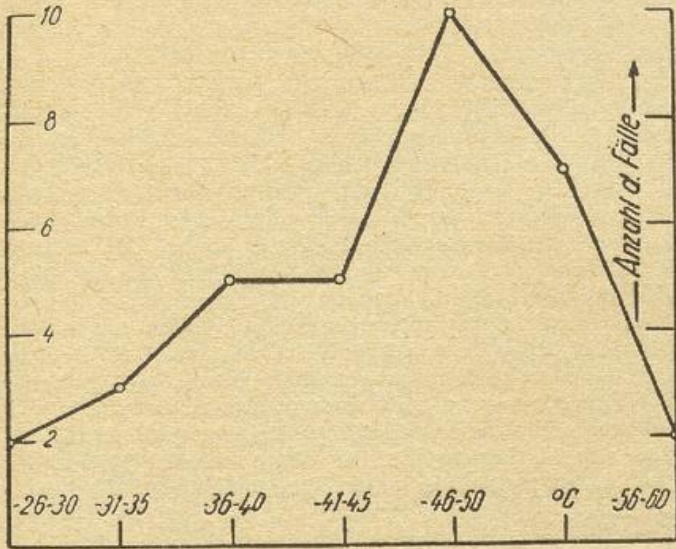


Abb. 35a Temperaturen an der Obergrenze von Cirren

in denen Intervalle von je 4° zusammengefaßt sind. Während das Kurvenmaximum für die Obergrenzen-temperatur hauptsächlich durch die Inversion an der Stratosphäre bedingt, sein dürfte, liegt der Grund

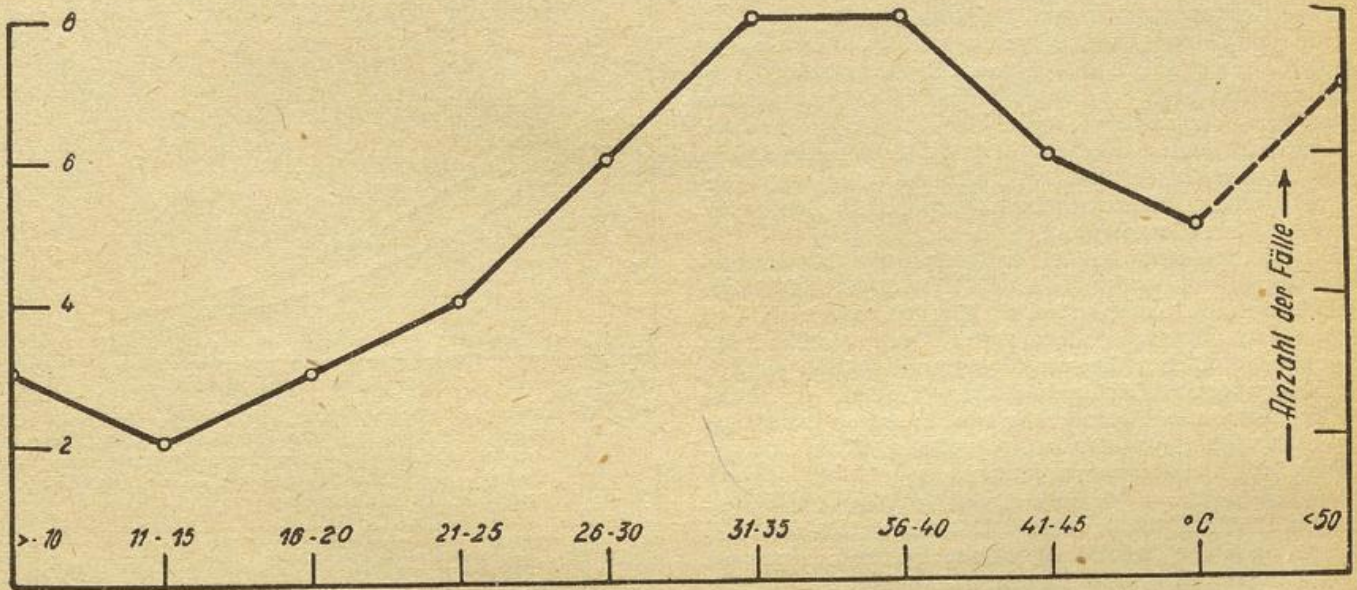


Abb. 35b Temperaturen an der Untergrenze von Cirren

gen konnten, in der Nähe der Wassersättigung, so daß wenn z. B. bei -30°C eine Cirruswolke entsteht, für ihre Entstehung eine absolute Feuchte von $0,44\text{ g/m}^3$ nötig ist, zu ihrer weiteren Existenz aber Eissättigung mit einer Feuchte von $0,34\text{ g/m}^3$ genügt, so daß hier auf einmal schon $0,1\text{ g/m}^3$ frei werden, die an die Eisteilchen andampfen können. Natürlich sind $0,1\text{ g/m}^3$ nur eine sehr rohe Schätzung. Dichte Cirren mögen mehr, dünne aber erheblich weniger haben. Insbesondere Fallstreifen der Cirrus-uncinus-Typen werden außerordentlich geringe Wassergehalte haben. Sie dürften zustande kommen auf Grund einer Auswahl der besten Gefrierkerne, die schon kurz vor dem Gros der übrigen Kerne Eisteilchen entstehen las-

für das Häufigkeitsmaximum der Basistemperatur (im Mittel -31°C) nicht ohne weiteres auf der Hand. Man darf wohl annehmen, daß er eine wolkenphysikalische Ursache hat, die vielleicht irgendwie mit der Aktivität der Gefrierkerne zusammenhängt. Wir hatten ja festgestellt, daß an reinen Salzkernen bis -30°C keine Kristalle entstehen; wir sind aber völlig im Unklaren darüber, ob Salzkern und andere lösliche Kerne in diesen Höhen einen so hohen Prozentsatz ausmachen, daß der Einsatz ihrer Wirksamkeit so markant zum Vorschein kommen könnte.

Dichte und Wassergehalt der Cirren

Dichte und Wassergehalt der Cirren sind je nach der Heftigkeit des Bildungsvorganges recht verschieden. Wir haben Cirren angetroffen, die die Dichte einer Wasserwolke hatten und solche, durch die man noch bequem Bodensicht hatte. Besonders Fallstreifen sind sehr dünn, sie bestehen meist aus großen Teilchen, die beim Durchfliegen den Eindruck erwecken, als flöge man durch einen Kristallregen. Sichtweiten unter 100 m dürften außer in den extremen Verhältnissen der Cumulonimben selten vorkommen.

Den Flüssigwassergehalt hat AUFM KAMPE abzuschätzen versucht und kommt bei einer angenommenen Sichtweite von 2000 m auf $0,03\text{ g/cbm}$, wenn er nach der TRABERT'schen Formel einem Hohlkriställchen von $100\text{ }\mu$ Länge und $20\text{ }\mu$ Durchmesser ein Tröpfchen mit dem Radius $r = 20\text{ }\mu$ gleichsetzt. Selbstverständlich ist dies nur eine ganz rohe Abschätzung; wir glauben jedoch, daß der Wassergehalt in konvektiven Cirruswolken in der Größe von $0,1\text{ g/cbm}$ liegen wird. Die Eiskristalle entstehen ja, wie wir zei-

sen. Diese werden bei der hohen Eisübersättigung, die bei -40°C schon 50% beträgt, rasch größer und fallen aus. Gefriert dann der Rest, so verteilt sich der Wasserdampf auf viele, so daß keines mehr bevorzugt ist.

Die Fallgeschwindigkeit der Cirrenteilchen dürfte über wenige cm/sec nicht hinausgehen. Die Japaner haben für $\frac{1}{2}\text{ mm}$ lange Eisnadeln (die allerdings außer einer Formähnlichkeit etwas grundsätzlich anderes als unsere Cirrenkristalle sind, da sie nach den Beobachtungen der Japaner nur in unmittelbarer Nähe des Schmelzpunktes angetroffen werden) 30 cm/sec gefunden, so daß für unsere in der Größenordnung von zehntel Millimetern liegenden Cirrenteil-

chen einige cm/sec Fallgeschwindigkeit ein plausibler Wert sein dürfte.

Die Zahl der Cirrenteilchen im Kubikmeter dürfte nur wenige pro Mille derjenigen sein, die wir von Tröpfchen in Wasserwolken her kennen. Für eine grobe Abschätzung legen wir Einzelteilchen von Büschelkristallen zugrunde, wie wir sie beim Flug der **Abb. 38a, Tafel 4** angetroffen haben. Ein mittlerer Wert für ihre Größe ist Länge 200μ , Breite 30μ . Rechnet man damit den Prismeninhalte aus und nimmt von demselben wegen der Skelettform des Teilchens die Hälfte als erfüllt mit Masse an, dann erhält man einen Inhalt, der einem Tröpfchen mit 38μ Radius entspricht. Es würde etwa $2,1 \times 10^{-7}$ g wiegen. Bei einem Wassergehalt von $0,1 \text{ g/m}^3$ ergibt es rund 500 000 Teilchen im Kubikmeter oder unter der Annahme, daß im Mittel je 3 sich zu einem Büschel zusammenschließen etwa 170 000 Teilchen auf 1 Kubikmeter oder 1 Teilchen auf 6 cm^3 .

Diese Zahl will durchaus nicht verbindlich sein, sie wird außerdem je nach der Heftigkeit des Abkühlungsmechanismus großen Schwankungen unterworfen sein. Sie zeigt aber doch, wie außerordentlich gering die Eisteilchenzahl in einer Cirruswolke im Vergleich zu der Tröpfchenzahl einer Wasserwolke sein kann, die in der Größenordnung 300—500 pro cm^3 liegt!

Die Lebensgeschichte einer Cirruswolke kann sich in einem ganz wesentlichen Punkt von derjenigen der Wasserwolken unterscheiden. Während diese nämlich immer einen gerade wirksamen Vorgang veranschaulichen, kann sich eine Eisolke auch über Stunden hinweg in einem rein passiven Zustand befinden, da sie je nach ihrer Entstehungstemperatur unter sich immer einen mehrere 100 Meter mächtigen frostübersättigten Raum hat. In ihn kann sie hineinflallen, auch wenn der bei ihrer Entstehung wirksam gewesene Vorgang längst vorbei ist. So muß also eine Cirruswolke durchaus nicht immer einen noch wetterwirksamen Vorgang anzeigen. Hierher gehören sicher die Cirrusfilosus-Arten der Hochdruckgebiete, die einmal durch einen konvektiven Vorgang vielleicht als Cirrocumuli entstanden sind und dann stundenweit vertragen werden, ebenso wie die mächtigeren Cirrus nothus-Komplexe.

Wir werden noch sehen, daß durch die Kristallformen der Cirruswolken die SCHWERDTFEGER'sche Einteilung in 2 Arten, nämlich Konvektionscirren und Cirrostratus ihre besondere Berechtigung erfährt. Bei Cirrocumuli, Cirrus densus, filiosus und nothus werden wir überwiegend Hohlkriställchen finden, da diese Wolkenarten alle einem mehr oder weniger mächtigen und mehr oder weniger ausgebreiteten Konvektionsprozeß ihre Entstehung verdanken.

Die relative Feuchtigkeit im Cirreniveau. Nach den im ersten Teil beschriebenen Versuchen über die Eisbildung bei tiefen Temperaturen, die ergeben haben, daß Eis nur auf dem Umweg über Wassersättigung oder bei günstigem Kernmaterial über entsprechende Frostübersättigung geht, ist es natürlich für die Verhältnisse in der freien Atmosphäre von besonderem Interesse, ob auch da frostübersättigte Schichten angefroren werden. Schon A. WEGENER wies ja seinerzeit darauf hin, daß die Fallstreifen des Cirrus-uncinus nur erklärt werden könnten, wenn man im Bereich ihrer Existenz Frostübersättigung voraussetzt. Über die Feuchtigkeitsverhältnisse in der Cirrenregion konnten nun durch unsere Arbeiten wenigstens qualitative Angaben gemacht werden. Besonders die Untersuchungen der Kondensfahnen, über die H. J. AUFM KAMPE ausführlich berichtet hat, erwiesen die große Rolle, die der Frostübersättigung in der freien Atmosphäre zukommt.

Im Verlauf dieser Untersuchungen ergab sich, wie wir in der Einleitung bereits erwähnten, daß die Kon-

densfahnen dann entstehen, wenn das durch die Verbrennung des Benzins freiwerdende Wasser sich mit der absoluten Feuchte der Luft durch die Mischung im Auspuffstrahl zu Wassersättigung ergänzt. Kennt man nun nach AUFM KAMPE

1. die in der Zeiteinheit verbrannte Benzinmenge
2. den Mischungsraum des Auspuffstrahles
3. die örtliche Übertemperatur längs des Strahles
4. die Gasgeschwindigkeit im Auspuffstrahl

und setzt man diese Größen bei ein und derselben Maschine als konstant voraus, dann kann man aus der Temperatur der ungestörten Luft im Augenblick des Beginns der Kondensfahne auf den Wassergehalt der umgebenden Luft schließen. Durch sorgfältige Messungen während des Fluges konnten die Größen dieser 4 Punkte bestimmt werden. Dabei zeigte sich, daß die erste Kondensation im Auspuffstrahl nicht unmittelbar am Auspuff einsetzte, sondern in einem Raum R etwa 10 m hinter dem Höhenleitwerk, in dem noch eine Übertemperatur des Auspuffstrahles von $4,5^\circ\text{C}$ über Lufttemperatur herrschte und in dem die durch die Benzinverbrennung zusätzlich in die Atmosphäre eingebrachte Wassermenge $0,11 \text{ g/m}^3$ betrug. Dadurch ergab sich als Bedingung für die absolute Feuchte der Luft beim Entstehen von Kondensfahnen der Ausdruck:

$$a_t = A_{t+4,5} - 0,11$$

worin t die Lufttemperatur und $A_{t+4,5}$ die der Wassersättigung im Kondensationsraum R entsprechende absolute Feuchte darstellen. Die Feuchte a_t , die also zum Entstehen der Kondensfahne in der Luft vorhanden sein muß, veranschaulicht die ausgezogene Kurve der **Abb. 36**, zu der der Anschaulichkeit halber

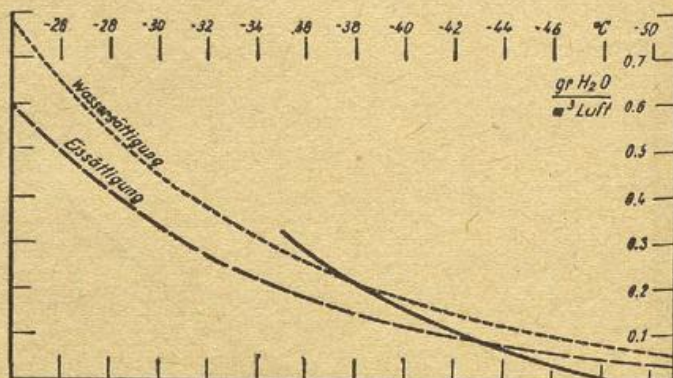


Abb. 36 Graphische Darstellung zur Berechnung des Feuchtigkeitsgehaltes in der oberen Troposphäre aus dem Beginn der Kondensfahnenbildung beim Flugzeugtyp Henschel Hs-126 mit Bramo-Fafnir-Motor nach aufm Kampe

noch die Kurven der Wasser- und Eissättigung mit eingezeichnet wurden. Entstehen also im Bereich von -38°C Auspuffwolken an einer Stelle, an der vorher keine Wolke war, dann muß da bereits Wassersättigung geherrscht haben. Entstehen sie bei etwa -43°C , dann herrscht in der Umgebung Eissättigung oder 55 % relative Feuchte und wenn sie erst bei -49°C entstehen, dann war die Feuchte der Umgebung praktisch 0. Die nächste **Abb. 37** zeigt die Häufigkeiten beim Beginn der Kondensfahne für Temperaturen unterhalb -36°C . Ein sehr ausgeprägtes Maximum liegt bei -45°C , also etwa wie wir aus dem Diagramm **Abb. 36** entnehmen bei 50% relativer Feuchte. Dieses Maximum ist in gewisser Hinsicht selbstverständlich, da wir bei unseren Aufstiegen fast regelmäßig bis zu diesen Temperaturen vorstießen, in denen schon bei ganz normalen Feuchten Wolkenbildung einsetzte. Die Bedeutung der Darstellung liegt in den Beobachtungspunkten über den Kondensfahneneinsatz im frost-

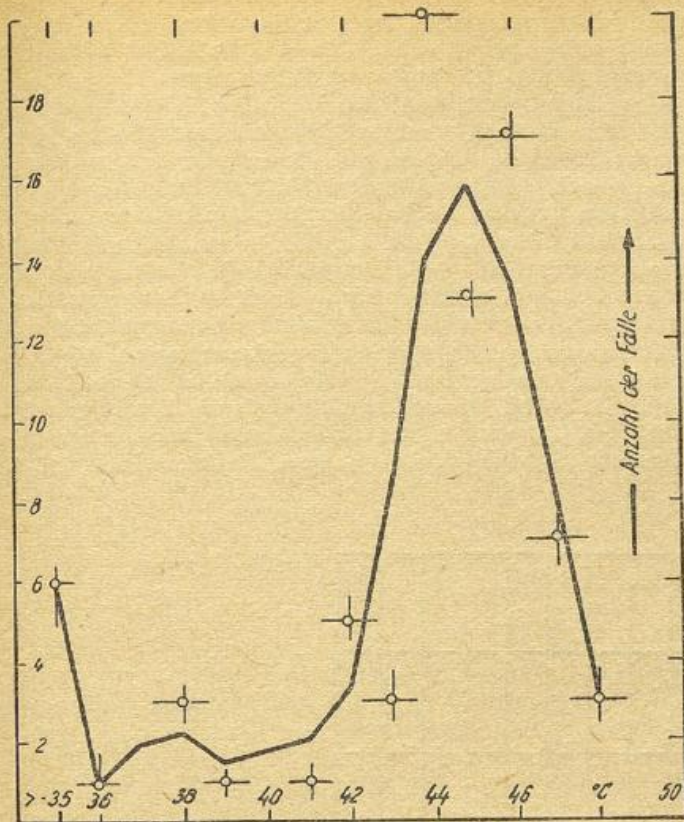


Abb. 37 Der Beginn der Kondensfahnenbildung in Abhängigkeit von der Temperatur bei den mit der Hs-126 durchgeführten Höhenflügen. (Die Temperaturen sind auf ganze Grade abgerundet). o Meßwerte, Kurve: Mittelwerte aus $(a + 2b + c)/4$

übersättigten Bereich bis zur Wassersättigung, durch die nachgewiesen wurde, daß in der oberen Troposphäre tatsächlich Eisübersättigungen vorkommen. Bei der Entstehung der Kondensfahnen oberhalb -36°C spielen noch andere Faktoren eine Rolle, die durch die oben angegebenen vier Voraussetzungen nicht erfaßt werden. Diese Kondensfahnen entstanden nämlich nach unseren Beobachtungen immer erst in großem Abstand hinter der Maschine; bei ihnen mag es sich vielleicht um einen Mangel an Kondensationskernen gehandelt haben. Die Kondensfahnen im frostübersättigten Bereich bleiben beständig, und sind demnach ein weithin sichtbarer Beweis der Existenz frostübersättigter Schichten in der Atmosphäre. Dagegen waren die Kondensfahnen unterhalb -43°C meist nur kurz, so daß wir zum Schluß schon je nach der Länge der Kondensfahnen einen Anhaltspunkt für die herrschende Feuchte hatten. Die beständigen Kondensfahnen wachsen sich oft zu regelrechten Cirruswolken aus, in denen die prächtigsten Haloerscheinungen sichtbar werden. Mehrmals entstanden bei unseren Flügen gleichzeitig im gleichen Niveau wie die Kondenswolken Cirruswolken. Ist einmal eine Cirruswolke da, dann herrscht in ihr Eissättigung, demgemäß lag auch der Beginn der Kondensfahnen innerhalb von Cirruswolken immer im Bereich zwischen -43° und -44°C . Immer wieder konnten wir dabei Beobachtungen machen wie im folgenden Protokoll:

„Bei 7600 m an der Ci-Untergrenze keine Auspuffwolken, bei 8200 m innerhalb der Ci keine Auspuffwolken, ab 8400 m $-43,8^{\circ}\text{C}$ innerhalb der Ci Auspuffwolken.“

Oder die Beobachtung, daß die Auspuffwolken in den Cirren recht schwach, außerhalb derselben auffallend intensiv waren, welche zeigt, daß die hohe Feuchte bei Gegenwart von Cirren innerhalb derselben sofort zu-

rückgeht. Ob die Verhältnisse immer so einfach liegen, wird man wohl erst dann sagen können, wenn einmal Feuchtemessungen in Cirruswolken möglich sind. Wir sind jedenfalls der Meinung, daß man in alten Cirruswolken immer nur Eissättigung finden wird, daß aber in jungen, noch wachsenden Cirruswolken je nach dem durch den jeweiligen Aufgleitvorgang geregelten Angebot an Wasserdampf Feuchten über 100% Eis möglich sind. Sonst wäre es nicht zu verstehen, daß bei gleichen Temperaturen Konvektionscirren und Cirrostratus einen so grundlegend verschiedenen mikrophysikalischen Aufbau haben, wie wir ihn im folgenden kennenlernen werden.

b) Kristalle aus Konvektionscirren

Cirrus castellatus

Ein sehr anschauliches Bild der in den konvektiven Cirrenarten dominierenden Kristallform vermitteln die Mikro- und Abdruckaufnahmen der **Abb. 38, 39, Tafel 4**. Diese Aufnahmen gelangen in einer Cirrocumulusbank, die sich längs des bayerisch-böhmischen Waldes in einer Höhe von 7500–8000 m erstreckte. Die Wolke befand sich im Temperaturbereich von -37° bis -41°C . Wir beobachteten ihr Entstehen um 8.40 Uhr, als sie sich als ganz feiner Strich mit kleinen Quellköpfchen am Horizont abbildete. Als wir sie um 9.40 Uhr erreicht hatten, war ihre Entwicklung auf dem Höhepunkt angelangt; nach den Beobachtungen des Piloten war es in ihr ganz leicht böig und unter, in und über ihrem Zentrum herrschte ein Aufwind von ca. 2 m/sec. Beim Abflug gegen 10 Uhr löste sie sich bereits wieder in einzelne Bällchen und Fallstreifen auf. An optischen Erscheinungen war in ihr nur ein außerordentlich intensiver 22°-Halo zu beobachten; ein anderer Halo war auch nicht andeutungsweise vorhanden. Die **Abb. 38a** zeigt die Teilchen an der Wolkenbasis, die **Abb. 38b** diejenigen der Obergrenze. Man erkennt an den Formen der Unterseite, die aus Büscheln und Zwillingskristallen bestehen, daß die Einzelindividuen eines solchen Teilchens alle gleich aussehen: alle haben demnach die gleiche Lebensgeschichte hinter sich. Alle Einzelindividuen zeigen eine spitz nach dem Vereinigungspunkt zulaufende Pyramide, die einen Hohltrichter im Kristall darstellt. Der Basisabdruck eines solchen Kristalls wird daher eine Sechskantringform, wie sie z. B. die **Abb. 39a und b** zeigen. Das Wachstum des Kristalls erfolgte also so schnell, daß gemäß der bevorzugten Anlagerung der Bausteine an Ecken und Kanten die Basisfläche nur in ihren Randteilen fertig gebaut wurde. Veranschaulichen die Mikroaufnahmen die Innenstruktur der Hohlkristalle, so geben die zahlreichen guten Abdrucke, die sich erhalten haben, ein deutliches Bild von der überraschenden Mannigfaltigkeit der Prismenflächenstruktur (**Abb. 39c**). Man sieht, daß auch von ihnen die meisten nicht fertig gebaut sind, sondern daß nach der Spitze des Kristalls zu fast alle nur noch längs der Kanten Stoff angesetzt haben. Der gleiche Bildungsvorgang, der die ringförmige Basisfläche und dadurch den Hohlkristall zur Folge hat, bewirkt bei der Prismenfläche eine bevorzugte Materialanlagerung längs und in der Nachbarschaft der Kanten, so daß mit zunehmender Ausdehnung des Kristalls der Prismenflächenabdruck die Form einer zweizackigen Gabel annimmt, siehe besonders die **Abb. 39d–i**. Besonders markante Wachstumsunstetigkeiten prägen sich in der Struktur des Hohlraumes ebenso wie in den Stufen der Seitenflächen aus durch vorübergehenden stärkeren oder schwächeren Ausbau der Basis bzw. Prismenfläche. Der Prismenflächenabdruck zeigt dann Wachstumslinien, wie z. B. in der **Abb. 39f** oder der obere Kristall in **Abb. 39i**. Wir haben also, kristallographisch gesehen, wieder eine Skelettförmigkeit analog den Sternchen der hohen Temperaturen, nur daß hier die Hauptentwick-

lung in Richtung der Hauptachse geht. Zwischen beiden Skelettformen werden wir die reizvollsten Typen finden: die Vollkristalle.

Typisch für diese Kristalle der konvektiven Cirren ist ihre Vereinigung zu zwei und mehr Individuen. Man darf annehmen, daß sie auch einzeln vorkommen, doch können wir das bei unserer Methode nicht mit Sicherheit nachweisen, da ein einzeln daliegendes Hohlkriställchen natürlich immer beim Aufprall von einem Büschel abgesprungen sein kann. Bei der Vereinigung von zwei Individuen entsteht für gewöhnlich ein gerader Zwilling, wobei die Basisfläche die gemeinsame Fläche ist. Es scheint allerdings, als seien die Verwachsungen der Büschelkristalle auch auf eine Zwillingsbildung, nämlich derjenigen an den Endpyramidenflächen, zurückzuführen. Die Auszählung der Winkel zwischen den Hauptachsen der einzelnen Komponenten ergibt nämlich das Diagramm, **Abb. 40**.

Wäre der Winkel, unter dem die Verbindung zweier Individuen vorkommt, nur von äußeren Zufälligkeiten beeinflusst, dann müßte sich ein statistischer Mittelwert ergeben in Form einer Fehlerkurve. Die Abbildung zeigt jedoch, daß dies nicht der Fall ist, sondern daß sich eindeutig mehrere Maxima und Minima herausheben. Über die genaue Lage dieser Extremstellen lassen sich jedoch an Hand der Darstellung nur schwer Angaben machen, da ja ein solches Kristallbüschelchen ein räumliches Gebilde ist, das beim Aufprall leicht zerbrechen wird, wobei natürlich Winkeländerungen vorkommen. Außerdem messen wir ja immer nur den auf die Ebene projizierten Winkel. Die Zuordnung der Maxima zu kristallographisch vorkommenden Winkeln ist daher sehr schwierig, so daß wir uns hier mit dem Hinweis begnügen wollen, daß auch die Einzelkriställchen der Büschel in der Orientierung zueinander bestimmte Richtungen bevorzugen. Es kann sich dabei,

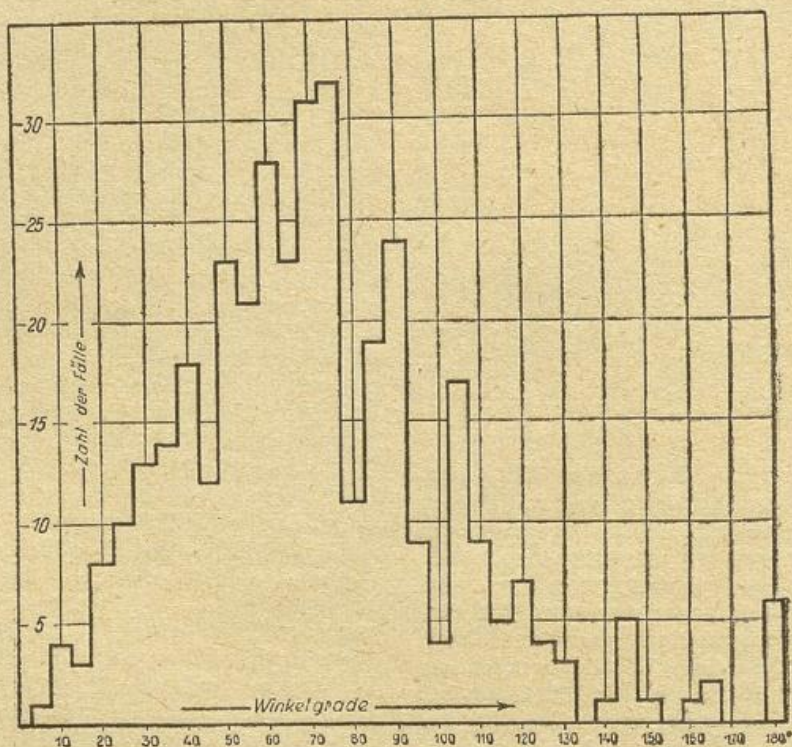


Abb. 40: Statistik über die zwischen den Einzelkomponenten der Büschelkristalle vorkommenden Winkel nach Mikraufnahmen der Kristalle

wie wir auf S. 10 schon ausführten, um Zwillingsbildung an den Pyramidenflächen handeln, deren Richtung zur Hauptsache ja energetisch besonders bevorzugt war. Bildungen in der Art der **Abb. 28b, Tafel 3**, bei denen man ganz deutlich sieht, daß die Pyramidenflächen beim weiteren Wachstum nicht mehr zusammen bleiben, müßten dann allerdings Zwillinge an Pyramidenflächen anderer Ordnung als die zuletzt gewachsenen sein.

Einige besonders markante Büschel- und Hohlkristallformen zeigen die **Abb. 41a und b, Tafel 5**. Neben der stellenweise auffallend großen Zahl der Einzelkomponenten (Bild a) wollen wir hier besonders auf die Struktur der Lufteinschlüsse und Hohltrichter hinweisen, die in Beziehung stehen werden zu der Lebensgeschichte des Kristalls, d. h. den Wachstumsbedingungen, die er passiert hat. Die Teilchen stammen durchweg aus den oberen Teilen von stark balligen, konvektiven Cirrus-Formen, die ein Bodenbeobachter mit Cirrus densus und nicht mit Cirrocumulus charakterisieren würde. Die Lufteinschlüsse der Einzelkomponenten eines jeden Büschels ähneln sich stark und geben ein

eindrucksvolles Bild von der Schönheit der Kriställchen, die zu Tausenden und aber Tausenden in einem so flüchtigen Gebilde wie einer Cirruswolke entstehen. Im Verlaufe unserer Flüge hat sich gezeigt, daß nicht nur die Komponenten eines Büschels untereinander ähnlich sind, sondern daß die Komponenten der zu einer „Lebensgemeinschaft“ gehörenden Büschelkristalle einer Wolke untereinander die gleiche Ähnlichkeit der Lufteinschlüsse aufweisen.

Cirrus densus

Analoge Kristalle wie die eben beschriebenen fischen wir in 8500 m bei -41°C an der Untergrenze von großen Cirrus-Walzen, wie sie manchmal bei der Auflösung von Altostratus entstehen. Diese Walzen hatten solche Ausmaße, daß sie durch den Bodendunst hindurch aussahen wie Stratocumulus. Hier fanden wir auffallend große Hohlkristalle, deren dünnwandiges oberes Ende beim Aufprall meist zerbrach. Die Wolke hatte nur einen verwachsenen 22° -Halo. Aus unseren Aufnahmen erkannte man auch den inhomogenen Charakter dieser Wolkenteile, die aus allen möglichen

regelmäßigen und unregelmäßigen Kristallen zusammengesetzt war. Selbstverständlich sammeln sich an der Basis einer solchen Wolke Kristalle mit den verschiedensten Lebensgeschichten an, so daß also die Untergrenzen der Wolken immer inhomogener sein werden als ihre Obergrenzen.

Die Kristalle der **Abb. 42, Tafel 5** stammen aus dem oberen Teil von balligen, dichten Konvektionscirren *Cirrus densus* mit Fallstreifen. Sie wurden in 9400 m Höhe bei -48°C photographiert. Diese kleinen sauberen Kriställchen sahen in der Natur zierlich und reizvoll aus.

Cirrocumulus

Echte kleine Cirrocumulusbällchen haben wir nur einmal erflogen. Das Protokoll sagt davon:

„8500 m -32°C . Vereinzelt haben sich kleine Cirrocumuli gebildet, deren Bällchenstruktur aber schnell verschwindet und verwaschenen zum Teil fallstreifenartigen Formen Platz macht. Ein solcher Schwaden wird durchflogen und von den in ihm befindlichen Kriställchen werden einige Aufnahmen gemacht“.

Diese Aufnahmen zeigten neben zahlreichen unregelmäßigen und schwer bestimmbareren Formen wieder die typischen Büschelkristalle. Die unregelmäßigen Formen deuteten jedenfalls auf eine ziemlich stürmische Kristallbildung hin, bei der die Anlagerung der Moleküle an den Kristall so schnell vor sich ging, daß ein geregeltes Wachstum nicht mehr möglich war. Wie das rasche Verschwinden der Bällchenstruktur zeigte, hat die Vertikalbewegung der Wolke sofort nach ihrer Bildung aufgehört, so daß wir ihre Ursache auch auf das plötzliche Freiwerden von Kondensationswärme infolge des Kondensationsbeginns bei Wassersättigung zurückführen wollen. Die nachherige Umbildung zu einem mehr *Cirrus densus*- oder *Cirrus filusus*-artigen Aussehen beweist, daß keine wesentlichen Energiequellen hinter der Wolke steckten als das zufällige Erreichen des Kondensationsniveaus im Zusammenhange mit unbedeutenden Abkühlungsvorgängen in der Troposphäre. An einem anderen Tag mit einem etwas günstigeren Kernmaterial entstände vielleicht durch die gleiche Ursache schon bei Frostübersättigung direkt *Cirrus filusus*. Nur wenn die Fallstreifen solcher Bällchen bei großer Zuggeschwindigkeit erst ein Stück durchfallen und dann nach hinten umgebogen werden, können sie ein Zeichen für eine bevorstehende Wetteränderung sein, da sie dann als *Cirrus uncinus* Windsprünge und dadurch Unstetigkeitsflächen in der oberen Troposphäre anzeigen.

Die Kristalle der **Abb. 43a, b, Tafel 5** gehören auch Cirrocumuluswolken an, nur haben sie eine erheblich größere Ausdehnung als die eben beschriebenen Bällchen. Sie ziehen nach einem strahlenden wolkenlosen Morgen ganz langsam aus Westen auf und haben mit der Zeit mehr und mehr Fallstreifenbildung. Zur Zeit unseres Starts sind mächtige isolierte *Cirrus*-Komplexe am Himmel. Man würde sie vom Boden aus vielleicht *Cirrus densus* nennen, wenn man ihre Geschichte nicht kennen würde. Als wir sie erreichen, stellen wir die gewaltigen Ausmaße dieser Eiswaule fest. Die Untergrenze ihrer Fallstreifen liegt mit der typischen Böigkeitszone bei 7700 m und ihre Obergrenze ist bei 9400 m noch nicht erreicht. Unsere Aufnahmen zeigen Kristallabdrucke aus den mittleren Teilen der Wolke aus ca. 8 km Höhe. Sie zeigen wieder Abdrucke der Hohlkristalle sowie einen Abdruck von offenbar kurzen Prismenzwilligen (**Abb. 43b**). Diese letzteren sind besonders bemerkenswert, da wir sie in dieser gedrungenen Form sonst in keinem Konvektionscirrus gefunden haben. Sie dürften wohl in dem gemächlicheren zweiten Lebensabschnitt der Wolke, dem *Cirrus densus*-Stadium, entstanden sein.

Kristalle aus Auspuffwolken

Einen gewissen Abschluß dieser Reihe konvektiver Wolken geben Kristalle, die wir aus Kondensfahnen aufgefangen haben. Die hier abgebildeten Kristalle sind bei Temperaturen zwischen -49° und -53°C aufgefangen worden. Da wir wissen, daß die Kondensfahne bei Wassersättigung entsteht und die Kristalle aufgefangen wurden, nachdem die Fahne etwa 3 Minuten alt und noch sehr geschlossen war, darf man wohl annehmen, daß in ihr noch eine höhere Feuchte als Eissättigung geherrscht hat. Das Protokoll, das während des Fluges niedergeschrieben wurde, sagt im einzelnen folgendes:

„Die Auspuffwolkenbildung ist außerordentlich stark, so daß versucht wird, beim Durchfliegen durch die Kondensfahne Teilchen aufzufangen. Es ist sehr schwierig, so zu fliegen, daß man in eine alte Wolke längs reinkommt. Es gelingt nach Fliegen eines Kreises, ein Stück in sie hineinzukommen, dabei war die Auffangfläche die ganze Zeit über hinausgehalten worden. Bei der Beobachtung nach Durchfliegen der Wolke zeigten sich vereinzelt, sauber gewachsene Kriställchen auf ihr, z. T. in Übersättigungsformen, von denen mehrere Aufnahmen gemacht wurden (z. B. **Abb. 44, Tafel 5**). Es fiel auf, daß man trotz dieser Formen keinen Halo in der Wolke sah und daß es so wenig Teilchen waren. Nach diesem Versuch wurde ein noch garnicht exponierter Schirm noch einmal beim Durchfliegen einer Kondensfahne hinausgehalten. Dabei war auf der ganzen Fläche nichts drauf, nur am Rand war ein kleiner Fleck beschlagen. Dieser Fleck sah im Mikroskop ganz anders aus als die vorhin beobachteten Kriställchen, es waren lauter kleine Pünktchen, die aber nicht rund zu sein schienen. Mitten darin lag ein größerer Kristall“.

Es war danach klar, daß die kleinen Pünktchen die eigentlichen Kondensfahnteilchen darstellten und daß in diesen kein Halo entstehen konnte.

Diese Beobachtung zeigt, wie außerordentlich jung die Kondensfahne noch war, da sie sich fast noch gar nicht differenziert hatte. An den unzähligen bei den tiefen Temperaturen als Gefrierkerne wirkenden Kondensationskernen des Auspuffstrahles hatten sich sofort viele kleine Kriställchen gebildet und nur einige darunter waren so bevorzugt, daß an ihnen ein größerer Kristall wachsen konnte. Beim Abflug beobachtete ich, daß der Himmel absolut klar und tiefblau war, so daß es sich bei den *Cirrus*-Teilchen nicht um eine dünne Wolke gehandelt haben konnte. Selbstverständlich sind die Hohlkriställchen keinesfalls die typischen Kristalle der Kondensfahnen. Eine Kondensfahne, die in einem anderen Niveau entsteht, hat die für diesen Temperaturbereich typischen Kristallformen. So erinnern wir uns mehrerer Kondensfahnen aus tieferen Niveaus, in den die prächtigsten Haloerscheinungen entstanden sind, deren wir uns entsinnen können. Die Kondensfahnenkristalle sind in ihrem Wachstum genau so an die Umgebungsfeuchte gebunden wie die der *Cirrus*-wolken. Die Tatsache, daß man gerade in Kondensfahnen so auffallend prächtige Haloerscheinungen beobachten kann, kommt daher, daß die Eisteilchen mit Hilfe des Wasserdampfes aus den Motorgasen schon bei so kleinen relativen Feuchten entstehen, bei denen es normalerweise noch nicht zur Kristallbildung käme, die aber gerade geeignet für ein gleichmäßiges und harmonisches Kristallwachstum sind.

Die Kriställchen dieser Kondensfahnen sind genau die gleichen Hohlkriställchen, die wir in der Föhnwohle oder in der Cirrocumulus-Bank angetroffen haben, so daß wir uns nunmehr den allgemeinen Schluß erlauben, daß die Hohlform diejenige Eiskristallform ist, die die Natur bei Temperaturen unter -30°C und bei Feuch-

ten in der Nähe der Wassersättigung hervorbringt.

Wir zeigen nun Kristalle, die wir in einem Cirrostratus photographiert haben und gehen danach noch kurz ein auf Kristallformen, die ihrer Entstehungsgeschichte nach zwischen denjenigen der Konvektionscirren und denjenigen des Cirrostratus liegen.

c) Kristalle aus Cirrostratus

Da ein echter gleichmäßiger Cirrostratus eine viel seltenerere Erscheinung ist als es Konvektionscirren sind, ist es uns nur einmal gelungen, in einem solchen Eiskriställchen aufzufangen. Wir geben hier das gesamte Beobachtungsprotokoll wieder:

„Start 8.33 Uhr. Wetter vor Start: morgens Cirrocumulus-Bildung. Dieselben schneien rasch aus und werden Fallstreifen. Gleichzeitig zieht Altocumulus castellatus auf.

3000 m: Obergrenze des Altocumulus castellatus. Darüber sind etwa 9/10 sehr gleichmäßig aussehender Cirrostratus mit 22°-Halo, der links und rechts und oben leicht verstärkt ist. Dazu ist ein schwacher 46°-Halo mit Zirkumzenitalbogen zu erkennen.

7000 m: im Nordwesten stark dunstig, so daß man dort keine Basis des Cirrostratus sieht. Die Haloerscheinung ist etwas klarer geworden.

Ab 8000 m etwa werden Teilchen gefischt. Der Halo wird immer reiner. Er besteht nun aus 22° Ring mit Nebensonnen und oberem und unterem Berührungsbogen, aus dem 46° Ring mit dem Zirkumzenitalbogen und durch die Nebensonnen hindurchgehend Teilen des Horizontalkreises.

In 8900 m haben wir die Hauptmasse der Cirren bereits unter uns, es wird nochmal gefischt, dabei werden andere Teilchen aufgefangen: sehr viele kleine Einzelkriställchen (**Abb. 45a, b, Tafel 6**).

In 9400 m wird nochmal gefischt, es sind jetzt erheblich weniger Teilchen, aber noch dieselben wie in 8900 m. Der Halo war in diesem dünnen oberen Teil wieder undeutlich geworden. Hier deutlich sichtbar beständige Kondensfahne.“

Die größeren Teilchen wurden zwischen 7500 und 8500 m bei -35° bis -45° C gefischt und die kleineren um 8900 m bei -47° C bzw. um 9400 m bei -52° C. Bevor wir auf sie eingehen, verweisen wir gleichzeitig auf die **Abb. 46, Tafel 6**, die aus demselben Cirrostratus am Nachmittag durch Frau KRUG-PIELSTICKER in 6000 m bei -26° C aufgenommen wurden. Hier waren der 22°-Halo mit Nebensonnen, der Horizontalkreis, der umschriebene Halo und der 46°-Halo zu beobachten. Es vollzog sich während des Tages eine langsame, stetige Eintrübung mit allmählichem Absinken der Wolkenbasis. Man darf daher annehmen, daß die erflogene Wolke durch einen langsamen und stetigen Aufgleitprozeß entstanden ist. Bei einem solchen werden die Kondensationsbedingungen andere: es findet eine Auswahl der besten Kerne statt, in denen der Wasserdampf bereits vor Erreichung der Sättigung kondensiert. Die Kristalle dieses Wolkentyps wachsen daher bei geringerer Übersättigung als diejenigen der Konvektionscirren.

Man erkennt auch sofort den ganz anderen Charakter dieser Teilchen gegenüber den bisherigen. Hier handelt es sich durchweg um Einzelformen, die über Zwillingsbildungen nicht hinausgehen. Neben dicken Plättchen, ganz klaren und sauber gewachsenen kurzen oder längeren Säulchen fielen besonders im unteren Teil der Wolke die zahlreichen, ganz unregelmäßigen Formen auf, über die man erst durch stereographische Aufnahmen genaueres wird erfahren können. Groß ist

der Formenreichtum der Kriställchen im oberen Teil der Wolke, es scheint hier von dicken Plättchen bis zu jeglichen prismatischen Formen alles vertreten zu sein. Leider haben sich keine Abdrucke erhalten, so daß man mit der Deutung des räumlichen Aussehens vorsichtig sein muß, doch sehen manche der Sechskantformen aus wie Schlüsselchen mit aufgebogenen Rändern. Neben langen Stäbchen gibt es ganz kurze, die holodrisch oder hemimorph sein können, neben symmetrischen Zwillingen kommen, und dies scheinen uns die ungewöhnlichsten Formen zu sein, unsymmetrische der verschiedensten Art vor: so kann der eine Teil holodrisch, d. h. ein Prisma mit zwei Basisflächen, der andere hemimorph, d. h. ein Prisma mit einer Basisfläche und einer Pyramide sein, oder der eine kurz, der andere lang.

Konnten wir die Polarität der Eiskristalle schon an den Büschelformen nachweisen, in denen die Orientierung der einzelnen Komponenten nicht dem Zufall folgte, sondern bestimmte Richtungen bevorzugte, so wird sie auf Grund der Kristalle dieses Cirrostratus noch besonders unterstrichen: unter den Kristallen der Obergrenze (**Abb. 45a, b**) fallen solche auf, die ein pyramidales und ein flächiges Ende haben; sie liegen zwar auch einzeln da, können aber nicht von einem Büschel abgesprungen sein, weil keine vorkamen.

d) Kristalle aus Zwischenformen

Ein interessantes Zwischenglied zwischen Konvektionswolken und Cirrostratus zeigen die Kristalle auf den folgenden Bildern und Abdrucken (**Abb. 47 und 48a, b, Tafel 6**). Über den Eindruck, den die dabei erflogene Cirruswolke vom Boden aus machte, hatten wir im Protokoll folgendes vermerkt:

„Start 13.19 Uhr MEZ. Wetter vor Start: langsamer Cirrus-Aufzug aus Südwesten, deutlicher 22°-Halo. 46°-Halo nicht zu beobachten. Die Cirren zeigen so wenig scharfe Konturen und Begrenzungslinien, daß man sie ohne weiteres mit Cirrostratus bezeichnen darf, auch wenn sie nicht gleichmäßig über den Himmel verteilt, sondern in größeren Schwaden und Banden angeordnet sind. Wir fliegen mit Kurs nach Süden. Es zeigt sich, daß die Cirren im Westen und Südwesten wesentlich tiefer, etwa bis zwischen 5000 und 6000 m herabhängen als im Osten und Norden. Wir fliegen in etwa 6000 m in die Cirren ein, dabei werden einige wenige Teilchen gefischt und photographiert. Die Cirren sind hier noch recht dünn und bestehen aus Einzelprismen und Büschelformen. Bis zum Gipfel ändern sich weder die Größe noch die Art der Formen.“

Die hierbei bei -30° C aufgefangenen Wolkenteilchen zeigten zwar noch große Einschlüsse, jedoch keine so großen, daß man sie mit Becherkristall bezeichnen könnte. **Abb. 48a** veranschaulicht den Typ der Einschlüsse besonders an dem Kristall am linken Bildrande. Die vollere Form dieser Kristalle fällt aber auch bei den Abdrucken der Basisfläche auf: waren diese bei dem Cirrocumulus des vorigen Fluges im wesentlichen dünne Ringformen, so handelt es sich hier um ausgefülltere Sechsecke (**Abb. 47**). Besonders wertvoll ist aber die Aufnahme der **Abb. 48b**, da sie einen Abdruck der Kristalle von **Abb. 48a** darstellt. Sie zeigt deutlich, daß die Seitenflächen dieser Kristalle fehlerlos oder höchstens am unteren Ende nicht ganz fertiggestellt waren: Sie stellen also gewissermaßen das Bindeglied dar zwischen dem extremen Übersättigungstyp mit unfertigen Seitenflächen und Becherhohlformen, wie er besonders in der oben besprochenen Cirrocumulus-Bank angetroffen wurde und den ganz gleichmäßig, fehlerlos gebauten Prismen, die uns im Cirrostratus begegnet sind.

Einen ganz ähnlichen Wolkentyp fanden wir bei 10° tieferen Temperaturen. Die Wolke, ein Konvektionscirrus, den man vom Boden aus Cirrus densus nennen

würde, zeigte in ihren oberen Teilen bei 9200 m und -40°C viele kleine Kriställchen mit kleinen und größeren Luftpinschlüssen, die jedoch keine Hohlbecher waren. Die Abdrucke dieser Kriställchen zeigten wie die vorigen ganz glatte und fertig gebaute Seitenflächen.

Cirrus filusus

Hierbei handelte es sich um ein „totes“ Cirrusfeld, das langsam innerhalb eines halben Tages ohne jede Veränderung über uns hinweggezogen war.

Die Abdrucke aus den Kristallen dieser Wolke zeigen eine bemerkenswerte Inhomogenität; neben den bekannten Hohlformenabdrucken fielen insbesondere viele Einzelabdrucke auf, die manchmal in bizarrer Unregelmäßigkeit gewachsen waren. Da diese Formen von geringerem Allgemeininteresse sein dürften, wurden sie nicht mit abgebildet. Gerade wegen der Vielfalt der Einzelformen erinnert diese Wolkenart so stark an den Cirrostratus, während andererseits die Form der Wolke als ein großer Komplex auf eine konvektive Entstehung hinweist. —

Nachdem wir nun die Kristallformen der wichtigsten und bekanntesten Cirrusarten der Cirrocumuli, Cirrus densus, Cirrus filusus, Cirrostratus in Mikroaufnahmen gezeigt haben, fügen wir noch einige Beiträge von speziellem Interesse an.

4. Besondere Beiträge zur Wolkenphysik

a) Schichtenbildung in der Troposphäre

Es war uns mehrmals bei unseren Flügen aufgefallen, daß im Cirrusniveau oft eine reiche Schichtenbildung herrscht. Nicht nur an wolkenlosen Tagen hatten wir beobachtet, daß die Atmosphäre bis über 9 km reichlich mit Dunstschichten durchsetzt war, auch bei Cirren untereinander fiel uns auf, wie stark sie manchmal aus einzelnen nicht zusammengehörigen Schichten aufgebaut waren. Da diese Beobachtung uns geradezu als ein Charakteristikum der Atmosphäre vorkommt, wollen wir hier etwas näher darauf eingehen.

Aufgefallen war uns diese Verschiedenschichtigkeit eigentlich zuerst bei unseren Kondensfahnenuntersuchungen. Hier gab es durchaus nicht immer in einem weit ausgedehnten Raum Kondensfahnen, sondern dieselben konnten auf ganz schmale Lamellen beschränkt sein, die auch keine große Horizontalerstreckung hatten.

Als wir dann die Statistik über die Mächtigkeit der in den Jahren 1940—1942 an Schönwettertagen durchflogenen Cirrusschichten aufstellten, da waren, wie wir bereits sahen, die Schichten unter 300 Meter Mächtigkeit die häufigsten.

Wir geben hier zwei Protokolle von Flügen wieder, die diese „Blätterteigstruktur“ der Atmosphäre veranschaulichen:

„Wetter vor Start: Morgens ausschneidende Altocumuli. Um die Zeit des Startes bereits verschwunden. Darüber offenbar Cirrostratus. Es ist anscheinend auch in der Höhe sehr dunstig, so daß man gar nichts Genaues angeben kann. Start 9.58.

3700 m Altocumulus-Schicht, Dunst,

4800 m Dunst, durch den die Sonne ganz milchig mit einem kaum sichtbaren 22° -Halo mit Nebensonne erscheint. Der Dunst scheint schon zu Wolken zu gehören, denn in

5500 m — 10°C sind wir bereits in einer Schneewolke und sehen unter uns eine intensive Untersonne. Der Halo ist inzwischen deutlicher geworden, außerdem sind Teile des Horizontalkreises dazugekommen.

6700 m — 14°C . Wir sind wieder in einer Wolke, in der nun noch ein voller Horizontalkreis zu sehen ist. Stellenweise blitzen in ein paar Kristallen auch Nebengegensonnen auf.

in 7300 m — 23°C . Flug durch Altocumulus. Hier wird gefischt. Die Wolke besteht aus Tröpfchen, die in den Zaponlack eingebettet gefroren sind. Sie sehen aus wie Facettenaugen: ein jedes Tröpfchen sieht aus, als sei es beim Gefrieren in mehrere kleine Kriställchen aufgeteilt worden. Auf dem Plexiglas dagegen sind die Tröpfchen zu größeren zusammengelaufen.

8700 m 10.47 Gipfel!

11.12 Landung“.

Ursprünglich waren die bei diesem Fluge angetroffenen vier Schnee- bzw. Eiskristallschichten ohne Zweifel auch Altocumulus-Schichten. Die am Morgen noch zu beobachtende Schicht lag sicher im Niveau der Schneewolke zwischen 5500 und 6000 m.

Eine interessantere Schichtenbildung trafen wir wenige Tage nach der obigen in der oberen Troposphäre an, wobei sich zeigte, daß sich in zwei nahe übereinander liegenden Schichten ganz verschiedene Kristalle entwickelt hatten.

Wir flogen ein hohes Cirrusfeld im Osten an, das wir über dem Salzkammergut erreichten. Die Wolke hatte einen leicht föhnigen Charakter. So hatten wir nach den Beobachtungen des Piloten auf dem Flug ab 8000 m auch dauernd einen leichten zusätzlichen Aufwind. Als wir in 10 000 m unsere Gipfelhöhe erreicht hatten, waren wir aber nur knapp an ihre Basis gekommen. Das Protokoll sagt nun:

„10 000 m — 40° Gipfel.

Wir haben die angeflogene Cirruswolke nicht erreicht. Es war ein balliger Konvektionscirrus mit einem nur angedeuteten 22° -Halo. In 9700 m — 37°C haben wir eine Cirrus-Bank mit lenticularisartigem Charakter überstiegen und befinden uns nun in starkem Dunst zwischen beiden Wolken. Es wird gefischt, dabei werden vereinzelte Büschelkristalle aufgefangen. Beim Abstieg wird in die untere Wolke bei 9700 m eingeflogen. Es werden Teilchen der Obergrenze und der Untergrenze (8800 m — 30°C) gefischt und photographiert. Bei den Teilchen fallen auf dem Objektträger größere Ansammlungen neben fast leeren Stellen auf. Es sieht beinahe so aus wie Flockenbildung aus sehr vielen Einzelteilchen. Beim Abflug kann beobachtet werden, daß der lenticularisartige Charakter der Wolke hauptsächlich ihr Südende betrifft.“

An den Kriställchen fiel auf, daß sie gar nicht an die bekannten Formen der Konvektionscirren erinnern, sondern eigentlich eher an Cirrostratus: sie haben meist nur kleine Luftbläschen und schmale Hohltrichter, und es sieht aus, als ob sie in der Hauptsache als Einzelkriställchen entstanden sind.

Die eindruckvollsten Bilder dieser Schichtenbildung in der Atmosphäre erlebten wir aber zweifelsohne beim Abfliegen der Moazagotl-Wolken über den Hohen Tauern, deren Vorderkante oft in vier, fünf Schichten übereinander aufgetürmt war. Ein wolkenphysikalischer Unterschied bei den einzelnen Schichten wie im vorigen Beispiel besteht dabei natürlich nicht.

b) Vertikaler Aufbau eines vereisten Cumulonimbus

Die im folgenden beschriebenen und abgeflogenen Wolken haben wir vom Boden aus mit „stark konvektiven mächtigen Cirren-Komplexen mit dichten Fall-

streifen“ bezeichnet. Als wir sie aber dann vom Flugzeug aus sahen, merkten wir, daß wir einen vollständig vereisten Cumulonimbus vor uns hatten, dessen Oberteile im Anfang noch stark quellend aussahen. Leider sind uns zahlreiche Aufnahmen dieses interessanten Wolkengebildes, die wir während des Fluges machen konnten, durch Ereignisse nach Kriegsende verloren gegangen.

In den Kristallformen dieser Wolke wurde der Formenwandel von Plättchen über gedrungene Prismen zu Hohlprismen in Abhängigkeit von der Temperatur deutlich. Wir geben nun das Protokoll dieses Fluges:

„Start 14.07 Uhr.

Wetter vor Start: Stark konvektive mächtige Cirrus-Komplexe mit dichten Fallstreifen ziehen aus Süden über uns hinweg, dahinter aufziehender Cirrostratus, schwül. Während des Fluges zeigte sich, daß man diese Wolken doch richtiger mit Cumulus oder sogar Cumulonimbus bezeichnen würde. Es waren stark ausschneidende quellende Komplexe, die über unserer Gegend etwa bis 6500 m reichten, weiter nördlich über dem Inn aber 8000—8500 m hinaufgingen und schon das typische Aussehen von vereisten Schirmen hatten.

1500 m. Böig 0—1.

1600 m. Dunst-Grenze.

2000 m. Böig 0, dann böig 1. Wir befinden uns am östlichen Rand eines größeren Wolkenkomplexes mit weit herabreichenden Fallstreifen. Daher die Böigkeit und besonders nach Westen starker Dunst.

2200 m. Wir befinden uns jetzt unter dem Komplex etwa in Fallstreifenhöhe. Es ist böig 1, nach Westen zu Dunst 2.

3200 m. Wir sind nach Süden abgeflogen, haben den Wolkenkomplex verlassen, die Böigkeit hört auf.

4300—5000 m —3° bis —10°C. Wir fliegen in Fallstreifen ein und fischen, es handelt sich um verzweigte Plättchen und Sternchen.

5700 m —13°C. Wir fliegen nochmal ein und machen Aufnahmen von kleineren Plättchen.

6000 m. Die eben durchflogene Wolke ist eine vereiste Quellwolke, die auf 6000—6500 m Höhe geht.

6500 m. 1 Photo auf gewundene Fallstreifenform. Wir nehmen wieder Kurs auf ausschneidende Cumuli.

6700—7200 m —20° bis —23°C. Fliegen durch Cumulus-Schirme, es sind sehr schöne und große Zwillinge, vermischt mit Plättchen drin. Es fällt die außerordentlich stark wechselnde Dichte der Wolke auf.

7800 m —29°C. Hier sind wir nahe der Obergrenze der Schirme, die Formen sind jetzt Hohlprismen in Büscheln. Die Wolken sind jetzt alle vereist.

8400 m —39°C. 14.55 Gipfel. 200—300 m über Gipfel befinden sich noch weitere dichte Cirruswolken, die aber anscheinend nicht zu den Schirmen gehören. Sie haben einen schwachen 22°-Halo. In den tieferen Fallstreifen mit den Plättchen war eine intensive Untersonne zu beobachten.

6000 m. 15.00 Uhr.

15.15 Uhr Landung.“

c) Eisdunst in der Troposphäre

Die Frage, ob es Eisdunst gibt, darf nicht verwechselt werden mit der Frage, ob es Dunst z. B. bei den

tiefen Temperaturen der Konvektionscirren gibt. Versteht man unter Dunst jenes Zwischenstadium zwischen Kondensationskern und Wolkentröpfchen, also den quellenden Kondensationskern des fumulus-Stadiums, dann muß man allerdings sagen, kann es hierzu bei der Eisbildung keine Parallele geben, da sich Eis ja bevorzugt an nicht quellenden, unlöslichen Kernen bildet.

Trotzdem haben wir mehrmals feststellen können, daß es in Cirruswolken außerordentlich dunstig sein kann, ohne daß es gelingt, Kristalle aufzufangen. Drei der auffallendsten Beobachtungen seien hier angeführt:

1. Protokoll:

„9300 m, —36°C. Wir sind unter dichte milchige Eiswolken gekommen, in denen nur eine ganz schwache Andeutung eines 22°-Halo ist.

9600 m, —38°C. Wir haben offenbar die Basis der milchigen Cirren erreicht. Es ist sehr dunstig und man sieht keine eindeutige Untergrenze. Der herausgehaltene Objektträger beschlägt sich so, als sei er unterkühlt in wasserdampfgesättigte Luft gebracht worden. Dazwischen sind einige Kristalle mit Diffusionshöfen.

Bei nochmaligem Hinaushalten sind auf dem Objektträger unregelmäßige Eisklumpchen.“

2. Protokoll:

„Wetter vor Start: morgens wolkenlos, dann aber rasche und reichliche Bildung von Cirren, die von Südwesten her fortschreitet. Die Cirren haben anfangs ein sehr „seidiges“ Aussehen, das bald in streifigen und filosisus-Charakter übergeht. Zur Zeit des Starts ist der ganze Himmel zu etwa $\frac{5}{10}$ mit hohen Wolken bedeckt.

9000 m. Wir sind offenbar nahe an der Basis der Cirren. Diese ist keineswegs scharf, man sieht nur an dem immer stärker werdenden Dunst, daß man allmählich in die Wolke einfliegt. So wird in 9200 m, —32°C, wo der Dunst schon sehr stark ist, der Objektträger längere Zeit hinausgehalten und dabei einige wenige Kriställchen gefischt.

In 9900 m, —38°C scheinen wir in der Wolke zu sein, da schön gewachsene Büschelkristalle auf dem Objektträger sind. Es sind aber nicht sehr viel.“

3. Protokoll:

„Start 9.24 Uhr. Wetter vor Start: Zunehmende Eintrübung, die sich zum Teil aus Cirrenbildung, zum Teil aus starker Dunstvermehrung im oberen Niveau zusammensetzen scheint. Man sieht ganz verschleiert größere Fladen, die Konvektions-Cirrus-Bällchen zu sein scheinen.

ca. 3000 m. Dunstgrenze. Die Bewölkung über den Alpen ist ganz gleichmäßig, altostratushaft, es ist kein 22°-Halo zu beobachten. Die Wolkenbasis ist wegen des starken Dunstes sehr schwer anzugeben, sie dürfte im großen und ganzen zwischen 5000 m —13°C und 5500 m —16°C liegen.

6300 m, —22°C. Nach der schlechten Bodensicht zu urteilen, darf man annehmen, daß wir uns hier in der Wolke befinden.

8000 m, —33°C. Wir nähern uns hier anscheinend der Obergrenze des Altostratus, die durch einige lenticularis-Bänke hervortritt. Auch Quellungen fallen auf. Über der Altostratus-Grenze geht es aber gleich mit Cirrus-Formen weiter, von denen manche starke Fallstreifenbildung zeigen. Das ganze Wolkenbild in dieser Höhe ist sehr mannigfaltig und uneinheitlich und wird durch starken Dunst noch schwieriger erkennbar.

9000 m, —40°C. Wir befinden uns hier offenbar in den Cirren, da saubere Geschoßbüschel aufgefangen werden. Nebenbei fällt aber auf, daß beim Hinaushalten die ganze Plexiglasplatte beschlägt, bzw. sich

besonders längs der Riefen und Rillen mit kleinen „Eispflänzchen“ bedeckt. Diese Tatsache fällt zweimal hintereinander auf. Es dürfte demnach hier eine Feuchte geherrscht haben, die bei Wassersättigung lag.“

Eine Erklärung dieser „Eisdünste“ geben uns unsere Untersuchungen an hygroskopischen Kernen bei -37°C , die wir oben S. 19 beschrieben haben, sowie die Untersuchungen über die Bildung von Eis an Kochsalz-Kernen. In den hier beschriebenen Cirruswolken muß es an einer genügenden Anzahl von Gefrierkernen gefehlt haben, ihr Kernmaterial bestand überwiegend aus löslichen Kernen, die auch bei diesen tiefen Temperaturen ein fumulus-Stadium wie bei unseren Versuchen S. 19 bewirkten.

d) Die Elemente stratosphärischer Wolken

In diesem Zusammenhange sei auf ein Wolkenphänomen hingewiesen, das einen interessanten Beitrag zur Physik der Wolken bei tiefen Temperaturen bringt. Es sind die bekannten Perlmutterwolken in 23—27 km Höhe, die STÖRMER in Norwegen vermessen und fotografiert hat.

Die Perlmutterwolken

Beschreibungen der einzigartig prächtigen Erscheinungen der Perlmutterwolken finden wir in den Veröffentlichungen STÖRMERS, ihre besonderen Merkmale sind die oft randparallel in mehreren Spektren angeordneten leuchtenden Farben, der stete Wechsel in den Farben und das Auftreten der Farberscheinungen auch in großen Sonnenabständen.

Perlmutterwolken-Wetterlagen sind für Südnorwegen der Durchzug einer Kaltfront mit nördlichen oder nordwestlichen Winden bei tiefem Druck über Nordnorwegen und gleichzeitig hohem über den britischen Inseln. Bei den stürmischen Vorgängen treten wie beim Überströmen der Alpen bis in große Höhen in der Atmosphäre Wellenschwingungen auf, die hier zweifelsohne durch ein Anstauen der Kaltluft an dem steil abfallenden Küstengebirge noch besonders verstärkt werden und dadurch bis in die Höhen der Perlmutterwolken die Atmosphäre in Bewegung versetzen. Danach entstehen die Perlmutterwolken wohl ähnlich der Moazagotl-Wolke über dem Riesengebirge oder der Föhnwooge über den Alpen. Allerdings sind die Perlmutterwolken nicht absolut ortsfest wie die letzteren. Es hat nach den photogrammetrischen Messungen STÖRMERS den Anschein, als ob sie mit der allgemeinen, dem ganzen Zirkulationssystem überlagerten Strömung mitversetzt werden. Zweifelsohne gehören sie zu den prächtigsten Erscheinungen unter den im Sammelbegriff „Föhn“ vorkommenden Naturschauspielen.

Wie entstehen nun die Farben und was können sie uns über die Mikrophysik und den Aggregatzustand dieser Wolken sagen?

Im Jahre 1919 erschien die Dissertation von R. MECKE „Experimentelle und theoretische Untersuchungen über Kranzerscheinungen im homogenen Nebel“, die alles wesentliche zur Klärung unserer Fragen enthält. Die Arbeit entstand im Anschluß an Untersuchungen von RICHARZ über Farberscheinungen im Dampfstrahl. MECKE konnte zeigen, daß beim Bestrahlen homogener Nebel mit sichtbarem Licht Farberscheinungen auftreten, die nichts mit den FRAUNHOFER'schen Beugungserscheinungen zu tun haben, sondern durch Interferenz an den als kleine Kugellinsen wirkenden Tröpfchen entstehen, indem der durchgehende Strahl mit dem an der Oberfläche gebeugten oder reflektierten interferiert. Jede Tröpfchengröße erhält dadurch in Abhängigkeit vom Streuwinkel ihre bestimmte Farbe. Die Farben konnte MECKE den Tröpfchenradien von 1 bis $2,4 \mu$ für einen Streuwinkel von 0° wie folgt zuordnen:

1.0 μ hellviolett	1.87 μ violett
1.06 „ blauviolett	1.92 „ violett
1.2 „ hellblau	2.0 „ graublau
1.27 „ blau (grünlich)	2.07 „ blaugrün
1.32 „ grünblau	2.09 „ bläulich grün
1.4 „ grün	2.15 „ smaragdgrün
1.45 „ gelbgrün	2.22 „ olivengrün
1.52 „ gelb	2.3 „ grüngelb
1.57 „ orange	2.31 „ grünlich gelb
1.60 „ rot	2.32 „ gelb
1.63 „ rot	2.33 „ gelb
1.66 „ purpurrot	2.35 „ hellorange
1.75 „ hellpurpur	2.4 „ hellpurpur

Man sieht, daß im Bereich von 1 bis $2,4 \mu$ das Spektrum schon zweimal durchlaufen wird. Die bei diesen Tropfengrößen entstehenden Beugungskränze haben Farben, die mit den FRAUNHOFER'schen Beugungsfarben nicht übereinstimmen; erst von Tropfenradien von $4-5 \mu$ ab treten keine erheblichen Abweichungen mehr auf! Im Bereich von $1-5 \mu$ ergibt also eine Bestimmung des Tröpfchenradius aus dem Abstand des roten Ringes von der Sonne nicht die wahren Radien. Die Untersuchungen MECKES wurden durch TEUCHER bis zu Tröpfchenradien von 11μ fortgesetzt. Er erhält im Bereich 5 bis $8,5 \mu$ für einen Streuwinkel von $14^{\circ} 20'$ gerade ein Spektrum. 1μ Radiuszuwachs entspricht in diesem Falle etwa $60 \text{ m} \mu$ Maximumverschiebung nach blau zu, so daß bei

5 μ violett
6 „ rot
6.5 „ gelb
7 „ grün
7.5 „ blaugrün
8 „ blauviolett
8.5 „ violett

beobachtet wird.

Nimmt man nun an, daß diese hohen irisierenden Wolken aus Tröpfchen bestehen, dann gestatten die Mecke-Teucher'schen Untersuchungen eine ganze Reihe bisher ungeklärter Fragen zu beantworten. Da ist insbesondere die immer wieder beobachtete Erscheinung, daß die Farben randparallel oft in mehreren Spektren angeordnet sind. Diese Erscheinung erklärt sich nun ganz von selbst aus der Entstehung der Wolke: die Tröpfchenradien nehmen auf der Luvseite vom Rand nach der Mitte hin zu und an der Lee-seite von der Mitte nach dem Rande zu ab, während sie an den zur Strömung parallelen Rändern keiner Änderung ihrer Größe unterworfen sind. Je nach der Zunahme der Tröpfchengröße vom Rande bis zur Mitte werden daher in Bezug auf die Farben ein oder mehrere Spektren durchlaufen. Weiter erklärt die Theorie, daß diese Farberscheinungen noch in so großen Abständen von der Sonne auftreten, daß sie mit Beugungskränzen niemals in Einklang zu bringen wären. Die Intensität des gestreuten Lichtes ist zwar nach vorne am größten, so daß die sonnennahen Teile immer die intensivsten Farben haben werden, doch ändert sich bei kleinen Tröpfchen die Streufunktion so, daß mehr und mehr Licht auch in größere Winkel gestreut wird. Die außerordentliche Brillanz der Farben, die gerade einen typischen Unterschied zu den im übrigen auf die gleiche Weise entstehenden troposphärischen irisierenden Wolken darstellt, erklärt sich einmal aus den Beleuchtungsverhältnissen während der Beobachtung der Wolken. Die günstigste Beobachtungszeit ist, was auch immer wieder aus den STÖRMER'schen Berichten hervorgeht, morgens vor Sonnenaufgang nach Osten oder abends nach Sonnenuntergang nach Westen, wenn also die Wolke selbst schon bzw. noch sonnenbeschienen, die darunterliegende Atmosphäre aber noch bzw. schon dunkel, d. h. ohne gestreutes Sonnenlicht ist. Zum anderen erklärt sie sich aber aus den meteorologischen Bedingungen beim Ent-

stehen der Wolken. Als solche seien besonders hervor-
gehoben:

1. die guten Sichtverhältnisse in der sehr reinen, an der Küste durch Stau ausgereinigten Troposphäre;
2. die außerordentliche Gleichmäßigkeit der Strömungsvorgänge in diesen Höhen, die es ermöglichen, daß oft quadratkilometergroße Wolken-
teile die gleiche Farbe und damit die gleiche Tröpfchengröße aufweisen;
3. die wahrscheinlich sehr wenig mächtige, schicht-
artige, vertikale Ausdehnung der Wolke, so daß innerhalb der Wolke keine Änderung der Vertikalbewegung vorkommt, die ein verschieden-
artiges Wachstum, damit verschiedene Größe und damit verschiedene Farbe der Tröpfchen oder besser benachbarter Tröpfchenpakete zur Folge hätte. Eine sehr inhomogene Wolke müßte also durch Überlagerung mehrerer Farben ein mehr und mehr weißliches Aussehen annehmen.

Nachdem nun die Frage des Aggregatzustandes mit dem Ergebnis geklärt ist, daß die Perlmutterwolken aus Wassertröpfchen bestehen, wäre natürlich die nächstfolgende interessanteste Frage diejenige nach ihrer Vereisung. Bestehen sie nur aus Wasser oder kommen auch Umbildungen zu Eiswolken vor? Diese Frage können wir an Hand der STÖRMER'schen Abbildungen klären, auf denen mehrmals die eindeutige Umbildung zu einer Eiswolke beobachtet werden kann. Ein besonders typisches Bild ist dafür die **Abb. 49a, Tafel 7**, die genau dasselbe Aussehen zeigt, wie wir es von den hohen Föhnwolken über den Alpen kennen und auf S. 30 oben beschrieben haben. Eine deutliche Bestätigung gibt noch die Skizze des eingerahmten Wolkenteils, die STÖRMER dieser Abbildung beigegeben hat und auf der er die Farben vermerkt hat (**Abb. 49b, Tafel 7**). Es bedeuten:

- a = blaugrau schwach leuchtend
- B = blau stark leuchtend
- G = grün „ „
- R = rot ; „ „

Man sieht, daß die stark leuchtenden Farben konzentrisch um den Kopf der Wolke angelegt sind, während der Schwanz einen mehr diffusen blaugrauen Schein wie Cirren in der Dämmerung angenommen hat.

Eine Theorie der Entstehung dieser Wolken wird erst möglich sein, wenn genaue Temperaturwerte und der Einfluß von Ozon auf Kondensation und Kristallisation bekannt sind. Sicher ist es nicht erlaubt, die in der Troposphäre geltenden Regeln der Unterkühlbarkeit und Eisbildung auf die Verhältnisse in diesen Höhen zu übertragen. Es mag sein, daß als Kerne kleine Ionen oder lichterzeugte Nebelkerne, wie sie LENARD und RAMSAUER beobachtet haben, in Frage kommen. Jedenfalls muß es sich um ein sehr homogenes Kernmaterial handeln, da sonst kaum Wolken mit so gleichmäßigen Tröpfchenradien entstehen könnten.

5. Eisphase und Haloerscheinungen

Bei einer Untersuchung über Cirruswolken und ihre Kristalle kommt man durch die Natur des Gegenstandes unwillkürlich zu einer Auseinandersetzung mit gewissen Halotheorien, die ja eigentlich nur durch den Mangel an gleichzeitigen Beobachtungen von Halo und der sie verursachenden Eiskristalle der Gefahr der Unübersichtlichkeit ausgeliefert sind. Es liegt auf der Hand, daß eine rein theoretische Betrachtung komplizierter Halos im Rahmen der geforderten Brechungswinkel eine große Zahl von möglichen Kristallwachstumsformen oder Kristallkombinationen finden kann. An Hand einiger gleichzeitiger Beobachtungen von Halos und Eiskristallen glauben wir auf

diesem Gebiet eine Klärung gewisser schwebender Fragen geben zu können. Dabei wird sich zeigen, wie klar und richtungsweisend die Vorstellungen sind, die A. WEGENER in seiner Theorie der Haupthalos entwickelt hat.

Eine kleine Statistik über die Temperaturen, bei denen die selteneren Halos (Nebensonnen, obere Berührungsbogen und 46°-Halo) entstehen, überraschte uns anfangs durch die Tatsache, daß von 10 Beobachtungen besonders schöner Halos acht im Temperaturbereich von etwa -10° bis -26° lagen, also gerade in einem Temperaturbereich, dem zum größten Teil noch die Plättchenformen angehören und der den Bereich der Hohlkristall-Cirruswolken ab -31° C überhaupt nicht berührt. W. PEPLER findet auf Grund einer Untersuchung normaler Wetteraufstiege bis 5 km als Mitteltemperaturen bei optischen Brechungerscheinungen -11.9° C. Da hierin aber auch Untersonnen enthalten sind, deren Entstehung ja sowieso an den Plättchenbereich gebunden ist, haben wir aus seinem angegebenen Material die Temperaturen herausgesucht, bei denen Nebensonnen aufgetreten sind und kommen im Mittel in denselben Bereich, den wir festgestellt haben, nämlich -19° C. Entstehen aber in großen Höhen seltenere Halos, dann sind sie immer an Cirrostratus gebunden, wovon man sich leicht überzeugen kann, wenn man nur die Berichte besonders markanter Haloerscheinungen aus dem „Wetter“ durchblättert.

Gleichzeitige Beobachtungen von Halos und der sie verursachenden Eiskristalle liegen uns vor für den 22°-Halo, den umschriebenen Halo, die Untersonne und die verschwisterten und vergesellschafteten Halos: 46° Ring, Nebensonnen und Zirkumzenitalbogen. Auch die Kristallformen der Halos mit anormalen Radien konnten wir festlegen.

Den 22°-Halo als häufigsten Halo trifft man praktisch immer an, wo Eiskristalle sind. So konnten wir ihn beobachten auf einer bereiften Wiese nach einer klaren Nacht Anfang März, im aufgewirbelten Schnee hinter einem startenden Flugzeug und auf bereiften Schneeflächen oft auch zusammen mit dem 46°-Halo. Betrachtet man unsere Reifkristallaufnahmen, dann ist gar nicht verwunderlich, daß man in ihnen Brechungerscheinungen an der 60°- und 90°-Kante beobachtet. Daß diese Halos auf Schneeflächen noch nicht allgemein bekannt sind, rührt nur von ihrer nicht ganz leichten Beobachtbarkeit her, wenn man sie auf einer horizontalen Fläche sucht; auf Flächen, die durch ihre Hanglage eine günstige Stellung zur Sonne haben, fallen sie auch dem ungeübten Beobachter auf. Voraussetzung ist nur, daß die Schneefläche bereift ist.

Daß der 22°-Halo in normalen Cirren vom Boden aus schlecht oder garnicht zu beobachten ist, kann mancherlei Gründe haben: die Mächtigkeit und Dichte der Cirren, die Trübung der Atmosphäre, das zusätzliche Streulicht in der Wolke, das von unregelmäßigen Teilchen herrührt. Dafür gilt aber auch für jede Haloerscheinung, die vom Boden aus deutlich und intensiv zu sehen ist, daß hier eine außerordentlich homogene Wolke mit ganz gleich gewachsenen Kristallen vorliegt. Ein typisches Beispiel dafür sind unsere Beobachtungen des intensiven 22°-Halos in der Cirrocumulus-Bank über dem Bayerischen Wald (vergl. S. 33 ff.) die gezeigt haben, daß ein solch außerordentlich intensiver 22°-Halo durch eine reine Büschel- und Hohlkristallwolke verursacht wird. Ebenso intensive 22°-Halos fanden wir immer beim Durchflug durch Fallstreifen-Cirren, also Cirrus-uncinus-Formen. Auf unseren Flügen haben wir den 22°-Halo immer wieder als den typischen Halo der Büschel- und Hohlkristalle, mit anderen Worten der tief temperierten Konvektionscirren kennengelernt.

Die Kristalle des „umschriebenen Halos“, der bekanntlich dann entsteht, wenn die 60°-brechende Kante horizontal orientiert ist, haben wir bei einem

Flug als gerade Zwillinge mit Lufteinschlüssen gefunden. An der Obergrenze eines von 6200 m bis 9800 m reichenden mächtigen Cirrus-Komplexes beobachteten wir beim Fischen von Kriställchen einen intensiven 22°-Halo mit oberem und unterem Berührungsbogen, also den Teilen des umschriebenen Halos. Die Kristallaufnahmen zeigten in auffälliger Weise das Vorhandensein von gleichmäßig gewachsenen Zwillingkristallen mit Lufteinschlüssen. Interessanterweise war in dieser Wolke noch bis zum Gipfel eine Untersonne zu sehen, so daß auch noch Plättchen vorhanden gewesen sind.

Die Untersonnen sind für gewöhnlich auf das untere und mittlere Wolkenniveau beschränkt, da ihr Auftreten an die Existenz von Plättchen gebunden ist. Befindet man sich in der Plättchenwolke, wie es beim Polarschnee oder Diamantstaub am Boden oft der Fall ist, dann sieht man bei niedrigem Sonnenstand eine senkrechte Sonnensäule. Die Plättchen und Täfelchen unserer **Abb. 29, Tafel 3** stammen aus Schneefallstreifen mit Untersonne.

Von orientierten Haloerscheinungen im Verein mit Halos der 60° und 90° brechenden Kante haben wir drei eindeutige Beobachtungen. Die eine, bei der 22°-Halo, Zirkumzenitalbogen und Nebensonnen sichtbar waren, haben wir schon auf S 24 beschrieben, die dabei mitwirkenden Kristalle sehen wir auf **Abbildung 21, Tafel 2**. Ganz deutlich sieht man, daß es sich dabei um dicke Plättchen gehandelt hat.

Die anderen beiden sind Beobachtungen in den Cirrostratuswolken der **Abb. 45, 46, Tafel 6**, die wir auf Seite 36 beschrieben haben. Bei diesen Beobachtungen fiel auf, daß die Halos immer reiner und vollständiger wurden je dünner die Cirrus-Schicht war, die wir noch über uns hatten. Es sind dies die einzigen Wolken, in denen wir ganz reine klare Vollprismen vor das Mikroskop bekamen, und zwar von dicken Plättchen über eine mehr gedrungene Prismenform zu längeren und dann mit kleinen Lufteinschlüssen versehenen Prismenformen. Die Mächtigkeit dieses Cirrostratus reichte am Vormittag von ca. 7000 m —35° bis 9400 m —52°C, am Nachmittag war seine Entwicklung schon nach tieferen Schichten durchgedrungen, so daß man nach Durchstoßen eines Stratocumulus in 4000 m allmählich ohne sichtbare Basis in den Cirrostratus einflog. Die ersten Teilchen wurden in 6000 m bei —26°C gefischt. Beide Male wurden der 22°- und 46°-Halo, die Nebensonnen, die oberen und unteren Berührungsbogen zum kleinen Ring, ein Stück Horizontalkreis beobachtet, nur der Zirkumzenitalbogen ist beim 2. Flug nicht vermerkt. Es ist ganz klar, daß für diese Erscheinungen eine Kristallauswahl wie die in dieser Wolke gefundene völlig ausreicht. Dicke Plättchen und kurze Prismen fallen mit senkrechter Hauptachse und sind daher für Zirkumzenitalbogen, Nebensonnen und Horizontalkreis verantwortlich, während die größeren Prismen mit horizontaler Achse fallen und die Berührungsbögen zum 22°-Halo verursachen. Zwischen beiden Prismenarten liegen Größen, die keine bestimmte Orientierung beim Fallen annehmen, so daß durch diese der 22°- und 46°-Halo zustande kommt. Die Tatsache, daß beim zweiten Flug in 8800 m noch eine Untersonne beobachtet wurde, zeigt noch besonders deutlich die Existenz der dicken Plättchen.

Durch diese Beobachtungen konnte endlich nachgewiesen werden, wie außerordentlich fruchtbar die WEGENER'sche Theorie der Haupthalos ist. Bekanntlich stand er mit seiner Ansicht, daß Plättchen die Nebensonnen bilden, im Gegensatz zu den Anschauungen DOBROWOLSKI-BESSONS einerseits und der holländischen Schule im wesentlichen durch PINKHOFF vertreten andererseits, wohingegen der Engländer HASTINGS bereits 1910 die Ansicht vertreten hat, daß mit 2 Kristallarten, den Plättchen und den Prismen, auch die komplizierten Halos erklärt werden können. — DOBROWOLSKI meinte, daß nur Säulchen

in Frage kämen, die als hemimorphe Kristalle mit einem großen Hohlraum mit senkrechter Hauptachse, mit kleinem Hohlraum oder holodrischer Form mit waagerechter Hauptachse fallen sollten. PINKHOFF dagegen argumentierte, daß die hemimorphe Form durch ihre pyroelektrischen Eigenschaften sich senkrecht zu den Potentialflächen des Erdfeldes einstellen muß, und dadurch eine bestimmte Orientierung annimmt. Die DOBROWOLSKI'sche Ansicht konnten wir bereits durch unsere Halo-Beobachtungen in Gegenwart von Hohlkristallen, die nur den 22°-Halo ergaben, widerlegen, während die PINKHOFF'sche Ansicht möglich, aber komplizierter als die Erklärung mit dicken Plättchen ist.

Auch die im Flugprotokoll auf Seite 28 bei 6700 m und —14°C erwähnten Nebengegensonnen befinden sich im Plättchenbereich. Die BESSON'sche Erklärung der Spiegelung an den Seitenflächen dreier mit der Spitze in einem Winkel von 120° in einer Ebene verwachsener Prismen ist aber auch aus kristallographischen Gründen unwahrscheinlich, da, wie unsere **Abb. 7** zeigt, 60° keine bevorzugte Spaltrichtung in der Prismenebene ist und deshalb auch keine Neigung der Pyramidenebene bestimmen kann. Ähnlich ist es mit der BESSON'schen Erklärung der Gegen-sonne durch rechtwinklig aneinandergewachsene Prismen, da es in der Eisstruktur wiederum keine Pyramidenneigung von 45° gibt.

Zum Schluß sei noch kurz auf eine Haloerscheinung eingegangen, die mit zu den am seltensten beobachtbaren gehört, nämlich das gleichzeitige Auftreten von sechs konzentrischen Ringen um die Sonne. Unseres Wissens ist sie in dieser Vollständigkeit in der Litera-

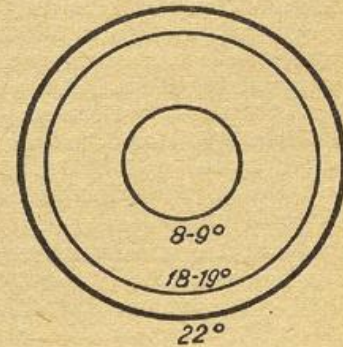


Abb. 50a

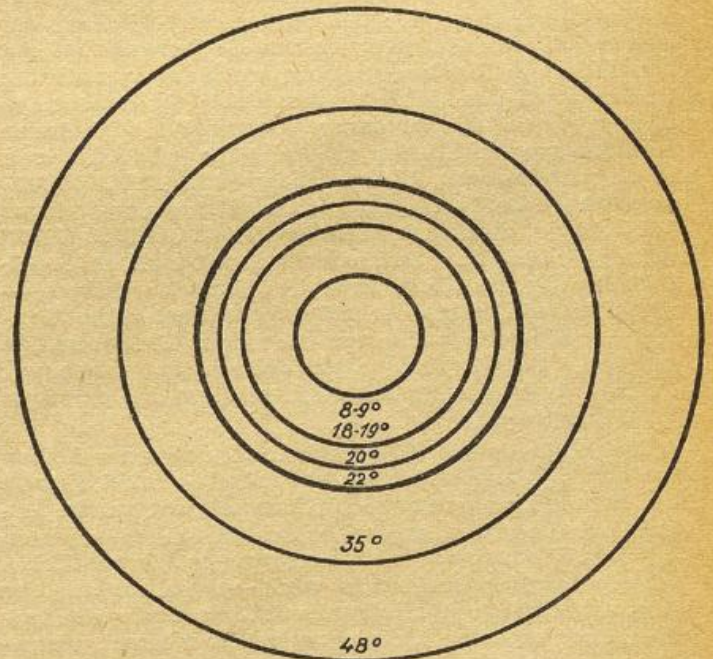


Abb. 50b Sonnenringe bei einem Höhenflug im Jahre 1940

tur überhaupt noch nicht beschrieben worden, da vom Boden aus wohl immer nur Teile davon beobachtet werden konnten. Uns gelang die Beobachtung anlässlich eines Höhenfluges im Jahre 1940, wovon uns folgendes Protokoll vorliegt:

„5000 m. Dunst im Südraum, durch den wahrscheinlich die Untergrenze des Cirrostratus angedeutet wird. In diesem ist ein intensiver 22°-Halo sichtbar, der immer reiner wird.

6300 m. 10/10 Cirrostratus, intensiver 22°-Halo mit zwei weiteren konzentrischen Ringen um die Sonne (Abb. 50a).

7700 m. Die Haloerscheinung ist noch reicher geworden, es sind noch drei weitere Ringe dazugekommen. Bei allen Ringen ist deutlich zu erkennen, daß der Innenrand rot, der Außenrand bläulich bis weiß ist. (Abb. 50b). Bei der gleichzeitigen Beobachtung der auf einem schwarzen Samt aufgefangenen Eiskristalle sah ein größerer Kristall aus wie ein Prisma mit Pyramidenaufsatz!“

Die Radien konnten nur ganz roh mit der Hand vermessen werden, es ergaben sich die in den Abb. 50a, b angeschriebenen Werte. Die Farbverteilung eines jeden Ringes war diejenige einer Brechungerscheinung, also rot am Innenrand, blau am Außenrand. Bei weitem der intensivste von allen war der 22°-Halo. Die Sonne stand zur Zeit der Beobachtung zwischen 51° und 52° hoch. Der Cirrostratus, in dem der Halo entstand, reichte über das große Temperaturintervall von -23° bis -53°C. Von etwa -40°C ab waren die 6 Ringe zu sehen.

Aus früheren Beobachtungen von Teilen dieser Haloerscheinungen wollen wir hier nur drei, die wirklich vermessen wurden, anführen: BARKOW gelang 1916 eine photographische Aufnahme von drei konzentrischen Ringen um die Sonne, deren Innendurchmesser er zu 17,9°, 19,7° und 22,3° vermessen konnte. HISSINK gelang im Jahre 1905 eine Vermessung von drei Ringen zu 18°00', 19°30' und 21°50'. NEUBERGER bestimmte mit einem Winkelmeßinstrument die Radien von 8,6, 18,4, 23,1 und 24,3°.

Die Entstehung der sonnenzentrierten Ringe mit abnormalen Radien war schon durch BRAVAIS auf Prismen mit Endpyramiden zurückgeführt worden. Intensiver mit dem Problem beschäftigten sich BESSON, HUMPHREYS und VISSER, indem sie versuchten, aus den Radien auf den Neigungswinkel der Endpyramidenflächen gegen die Hauptachse zu schließen oder umgekehrt, einen angenommenen Neigungswinkel mit den Radien in Einklang zu bringen. Da aber weder die Radien, noch das Kristallsystem des Eises damals genügend genau bekannt waren, konnten beide Methoden nicht zu exakten Werten führen. Wir haben daher in einer gemeinsamen Untersuchung mit STEINMETZ, dem im Jahre 1931 eine genaue Vermessung dieses Winkels an einem gewachsenen Eiskristall zu 27°57' gelang — ein Wert, den wir auf S. 8ff auch als repräsentativ für die Cirrenkristalle gefunden haben — eine Neuberechnung der möglichen brechenden Kanten für Kristalle mit einer oder zwei Endpyramiden gegeben. Das Ergebnis dieser Berechnung haben wir in Tab. 3 gleichzeitig mit Skizzen des Strahlenganges wiedergegeben.

Es bleibt nun natürlich noch die Frage nach der wahren Gestalt der Kristalle und ihrer Entstehung offen. Die Erscheinung wurde immer nur im Cirrostratus beobachtet. Da sie aber so selten vorkommt und nicht nur wegen ihrer Lichtschwäche selten beobachtet wird — wird sie an sehr fein abgestimmte Wachstumsverhältnisse, die sich zudem über mehrere Stunden erhalten müssen, gebunden sein. Wahrscheinlich werden Pyramiden mit so gleichmäßig und sauber gewachsenen Flächen wie es

diese Erscheinung fordert, nur bei einem ganz gleichmäßigen, langsamen Wachstum, das vielleicht an ein bestimmtes Temperaturintervall gebunden sein wird, entstehen können — meteorologisch bedeutet das, daß ein ganz langsamer, stetiger Aufgleit- bzw. Abkühlprozeß über mehrere Stunden hindurch wirksam sein muß, durch den immer die gleiche relative Feuchte erhalten bleibt. Wir glauben allerdings, daß darüber hinaus auch ein sehr homogenes Kernmaterial zu fordern ist, so daß jedes Kriställchen zur gleichen Zeit bei gleichen Sättigungsverhältnissen gebildet wird. Die Frage nach der wirklichen Form der Kristalle kann natürlich auf Grund der Haloerscheinung nicht eindeutig beantwortet werden. Immerhin besitzen wir aber doch einige Anhaltspunkte, so daß eine Diskussion darüber nicht fruchtlos sein wird.

Wir hoben schon die auffallende Intensität des gewöhnlichen Ringes gegenüber den ungewöhnlichen hervor und wollen hier noch auf das Fehlen von Haloerscheinungen, die durch gleich orientierte Kanten hervorgerufen werden, hinweisen. Der erste Punkt läßt vermuten, daß das 60°-Prisma häufiger vertreten war als die übrigen, während mit Hilfe des zweiten mehrere Aussagen gemacht werden können. So müssen z. B., damit ein gleichmäßiger Ring entsteht, die an der Erscheinung beteiligten Kanten ganz unregelmäßig im Raum liegen, d. h. aber, daß ihre Kristalle keine bevorzugte Schwerpunktslage haben dürfen.


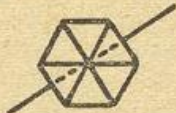

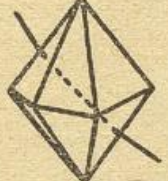
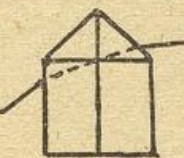


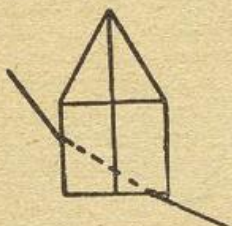
Es scheiden somit aus:

1. Plättchen, die mit vertikaler c-Achse fallen,
2. längere Basiszwillinge, die mit horizontaler c-Achse fallen. Damit scheiden auch längere Basiszwillinge mit beiderseitigen Endpyramiden aus. Büschel- und Hohlkristalle kommen nicht in Frage, da diese an Konvektionscirren gebunden sind, während im Cirrostratus Einzelkristalle vorkommen. Überblickt man diese Einschränkungen, dann käme als einfachster Kristall, der alle Ringe entstehen ließe, ein kurzer hexagonaler Basiszwilling mit beiderseitigen Pyramidenstumpfen in Frage, wie er in unserem Cirrostratus auf der Abbildung 45b Mitte, Tafel 6, zu sehen ist. Sicher hätte eine solche Form keinen bevorzugten Schwerpunkt und ergäbe darum gleichmäßige Kreise um die Sonne, aber die auffallende Intensität des gewöhnlichen Ringes muß nicht mit ihr verbunden sein. Um Zahl und Fläche der 60°-Prismen deshalb zu erhöhen, möchten wir noch einen zweiten Kristall zulassen, der nicht an allen Ringen beteiligt ist: ein kurzes hexagonales Prisma mit einer Pyramide, wie ihn z. B. die Abb. 45a Mitte, Tafel 6, zeigt.

Mit dieser Diskussion über die möglichen Kristallformen in diesem Cirrostratus soll nicht gesagt sein, daß er nur aus diesen beiden Arten bestand — dem kurzen Basiszwilling mit zwei Pyramidenstumpfen und dem hemimorphen Prisma — neben unregelmäßigen Formen mit Wachstumsfehlern werden auch dicke Plättchen und lange sowie kurze Basiszwillinge ohne Pyramide vorhanden gewesen sein, aber eben nur in einer solchen Häufigkeitsverteilung, daß die Einheitlichkeit der beobachteten Haloerscheinung nicht verwischt werden konnte.

Zum Schluß möchten wir nun noch kurz auf die von BARKOW vermessenen Ringe eingehen, bei denen auffällt, daß der gewöhnliche 22°-Halo nicht dabei ist. Betrachtet man an Hand unserer Tabelle 3 die Flächen, die bei der Entstehung dieser drei Ringe mitwirken, dann findet man, daß es nur Pyramiden- und Basisflächen sind. Zwar hätte dann auch noch der 35°-Ring beobachtet werden müssen, doch ist dieser Ring noch erheblich viel seltener in der Literatur erwähnt als die übrigen mit ungewöhnlichen Radien, so daß er auch hier der Beobachtung entgangen sein kann.

Tabelle 3

Weg des Lichtstrahls:	Brechende Kante	Berechnete Minimal-Ablenkung f. rot. Licht $n = 1.307$	Beob. Halo-Radius	Vermessene Beobachtung		
				Barkow.	Hissink.	Neuberger
 Basisfläche mit je einer Pyramidenfläche: (0001) : (10 $\bar{1}$ 1)	62° 03'	22° 40'	—	22,3°	—	23,1°
 Pyramidenfläche mit gegenüber liegender Pyramidenfläche z. B. (10 $\bar{1}$ 1) : ($\bar{1}$ 011)	55 54	19 38	20	19,7°	19° 30'	—
 P.-Fläche mit seitlich gelegener P.-Fläche des gleichen Endes: (10 $\bar{1}$ 1) : ($\bar{1}$ 101)	80 10	34 30	35	—	—	—
 ebenso, jedoch der beiden Enden (10 $\bar{1}$ 1) : ($\bar{1}$ 10 $\bar{1}$)	52 26	18 10	18—19	17,9°	18,0°	18,4°
 Pyramidenfläche und gegenüber liegende Prismenfläche: (10 $\bar{1}$ 1) : ($\bar{1}$ 1010)	27 57	8 52	8—9	—	—	8,6°
 Pyr.-Fläche und seitlich gegenüber liegende Prismenfläche: (10 $\bar{1}$ 1) : ($\bar{1}$ 101)	63 47	23 32	—	—	—	24,3°
 Prismenfläche und Prismenfläche (10 $\bar{1}$ 0) : ($\bar{1}$ 100)	60 00	21 40	22	—	21° 50'	—
 Prismenfläche und Basisfläche (10 $\bar{1}$ 0) : (0001)	90 00	45	48	—	—	—

Als Kristallform ergeben sich dann zwei einfache Formen der hexagonalen Kristallklasse: die einfache und die doppelte sechsseitige Pyramide. Zweifelsohne war diese Wolke aber auch mit Prismenformen verunrei-

nigt, da ein anderer Beobachter zeitweilig auch noch den Ring von 8°52' beobachtet hat, bei dem ja der Lichtstrahl zwischen einer Prismen- und einer Pyramidenfläche gebrochen wird.

III. Das Vorkommen der Eisphase

Auf Grund des vorliegenden Materials können wir versuchen, eine schematische Übersicht über die in der Troposphäre in Abhängigkeit von der Temperatur und dem Sättigungszustand vorkommenden Kristallarten zu geben. Diese sind gewissermaßen eingerahmt von zwei Skelettarten: vom Schmelzpunkt bis etwa -15°C herrschen die Skelettformen der Plättchen, die Sternchen, vor und von etwa -30°C ab finden wir in Kon-

vektionscirren die Skelettformen der Prismen, die Hohlprismen, in Büschel- und Zwillingsformen. Hier hat man also in gewissem Sinne bereits ein entartetes Prismenwachstum, das eine Folge der Wassersättigung bei der Kristallbildung und der damit verbundenen hohen Eisübersättigung ist.

Zwischen diesen beiden extremen Formen liegt der interessante Bereich der Umbildung der Plättchen-

form zur Prismenform. Selbstverständlich sind die Grenzen nach beiden Seiten hin nicht scharf, sondern ein Bereich überschneidet den anderen. Dieser mittlere Bereich ist charakterisiert durch dicke Plättchen und Vollprismen, er ist der Bereich der seltenen Haloerscheinungen. Er findet seine Fortsetzung in den Kristallen des Cirrostratus, in dem durch die Langsamkeit der Abkühlungsvorgänge eine Auswahl der besten Kerne stattfinden kann, die dann schon vor Erreichen der Wassersättigung Eisteilchen bilden.

Ganz grob schematisch kann man etwa folgende Einteilung aufstellen:

1. Untere Troposphäre (geringe Eisübersättigung, große absolute Feuchte, Temperaturen zwischen 0° und -15°C),

Nimbostratusbereich:

Sternchen und Plättchen.

2. Mittlere Troposphäre (mittlere Eisübersättigung, mittlere absolute Feuchte, Temperaturen zwischen -15° und -30°C),

Altostratus-, Altocumulusbereich:
dicke Plättchen, Prismen (einzeln und in Büscheln).

3. Hohe Troposphäre (große Eisübersättigung, geringe absolute Feuchte, Temperaturen zwischen -30° bis -60°C),

Cirruswolkenbereich:

a) Konvektionscirren:

überwiegend Hohlprismen (zu Zwillingen oder Büschel vereinigt).

b) Cirrostatus:

Vollkristalle (einzeln).

Wir haben versucht, im Bereich der Cirruswolken einen Zusammenhang zu finden zwischen den im Wolkenatlas unterschiedenen Cirrenarten und den in ihnen vorkommenden Eiskristallen. Ein solcher Zusammenhang läßt sich jedoch nur in weiten Grenzen finden, die etwa gegeben sind durch die SCHWERDT-FEGER'sche Unterscheidung der Cirruswolken nach ihrem Entstehungsvorgang. Konvektionscirrentypen zeigen danach ähnliche Kristalltypen, ebenso wie Cirrostratuswolken ganz bestimmte Kristalltypen wachsen lassen. Schließlich läßt sich noch für einen zwischen beiden Extremen liegenden Wolkentyp eine besondere Kristallform angeben. Zu den ersten Wolkentypen gehören: Cirrus castellatus, Cirrocumulus, Cirrus uncinus und Fallstreifen — der zugehörige Kristalltyp ist die prismatische Skelettform in Hohl- und Büschelkristallen; zu den zweiten Wolkentypen gehört der Cirrostratus mit Einzel- und Vollkristallen als Plättchen und Prismen, und zu den dritten Typen gehören etwa Cirrus filus und Cirrus densus mit Prismenkristallen mit Luftpfeilschlüssen, aber nicht in der typischen Skelettform.

IV. Das Wachstum der Eiskristalle

Die Frage nach der Ursache für die Entstehung der verschiedenen Schneekristallformen stand im Vordergrund des Interesses, seit die Schneekristallforschung mit den Untersuchungen DOBROWOLSKI's oder BENTLEY's ihr mehr beobachtendes Stadium beendet hatte. Zur Abhängigkeit der Formen von der relativen Feuchte übernahm A. WEGENER die Erkenntnisse der Kristallographie, wonach bei geringer Übersättigung der Nährphase Vollkristalle, bei großer Übersättigung aber Skelettformen wachsen sollten. So wurden schon früh die Formen des Cirrostratus gedeutet als Vollkristalle, die Formen der Cirren ohne Haloerscheinungen aber als Skelettformen, wobei man allerdings noch glaubte, daß jedes erste Produkt Sternchen sein müßten, die sich nach und nach zu Vollkristallen ergänzen können.

Die Vorstellungen über die Abhängigkeit der Formen von der Temperatur festigten sich nicht so rasch, da es an Analogien aus der Kristallographie fehlte. Auf Polarfahrten entstanden Statistiken über die Temperaturabhängigkeit, insbesondere der beiden großen Formengruppen, der Plättchen und der Prismen, deren Resultate aber keine strenge Eindeutigkeit erkennen ließen. Allein FRITZ HEIM brachte aus der Antarktis das schon auf Seite 26 mitgeteilte Ergebnis mit, nach dem die Ausbildung der Prismen an tiefere Temperaturen gebunden war als diejenige der Plättchen. WESTMANN gab zwar der Temperatur von -20°C auch die Bedeutung einer Scheide, aber nur für die ja schon immer bekannte Scheidung der Sternchen einerseits von den einfachen Plättchen und Prismen andererseits, so daß durch diese Temperatur also nicht der grundlegende Formenunterschied der Hauptachsen- und der Nebenachsengebilde berührt wird. Andere Forscher, z. B. auch DOBROWOLSKI, fanden keinerlei Abhängigkeit von der Temperatur oder sogar die umgekehrte, wie FRITZ HEIM — bei hohen Temperaturen Prismen, bei tiefen Temperaturen Plättchen. Die

Erklärung für das Nebeneinandervorkommen von Plättchen und Prismen ist nach unseren vorhergehenden Untersuchungen über die Schneefälle einfach darin zu suchen, daß bei Niederschlägen, die sich über die ganze Troposphäre hin erstrecken, Prismenformen aus hohen Schichten gleichzeitig mit Plättchenformen aus tiefen Schichten zur Erde kommen können. Zwar konnten die JAPANER nachweisen, daß eine prismatische Kristallform, nämlich die langen dünnen Nadeln, gerade bei Temperaturen um -5° ihr Häufigkeitsmaximum haben. Es sprechen aber verschiedene Anzeichen dafür, daß bei ihrem Wachstum die flüssige Phase noch eine wesentliche Rolle mitspielt, so daß sie genetisch nicht zu den tieftemperaturierten Prismen zu rechnen sind, bei denen das Wachstum (nicht die Entstehung) aus der Gasphase erfolgt.

Versuche zum Kristallwachstum

Unsere Versuche zum Kristallwachstum, die wir gegen Ende des Krieges mit der gleichen Apparatur begannen, wie wir sie für die Untersuchungen zur Entstehung der Kristalle benutzt hatten, konnten nicht mehr zu Ende geführt werden, da die Versorgung mit dem zur Kühlung notwendigen Trockeneis nicht mehr funktionierte. Deshalb können wir nur einige wenige Angaben machen. Da für die Aufnahmen der Kristalle der früher benutzte undurchsichtige Kühler nicht gut geeignet war, ließen wir uns einen solchen ganz aus Plexiglas anfertigen, in dem wir unter der wenige Zehntelmillimeter starken Beobachtungsfläche die Beleuchtungslampe so anbrachten, daß dazwischen nur noch die klare Kühlflüssigkeit war. Dadurch erreichten wir: 1. die Abschirmung der Wärmestrahlen der Lichtquelle und 2. eine große Lichtintensität und dadurch kürzere Belichtungszeiten.

Wir versuchten nun zunächst bei konstanten Gefrierkern- und Kondensationskernverhältnissen auf der

Fläche den Wechsel der Kristalltracht in Abhängigkeit von der Temperatur auch experimentell festzulegen. Dabei zeigte sich jedoch, daß bei Temperaturen über -30°C die Wirksamkeit der Gefrierkerne unübersichtlich wird und offenbar auch dem Zufall unterworfen ist. Gerade in diesem für die Niederschlagsbildung wichtigen Altostratusbereich scheint es erheblich weniger wirksame Gefrierkerne zu geben und darüber hinaus scheinen sie Alterungsprozessen stärker unterworfen zu sein. Systematische Untersuchungen in diesem Bereich müssen einer späteren Zeit vorbehalten bleiben. Sie werden Aufschluß geben über den mikrophysikalischen Zustand von Altostratus und Nimbostratus und werden dadurch einen sehr wesentlichen Beitrag über die Entstehung des Niederschlags bringen. (Vergl. hierzu unsere Ausführungen im Anhang). Den Übergang vom flächenhaften zum prismatischen Wachstum zeigt nun noch einmal zur Bestätigung unseres obigen Schemas das Protokoll unserer Versuche vom 5. 7. 1944:

„Zustand der Fläche: Unsauber, voller Flecken und kleiner Teilchen. Bei Kondensationsversuchen bei -12°C entstehen Tröpfchen auf der Fläche. Nach kurzer Zeit gefriert der Beschlag an ein paar Stellen und wächst an den Rändern blättchenförmig weiter. Es ist ein reines Flächenwachstum. Bei einer Wiederholung des Versuches entstanden wieder die Flecke aus gefrorenen Tröpfchen und dazu Schneesternchen. Die Zahl der Flecke und Sternchen nahm mit der Zeit zu. Sie wurden dann geschmolzen und die daraus entstandenen Tröpfchen verdampft und danach wurde wieder abgekühlt. Diesmal entstanden zwar wieder die Flecke aus gefrorenen Tröpfchen, aber keine Schneesternchen mehr.“

Dieser 1. Teil der Versuche gestattet uns schon interessante Schlüsse über die Entstehung der Kristalle in diesem Temperaturbereich. Im Gegensatz zu den tiefen Temperaturen, bei denen wir niemals ein primäres Tröpfchen beobachten konnten, entstehen hier beim ersten Versuch die Kristalle nur über ein gefrorenes Tröpfchen — entsprechend den oft beobachtbaren Schneesternchenformen, die in der Mitte noch ein deutlich gefrorenes Tröpfchen zeigen.

Beim zweiten Versuch entstanden neben den Tröpfchen auch sofort Sternchen — ein Zeichen, daß hier Gefrierkerne wirksam waren, so daß gleichzeitig mit den Tröpfchen ein gleichmäßiges kristallines Wachstum einsetzen konnte. Beim dritten Versuch war aber die Wirksamkeit der Gefrierkerne vielleicht durch das Abschmelzverfahren bereits erschöpft, so daß Kristalle wieder nur auf dem Umweg über gefrorene Tröpfchen entstanden. Alle Kristalle hatten Flächenwachstum.

Das Protokoll berichtet nun weiter über den Fortgang des Versuches:

„Darauf wurde auf -23° bis -25°C abgekühlt und dort kondensiert. Es entstanden bei unverändertem Zustand der Fläche wieder Flecke, die diesmal ein mehr prismatisches Wachstum zeigten. Bei einem nochmaligen Versuche ergab sich das gleiche Bild: wieder die Neigung zu prismatischem Wachstum. Bei $-24,8^{\circ}\text{C}$ haben wir mit einem Schlauch Atemluft in den Kondensationsraum hineingeblasen, worauf viele Einzelkristalle, hauptsächlich prismatische Hohlzwillinge entstehen. Sie werden verdampft und kommen bei einem nochmaligen Versuch nicht mehr.“

Neben der Beobachtung, daß das Wachstum hier bei sonst analogen Verhältnissen bereits prismatisch gerichtet ist, zeigte sich noch keine stärkere Aktivität der Gefrierkerne. Erst durch das Hineinblasen sind neben der Wasserdampfanreicherung wieder neue Kerne eingebracht worden, an denen Prismenbildung

stattfindet, jedoch ist bemerkenswert, daß diese auch nur einmal wirksam waren. Diese Versuche, die natürlich bezüglich der Entstehung der Kristalle bei Altostratus-Temperaturen keineswegs erschöpfend sind, zeigen aber den mehrfach erwähnten Wachstumswechsel bei ca. -20°C .

Neben diesen Versuchen über die Änderung der Kristalltracht bei konstanter relativer Feuchte, aber variabler Temperatur, bringen wir nun Abbildungen aus Versuchsreihen bei konstanter Temperatur, aber variabler relativer Feuchte. Das Protokoll dieser Versuche, zu denen die **Abb 51a bis c, Tafel 7**, gehören, lautet wie folgt:

„Bei -28°C wurde mehrmals so langsam abgekühlt, daß in etwa 1—2 Minuten das Intervall zwischen Eis- und Wassersättigung durchlaufen wurde. (Dieser Abkühlungsgeschwindigkeit entsprechen auf Vertikalgeschwindigkeiten bei adiabatischer Abkühlung umgerechnet etwa 2—4 m pro Sekunde). Dabei entstanden ohne sichtbare Tröpfchenbildung auf der vorher gereinigten Fläche sehr klare und saubere Eiskristalle. **Abb. 51a, b**. Unter ihnen waren auch Plättchen mit sternartiger Struktur im Inneren, an denen auffiel, daß die Sternchen nicht in derselben Ebene wie die Basisfläche lagen, so daß es sich bei ihnen um dicke Plättchen mit einem sternartigen Luftschluß gehandelt hat. Solche Kristalle zeigt ausgewachsen zu einem Prisma **Abb. 51b**; in dem großen, auf einer Prismenfläche liegenden Kristall oben links, steht der sternchenförmige Luftschluß senkrecht zur Kondensationsfläche. Ein Wachstum, das im Plättchenstadium stehen bleibt, gibt es bei diesen Temperaturen also schon nicht mehr: Plättchen bleiben nicht Plättchen wie oberhalb -20°C , sondern wachsen über dicke Plättchen zu Prismen aus. Besonders bemerkenswert erscheinen uns die Formen, die mit einer Fläche ausgewachsen sind, die die Hauptachse in einem spitzen oder stumpfen Winkel schneidet.“

Es handelt sich bei diesen Flächen sicher um solche, die energetisch irgendwie ausgezeichnet sind und deren Winkel zur Hauptachse vielleicht den Pyramidenflächenwinkeln oder den Winkeln zwischen den Komponenten eines Hohlkristallbüschels entsprechen

Die Formen dieser Kristalle gleichen genau denjenigen, die ADAMS 1930 durch einen gekühlten Luftstrom auf einer Glasplatte erzeugt hat und mit denen er schon damals den Nachweis der Polarität des Eiskitters führte. Auch unsere Kristalle zeigen zum Teil deutlich die von ihm angeführten Polaritätseigenschaften.

Unsere Untersuchung ging nun wie folgt weiter:

„Bei nochmaliger schnellerer Abkühlung entstanden Becherkristalle und unregelmäßige Formen, **Abb. 51c**, die sich zu Büscheln ausgewachsen mochten.“

Die unregelmäßigen Teilchen haben bemerkenswert viel Ähnlichkeit mit den Kriställchen, die wir im oberen Teil des Cirrocumulus castellatus (**Abb 38b, Tafel 4**) gefunden haben, so daß sie sich ohne Zweifel zu Hohlkristallbüscheln entwickelt hätten. Bei mehreren der Kriställchen sieht man bereits die einzelnen Komponenten des Büschels ausgebildet. Bei schneller Abkühlung verwirklichen wir also die Bildungsbedingungen eines Konvektionscirrus, während bei derselben Temperatur langsame Abkühlung die für einen Cirrostratus typischen Kristalle wachsen läßt. Die schnellere Abkühlung vermittelt dem Kristall in der Zeitinheit ein größeres Quantum an kondensierbarem Wasserdampf, als dies bei langsamer Abkühlung möglich ist, im ersten Falle muß daher die Frostübersättigung größer sein als im zweiten. Da wir nun z. B. bei den Büschelkristallen der Föhnwooge festgestellt hatten, daß diese in einer Wasserwolke, also bei Wassersättigung, gewachsen sind, können wir nun für die Kristalle des

Cirrostratus schließen, daß diese unterhalb Wasser-sättigung im Bereich der Frostübersättigung entstanden sind. Dabei wird es in der Natur aber sehr wahrschein-lich so sein, daß, wenn die Kristalle einer Eiswolke erst einmal da sind, die relative Feuchte ziemlich schnell auf Eissättigung zurückgeht und eben je nach dem dann durch die Vertikalgeschwindigkeit geregel-ten Angebot an kondensierbarem Wasserdampf eine schnellere oder langsamere wachsende Kristalltracht zur Ausbildung kommt.

Aber hier sind wir schon mitten in der Problematik des Eiskristallwachstums, das einerseits eine offen-sichtliche Abhängigkeit von der Temperatur, anderer-seits eine solche von der relativen Feuchte zeigt. Ken-nen wir für jede Kristallfläche diese Abhängigkeiten, dann können wir Aussagen machen über deren Wachs-tumsgeschwindigkeit und erhalten Aufschluß über die sich entwickelnde Gestalt des ganzen Kristalls. Heut-zutage sind wir von einer quantitativen Bearbeitung dieses Problems noch weit entfernt, da die Theorie der wachsenden Kristallfläche eines Ionenkristalls ganz außerordentlich kompliziert ist. Wir versuchen daher lediglich einige rein qualitative Angaben zu machen.

Versuch einer qualitativen Erklärung des Eis-kristallwachstums

Die endgültige Gestalt der Kristalle hängt von zwei Faktoren ab:

1. von dem Zusammenspiel und den Gegebenheiten der Kristallgitterkräfte,
2. von den Umweltfaktoren.

Punkt 1 umfaßt den Anlagerungsmechanismus der Kristallbausteine am wachsenden Kristall. Es sind dabei in erster Linie zu nennen:

1. die Bindungsweise der Kristallbausteine,
2. die Flächenkeimbildung,
3. die örtlichen Keimbildungserleichterungen.

Die Kenntnis der Abhängigkeit dieser drei Faktoren von den Umweltverhältnissen:

1. Temperatur,
2. Sättigung der Nährphase,

gestattet dann Aussagen über die jeweilige Gestalt der Kristalle.

1. Die Bindungsweise der Kristallbau-steine. Über die Bindungsweise der Kristallbau-steine haben wir oben Seite 7 ff schon kurz gesprochen. Sie kann nach BERNAL und FOWLER im wesent-lichen zurückgeführt werden auf die elektrostatische Anziehung zwischen den Wasser-Molekülen und wir sahen, wie durch die Art der Bindung bereits eine be-stimmte Kristalltracht, nämlich die Schüsselbildung, begünstigt wird.

2. Die Flächenkeimbildung. Hat sich nun durch Vermittlung eines Gefrierkernes die Eisphase gebildet, dann geht das Weiterwachsen des Kristalls nach verschiedenen Möglichkeiten vor sich. Je lang-samer der Kristall wächst, um so einfacher wird erfahrungsgemäß seine Gestalt, d. h. um so weniger Flächen werden ausgebildet. Das Wachstum einer Fläche geht aber nicht kontinuierlich vor sich; eine neue Fläche kann vielmehr nach GIBBS und VOLMER erst dann gebaut werden, wenn der Grundstock dazu in Form eines Flächenkeimes gelegt ist. Betrachten wir nämlich ein Molekül, das auf eine fertige Kri-stallfläche auftrifft, dann kann mit demselben nach VOLMER folgendes passieren:

„1. Es kann wieder verdampfen, wozu nicht die molekulare Verdampfungswärme erforderlich ist, sondern ein kleinerer Energiebetrag, den wir als Adsorptionswärme bezeichnen wollen.

2. Die Moleküle können an den Rand der Fläche ge-langen und dort auf eine andere Kristallfläche wandern.

3. Es können mehrere Moleküle auf der Fläche zu-sammentreffen und sich zu einem Flächenkeim vereinigen, der den Ausgang zu einer neuen Gitterebene bildet.“

Die Tracht der atmosphärischen Eiskristalle ist eine Folge des jeweiligen Schwerpunktwechsels zwischen den in den beiden Punkten 2. und 3. skizzierten Wachs-tumsmöglichkeiten. Wir wollen zunächst die in Punkt 3. dargestellte Möglichkeit diskutieren.

Die Definition des Flächenkeimes ist analog derjeni-gen, die wir für den Keim der neuen Phase bei der Tröpfchenbildung aus homogenem Dampf gegeben haben. Ist eine Fläche fertiggebaut, dann kann die nächste nicht einfach durch weitere Anlagerung von Molekülen angefangen werden, sondern es muß wieder erst ein Flächenkeim gebildet werden. Damit ist dann der Grundstock für das Weiterwachsen durch einfache Anlagerung, Baustein für Baustein, gegeben. Wesent-lich ist, daß also auch für das Wachstum eines Kri-stalls eine gewisse Übersättigung nötig ist, die eben gegeben ist durch die wachstumsfähige Größe des Flächenkeimes. Diese hängt wiederum von der Wahr-scheinlichkeit der Vereinigung einer genügenden An-zahl Bausteine ab. Da die Flächenkeimbildung danach also ein statistisches Ereignis ist, wird sie um so sel-tenere, je geringer die Übersättigung ist, was seinen Ausdruck darin findet, daß das Kristallwachstum bei abnehmender Übersättigung der Nährphase immer langsamer wird. Da die Entstehung eines solchen Flächenkeimes also ein rein statistisches Ereignis ist, gibt es für seine Bildung keine „Kerne“.

Bei einer gewissen Übersättigung erreicht die Zahl der gebildeten Keime ihre „metastabile Grenze“. („Metastabile Grenze“ ist ein in der physikalischen Chemie häufig gebrauchter Begriff. Man versteht dar-unter, daß von einem gewissen thermodynamischen Zustand an die Wahrscheinlichkeit für den Eintritt eines bestimmten Ereignisses so groß wird, daß es in den Bereich der unmittelbaren Beobachtbarkeit tritt. Das Ereignis trifft auch schon vor der „metastabilen Grenze“ ein, aber vernachlässigbar selten). VOLMER und SCHULTZE schätzen die Größe dieser Übersätti-gung für den Eiskristall bei $t = 0^{\circ}\text{C}$ und einer Grenz-flächenenergie von 75 dyn/cm auf maximal 20%. Be-denken wir nun die Tatsache, daß die Eiskristalle bei Wassersättigung entstehen, dann finden wir 20% Eis-übersättigung bei etwa -20°C . Von dieser Temperatur ab wird das Eiskristallwachstum also hauptsächlich durch den Mechanismus der Flächenkeimbildung ge-steuert. (Auch bei den geringen Übersättigungen der Sternchen und Plättchentemperaturen werden Flächen-keime gebildet, aber so selten, daß, wie wir noch sehen werden, das oben unter Punkt 2. skizzierte Ereignis die Kristallform bestimmt).

3. Die örtlichen Keimbildungserleich-terungen. Nach KRASTANOW ist die Entstehung von Flächenkeimen für die Basisfläche aus energeti-schen Gründen leichter als für die Prismenfläche, so daß auch das Wachstum der Basisfläche vor dem der Prismenfläche bevorzugt ist. Berücksichtigen wir dar-über hinaus noch die aus der Kristallbindung folgen-den örtlichen Keimbildungserleichterungen, nach den-nen die Basisfläche durch ihre Eckenzahl gegenüber der Prismenfläche bevorzugt ist, dann müssen wir er-warten, daß die Basisfläche schneller in Hauptachsen-richtung fortschreitet, als die Prismenfläche in der dazu senkrechten, so daß Prismen entstehen werden. Eine bevorzugte Entstehung der Prismen beobachten wir nun tatsächlich, wie aus den vorhergehenden Ab-schnitten hervorgeht, unterhalb von etwa -20°C .

Wie stark die Ecken- und Kantenlage bei der Flächenkeimbildung gegenüber derjenigen in der

Flächenmitte bevorzugt ist, zeigt eine Berechnung von VOLMER und BRANDES für die Würfelebene des Steinsalzgitters bei einem Übersättigungsverhältnis von 1% und 0°C. Die Keimbildungsarbeiten für Ecken-, Kanten- und Flächenlage verhalten sich wie 0,47 : 0,68 : 1.

Wir haben nun gesehen, daß infolge der Eisbildung auf dem Wege über Wassersättigung die Temperatur von -20°C den besonderen Charakter einer Grenztemperatur erhält, jenseits derer sich die Kristalltracht ändert. Wir dürfen erwarten, daß mit weiter abnehmender Temperatur die Kristalltracht weitere Veränderungen erfährt, entsprechend der bezüglich der Wassersättigung zunehmenden Eisübersättigung, die bei -40°C schon fast 50% beträgt. Bevor wir auf diese Verhältnisse eingehen, wollen wir aber zuerst den Temperaturbereich von 0°C bis -20°C betrachten.

a) Kristallwachstum im Temperaturbereich 0° bis -20° C

Zwischen 0° und -20°C haben wir als vorherrschende Kristallform in Wolken, Diamantstaub, Polarschnee und — zwar nicht so ausgeprägt — im Reif Plättchen und Sternchen kennengelernt. Wie läßt sich die Tracht dieser Formen erklären, die in Übersättigungsbereichen wachsen, in denen die Flächenkeimbildung mehr und mehr zurücktritt?

Betrachten wir zunächst die klaren Vollplättchen, die in der Nähe von -20°C entstehen. Bekanntlich gibt es einen lückenlosen Übergang vom Prisma über das dicke Plättchen zum dünnen Plättchen und schließlich Sternchen, so daß man an dieser Trachtenfolge gewissermaßen die abnehmende Wirkung der Flächenkeimbildung verfolgen kann. Im gleichen Maße wie die Ausbildung in der Hauptachsenrichtung abnimmt, nimmt die Ausbildung in Richtung der Nebenachsen zu — das normale (senkrecht zu ihrer Ebene) Wachstum der Basisfläche wird abgelöst durch ein mehr tangenciales Wachstum derselben.

Dieses tangential Wachstum kann sich über mehrere Schichten gleichzeitig erstrecken, wie VOLMER an verschiedenen Kristallen beobachten konnte; ebenso natürlich auch der umgekehrte Vorgang: der tangentialer Abbau. Nur diesen konnten wir einmal an einem Polarschneeteilchen verfolgen. Es handelte sich dabei bei -16° um ein Sektorensternchen, auf dessen Sektoren offenbar gerade eine zweite Schicht im Wachsen war, die mit einer Stufe auf halber Fläche endete. Als der Kristall dann unter dem Mikroskop verdampfte, zog sich diese obere aufliegende Schicht verhältnismäßig schnell von außen nach innen zurück, behielt dabei aber streng ihre kristalline Form. Der ganze Sektor dagegen verdampfte etwas langsamer und rundete sich dabei mehr und mehr ab. Da die obere Schicht bei 180-facher Vergrößerung deutlich gegen die untere abgesetzt erkennbar war, muß sie aus einer ganzen Reihe von einzelnen Molekülschichten zusammengesetzt gewesen sein, deren Abbau also ganz gleichmäßig vonstatten ging. Da beim Kristallwachstum die Regel gilt, daß unter normalen Verhältnissen der Abbau analog dem Aufbau verläuft, dürfen wir annehmen, daß unser Polarschneeteilchen gerade in dem tangentialen Aufbau einer neuen Lage begriffen war, als es unter unser Mikroskop kam, unter dem seine Entwicklung dann rückläufig wurde.

Warum entstehen aber in diesem Temperaturbereich nun 6-Eckformen, also tangenciales Wachstum der Basisfläche und nicht z. B. auch der Prismenflächen als Rechteckplättchen oder warum kommen nicht wenigstens beide vor? Die leichtere Keimbildung an der Basisfläche müßte normalerweise ein Prismenwachstum zur Folge haben. Hier scheint aber die Basisfläche fast garnicht gebildet zu werden, so daß die Basis-

fläche durch den sich um sie bildenden Diffusionshof im Verein mit der Oberflächenwanderung der Moleküle ein mehr tangenciales Wachstum entwickelt. Sie hat dabei gegenüber der Prismenfläche den Vorteil des Zentrums, um das herum sie symmetrisch wachsen kann. Die Prismenfläche dagegen ist in gewissem Sinne Träger der Polarität des Eiskristalls. Damit scheidet sie als selbständiges Individuum aus. Sie kommt vor, aber ortsfest und als Skelettförmigkeit bei Reif und ist dann wahrscheinlich aus den beiden Teilen eines Basiszwillings zusammengesetzt. Wir konnten sie im November 1942 auf dem 1600 m hohen Zwiesel bei Bad Reichenhall beobachten. Neben einigen Millimeter langen 6-eckigen Röhren-Kriställchen befand sich ein genau rechtwinkliges Schüsselchen, dessen Seitenverhältnis sehr angenehm proportioniert war. Es mochte etwa $2,5 \times 1$ mm groß gewesen sein.

Ein solch sauberes Skelettwachstum dieser Fläche wird verhältnismäßig selten sein. Wenn sie allein auftritt, werden sich dann die Kanten der beiden anliegenden Prismenflächen anschließen und so fort. Es wäre ein Zufall wenn diese so gewachsenen Flächen sich gegenüber der zuerst gebildeten treffen und ein geschlossenes Sechseckschüsselchen bilden würden; vielmehr werden sie sich nicht treffen und dadurch immer neue Kanten ansetzen, so daß die bekannten eingerollten Formen des Spaltenreifes entstehen, wie sie unsere **Abb. 17, Tafel 1**, zeigt. Besonders begünstigt wird die Ausbildung dieser Formen, wenn der Kristall in einem gerichteten Luftstrom wächst. Die gewöhnlich senkrecht zu ihm entstehende 1. Prismenkante fängt die H₂O-Moleküle ab, so daß das Wachstum der anschließenden Kanten dadurch beeinträchtigt wird. Sie werden kürzer als die 1. Kante und rollen sich durch fortlaufende Neubildung immer schwächer wachsender Kanten so stark ein, daß sie tatsächlich an kleine „Sogwalzen“ erinnern, mit denen W. PAULCKE diese Formen erklärt.

Hier haben wir nun die Brücke zum Prismenflächenwachstum analoger Kristalle in der freien Atmosphäre. Unsere Abbildungen zeigen eine ganze Reihe von Abdrücken solcher eingerollter Kristalle z. B. **Abb. 39b, Tafel 4, 43a, Tafel 5**. Sie kommen also auch in der Atmosphäre vor, aber nicht im Plättchenbereich, sondern im Bereich des Prismenwachstums und immer zusammen mit Büschel- oder Hohlkristallen.

Doch nun zurück zu den Plättchen und Sternchen mit ihren Lufteinschlüssen und Aussparungen. In ihnen spiegelt sich durch eine bevorzugte Anlagerung der Kristallbausteine an den Kanten und Ecken die Tendenz des Eiskristalls zur Schüsselbildung wieder. Betrachten wir nämlich z. B. ein Skelettprisma und denken uns aus ihm eine Basisebene herausgeschnitten, dann erhalten wir ein Sternchen. Freilich darf die Skelettförmigkeit nicht soweit fortgeschritten sein, wie bei den Cirrenteilchen, bei denen ja auch die Basisfläche nur in den Randteilen fertiggestellt ist, so daß bei einem solchen Schnitt dann eine der zahlreichen Ringformen herauskäme. Diese Rückführbarkeit der Sternchen- und Plättchenformen auf die Skelettformen der Prismen zeigt deutlich die Zusammengehörigkeit und Einheitlichkeit der äußerlich so verschiedenen Kristalltrachten.

Besonders kompliziert werden die Verhältnisse bei Annäherung an den Schmelzpunkt, da hier die Kristallflächen mehr und mehr durch einen dünnen Wasserfilm benetzt sind. Zunächst nimmt das tangential Wachstum an Ecken, Kanten und zufälligen Spitzen besonders stark zu, sodaß große reichgegliederte Dentritensterne mit vielen Lufteinschlüssen und Bläschen entstehen. Diese letzteren, die besonders längs der Nebenachsenstrahlen aufgereiht sind (vgl. **Abb. 25, Tafel 2**), erinnern aber schon stark an die zahllosen Luftbläschen, die beim raschen Gefrieren von Wasser in Kunsteis (TAMMANN) oder Tümpeln entstehen.

Bei Temperaturen oberhalb -6°C kann das Wachstum offenbar auch direkt aus der kondensierten Schmelze erfolgen, wobei dann die langgestreckten, mehr oder weniger fehlerhaften Prismen, die sogen. Eisnadeln, gebildet werden. Eine solche Form bedeutet also wie bei den Fensterblumen ein besonders starkes normales Wachstum der Basisfläche — ein Wachstumsvorgang, den TAMMANN im Bereich zwischen 0 und -6°C , in dem Eis plastisch ist, an $0,1\text{ mm}$ dünnen, gepreßten Plättchen aus pulverisierten Schneekristallen mikroskopisch beobachtet hat.

b) Kristallwachstum im Bereich beiderseits -20°C

Der Temperaturbereich um -20°C war uns schon oben im Abschnitt über die Haloerscheinungen aufgefallen. In ihm lagen gerade die schönsten und komplizierteren der von uns beobachteten Halos und auch die PEPLER'sche Untersuchung zeigte eine Häufung der Nebensonnen in diesem Bereich. Bei diesen Haloerscheinungen handelte es sich um solche, die in orientierten Kristallen (dicken Plättchen, langen geraden Zwillingsprismen) und nicht orientierten Vollprismen (46° Halo) entstehen. Dadurch ist der besondere Reiz dieses Temperaturbereichs bereits gekennzeichnet: es ist der Bereich der Vollkristalle. In ihm ist das normale und tangential Flächenwachstum so harmonisch aufeinander abgestimmt, daß die Flächenkeimbildung gerade so oft eintritt, daß die einzelnen Flächen dazwischen noch sauber auswachsen können. Dabei werden oberhalb -20°C die dicken Plättchen, unterhalb aber die Prismen überwiegen.

c) Kristallwachstum unterhalb -30°C

a) Cirrostratus

Das im vorigen Abschnitt betrachtete harmonische Wachstum setzt sich bei tiefen Temperaturen im Cirrostratus fort. Derselbe entsteht bereits im frostübersättigten Bereich an den besten Gefrierkernen. Diese sprachen nach unseren Versuchen bei -38°C bei einer relativen Feuchte von $85-90\%$ an. Eine solche Feuchte entspricht gerade einer Eisübersättigung von $20-30\%$, die dem günstigsten Wachstumsbereich für Vollkristalle entspricht. Daneben mag aber auch noch eine andere Entstehungsart an gewöhnlichen Kernen vorkommen. Ist nämlich bei einem langsamen Aufgleitvorgang der Taupunkt erreicht und hat an den als Gefrierkernen wirksamen Kondensationskernen Eisbildung stattgefunden, dann bricht — wobei die Zahl der entstandenen Kristalle noch eine Rolle spielt — die hohe Eisübersättigung zusammen, da zu ihrer Erhaltung lebhaftere Aufgleitvorgänge nötig wären. Das weitere Wachstum findet dann in der Nähe der Eissättigung statt. Das Wachstum im Cirrostratus ist also gerade anfangs durch eine starke Inhomogenität ausgezeichnet, da die Feuchteverhältnisse von Wassersättigung auf die durch den jeweiligen Aufgleitprozess ernährbare, wahrscheinlich geringe Eisübersättigung zurückgehen. Man erkennt, daß die Möglichkeiten der Natur in der Variation der Wachstumsbedingungen für Cirrostratusteilchen überaus groß sind, da ja die schließlich sich einstellende Wachstumsübersättigung nicht nur von der Intensität des Aufgleitvorganges, sondern auch von der Zahl der entstandenen Eisteilchen abhängt.

Was bei tiefen Temperaturen und ganz geringer Eisübersättigung wächst, ist uns unbekannt, da solche Verhältnisse in der Atmosphäre nur äußerst selten vorkommen werden. Verzweigte Sternchen sind aber mit Sicherheit Wachstumsformen der hohen Temperaturen und nicht nur durch die geringe Eisübersättigung der Wasserwolken wenig unter dem Schmelzpunkt bedingt. Die JAPANER erhielten bei tiefen Temperaturen und ganz geringen Übersättigungen nach 70 Stunden Wachstumszeit kleine Vollprismen, so daß man wohl anneh-

men darf, daß bei genügend langem Wachstum die Endform eine prismatische ist. Für die Entstehung der Sternchen und Plättchen ist offenbar ein großes Angebot von Bausteinen bei geringer Übersättigung notwendig, wie es die hohe absolute Feuchte in der Nähe des Schmelzpunktes gewährleistet. Bei tiefen Temperaturen ist ein großes Angebot von Bausteinen immer verbunden mit Flächenkeimbildung.

Zu den Cirrostratuskristallen gehören auch die Prismen mit pyramidaler Spitze, die wir in unserem Cirrostratus und besonders in demjenigen der Halos mit anormalen Radien angetroffen haben. Im großen und ganzen werden im Bereich der Flächenkeimbildung beim Wachstum die allgemein bekannten kristallographischen Gesetze gelten, nach denen bei geringster Übersättigung die einfachsten Formen entstehen — Vollprismen ohne Pyramiden — während mit zunehmender Übersättigung die Formen immer flächenreicher werden: so entstehen Prismen mit Pyramiden, Zwillingsbildungen und schließlich pyramidale Skelettformen. (Hohlkristallbüschel).

b) Konvektionscirren

Die typischen Kristallformen der Konvektionscirren sind Hohlkristalle in Büscheln. Sie sind eine Folge der hohen Eisübersättigung der bei Wassersättigung entstehenden Wolken. Das Gleichgewicht zwischen tangentialem und normalem Wachstum ist dadurch gestört, daß die Anlagerung der Flächenkeime in großer Zahl an Ecken und Kanten stattfindet. Die Flächen sind deshalb gezwungen von außen nach innen zu wachsen. Es kommt nun nicht mehr zu einer vollständigen Ausbildung derselben, da neue Gitterebenen angelegt werden, bevor die alten zu Ende gebaut sind. Wegen des gleichzeitigen analogen Wachstums der Prismenfläche wird die Ringzone, zu der die Basisfläche verknümmert, immer schmaler, so daß auf diese Art und Weise die sich nach oben erweiternde Höhlung entsteht. Die Vorgänge, die sich gleichzeitig auf den Prismenflächen abspielen, sind ganz die gleichen. Auf unseren Abdruckphotographien fällt auf, daß diese Flächen häufig von der Spitze ab zu einem größeren oder kleineren Teile nicht ganz fertiggestellt worden sind und in manchen Fällen sieht man regelrechte Wachstumslinien. Es wird hier wieder deutlich, daß die Anlagerung der Bausteine hauptsächlich oben an den Ecken und dann längs der Kanten erfolgt, so daß die unteren Teile der immer größer werdenden Flächen nicht mehr ausgefüllt werden. Es ist besonders reizvoll, daß diese komplizierte Form bei im wesentlichen gleichbleibender Feuchte zustande kommt als Folge des Spiels und des Zusammenwirkens kristallographischer Gesetze beim Wachsen des Kristalls.

Charakteristisch für die Hohlkristalle ist ihr Vorkommen in Büscheln oder geraden Zwillingen. Als Folge der lebhaften Flächenkeimbildung entsteht nicht nur an einer Stelle des Eiskeimes ein Kriställchen, sondern gleich an mehreren. Es kommt hinzu, daß nicht nur die Basisfläche eine Zwillingsbildung begünstigt, sondern daß wahrscheinlich auch, wie bei homöopolaren Kristallen, die Pyramidenflächen eine solche veranlassen. Eine endgültige Entscheidung der hier im Eiskristallgitter liegenden Möglichkeiten muß den Kristallphysikern vorbehalten bleiben. Mit Sicherheit kann man auf jeden Fall sagen, daß die Büschelbildung eine Folge der starken Übersättigung ist, so daß an jeder günstigen Stelle sofort die Flächenkeimbildung einsetzt. Büschelbildung bei Vollkristallen kommt nach unseren Beobachtungen nicht vor. Hohlkristalle und Büschelbildungen sind danach parallele Erscheinungen, so daß wiederum die Kombination von Einzelkristallen als Hohlkristalle zu den Seltenheiten gehören wird.

Die Lebensgeschichte des Kristalls spiegelt sich in der Form der Luft einschüsse oder bei den Prismenflächen der Wachstumslinien wider. Bei Nachlassen

der Übersättigung werden die Flächen vollständiger oder sogar ganz fertiggebaut, so daß Luftblasen entstehen können. Die Verengungen und Erweiterungen der Lufteinschlüsse sind daher ein qualitatives Maß für den Sättigungszustand der durchfallenen Atmosphäre, ähnlich wie bei den Sternchen die Verzweigung der einzelnen Äste.

Die verschiedenen Wachstumszustände der Basisfläche zeigen deutlich die Abdrücke der Teilchen im Cumulonimbus und in Konvektionscirren. Die ersteren

stammen von Kristallen aus dem Temperaturbereich -15° bis -20°C , also von solchen an der metastabilen Grenze der Keimbildung, die letzteren aus dem Bereich -35° bis -41°C , also aus hoher Eisübersättigung. Bei diesen ist die Basisfläche zu einer ganz scharfen, schmalen Ringform verkümmert, während jene sie entsprechend den verschiedenen Übersättigungsmöglichkeiten des Cumulonimbus in mehreren Variationen zeigen, die vom Ring bis zur fast fertigen Fläche nur noch mit einem kleinen Loch in der Mitte reichen (vgl. **Abb. 39a, b, Tafel 4** und **Abb. 30a, b, Tafel 3**).

V. Anhang

Bemerkungen zu einer Abhandlung von W. FINDEISEN und G. SCHULZ

„Experimentelle Untersuchungen über die atmosphärische Eisteilchenbildung I“

Wir können nicht umhin, im Rahmen unserer Monographie auf obige Veröffentlichung einzugehen, deren Ergebnisse unsere Untersuchungen in sehr bemerkenswerter Weise an einem wichtigen Punkte vervollständigen. Die Verfasser studieren die Eisbildung in Wolken mit ihrer sogenannten „Quellwolkenapparatur“ — einem Kessel von 2 cbm Inhalt, der analog den Verhältnissen in der freien Atmosphäre langsam oder schnell evakuiert werden und gleichzeitig durch Kühlschlangen auf beliebige Temperatur abgekühlt werden konnte. Strahlungseinflüsse von den Wänden wurden in sehr eleganter Weise durch eine im Abstand 8 cm von den Kesselwänden frei aufgehängte blanke Aluminiumfolie von 0.012 mm Stärke auf ein Minimum beschränkt. Das Integral der Innentemperatur wurde durch einen frei aufgehängten 1,2 m langen Platindraht gemessen. Vergleichsmessungen mit einer kleinen Sonde über die „thermische Schwadigkeit“ im Versuchsraum ergaben Temperaturschwankungen in der Größenordnung von $\frac{1}{2}^{\circ}\text{C}$. Sie spielen für die Ergebnisse dieser Untersuchungen keine Rolle. Die Verfasser zählten nun zunächst die bei verschiedenen Temperaturen in Quellwolken konstanter Vertikalgeschwindigkeit entstehenden Eisteilchen. Diese waren durch ihr Flimmern in einem von oben einfallenden Lichtkegel einwandfrei von den Tröpfchen zu unterscheiden. Die Teilchenzahlen wurden geschätzt. Die Verfasser erhielten so die in **Abb 52** (Das ist **Abb. 3** in der erwähnten Abhandlung.) dargestellte Kurve. Als Abszisse wurde von rechts nach links die Temperatur aufgetragen, während als Ordinate ein logarithmischer Maßstab die geschätzte Teilchenzahl veranschaulicht. Die Verfasser lassen die Eisbildung bei etwa -12°C beginnen. Das ist die schon mehrfach erwähnte „Sublimationstemperatur“, die hier erscheint. Zweifelsohne hört die Kurve aber nicht bei -12°C auf, sondern geht noch durch den Nullpunkt; aber sicher ist, daß bei -10° bis -15°C eine gewisse Häufungsstelle der Eisbildung liegt. Zunächst ist das zu erwarten wegen der Unterkühlungsversuche, die gezeigt haben, daß bis zu diesem Bereich Wasser praktisch mit jeder Verunreinigung unterkühlt werden kann. Im Detail zeigt diese Verhältnisse aber das RAUSche Gefrierkernspektrum **Abb. 10 b**, das neben dem Hauptmaximum zwischen -10° und -12°C noch sekundäre, bei -4° , -19° und -25°C zeigt, die bei der Schätzungsmethode der Verfasser zweifelsohne nicht genügend stark hervorgetreten sind. Es ist aber interessant, daß in der schon mehrfach zitierten Untersuchung W. PEPPLER's bei der Darstellung der Häufigkeiten der in Wolken vorkommenden Unterküh-

lungstemperaturen, einzelne Kurven gerade bei diesen Temperaturen (-4° , -11° , -18°C) Minima zeigen. — Im übrigen erhält man einen qualitativ ganz ähnlichen Verlauf wie **Kurve Abb. 52** (steiler Anstieg bei -12°

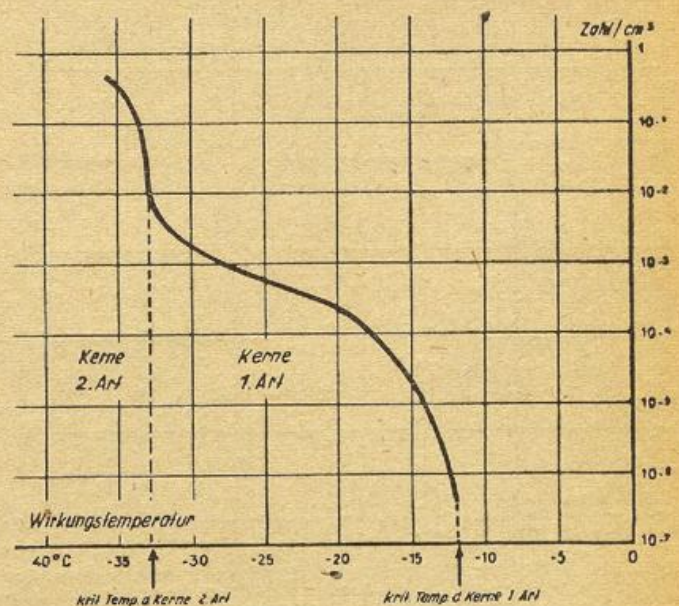


Abb. 52 Mittlerer Verlauf des Sublimationskernspektrums nach Schulz-Findeisen

bis -15°C , Sättigung zwischen -25° und -30°C), wenn man die RAU'sche Kurve integriert. Das ist auch zu erwarten, da bei der FINDEISEN-SCHULZ'schen Beobachtungsmethode bei einer bestimmten Temperatur alle Gefrierkerne zwischen dem Schmelzpunkt und der Temperatur ansprechen müssen, während bei der RAU'schen Untersuchungsmethode der allmählichen Abkühlung alle vorher wirksamen Kerne bereits ausgefallen sind. In der Natur werden die Verhältnisse bei Aufgleitregen mehr der Integralkurve (**Abb. 52**), bei Schauerregen mehr der Differentialkurve (RAU'sches Gefrierkernspektrum) angeglichen sein. In der Tat beobachtet man im Winter bei Schneefall aus Altostratus einen dichten Niederschlag aus vielen kleinen Teilchen, bei Schauerniederschlag dagegen im Verhältnis zur Intensität wenige, aber große Teilchen! Die Verfasser beenden ihre Untersuchungen dann mit der wichtigen Beobachtung, daß mit abnehmender Temperatur die Zahl der Eisteilchen bis etwa -32°C langsam, bei -32°C aber sprunghaft ansteigt. Damit ist in unserer Monographie der Temperaturbereich von -30°C zum vierten Male ausgezeichnet! Zum ersten Male zeigte er sich bei unseren Flügen mit -31°C als Mittelwert für die Basistemperatur von Eiswolken, dann mit -35°C als tiefste, einwandfrei gemessene Temperatur von

Wasserwolken und zum dritten Male war die Temperatur von -30°C ausgezeichnet durch den Beginn der Eisbildung an NaCl-Kernen. Die Verfasser vermuten, daß dieser rapide Anstieg der Gefrierkernzahl (es sei uns erlaubt, nach den vorausgehenden Ausführungen dieser Monographie den Begriff „Sublimationskern“ der Verfasser durch unser „Gefrierkern“ zu ersetzen) durch den Einsatz einer erst von da ab wirksamen Gefrierkernart verursacht wird. Unsere Untersuchungen an Salzkernen sprechen dafür, daß es sich bei dieser um den Beginn der Kristallbildung an hygroskopischen, vielleicht NaCl-Kernen handelt. Wir werden gleich noch ein zweites Indizium dafür angeben können.

Die Verfasser setzen ihre Untersuchungen dann damit fort, daß sie die Abhängigkeit der Eisteilchenbildung von der als Vertikalgeschwindigkeit ausgedrückten Abkühlungsgeschwindigkeit prüfen. Sie variierten die Vertikalgeschwindigkeit und beobachteten wieder das erste Auftreten von Eisteilchen in Abhängigkeit von der Temperatur. Dabei erhielten sie im Mittel über 13 Versuchstage für die Eisteilchenbildung im unteren Kurvenast die rechte der in **Abb. 53** dargestellten Kur-

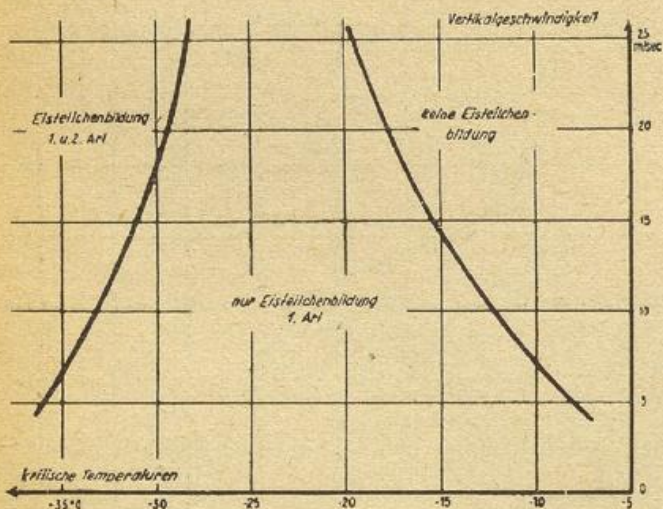


Abb. 53 Mittlerer Verlauf der kritischen Temperaturen der Eisbildung nach Schulz-Findeisen in Abhängigkeit von der Vertikalgeschwindigkeit

ven, die deutlich zeigt, wie die Eisteilchenbildung mit zunehmender Vertikalgeschwindigkeit abnimmt. Während sie bei 5 m pro Sekunde bei -8°C beginnt, setzt sie bei 25 m pro Sekunde erst bei -19°C ein. Die Verfasser geben hierfür die folgende Erklärung. Sie schreiben: „Die Abhängigkeit ist so zu erklären, daß bei hohen Vertikalgeschwindigkeiten infolge der dabei im Kondensationsniveau auftretenden hohen Wasserdampfübersättigungen ein Teil der Sublimationskerne zur Tropfenbildung herangezogen wird und dadurch bemerkenswerterweise für die folgende Eisbildung nicht mehr zur Verfügung steht. Die mitgeteilten Versuchsergebnisse stellen somit eine beachtliche Stütze für die Anschauung dar, nach der die Eisteilchen nicht durch Gefrieren von Tropfen, sondern durch Sublimation an besonderen Kernen entstehen.“ Von der Gefrierkernhypothese aus bietet sich jedoch eine plausible Erklärung. Gefrier- und Nichtgefrierkerne wirken ja zu-

nächst gleicherweise als Kondensationskerne; bei stürmischer Kondensation holt aber der von den Gefrierkernen ausgehende Kristallisationsprozeß den Kondensationsprozeß erst bei tieferen Temperaturen ein, so daß erst dann das Teilchen durch seine andere Oberflächengestaltung bei der von den Verff. angewandten Beobachtungsmethode als Kristall erkannt werden kann.

So betrachtet, verliert diese Erscheinung ihren befremdenden Charakter — vielmehr ist es ganz selbstverständlich, daß bei stärkerer Vertikalbewegung also auch stärkerer Abkühlungsgeschwindigkeit, die Entstehung von Eisteilchen sich scheinbar nach tieferen Temperaturen verlagert.

Die gleichen Untersuchungen führten die Verfasser auch für die zweite Gefrierkernart bei -32°C durch. Die Abhängigkeit ihrer Wirksamkeit von der Vertikalgeschwindigkeit zeigte gerade das umgekehrte Benehmen: im Mittel aus 7 Versuchstagen ergab sich die linke Kurve der **Abb. 53**. Je höher die Abkühlungsgeschwindigkeit war, desto eher setzte hier die Kristallbildung ein. Bei geringer Abkühlungsgeschwindigkeit lag die Entstehungstemperatur bei etwa -36°C , bei hoher dagegen bei -28° bis -29°C . Eine Erklärung hierfür stellen die Verfasser in einer späteren Mitteilung in Aussicht.

Nimmt man unsere Hypothese vom Überwiegen der hygroskopischen Kerne an, die sich allerdings auch in der bekannten Abhängigkeit der Sichtweite von der relativen Feuchte und unseren Beobachtungen über den „Eisdunst“ auszudrücken scheint, dann läßt sich schon jetzt eine Erklärung dafür geben. Sie würde aus dem Nachlassen der Löslichkeit der Salzkriställchen bei tiefen Temperaturen folgen. Ist nämlich die Abkühlungsgeschwindigkeit groß, dann kann man sich vorstellen, daß in so dichter Folge Eiskeime entstehen, daß die Zeit zum Anlösen des Kristalls zwischen zwei Keimbildungen nicht ausreicht, so daß das Kristallwachstum schon bei Temperaturen beginnt, bei denen es bei langsamerer Abkühlung noch Tröpfchen entsprechend unserer Versuche am NaCl geben müßte. Bei langsamerer Abkühlungsgeschwindigkeit dagegen kommt die Hygroskopizität des Salzkriställchens noch bis zu tiefen Temperaturen zur Auswirkung, so daß sich die Grenze für die Eisbildung weiter hinausschiebt.

Damit sind wir am Ende unserer Ausführungen. Wir hoffen, daß sie zum Nutzen der meteorologischen Wissenschaft ihren Teil dazu beitragen mögen, die Wunderwelt der Eiskristalle zu erschließen, wie sie uns ein einziger Schneefall oder das zarte Gebilde einer Cirruswolke in so verschwenderischer Fülle darbietet. — Wir möchten nicht versäumen, Herrn Prof. Dr. Dr. Ing. E. h. W. GEORGII unseren Dank auszusprechen für die einzigartigen Arbeitsbedingungen, durch die er uns in der von ihm geleiteten Deutschen Forschungsanstalt für Segelflug während der sechs Kriegsjahre diese Untersuchungen ermöglicht hat. Sie entstanden unter der Leitung Herrn Dr. F. HÖHNDORF's und in stetem Gedankenaustausch mit Herrn Dr. Ing. H. J. AUFM KAMPE und Frau Dr. Ing. KRUG-PIELSTIKKER, die sich außerdem beide an den Höhenflügen beteiligten. — Gleichzeitig gebührt unser Dank Herrn Dr. STERN, dem Senior Scientist der Royal Air Force Unit Völknerode, der uns die Niederschrift ermöglichte und uns darüber hinaus in schwerer Notzeit mit Rat und Tat unterstützte.

Zusammenfassung

Der erste Teil der vorliegenden Monografie befaßt sich mit der Entstehung der Eisphase wie sie sich auf Grund experimenteller Untersuchungen im Labor und in der Atmosphäre mit Hilfe der neueren Erkenntnisse der physikalischen Chemie über die Kinetik der Phasenbildung, die besonders VOLMER eingehend behandelt hat, darstellen läßt. Nach diesen müßte bis etwa -70°C die primäre Bildung eines Tröpfchens gegenüber einem Kristall energetisch bevorzugt sein. Nur die Gegenwart streng isomorpher Kerne („Sublimationskerne“) könnte eine primäre Eisbildung bewirken. Die Möglichkeiten dazu werden auf Grund des Eisgitters untersucht. Dabei bestätigt sich die Richtigkeit der VOLMERschen Theorie im Gegensatz zu der bisher allgemein anerkannten Sublimationskerntheorie: Es findet zwar Eisbildung an Kernen auch oberhalb der Grenztemperatur von ca. -70°C statt, aber nach Laborversuchen, die hauptsächlich bei -40°C durchgeführt wurden, nur auf dem Wege über Wassersättigung; d. h. also über ein primäres Wasserstadium. Sublimationskerne gibt es in der Atmosphäre nicht. Dabei wird die eigentliche Eisbildung erst bewirkt durch einen sekundären Gefrierprozeß. Auch im frostübersättigten Bereich kann es noch zur Kristallbildung kommen. Die Unterkühlungsfähigkeit von Wasser wird diskutiert und die Art und Wirkungsweise der das Gefrieren veranlassenden Teilchen, der „Gefrierkerne“, untersucht. Die besondere Eigenart derselben beruht in ihrer Wasserunlöslichkeit bei der Kondensationstemperatur. Eisbildung an Kochsalzkernen wird von etwa -30°C ab beobachtet.

Im 2. Teil lernen wir die Formen der atmosphärischen Eiskristalle kennen. Dabei wird mit Hilfe von mikro-photographischen Aufnahmen von Eiskristallen aus über 100 Flugzeugaufstiegen bis zur Stratosphären-grenze zum ersten Male ein Überblick über den Formenreichtum der Eiskristalle bis zu -50°C ermöglicht. Ein besonderes Abdruckverfahren der während des Fluges aufgefangenen Eiskristalle erlaubt, verbunden mit Stereoaufnahmen der Schnee- und Reifkristalle, eine räumliche Vorstellung der wichtigsten Kristalltypen. Folgendes Verteilungsschema der Kristallformen in der Atmosphäre läßt sich angeben:

1. Untere Troposphäre (geringe Eisübersättigung, große absolute Feuchte, Temperaturen zwischen 0° und -15°C).

Nimbostratusbereich:

Sternchen und Plättchen

2. Mittlere Troposphäre (mittl. Eisübersättigung, mittl. absolute Feuchte, Temperaturen zwischen -15° und -30°C).

Altostratus-, Altocumulusbereich:

dicke Plättchen, Prismen
(einzeln und in Büscheln)

3. Hohe Troposphäre (große Eisübersättigung, geringe absolute Feuchte, Temperaturen zwischen -30° bis -60°C).

Cirruswolkenbereich:

- a) Konvektionscirren: überwiegend Hohlprismen (zu Zwillingen oder Büschel vereinigt)
- b) Cirrostratus: (mittlere Eisübersättigung): dicke Plättchen und Vollprismen.

Zusammenhänge zwischen Haloerscheinungen und Kristallformen werden diskutiert, ebenso die Natur der Elemente der hohen Perlmutterwolken.

Im Abschnitt über das Wachstum der Eiskristalle bedienen wir uns zur Erklärung der Formen der Gibbs-Volmerschen Keimbildungstheorie. Dabei zeigt sich, daß die Zunahme der Eisübersättigung infolge der Entstehung der Kristalle bei Wassersättigung der Schlüssel zur Erklärung für deren Temperaturabhängigkeit ist. Nach der Theorie kommt nach einer Berechnung von VOLMER und SCHULTZE der Beginn des Prismenwachstums in Übereinstimmung mit der Praxis in den Bereich von -20°C zu liegen, während oberhalb dieser Temperatur ein anderes Wachstumsprinzip die Entstehung der Plättchen und Sternchen bewirkt. Bei den großen Eisübersättigungen der Konvektionscirren entstehen wieder Skelettformen in der Gestalt von Hohlprismen.

Im Anhang bringt die Diskussion einer Abhandlung von Findeisen und G. Schulz über Laboruntersuchungen zur Eisteilchenbildung wichtige Ergänzungen und neue Einblicke in die Wirkungsweise der Gefrierkerne.

Literaturverzeichnis

Bücher:

- Geiger-Scheel, Handbuch der Physik, 2. Aufl., Bd. XXIV, Aufbau der zusammenhängenden Materie, Berlin (1933).
- Max Volmer: Kinetik der Phasenbildung, Leipzig (1939).
- A. Wegener u. K. Wegener: Vorlesungen über Physik der Atmosphäre, Leipzig (1935).
- W. Paulcke: Praktische Schnee- und Lawinenkunde, Berlin (1938).
- G. Tammann: Die Aggregatzustände, 2. Aufl. 1923, Leopold Voss-Verlag (1923).

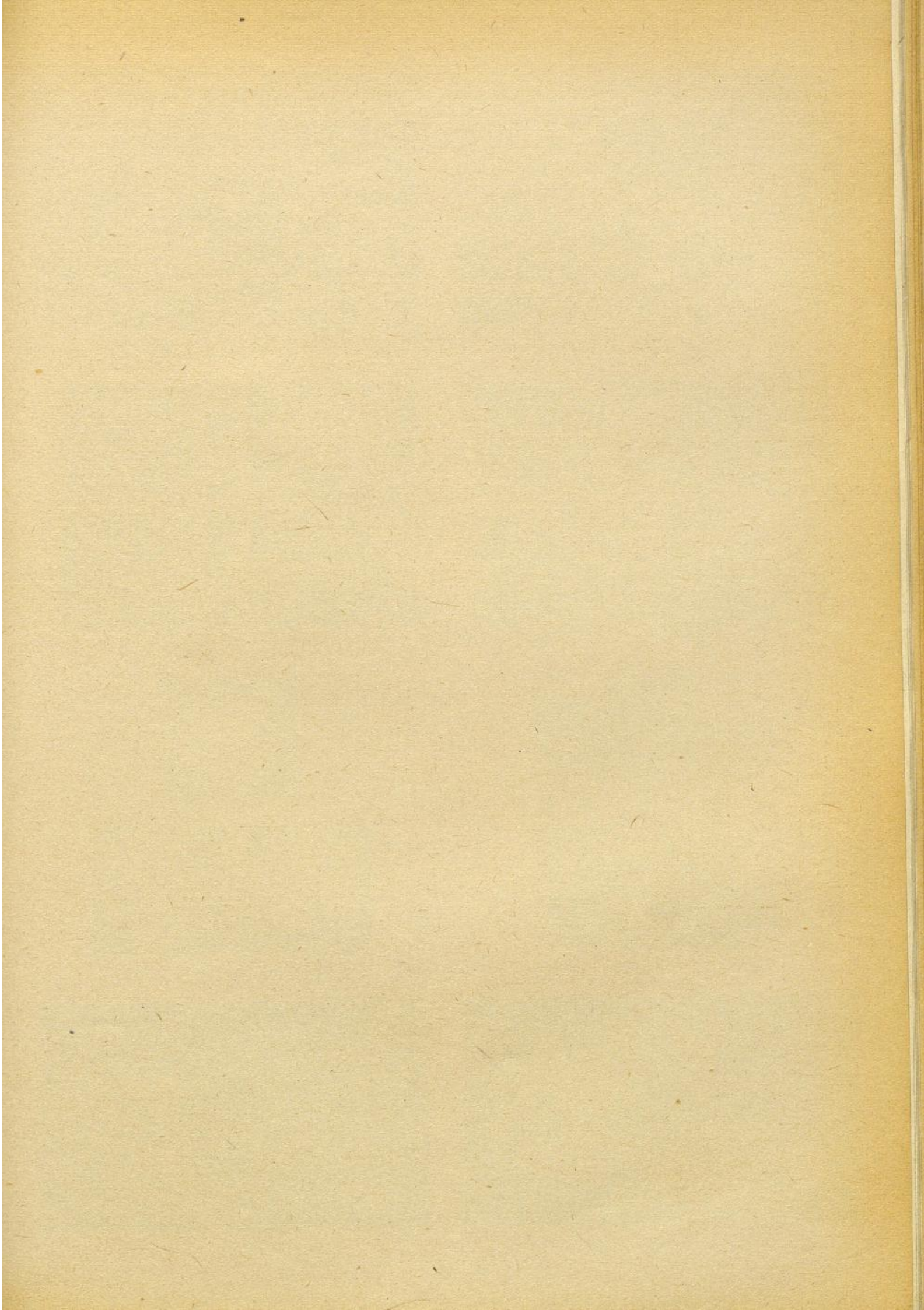
Separata:

- H. J. aufm Kampe: Kondensation und Sublimation in der oberen Troposphäre, Forsch. Ber. Nr. 1491 Zentr. wiss. Berichterst.
- H. J. aufm Kampe: Sichtweite und Wassergehalt in Wolken, U. u. M. Nr. 3541 Zentr. wiss. Berichterst.
- W. H. Barnes: The cristal structure of ice between 0° C and -183° C, Proc. Roy. Soc. 125 (1929).
- E. Barkow: Eine seltene Haloerscheinung, Meteor. Z. 33, 476 (1916).
- W. A. Bentley and W. J. Humphreys: Snow Crystals, New York, London (1938).
- L. Besson: Monthl. Weather Rev. 51, 254 (1923).
- Bravais: Sur les halos, J. école polytechn. Paris 18, 5, (1847).
- J.-D. Bernal and R. H. Fowler: Journ. of Chemical Phys. I, 8 (1933).
- P. G. Cross, J. Burnham and Ph. A. Leighton: The Raman Spectrum and the Structure of Water, J. Americ. Chem. Soc. 59, 1134 (1937).
- A. Dobrowolski: La neige et le givre, Météor. (1904).
- A. Dobrowolski: Über neue Beobachtungen von Eiskristallen, welche die Haloerscheinungen bewirken. Meteor. Z., 26, 433 (1909).
- N. E. Dorsey: Supercooling and Freezing of water, J. Res. Nat. Bur. Stand., 20, 799 (1938).
- K. Dreisbach: Vom Staub und Dunst in der unteren Troposphäre, Dissertation, noch unveröffentlicht.
- V. Everdingen: Hemel en Dampkr., 38, 141 (1940).
- W. Findeisen: Die kolloidmeteorologischen Vorgänge bei der Niederschlagsbildung, Meteor. Z., 55, 121 (1938).
- W. Findeisen: Flugmeteorologische Schneebeobachtungen, Meteor. Z., 56, 429 (1939).
- W. Findeisen: Über die Entstehung der Gewitter-Elektrizität, Meteor. Z., 57, 201 (1940).
- W. Findeisen und G. Schulz: Experimentelle Untersuchungen zur atmosphärischen Eisteilchenbildung I, Forsch.-u. Erfahrungsber., A 27 (1944). Berichte des Deutschen Wetterdienstes in der US-Zone, 1, Anhang (1948).
- H. Glawion: Staub und Staubfälle in Arosa, Beitr. Phys. Atm., 21, 1 (1939).
- Haber in Volmer: Kinetik der Phasenbildung Leipzig (1939), Seite 17.
- A. S. Hastings, A general Theory of Halos, Month. Weather Rev. 1920, S. 322.
- F. Heim: Diamantstaub und Schneekristalle in der Antarktis, Meteor. Z. 31, 232 (1914).
- H. Hettich u. H. Steinmetz: Piezoelekt. Versuche nach der Methode von Giebe und Scheibe, Z. Physik, 76, 688 (1932).
- C. W. Hissink: Hemel en Dampkr., 8, 19 (1910).
- W. J. Humphreys: Remarks on Halos of unusual radius, Monthly Weather Rev. 51, 254 (1923).
- Japaner: Übersetzung d. Arbeiten Nakayas und Mitarbeiter in Mitt. d. Deutsch. Akademie d. Luftfahrtforschung, H. 1 (1943).
- Chr. Junge: Übersättigungsmessungen an atmosph. Kondensationskernen, Gerl. Beitr. Geophys., 46, 108 (1936).
- H. Kirsten: Wolkenbildung durch Flugzeuge, Deutscher Flugwetterdienst Erfahrungsber. (3. Sond.-Bd.) 1932.
- E. Klöckner: Wellensegelflug in den Alpen, Techn. Ber. d. ZWB 1940 TB 4.
- H. Köhler: Untersuchungen über die Elemente des Nebels und der Wolken. Meddel. Stat. met.-hydr. Anstalt 2, Nr. 5.
- L. Krastanow: Über die Bildung der unterkühlten Wassertropfen und der Eiskristalle in der freien Atmosphäre. Meteor. Z., 57, 357 (1940).
- L. Krastanow: Beitrag zur Theorie der Tropfen- und Kristallbildung in der Atmosphäre, Meteor. Z. 58, 37 (1941).
- H. Küttner: Moazagotl und Föhnwelle, Beitr. Phys. Atm., 25, 79 (1939).
- P. Lenard und C. Ramsauer, Über die Nebelkernbildung durch Licht in der Erdatmosphäre und in anderen Gasen, und über Ozon. Sitz.-Ber. Heidelberger Akad. Wiss. 1911, 16. Abh.
- G. Lyra: Einfluß von Bodenerhebungen auf d. Strömung einer stabil geschichteten Atmosphäre, Beitr. Phys. Atm., 26 197 (1940).
- R. Mecke: Experimentelle u. theoret. Untersuchungen über Kranzerscheinungen im homogenen Nebel. I. Teil Ann. Phys. IV, 61 471 (1920). II. Teil Ann. Phys. IV, 62, 623 (1920).
- R. Mecke und W. Baumann: Das Rotationsschwingungsspektrum des Wasserdampfes, Phys. Z. 33, 833 (1932).
- J. Meyer und W. Pfaff: Zur Kenntnis der Kristallisation von Schmelzen III, Ztschr. anorg. Chemie, 224, 305 (1935).
- U. Nakaya, Y. Toda and S. Maruyama: siehe unter „Japaner“.
- H. Neuberger: Meteor. Z., 52, 332 (1935).
- W. Pepler: Unterkühlte Wasserwolken und Eiswolken, Forsch.- und Erf.-Ber., Bd. 1 (1940).
- Pinkhof: Zur Erklärung der komplizierten Halos, Meteor. Z., 43, 411 (1926).
- W. Rau: Gefriervorgänge des Wassers bei tiefen Temperaturen, Schrift. Deutsch. Akad. Luftfahrtf. 8, 65 (1944).
- E. Regener: Versuche über die Kondensation u. Sublimation des Wasserdampfes bei tiefer Temperatur, Schriften Deutsch. Akad. Luftfahrtf. 37 (1941).
- W. Schwerdtfeger: Ein Vergleich der Bedingungen für die Bildung von Wassertropfen u. Eisteilchen, Meteor. Z., 60, 91 (1943).
- W. Schwerdtfeger: Über die hohen Wolken, Wiss. Abh. R. f. W., 5, (1938).
- G. C. Simpson: Die Bildung von Wolken und Regen, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 67, 99 (1941).
- Staubbekämpfungsstelle: Zur Kenntnis des Luftplanktons von R. Meldau. Veröffentlichungen, 14, 317 (1940).
- H. Steinmetz u. H. Weickmann: Zusammenhänge zwischen einer seltenen Haloerscheinung und der Struktur und Form der Eiskristalle, Heidelberger Beitr. Mineral. 1, 31 (1947).
- C. Stoermer: Höhe u. Farbverteilung der Perlmutterwolken Geophys. Publ. IX, 4 (1932).
- C. Stoermer: Observations and photographic measurements of mother of pearl clouds over Scandinavia 1930—1938, Geophys. Publ. XII, 11 (1939), XII, 13 (1940).
- M. Straumanis in Geiger-Scheel: Handb. d. Phys. XXIV, 2. Aufl., S. 815.

- G. Tammann: Die Bildung des Gletscherkorns. Die Naturwiss. 17 (1929), S. 851—854.
- G. Tammann: Die Eisbildung auf Gewässern und die Bildung von Kunsteis. Die Naturwiss. 22 (1934), S. 613—614.
- G. Tammann u. A. Büchner: Die Unterkühlungsfähigkeit des Wassers u. d. lineare Kristallisationsgeschwindigkeit des Eises in wässrigen Lösungen. Z. anorg. Chemie, 222, 371 (1935).
- R. Teucher: Über eine objektive spektralphotomet. Messung des Streulichtes von Nebeln. Phys. Z., 40, 90 (1939).
- J. J. Thomson in Volmer: Kinetik der Physenbildung, S. 17 ff.
- S. Visser: Meteor. Z., 36, 33 (1919).
- M. Volmer: Über die Molekülabscheidung an Kristallen und die Bravais'sche Regel Phys. Zs., 22, 646 (1921).
- M. Volmer in Geiger-Scheel: Handbuch der Physik, Bd. 24/2, 814 (tangenciales Wachstum).
- M. Volmer und H. Brandes: in Geiger-Scheel, Handb. d. Physik, Bd. 24/2, 808.
- M. Volmer und W. Schultze: Kondensation an Kristallen, Z. phys. Chemie A, 156, 1 (1931).
- E. Wall: Einfaches Schema der atmosphär. Eisbildung, Meteor. Z., 59, 177 (1942).
- E. Wall: Wo entstehen die Schneekristalle? Z. f. angew. Mess. „Das Wetter“, 59, 301, 1942.
- A. Wegener: Theorie der Haupthalos, Archiv d. Deutsch. Seewarte 43, Nr. 2 (1926), Hamburg, S. 26.
- A. Wegener: Frostübersättigung und Cirren, Meteor. Z., 37, 8 (1920).
- A. Wegener: Verschwisterte u. vergesellschaftete Halos, Meteor. Z., 32 530 (1915).
- H. Weickmann: Experimentelle Untersuchungen zur Bildung von Eis und Wasser an Keimen bei tiefen Temperaturen, ZWB, FB, Nr. 1730.
- H. Weickmann: Formen und Bildung atmosphär. Eiskristalle, Beitr. Phys. Atm., 28, 12 (1945).
- J. Westman: Form und Größe der Schneekristalle, Ref. in Meteor. Z., 24, 333 (1907).

Inhaltsübersicht

	Seite		Seite
I. Die Entstehung der Eisphase	3	3. Kristalle der Cirruswolken. Temperaturbereich	
Untersuchungen zur Entstehung von Eis	3	—25° bis —50° C	30
Die Volmersche Theorie der Tröpfchen- und Eis-		a) Allgemeines über Cirruswolken	30
bildung. Spontane Tröpfchenbildung	4	b) Kristalle aus Konvektionscirren	33
Tröpfchenbildung an Kondensationskernen	5	Cirrus castellatus	
Spontane Eisbildung	6	Cirrus densus	
Eisbildung in Gegenwart von Sublimationskernen	6	Cirrocumulus	
Die Unterkühlungsfähigkeit von Wasser	12	Kristalle aus Auspuffwolken	
Die Struktur des Wassers	12	c) Kristalle aus Cirrostratus	36
Unterkühlungsfähigkeit größerer Mengen in Ge-		d) Kristalle aus Zwischenformen	36
genwart natürlicher Verunreinigungen	12	Cirrus filiosus	
Unterkühlungsfähigkeit größerer Mengen in Ge-		4. Besondere Beiträge zur Wolkenphysik	37
genwart künstlicher Verunreinigungen	13	a) Schichtenbildung in der Troposphäre	37
Unterkühlungsversuche mit kleinen Tröpfchen	15	b) Vertikaler Aufbau eines vereisten Cumu-	
Unterkühlungen in der Natur	16	lonimbus	37
Theorie der Unterkühlungsfähigkeit	17	c) Eisdunst in der Troposphäre	38
Versuche zur Entstehung von Eis bei tiefen		d) Die Elemente stratosphärischer Wolken	
Temperaturen	17	Die Perlmutterwolken	39
Abkühlungsgeschwindigkeit und Eisteilchenzahl	18	5. Eisphase und Haloerscheinungen	40
Die Gefrierkerne	19		
a) Wirkungsweise der Gefrierkerne	19	III. Das Vorkommen der Eisphase	43
b) Wasserlöslichkeit der Gefrierkerne	19		
c) Gefrierkerne aus Kochsalz	20	IV. Das Wachstum der Eiskristalle	44
d) Die Aktivität der Gefrierkerne	20	Versuche zum Kristallwachstum	44
e) Wirksamkeit der Gefrierkerne bei höheren		Versuch einer qualitativen Erklärung des Eiskri-	
Temperaturen	21	stallwachstums	46
f) Größenordnung und äußere Gestalt der Ge-		1. Die Bindungsweise der Kristallbausteine	
frierkerne	21	2. Die Flächenkeimbildung	
g) Gefrierkerne und Aggregatzustand	21	3. Die örtlichen Keimbildungserleichterungen	
Gefrierkernschema	22	a) Kristallwachstum im Temperaturbereich 0	
		bis —20° C	47
II. Das Aussehen der Eisphase	22	b) Kristallwachstum im Bereich beiderseits	
Aufnahmetechnik	22	—20° C	48
1. Kristalle der bodennahen Luftschichten. Tem-		c) Kristallwachstum unterhalb —30° C	48
peraturbereich 0° bis —24° C	23	Cirrostratus	
a) Reifkristalle	23	Konvektionscirren	
b) Polarschnee - Diamantstaub - Cirruswolke		V. Anhang	
am Boden	23	Bemerkungen zu einer Abhandlung	
c) Kristalle des Nimbostratus und Altostratus		von W. Findeisen und G. Schulz „Experimentelle	
Schneekristallbeobachtungen	25	Untersuchungen über die atmosphärische Eis-	
a) Ebene Kristalle		teilchenbildung I“	49
β) Prismatische Kristalle		Zusammenfassung	51
2. Kristalle der Troposphäre. Temperaturbereich		Literaturverzeichnis	52
—10° bis —30° C	28	Inhaltsübersicht	54
Kristalle aus Altocumulus			
Cumulonimbus-Schirm			
Kristalle aus einer hohen Föhnwohle			



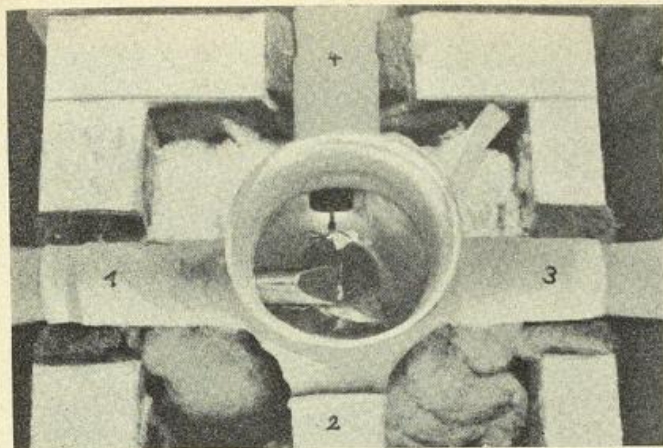


Abb. 11 1) Glasstutzen für Einführung des Kühlers, 2) Beobachtungsstutzen, 3) Beleuchtungsstutzen, 4) Stutzen zur Einführung des Ventilators

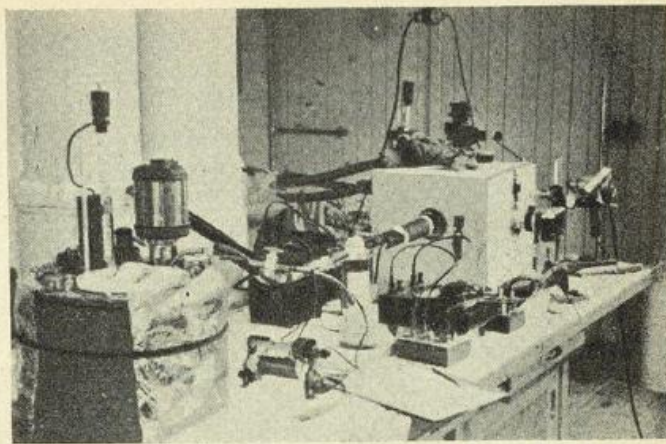


Abb. 12 Gesamtapparatur. Links: Thermostat für den Kühler, rechts: Kältekammer mit Mikroskopier-Aufsatz und eingeführtem Kühler

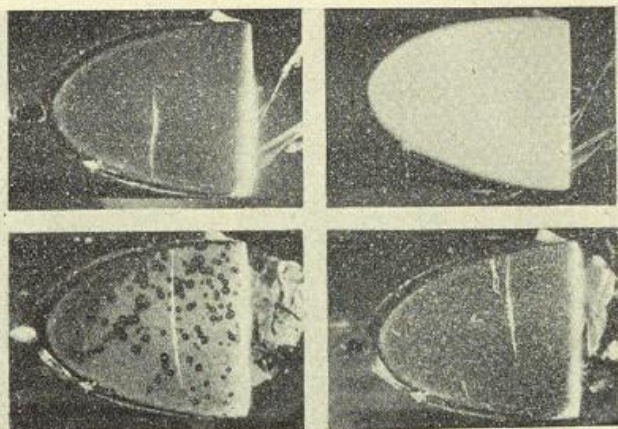


Abb. 13 Kondensationsfläche. 1) ohne Beschlag, 2) mit Wasserbeschlag, 3) Wasser und einzelne Eiskriställchen, 4) Eiskristallbeschlag

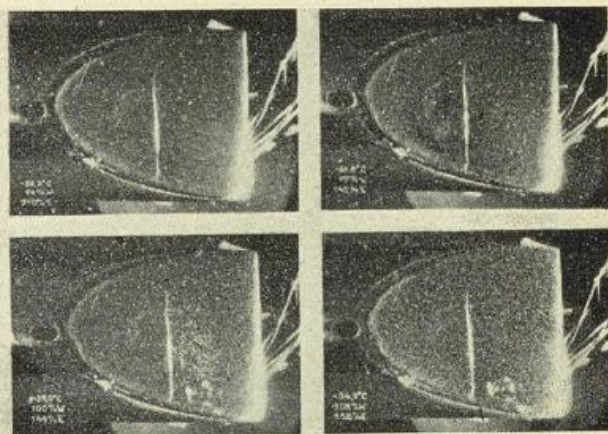


Abb. 14 Beginn der Eiskristallbildung bei Annäherung an den Taupunkt

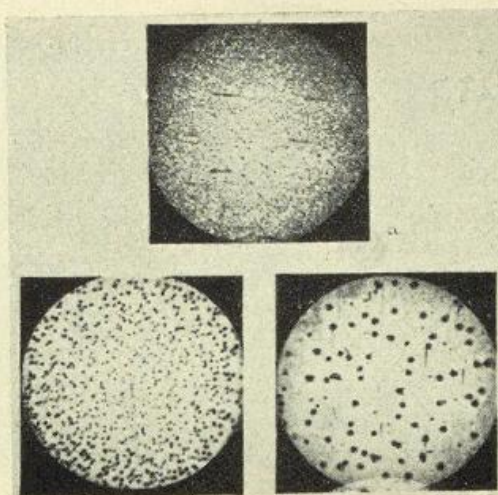


Abb. 15 Ausschnitt aus der Kondensationsfläche mit a) Tröpfchen, b) Eiskristallen bei mäßiger, c) desgleichen bei lebhafter Abkühlung

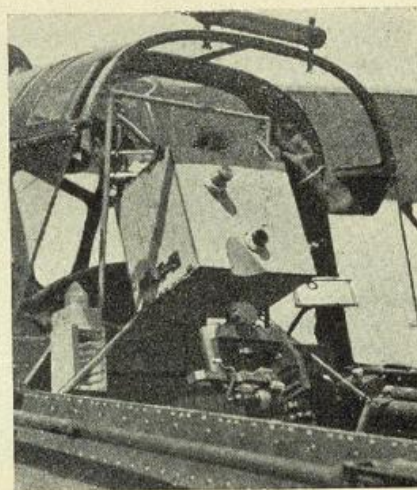


Abb. 16 Mikroskop im Beobachterstand der Nahaufklärmaschine Hs 126

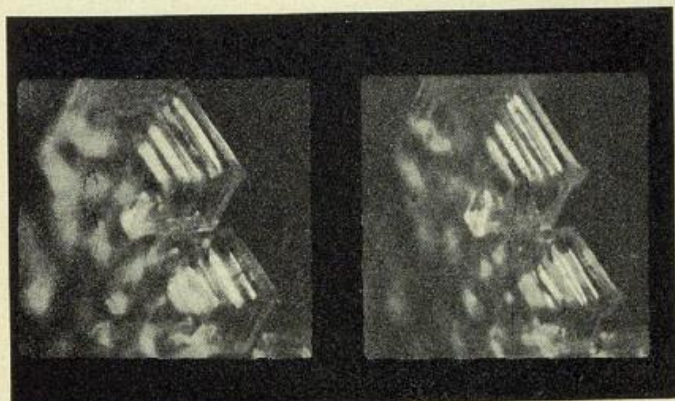


Abb. 17 Reifkristall -15°C

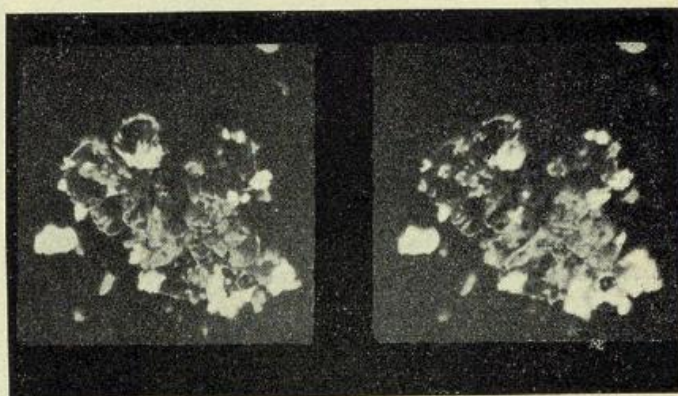
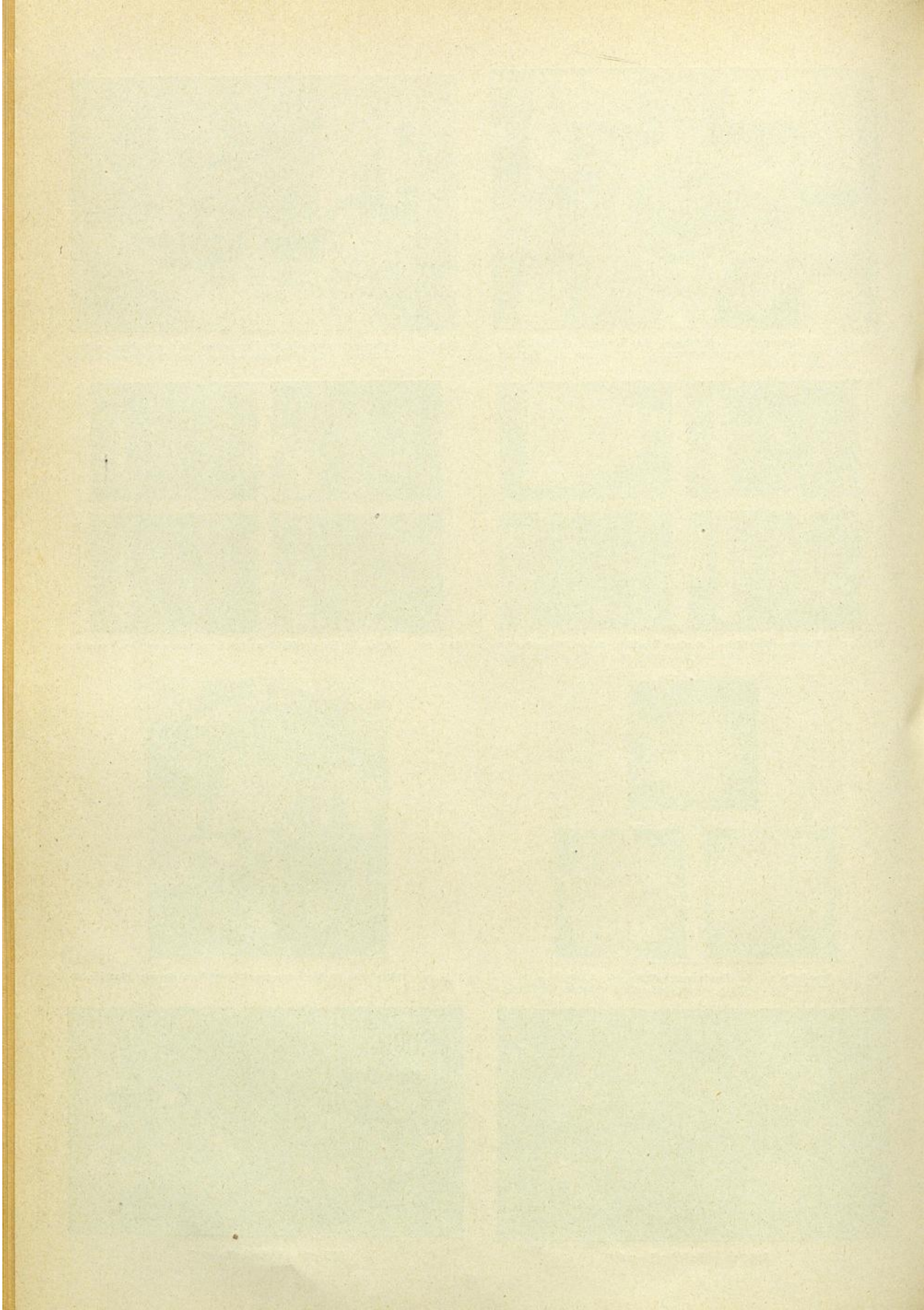


Abb. 18 Reifkristall -20°C



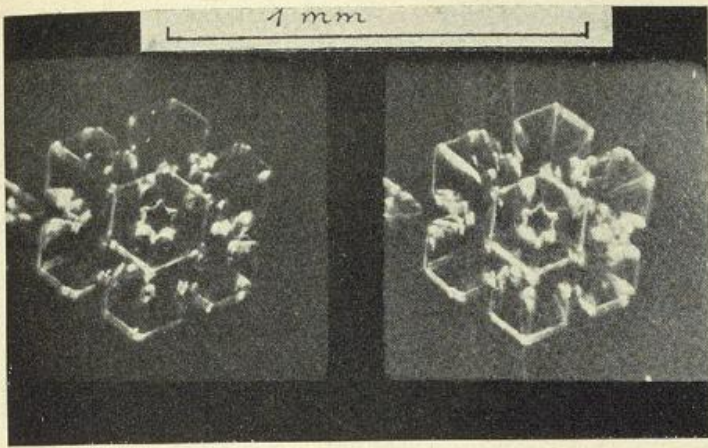


Abb. 19 Polarschnee -11° C

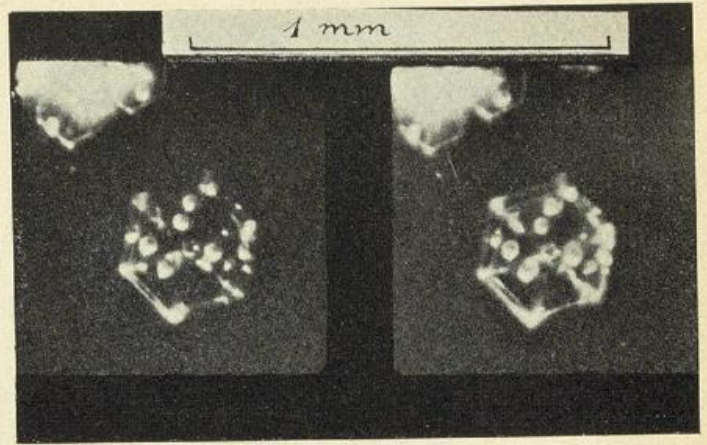


Abb. 20 Polarschnee mit Tröpfchen -11° C

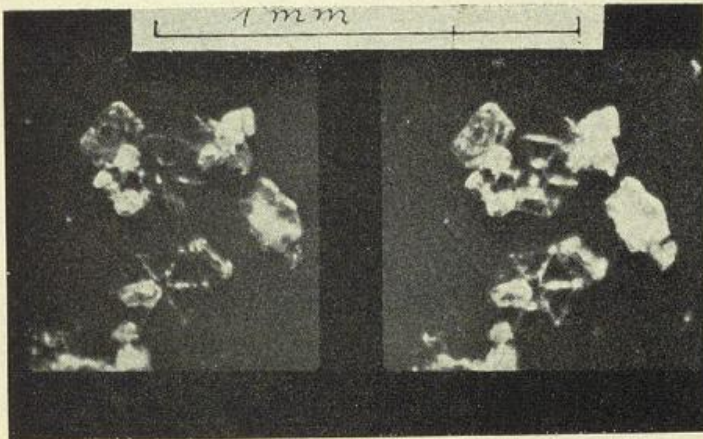


Abb. 21 Diamantstaub -10° C

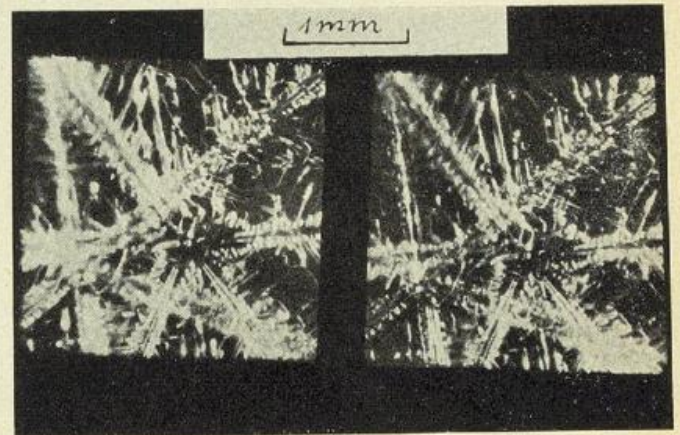


Abb. 22 Schneesterne -6° C

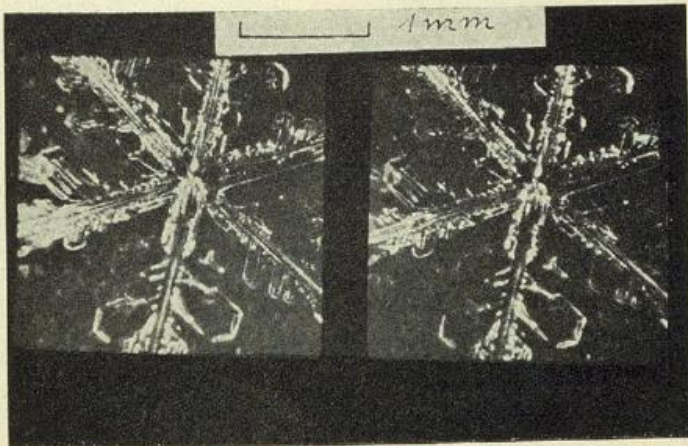


Abb. 23 Schneestern -6° C

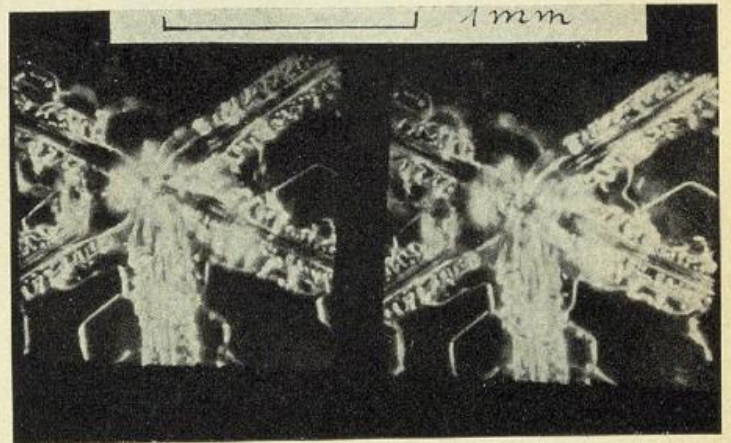


Abb. 24 Schneestern 5-strahl.

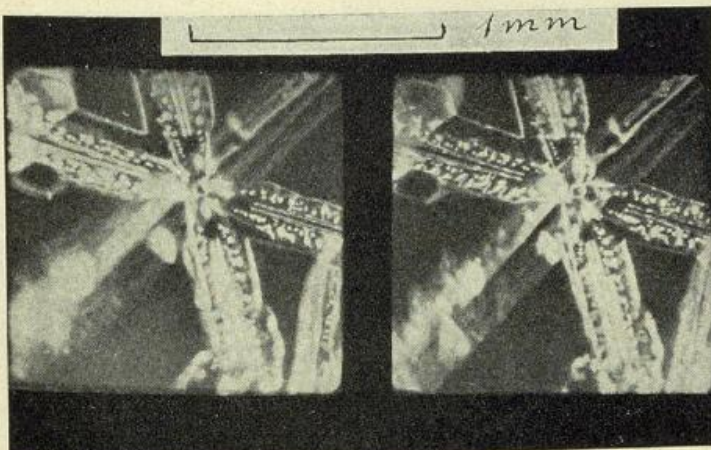


Abb. 25 Schneestern 4-strahl. -6° C

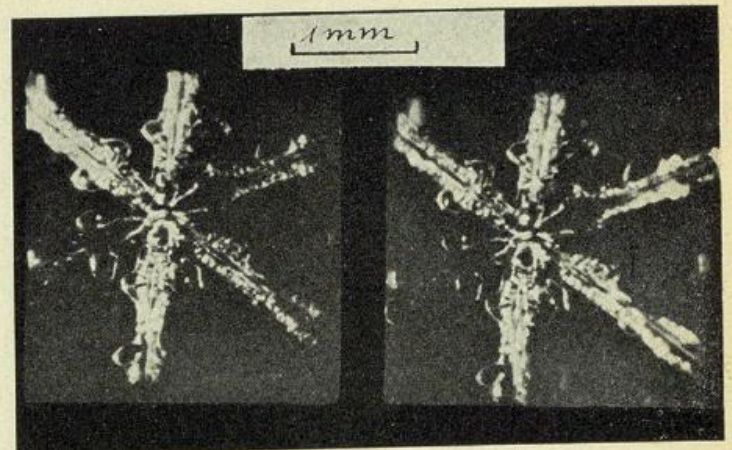


Abb. 27 Schneestern -6° C

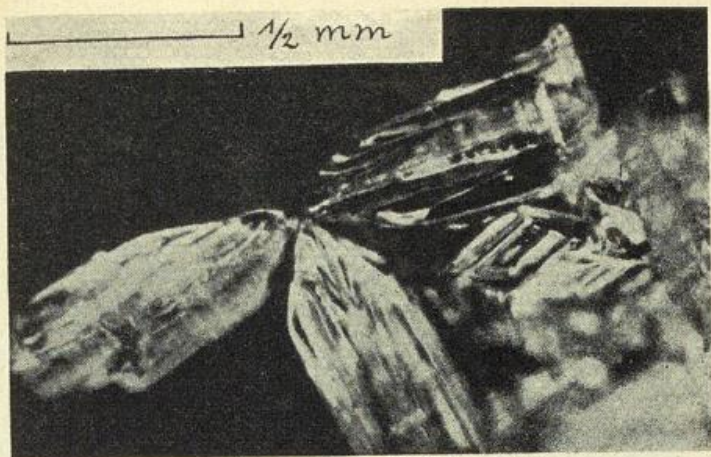


Abb. 28a Prismenbüschel -13.9°C

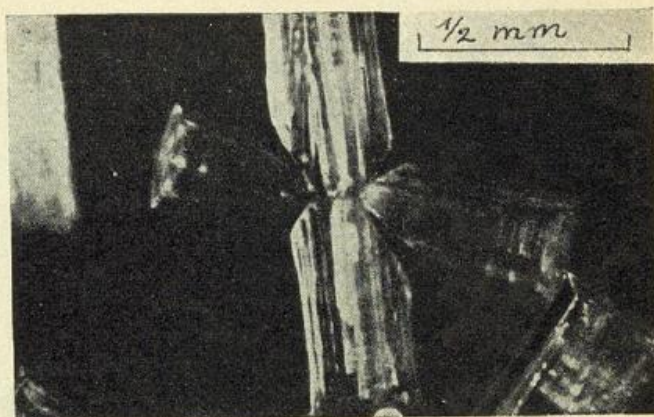
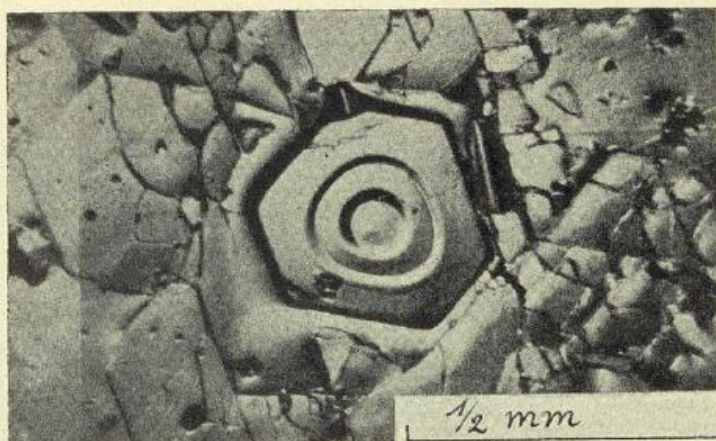


Abb. 28b (s. Abb. 28a)



a Prisma mit Endplättchen



b Sternchenabdruck

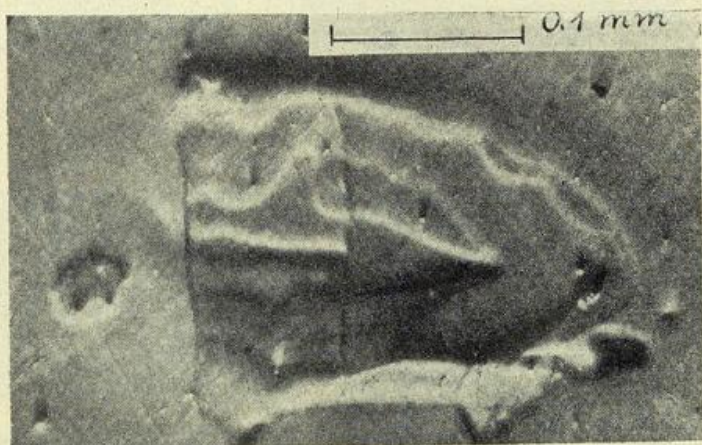


Abb. 29c Zweigabdruck

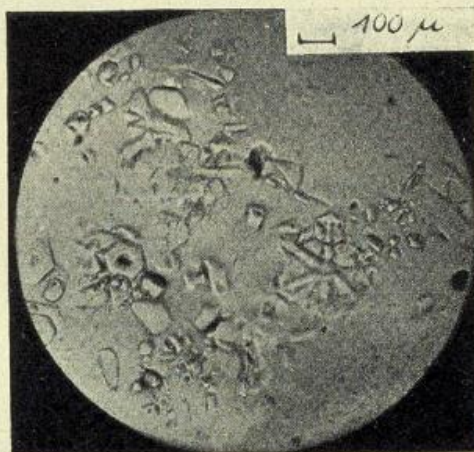


Abb. 30a,b Abdrucke aus einem Cb-Schild

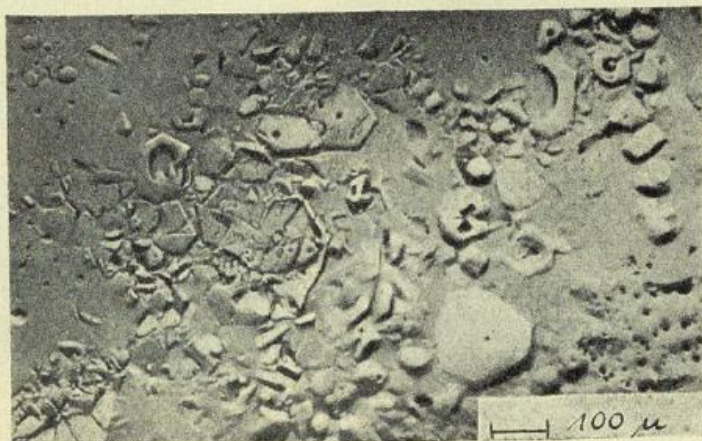


Abb. 30b 6000—6500 m -15 bis 20°C

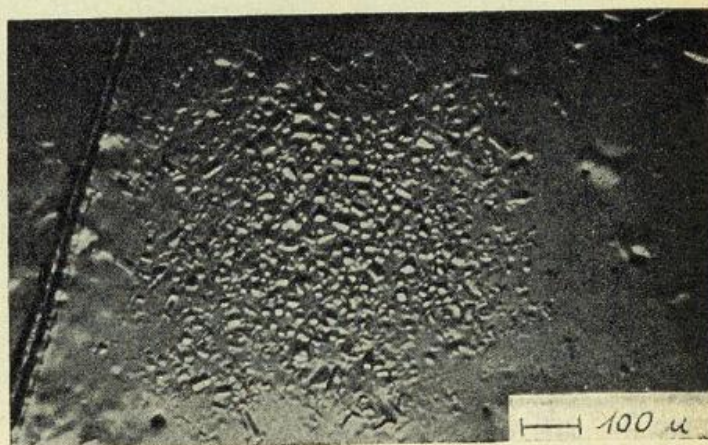


Abb. 31 Graupelabdruck aus Ac. 6000 m -26°C

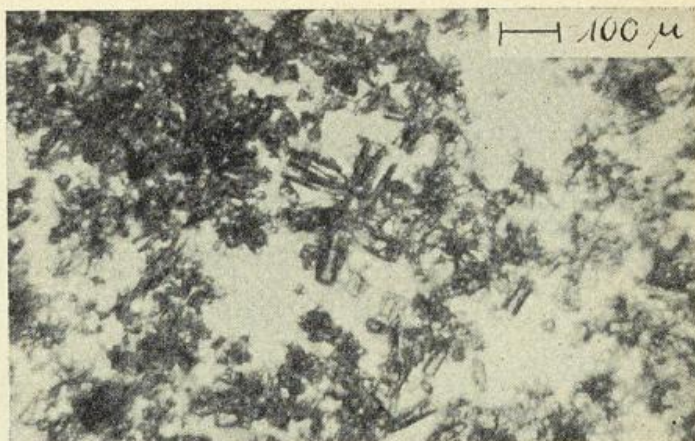
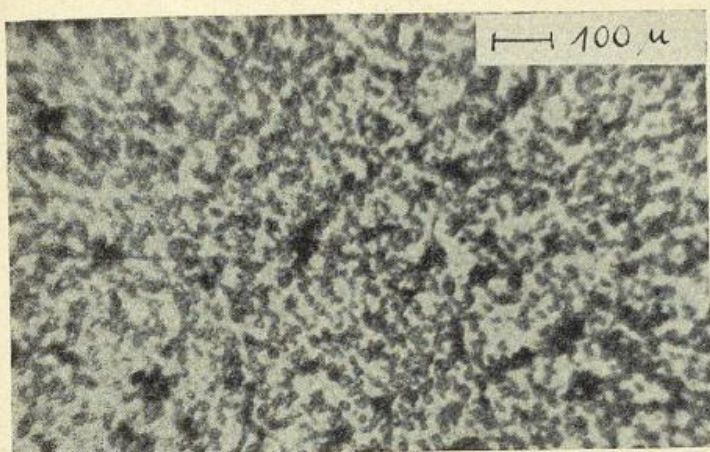


Abb. 32a,b Föhnwege 8000-8500 m -26 bis -30° C
 a) Tröpfchen b) Tröpfchen und Kristalle

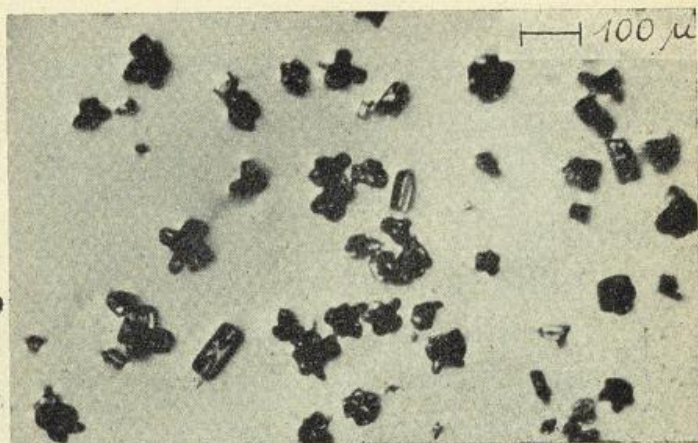
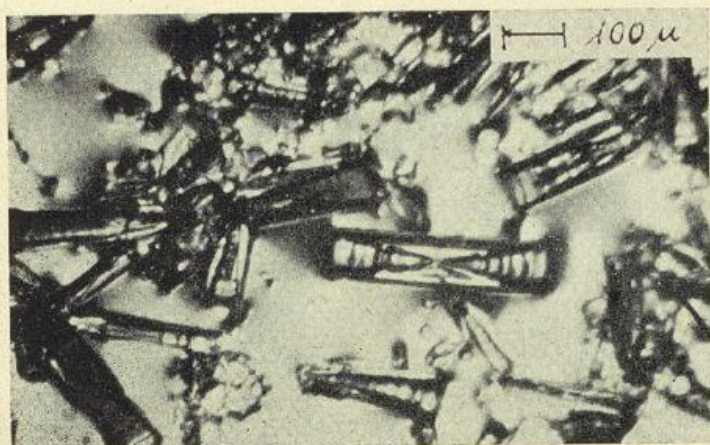


Abb. 38a,b Cc-Bank a) Wolkenbasis 7500 m -37° C b) Wolkengipfel 8000 m -41° C

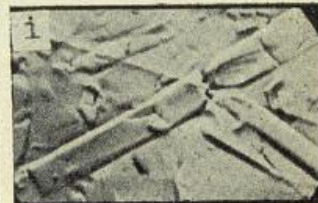
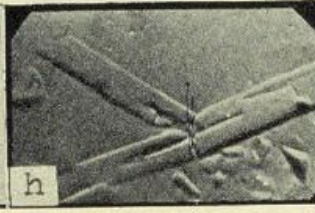
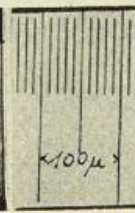
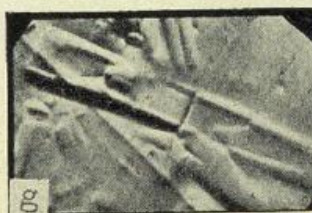
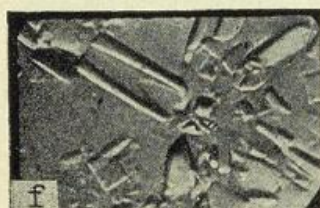
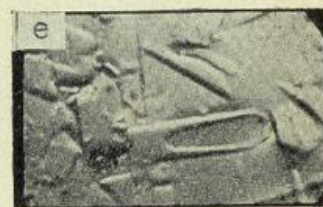
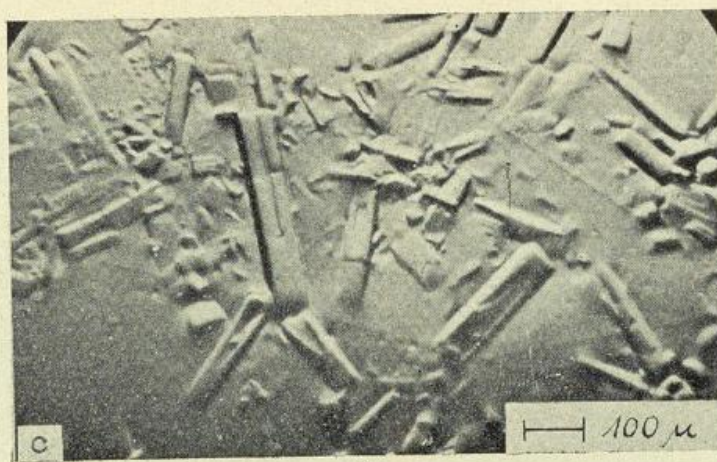
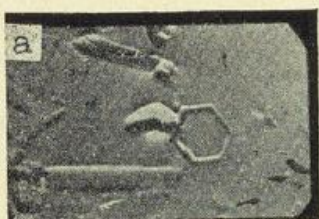


Abb. 39 a-i Abdrucke der Kristalle von Abb. 38a
 a, b) Basisfläche
 c-i) Prismenflächen von Einzel-, Zwillings- und Büschelkristallen

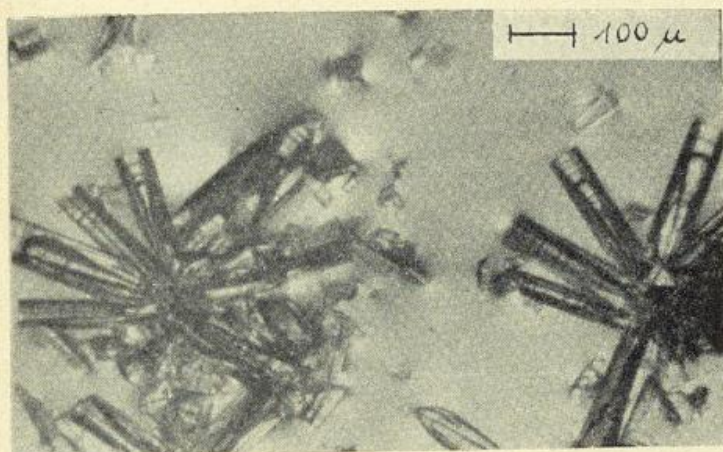


Abb. 41a Oberteil Ci-Schicht, 3500 m mächtig, 8000 m -44° C

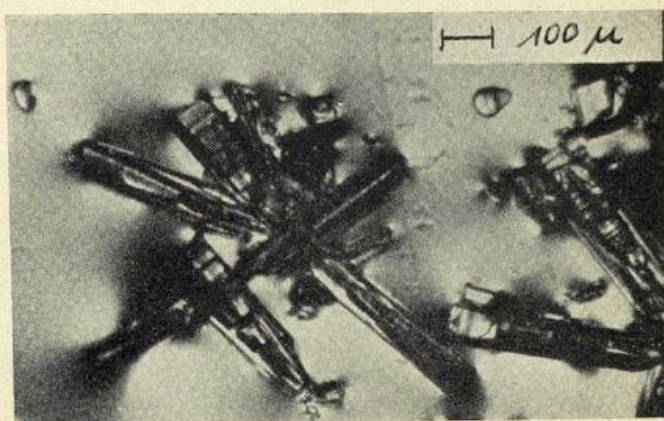


Abb. 41b Konvektions-Ci. 9000—9400 m -35.3 bis -38° C

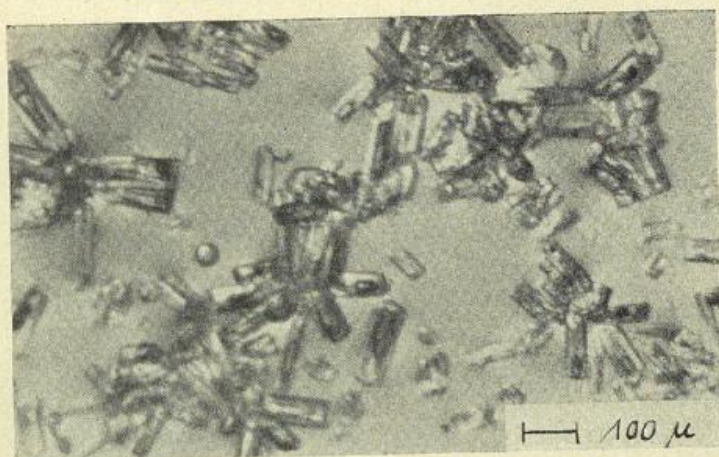


Abb. 42 Ci densus Obergrenze, 9400 m -48° C

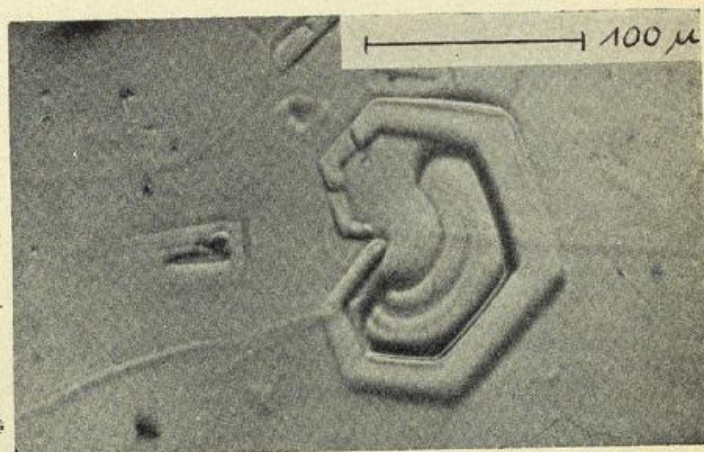
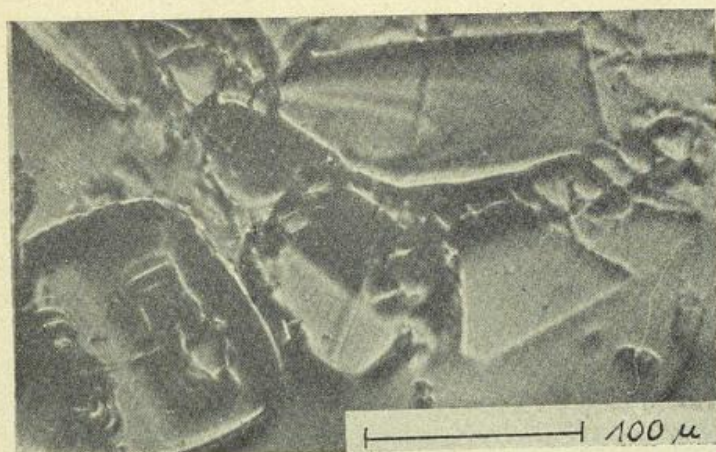


Abb. 43a, b Mächtige Konvektions-Ci. 8000—9400 m -32 bis -38° C
a) Basisflächenabdruck



b) Prismenflächenabdrucke

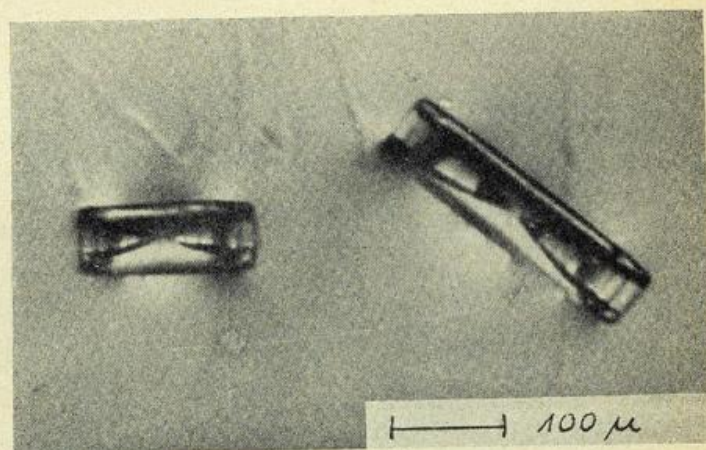


Abb. 44 Teilchen aus Kondensfahne, 9000—9500 m -50 bis -52° C

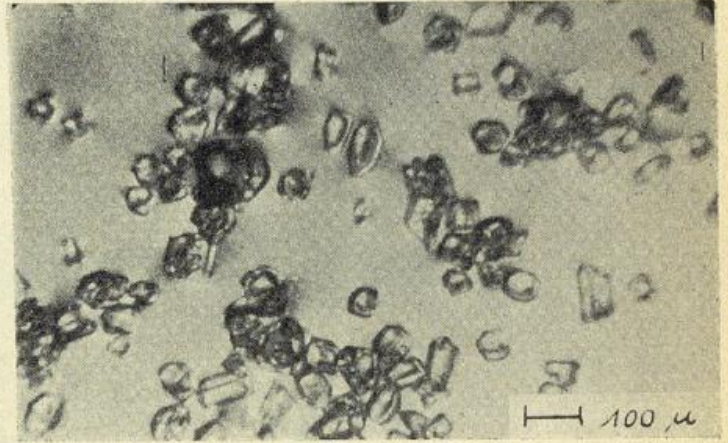
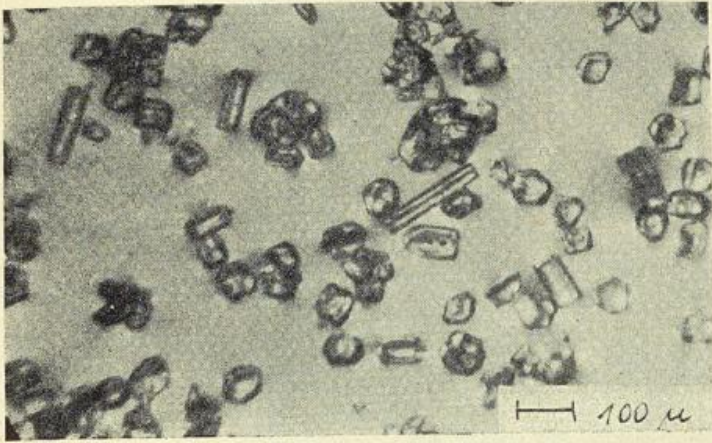


Abb. 45a, b Cirrostratus-Oberteil, 8900 m -47° C

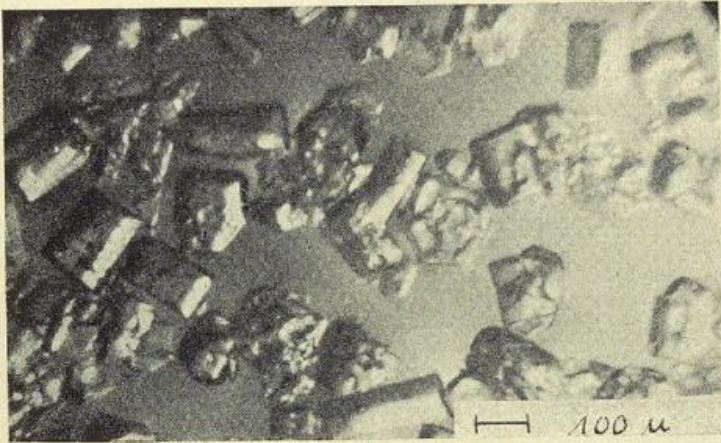


Abb. 46 Cirrostratus-Basis, 6000 m -20° C

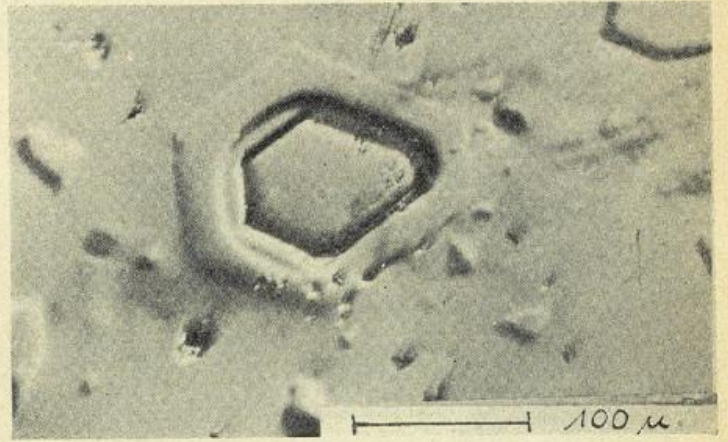


Abb. 47 Basisflächen-Abdruck aus Cs, 6000 m -30° C

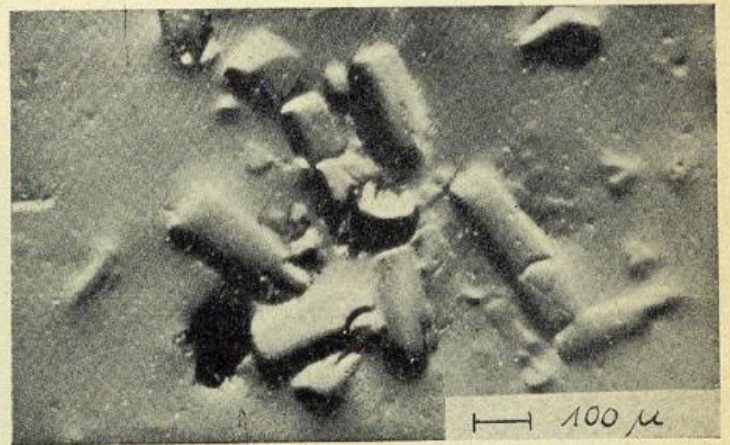
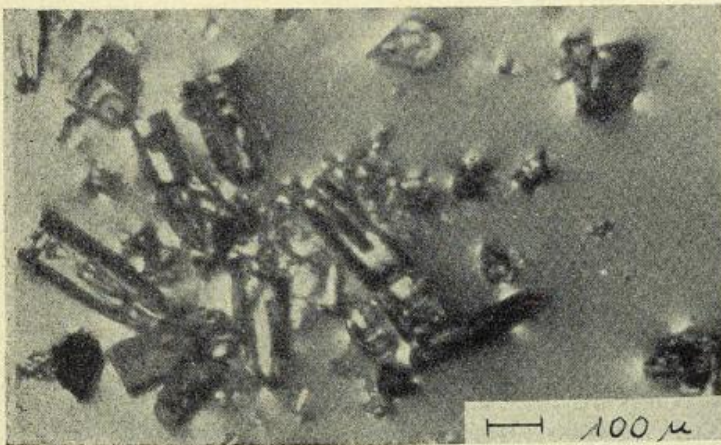


Abb. 48a, b Cirrostratus 6000 m -30° C

a) Bild der Kristalle

b) Bild der Abdrucke



Abb. 49a, b Perlmutterwolken. a) Aufnahme und b) Farbskizze von C. STÖRMER
Kopf: Wasserwolke Schweif: Eiswolke

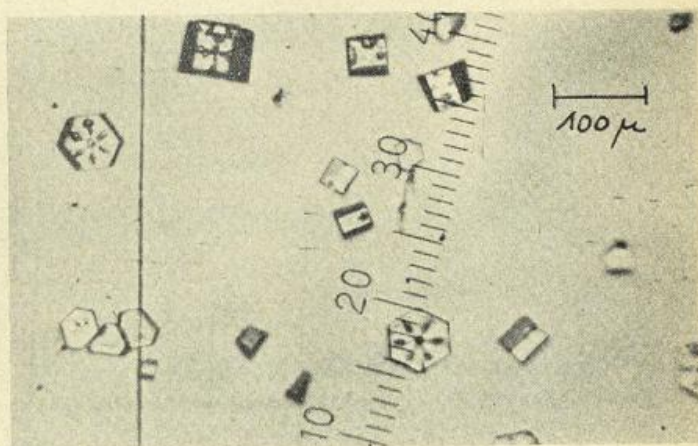
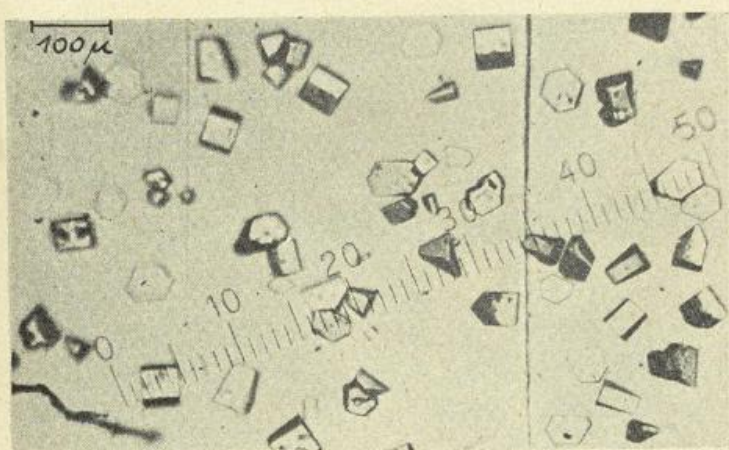
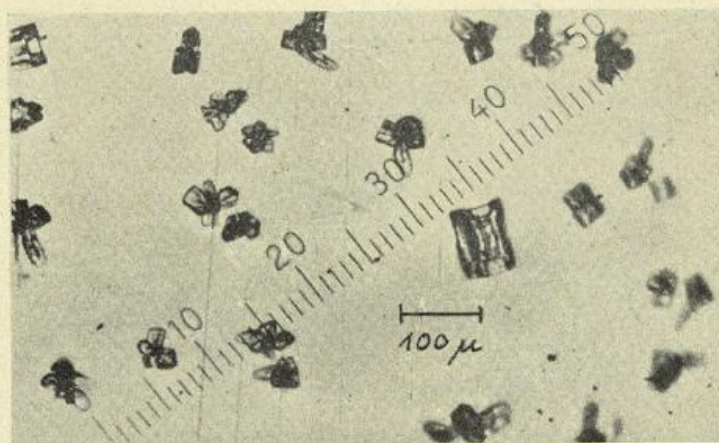


Abb. 51a—c Künstliche Kristalle bei -23°C a, b) kleine Abkühlungsgeschwindigkeit



c) große Abkühlungsgeschwindigkeit

