

# Sektion für Geophysik

Autor(en): [s.n.]

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Verhandlungen der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft. Wissenschaftlicher und administrativer Teil = Actes de la Société Helvétique des Sciences Naturelles. Partie scientifique et administrative = Atti della Società Elvetica di Scienze Naturali**

Band (Jahr): **154 (1974)**

PDF erstellt am: **23.07.2024**

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

## 9. Sektion für Geophysik

Schweizerische Gesellschaft für Geophysik  
Société Suisse de Géophysique  
Società Svizzera di Geofisica

Präsident: Dr. B. Primault, Meteorologische Zentralanstalt, Krähbühlstrasse 58, 8044 Zürich

Vizepräsident: Prof. Dr. St. Müller, Institut für Geophysik, ETH Aussenstation Hönnggerberg, 8049 Zürich

Sekretär: Dr. H. W. Courvoisier, Meteorologische Zentralanstalt, Krähbühlstr. 58, 8044 Zürich

Wissenschaftliche Sitzung / Séance scientifique

Samstag, 12. Oktober / Samedi 12 octobre

### 1. P.-L. Biéler (Genève) et A.M. Lemans (Zurich): Quelques commentaires sur les variations de la visibilité observées à Cointrin (Genève) et Kloten (Zurich) de 1949 à 1971

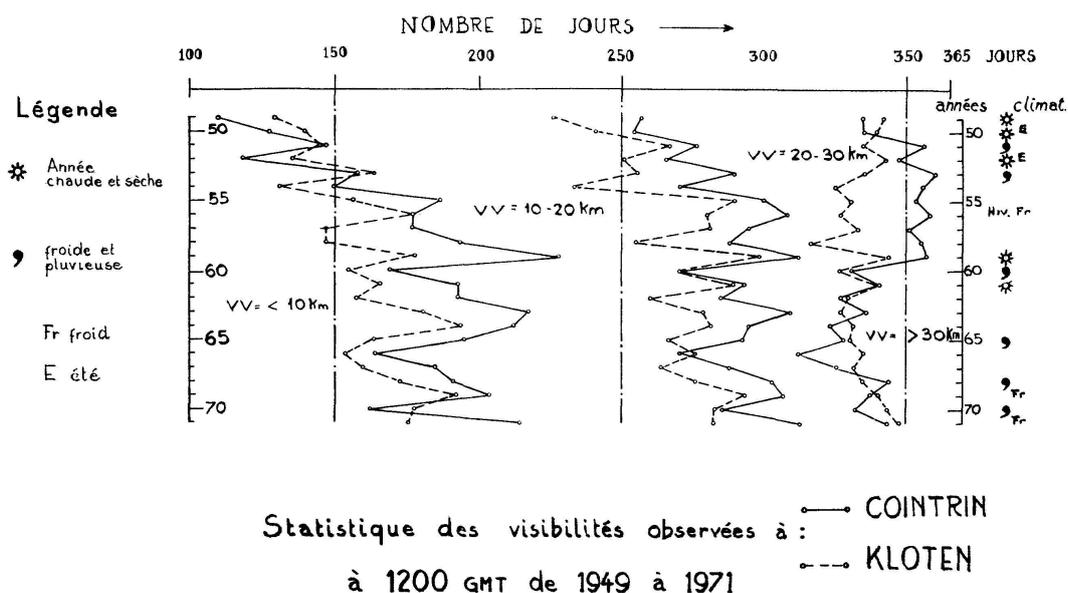
Sur la demande du professeur J. Piccard, nous avons entrepris d'étudier les variations de la visibilité observées à Cointrin et Kloten pour voir si l'impression générale d'une détérioration se confirme et si celle-ci est en relation avec la pollution générale de l'air, et dans quelle mesure.

Lemans a fait imprimer par l'ordinateur de l'EPFZ pour chaque année, dès 1949, le nombre d'observations à 12 h GMT avec une visibilité comprise entre 0 et 5 km, 5 et 10 km, etc. Nous avons groupé ces nombres en quatre classes plus étendues:

- a) visibilité inférieure ou égale à 10 km
- b) visibilité entre 10 et 20 km (limite supérieure comprise)
- c) visibilité entre 20 et 30 km (limite supérieure comprise)
- d) visibilité supérieure à 30 km

Sur le diagramme ci-dessous, nous avons reporté les sommes cumulées: nombre d'observations dans la classe a, puis a+b, a+b+c, la somme totale étant toujours 365 ou 366 (a+b+c+d).

Remarquons tout d'abord que les observateurs devaient toujours chiffrer la visibilité d'après un code international malheureusement variable. Jusqu'au 31.12.1954 la notation «30 km» représentait en réalité une visibilité comprise entre 20 et 40 km. Par suite, pendant les 6 premières années, notre classe c) comprend trop de cas au détriment de la classe d). Dès 1955 le code OMM prescrivait une division plus fine des visibilités supérieures à 16 km. Malgré cela, les grandes visibilités n'ont jamais été



d'un intérêt particulier pour l'aviation et d'ailleurs il est difficile, sinon impossible de trouver des repères à grande distance situés dans le plan horizontal de l'observateur.

Le diagramme nous suggère les commentaires suivants :

1. Les faibles visibilitées, jusqu'à 10 km, ont tout d'abord augmenté à Cointrin de quelque 60% en dix ans, pour rester stationnaire dans la décennie suivante. Par contre, à Kloten l'on remarque une augmentation assez régulière, qui atteint quelque 40% en 22 ans. Actuellement donc, la visibilité ne dépasse pas 10 km pendant la moitié des jours de l'année, au moment de la culmination du soleil. Depuis 1955 les jours à faible visibilité sont plus fréquents à Cointrin qu'à Kloten (20 à 25 jours par an), mais cette différence semble diminuer.
2. Le nombre de jours avec une visibilité comprise entre 10 et 20 km (inclus) est voisin de 110 à Cointrin et à Kloten, sans qu'on puisse déceler une tendance nette (trend). Le nombre total de jours avec une visibilité inférieure ou égale à 20 km (classes a + b) croît jusqu'en 1955 et reste ensuite constant en moyenne, ceci pour les deux stations, comme le montrent les courbes au milieu de la figure.
3. Le nombre des visibilitées entre 20 et 30 km devrait être diminué d'un tiers pendant les années 1949 à 1954 pour la raison citée plus haut. Cette correction étant faite, la classe c) montre peu de variation à Kloten, tandis que Cointrin accuse une certaine baisse dans la seconde décennie.
4. Les visibilitées supérieures à 30 km (corrigées pour 1949 à 1954) accusent une baisse très sensible à Cointrin et Kloten dans le premier tiers de la période d'observation. A Kloten la situation reste stationnaire de 1957 à 1967, après quoi une nouvelle baisse s'amorce. A Cointrin, les fortes visibilitées se font beaucoup plus nombreuses dès 1960 avec un

maximum autour de 1965. Le déplacement (en 1959) du poste d'observation d'un lieu ne possédant pas de repères éloignés à une place plus favorable près du seuil de la piste peut y être pour quelque chose.

Causes des variations de visibilité: Nous avons indiqué dans le diagramme par des signes le caractère prépondérant de certaines années, mais ni ces indicateurs ni les moyennes annuelles du vent n'ont permis de déceler une liaison avec les variations de la visibilité.

Le cas particulier de Cointrin: Ici nous admettons que l'augmentation pendant la première décennie des cas de faible visibilité (classe a) et la diminution des cas de forte visibilité (d) sont dues à la pollution de l'atmosphère. Pourquoi alors l'amélioration entre 1960 et 1970? Une petite enquête auprès des entreprises de la région nous a fourni les détails suivants:

A. L'usine à gaz a cessé en 1963 d'utiliser du charbon pour fabriquer le gaz de ville et a remplacé cette méthode par le procédé de craquage de pétrole, qui est nettement moins polluant.

B. Alors que la production de l'usine de ciment de Vernier doublait entre 1957 et 1961 (de 25 000 à 50 000 t), des mesures efficaces ont été prises pour mieux filtrer les poussières. Actuellement, la source polluante est d'ailleurs stoppée, puisqu'il ne se fabrique plus de ciment à Vernier même.

D'autre part, nous savons que dans le domaine de l'aéronautique, de nombreuses études ont abouti à des mesures techniques efficaces tendant à lutter contre la pollution de l'air. Ainsi, par les diverses mesures prises par les industries locales et les constructeurs d'avion, on a réussi à «juguler» la «nuisance» due à la pollution de l'air, pour qu'elle ne suive plus la courbe ascendante de la production.

Il est réjouissant de constater que, même s'il y a encore beaucoup à faire dans la lutte pour la sauvegarde de l'environnement, nous avons la preuve, par cette petite étude, que des mesures techniques ont été prises pour lutter contre la pollution de l'air et que ces mesures ont été efficaces.

## **2. G.A. Gensler (Meteorologische Zentralanstalt Zürich): Der Jahresgang der temporären Schneegrenze in der Ostschweiz aufgrund von Beobachtungen vom Säntis und von Zürich aus**

Die bisherigen Veröffentlichungen über Schneegrenzen in der Schweiz beziehen sich auf das 19. und den Beginn des 20. Jahrhunderts (H. H. Denzler 1855, J. Maurer 1909, J. Lugeon 1928). Einige ihrer Ergebnisse sind in der Fig. 1 enthalten.

Angaben über temporäre Schneegrenzen sind bis heute noch nicht auf elektronische Datenträger aufgenommen worden. Aus den «Annalen» der MZA wurden daher alle Notierungen über die Höhenlage der unteren Schneegrenze für den Säntis (1891–1960) und Zürich (1910–1950) entnommen und von Hand bearbeitet.

Schneegrenzen im Säntisgebiet

publ. H. DENZLER 1855, beob. 1821-1851 ex St. Gallen  
 J. MAURER 1909, 1889-1908 Säntisgipfel  
 ? 1909-1920 do.

Schneehöhen am Säntisgipfel

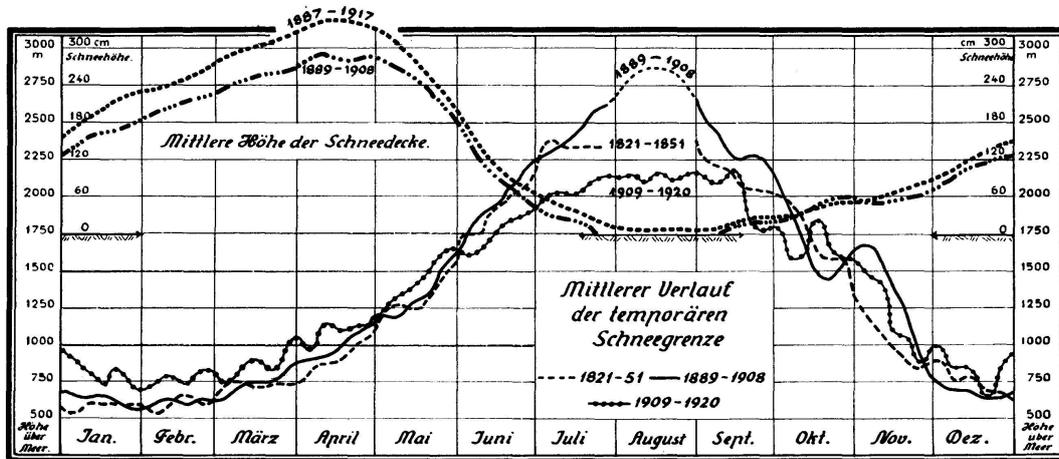


Fig. 1 Schneegrenzen Ostschweiz und Schneehöhen Säntisgipfel

Vom Gipfelobservatorium des Säntis aus wurde ab 1889 an nord-exponierten Höhenmarken der Appenzeller, St.-Galler und Rheintaler Alpen möglichst oft die temporäre Schneegrenze (50% des Bodens schneefrei) bestimmt. Es standen für die 70 Jahre 3283 Werte zur Verfügung. Pro Dekade und Jahr, wofür zwischen 0 und 6 Angaben vorhanden waren, wurde die höchste und die tiefste Höhenangabe entnommen und pro Jahrzehnt gemittelt. So entstanden in Fig. 2 die mittleren Höchst- und Tiefstwerte HXM und HNM.

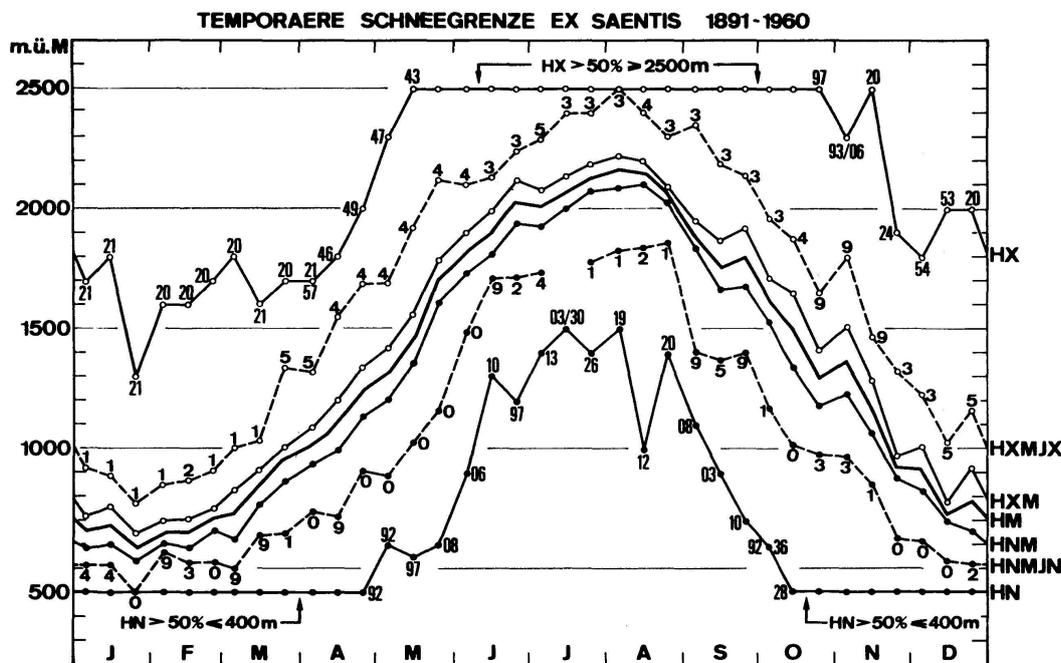


Fig. 2 Temporäre Schneegrenzen vom Säntis aus; Erläuterungen im Text.

Das Dezennium mit dem höchsten bzw. tiefsten Dekadenwert wurde mit HXMJX bzw. HNMJM markiert; die Zahl gibt das dazugehörige Jahrzehnt an. Die absoluten Extrema pro Dekade finden sich bei HX und HN. Das Gesamtmittel entspricht der HM-Linie.

In Fig. 2 sind die Jahresamplituden aus zwei Gründen gedämpft: die Minimalhöhe von 400 m ü.M. entspricht dem Bodenseeniveau, die Maximalhöhe von 2500 m dem Säntisgipfel. Sobald sich im Hochsommer die Winterschneegrenze über den Gipfel hinaus anhub, unterblieben weisungsgemäss Angaben. Sind solche, vor allem im August, dem wärmsten Monat, notiert (August 104, September 163, Juli 177 Fälle), handelt es sich um Neuschnee nach Kaltlufteinbrüchen. So weichen die HM-Höhen von Juni bis September (1900, 2160, 2120 und 1800 m) nur wenig von den mittleren monatlichen Tiefstlagen der Nullgradgrenze an der Nordalpenkette ab (1700, 2100, 2150 und 1500 m). Besonders bei den unterdurchschnittlich tiefen Schneegrenzlagen, nach Kaltlufteinbrüchen, können 2 bis 4 Tage verstreichen, bis der Säntis erstmals tagsüber nebelfrei wird. Einige Fälle mit sehr später bzw. früher Schneedecke in Zürich zeigen, dass die Säntisnotierungen als erste Meldung eine bereits um 200 bis 500 m höhere Schneegrenze angeben als während des Herunterschneiens tatsächlich entstanden ist.

Von Zürich aus wurden vor allem Nordlagen der Schwyzer und Glarner Alpen beobachtet. Zwischen 1910 und 1950 finden sich 391 Werte für die Ausaperungs- und 243 für die Einschneiphase. Für jede 100-m-Stufe wurde das mittlere Eintrittsdatum berechnet und mit beiden benachbarten Höhenstufen rechnerisch ausgeglichen, wodurch in Fig. 3 die HM-Linienzüge entstanden sind.

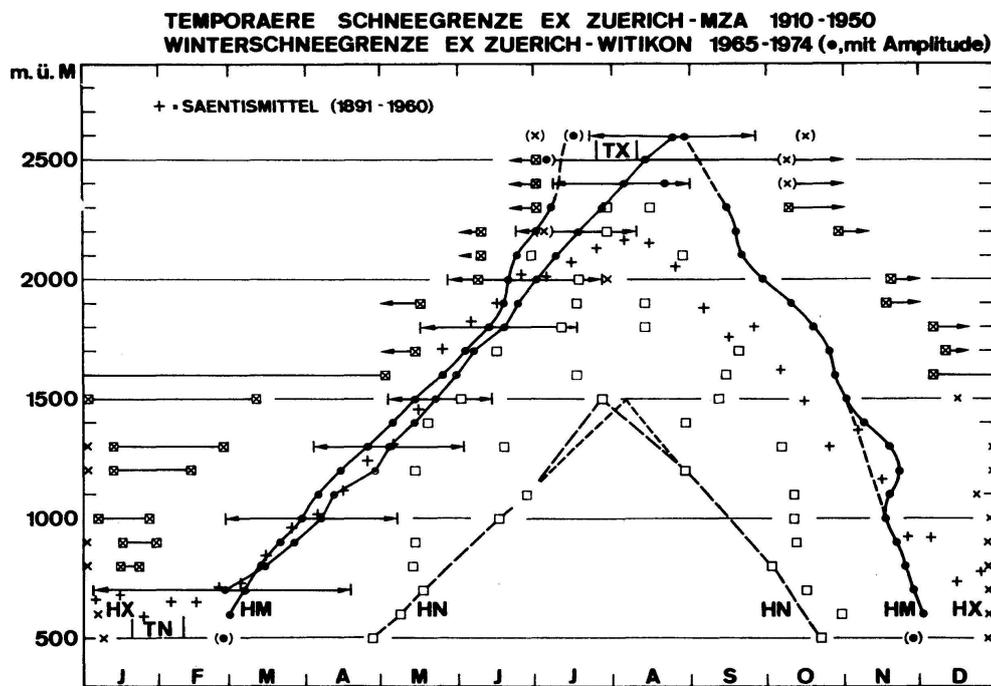


Fig. 3 Temporäre Schneegrenzen von Zürich aus; Erläuterungen im Text.

Leere Vierecke kennzeichnen die minimalen Ausaperungsstände HN. Vierecke mit einem X darin stellen die höchsten Schneegrenzlagen HX dar. Die Frühjahrs- und Herbst-HX-Termine bestimmen die beobachtete Mindestdauer der Winterschneedecke in diesen 40 Jahren (kurze Pfeile). Das Ausapern steigt im Mittel zwischen 600 und 1900 m ü. M. recht regelmässig um 8 bis 9 Tage um 100 m; das Einwintern senkt sich rascher mit 3,5 bis 4 Tagen für 100 m. Zwischen 1200 und 1000 m ü. M. erscheint eine Umkehr, die wohl mit den häufigen spätherbstlichen Temperaturinversionen mit Hochnebeln in Verbindung steht (Aufspalten der Schneegrenze). Das Auseinandergehen der Zürcher und Säntis-Werte (+ in Fig. 3) ab Juli ist durch die fehlenden Säntisangaben bedingt.

Als Ergänzung der ab 1950 fehlenden Säntisnotierungen von der MZA aus sind in Fig. 3 mit umkreisten Punkten neue Beobachtungen durch den Autor vom Vorort Witikon von 1965 bis 1974 verwertet worden. Es wurde ausschliesslich das Abschmelzen der Winterschneedecke verfolgt; vorübergehende Rückschläge durch Spätschneefälle wurden ausgeschlossen. Es lagen 160 Daten vor, deren Schwankungsbereich für einige Höhenstufen mit zweiseitigen horizontalen Pfeilen gekennzeichnet ist. Gegenüber Zürich 1910–1950 sind trotz Weglassen der Neuschneefälle Verspätungen von 5 bis 10 Tagen ersichtlich. Eine Ursache hiezu zeigt ein Vergleich der Frühlings- und Sommertemperaturen auf dem Säntis für die hier verwendeten Beobachtungsperioden: Frühling 1891–1960  $-3,9$  Grad, 1910–1950  $-3,6$  und 1965–1974 jedoch  $-4,4$  Grad; Sommer:  $+4,5$ ,  $+4,6$  und  $+4,2$  Grad. So wirkt sich die jüngste Abkühlungsphase, nebst geänderten Niederschlags- und Albedoverhältnissen, merkbar aus. Den mittleren Kulminationspunkt erreicht die Periode 1965–1974 bei 2700 m ü. M. oder rund 4 Wochen nach dem Wärmemaximum TX (1901–1960) in Fig. 3. Dieses Niveau kann als orographische Schneegrenze für Nordexpositionen über unvergletschter Unterlage angesprochen werden. Es entspricht etwa der klimatischen Schneegrenze über einer horizontalen Eisfläche und liegt gut 200 m unter derjenigen auf einer horizontalen, eisfreien Unterlage.

Schneegrenzenauswertungen zeigen Klimapendelungen (vgl. 40er Jahre in Fig. 2 und 3) rasch an. Leider fehlen aber solche Beobachtungen weitgehend. Indessen werden in naher Zukunft Satellitenbilder in grösseren Massstäben als bisher eine regelmässige und umfassende Überwachung und Auswertung der Expositions-, Höhen- und Gebietsabhängigkeit der temporären, orographischen und klimatischen Schneegrenzen erlauben.

#### Literatur

- Denzler, H.H.: Die untere Schneegrenze während des Jahres vom Bodensee bis zur Säntisspitze. Memoiren der Schweiz.Naturf.Ges. 1855, 59 S.  
Lang, H. und Gail, D.: Beitrag zum Problem der klimatischen Schneegrenze. Verh.der Schweiz.Naturf.Ges. 1973, S. 158–160.  
Lugeon, J.: Le Cycle des Précipitations Atmosphériques. Diss. 1928, 368 S.

- Maurer, J.: Temporäre Schneegrenze und mittlere Schmelzwasserhöhen im schweizerischen Alpengebiet nach neueren Erhebungen. *Met.Zeitschr.* 12/1909, S. 539–546.
- Mosimann, HP.: Die Abhängigkeit der Schneedauer von klimatischen Faktoren in den Berner und Walliser Alpen. *Geographica Helvetica* 4/1973, S. 218–224.
- Vorndran, G.: Die Höhe der Schneegrenze in der Silvretta-Gruppe. *Mitt.d.Geogr.Ges. München* 55/1970, Teil 2, S. 155–167.

### 3. Alessandro Rima, Ing. civ. ETH, Locarno-Muralto: Anemologia Mendrisiense

#### Riassunto

Vengono elaborate le osservazioni anemologiche di Genestrerio, Stabio e San Martino (periodo dal 1964 al 1967). Si mette in evidenza la persistenza del vento notturno e diurno proveniente da nord e da sud per San Martino, da sud e da sud-ovest per Stabio e Genestrerio. La velocità del vento per tutte le stazioni si manifesta in marzo più accentuata per i valori diurni. Il 0,5% dei casi supera la velocità di 30 km/ora.

La nuova legge sulla «protezione dell'ambiente» in preparazione, imporrà una maggiore indagine sugli elementi idrologici e meteorologici locali. È con le stesse finalità che sono state condotte le osservazioni anemologiche eseguite per un periodo limitato, ma comunque espressive, di tre luoghi della regione del Mendrisiotto. Le stazioni disponibili prima del 1962 attorno a Mendrisio erano Mezzana, Mendrisio e Brusata, gestite dall'Istituto Svizzero di Meteorologia, con le seguenti caratteristiche di luogo, di tempo e di misura:

Tab. I

N°	STAZIONI	INTERV. OSSERV.	MEZZO	LONG.	LAT.	H m.s.m.
1	MENDRISIO	1864 1866	VENTOLA	8°59'	45°52'	355
2	MEZZANA	1946 1955	VENTOLA	9°00'	45°51'	339
3	BRUSATA	1952 1961	ANEMOSCOPI	8°58'	45°51'	415

Mendrisio (1 termine) fornisce solo indicazioni nelle 8 direzioni principali in modo approssimativo, Mezzana indicazioni più significative (3 termini). Brusata dà dei valori attendibili (6 termini) con indicazioni della velocità del vento al suolo.

Il problema dell'insediamento di una centrale termoelettrica alla «Tana» presso Mendrisio ha imposto alla AET (Azienda Elettrica Ticinese) un'indagine sulla meteorologia locale, particolarmente del vento.

Fu indagata la regione con la posa di anemografi a 10 m dal suolo in tre località: Genestrerio, San Martino, Stabio, con le caratteristiche di luogo seguenti:

Tab. II

N°	STAZIONI	PERIODI	COORDINATE	H msm
4	GENESTRERIO	5/1964 5/1966	79°731/718'415	343
5	S.MARTINO	6/1965 5/1966	82°064/719'815	320
6	STABIO	7/1966 4/1967	77°758/716'279	351

Da queste stazioni a 12 termini (ogni 2 ore) vengono forniti i dati diurni (dalle 08.00 alle 18.00) e notturni (dalle 20.00 alle 06.00).

La zona d'interesse è attraversata dal Laveggio, che ha le sorgenti nelle regioni sopra Brusata e Stabio e che sfocia nel Lago di Lugano presso Riva S. Vitale. Sulla sua sinistra ha le stazioni di Stabio e sulla destra Brusata, Genestrerio e Mendrisio, Mezzana già verso Balerna e San Martino in prossimità del Laveggio.

Vengono quindi controllati i venti che si incanalano principalmente nella zona del pianoro della valle del Laveggio, costeggiata da tutte le alture delle quali l'unica misurazione di una certa altezza è quella di Brusata (a 100 m ca. più in alto delle altre).

Le direzioni principali del vento possono essere sommariamente definite nella linea « Nord-Sud » e viceversa del Laveggio. Si presentano per Stabio e Genestrerio, quale frequenza principale di direzione quella proveniente da sud-ovest per Brusata, per San Martino da nord e da sud e per Mezzana da nord. Occorre notare che Mezzana si trova decentrata rispetto alla valle del Laveggio, mentre che per San Martino ci sono due direzioni prettamente definite (sud o nord). A Stabio e Genestrerio, per i valori notturni e diurni, abbiamo pure delle provenienze significative di vento anche da sud.

Ne fa stato la tabella indicante le rose dei venti (tabelle III e IV):

Tab. III Frequenze di direzione in % dei totali per Mendrisio, Brusata e Mezzana secondo i periodi di osservazione sopra esposti (8 direzioni).

DIREZIONE	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
MENDRISIO%	33.71	11.19	7.33	8.10	9.00	4.76	7.72	18.14
BRUSATA %	12.51	12.56	12.40	15.98	21.25	11.73	8.55	5.01
MEZZANA%	58.58	9.93	15.36	3.17	4.40	0.26	1.36	6.93

Mezzana offre un vento preponderante da Nord, particolarmente per le osservazioni notturne (ore 21.30) con 1,84% dei casi per tutte le stagioni. Brusata con direzione preponderante da Sud, particolarmente in ottobre (28%), sensibilmente anche in dicembre (20%) da S-E e da S (25%); per le osservazioni delle 18.45 e 21.45 notiamo una frequenza superiore al 50% in settembre e ottobre per i venti da S. L'88% dei casi a Brusata non supera 6 nodi e l'8% i 14 nodi, solo 10 casi in media all'anno superano i 36 nodi (con 6 termini).

Tab. IV Frequenze in % di direzione dei venti a Genestrerio, San Martino, Stabio (con indicazioni degli intervalli di osservazione) riferiti alle 12 direzioni, in °.

DIREZIONE	30°	60°	90°	120°	150°	180°	210°	240°	270°	300°	330°	360°
GENESTRERIO 5/1964-4/1965 %	1.33	5.96	2.11	3.99	9.55	5.17	0.47	49.54	4.97	1.23	4.58	11.10
GENESTRERIO 6/1965-5/1966 %	4.16	2.50	6.50	0.57	5.10	11.76	0.76	14.10	47.05	0.02	0.05	7.44
S. MARTINO 6/1965-5/1966 %	0.08	0.02	0.28	0.05	0.69	50.80	0.71	0.20	0.18	-	0.97	46.01
STABIO 7/1966-4/1967 %	0.28	6.35	4.12	0.19	1.07	16.63	4.21	50.78	3.71	0.22	0.13	11.76

Genestrerio marca nel I° periodo (64-65) una frequenza massima del 49% da 240°, nel II° del 47% da 270°, ossia una deviazione verso sud-ovest.

I valori diurni, sempre per Genestrerio, presentano una maggiore frequenza a 180° con 21%, i notturni a 270° con 60% per il II° periodo; mentre per il I° periodo i notturni notano a 240° il 62% e i diurni il 37%.

San Martino presenta una direzione preferenziale da 180° con 51% e da 360° (Nord) con 46%, percentuali che rispecchiano anche i valori diurni e notturni per tutti i mesi.

A Stabio la direzione più frequente è da 240° con 51%, preponderante pure per i diurni e notturni, quest'ultimi fino al 67% dei casi. I valori mensili manifestano pure la stessa caratteristica:

Tab. V Densità di frequenza in % per Genestrerio, San Martino e Stabio per rapporto ad un intervallo di velocità del vento in km/ora.

Km/ora	1	2	3	4	5-6	7-8	9-10	11-14	15-20	21-30	>30
GENESTRERIO 5/1964-4/1965	0.84	24.99	14.80	11.75	18.74	9.84	6.09	6.09	4.42	2.11	0.29
GENESTRERIO 6/1965-5/1966	21.25	11.31	13.89	11.73	17.75	8.97	4.78	3.68	4.37	1.97	0.23
S. MARTINO 6/1965-5/1966	9.90	7.05	9.45	8.30	17.65	13.60	9.40	9.10	6.50	3.95	3.45
STABIO 7/1966-4/1967	20.04	9.99	11.37	10.81	14.74	12.19	5.46	5.02	3.20	2.51	1.88

È stato messo chiaramente in evidenza come le velocità più significative si presentino di giorno (fig. 2), in particolare per il mese di marzo, con delle punte anche nel mese di settembre, come fanno stato qui le curve di probabilità del 5% al 95% delle velocità del vento in km/ora. Per Genestrerio (fig. 1) il numero più frequente in cui le velocità raggiungono o superano i 30 km/ora si registra nel mese di aprile (marzo) con lo 0,1% dei casi.

A Stabio la velocità diurna che raggiunge e supera i 30 km/ora è proveniente da 360° con il 2% dei casi. Lo stesso dicasi per San Martino ove si notano 40 casi (il 2,5%) con velocità > di 30 km/ora da 360°; velocità forti da sud risultano estremamente scarse.

In generale per la zona occorre osservare che ci sono delle punte con velocità superiori ai 30 km/ora, lo 0,5% dei casi annuali per tutte le stazioni.

Dalla figura allegata di Genestrerio, del resto analoga per Stabio e San Martino, con irregolarità più marcate per quest'ultima nelle curve di probabilità inferiore al 25%. Si nota un andamento regolare per tutte le curve di probabilità fino al 25%, con un massimo nel mese di marzo.

Per valori di probabilità verso il 10% si nota pure una punta in settembre.

L'andamento medio (prossimo alla curva di probabilità del 50%) presenta il massimo di marzo con 6 km/ora, e il minimo di gennaio, dicembre con ca. 2 km/ora.

Fig. 1 Genestrerio. Curve di probabilità dal 5% al 95% della velocità del vento in km/h valori diurni (1964-1966)

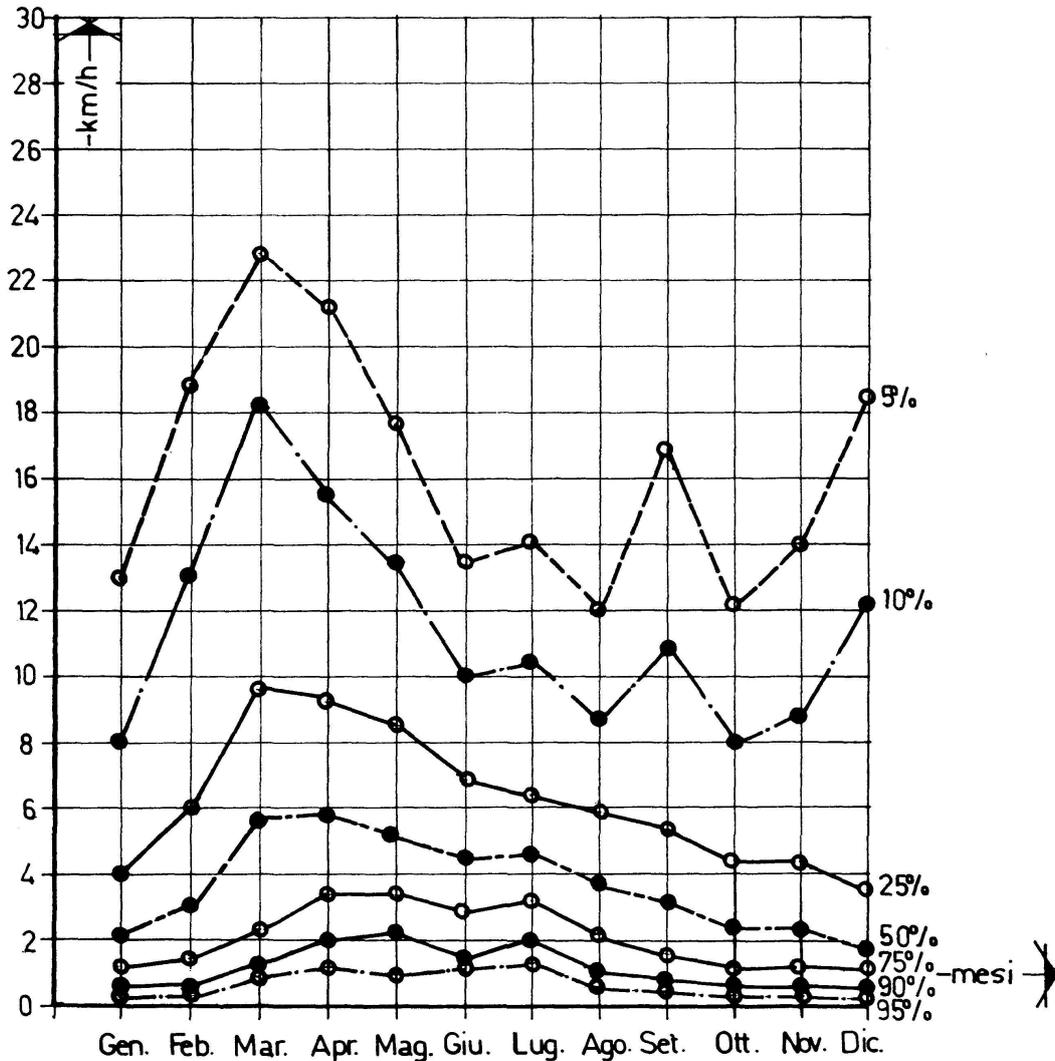
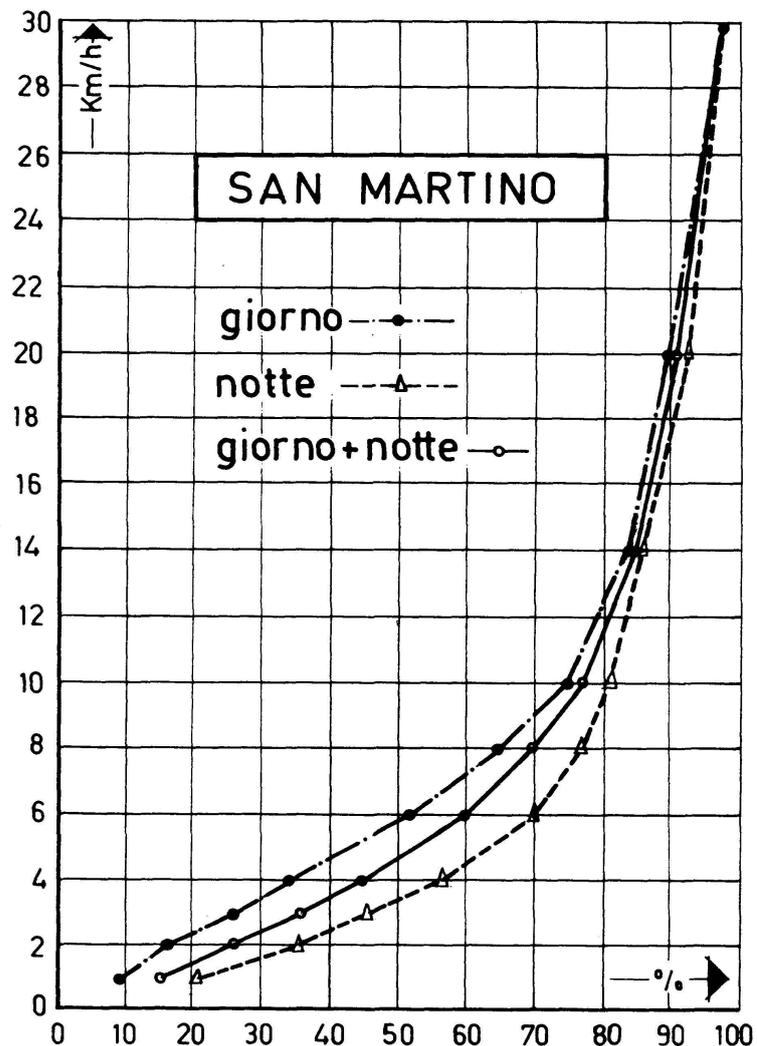


Fig. 2 Curve cumulate delle frequenze del vento orario per rapporto alla velocità in km/ora, intervallo giugno 1965 – maggio 1966



#### Bibliografia

1. Rima, Al.: «Sulle osservazioni anemologiche nel Ticino». Dipartimento delle Opere Sociali, Bellinzona. No. XXIII (febbraio 1966).
2. Rima, Al.: Stazione anemologica di Stabio, luglio 1966 – aprile 1967 (6 maggio 1974). Nota 92.
3. Rima, Al.: Stazione anemologica di San Martino, giugno 1965 – maggio 1966 (23 aprile 1974). Nota 90.  
– Giugno e luglio 1965 e 1966, II. (18 giugno 1974). Nota 95.
4. Rima, Al.: Stazione anemologica di Genestrerio, giugno 1965 – maggio 1966, II. (30 aprile 1974). Nota 91.  
– Maggio 1964 – maggio 1966, III. (15 giugno 1974). Nota 94.

N.B. Le note sono inedite e disponibili.

#### 4. H. U. Dütsch (Labor für Atmosphärenphysik ETH Zürich): Berechnung der Divergenz des Ozonflusses über mittleren Breiten aus Beobachtung und photochemischer Theorie

Es ist seit langem bekannt, dass der Jahresgang und die Breitenabhängigkeit des atmosphärischen Ozons mit der photochemischen Theorie allein nicht erklärt werden können, sondern dass Transportvorgänge wesentlich zu der beobachteten Verteilung beitragen. Auch die rasche Entwicklung, welche die Theorie im vergangenen Jahrzehnt durchgemacht hat, mit der nun das Ozon als zentrale Substanz eines komplexen Systems erscheint, das fast die Gesamtheit der heute bekannten Spurenstoffe in der Stratosphäre umfasst, hat an dieser Aussage nichts Wesentliches geändert.

Durch Kombination des beobachteten Jahresganges der vertikalen Ozonverteilung mit den Ansätzen der photochemischen Nichtgleichgewichtstheorie soll nun versucht werden, quantitative Aussagen über den durch die allgemeine Zirkulation bewirkten Ozonfluss zu erhalten, über den bisher nur qualitative Vorstellungen (oder Ergebnisse von Modellrechnungen) vorhanden sind. Für jeden Monat muss in jedem Niveau die Beziehung

$$n_3(t_1) + \int_{t_1}^{t_2} (P(t) - D(t) - \text{div } \vec{F}_{\text{Oz}}) dt = n_3(t_2)$$

erfüllt sein, wobei  $n_3(t_1)$  der beobachtete Wert zu Beginn,  $n_3(t_2)$  zu Ende des Zeitabschnittes ist,  $P$  die photochemische Produktion,  $D$  die entsprechende Zerstörung von ungeraden Sauerstoffteilchen und  $\text{div } \vec{F}_{\text{Oz}}$  die Divergenz des Ozonflusses. Letztere kann durch einen iterativen Prozess aus dieser Gleichung gewonnen werden.

Dieses Verfahren wurde auf die Ozonverteilung über der Schweiz angewendet, die durch eine sechsjährige Messreihe festgelegt [1] ist, wobei in den photochemischen Ansätzen [2] vereinfachend angenommen wurde, dass die Spurenstoffe mit sehr grosser photochemischer Halbwertszeit (wie Wasserdampf, gesamtes  $\text{NO}_x$  usw.) keinen Jahresgang aufweisen, sondern nur eine Funktion der Höhe sind, während für diejenigen mit kleiner photochemischer Relaxationszeit die Einstellung eines momentanen Gleichgewichts mit  $\text{O}_3$  und den langsam veränderlichen angenommen wurde. Ein direkter Transporteinfluss innerhalb der untersuchten Zeitabschnitte wurde damit nur für das Ozon angenommen. Die Berechnungen der Divergenz des Ozonflusses können nach oben nur bis zum 10 mb-Niveau ausgedehnt werden, da bei den hohen Geschwindigkeiten der photochemischen Vorgänge in noch grösseren Höhen kleine Fehler in der Beobachtung (die hier die geringste Genauigkeit besitzt) oder in der Theorie zu unvernünftigen Werten für die Divergenz führen.

Die Ergebnisse können kurz folgendermassen zusammengefasst werden: Die stärkste Konvergenz des Ozonflusses ergibt sich im Winter in der mittleren Stratosphäre, wo dank des Transports das rein photochemisch zu erwartende «Ozonloch» verhindert wird. Die Transportge-

winne sind hier wesentlich grösser als in den darunter liegenden Schichten, wo der stärkste winterliche Anstieg beobachtet wird; das hier deponierte Ozon wird aber grösstenteils durch die photochemischen Prozesse laufend zerstört. In der untersten Stratosphäre ist andererseits der photochemische Beitrag (der im wesentlichen in einer ganzjährigen Zerstörung des Überschussozons besteht) gering; die Jahresschwankung ist hier im wesentlichen durch den Wechsel zwischen Konvergenz des Flusses im Winter und Divergenz im Sommer bestimmt. Es zeigt sich aber, dass noch im Bereich des Ozonmaximums bis zu 20 km herunter die photochemische Zerstörung einen wesentlichen Beitrag zum Abbau des während der Wintermonate durch die allgemeine Zirkulation angehäuften Überschussozons leistet (diese Ozonzerstörung findet schon während des Winters selbst statt und erreicht im Frühjahr ihre stärkste Ausprägung).

Der gesamte Transportgewinn zwischen Tropopause und gut 30 km Höhe macht von September bis März 300 D ( $1 \text{ D} = 10^{-3} \text{ cm}$  reines Ozon NTP) aus, d.h. 90% des Gesamtozonwertes, während dieser gleichzeitig nur um 82 D ansteigt; der Transportgewinn ist also in mittleren Breiten (genauer über der Schweiz) mehr als 3mal so gross wie der beobachtete Anstieg; mehr als  $\frac{2}{3}$  des angehäuften Ozons werden schon während des Winters photochemisch zerstört. Die sommerliche Abbauphase lässt sich weniger einheitlich darstellen; der Transportverlust von 100 D übertrifft den beobachteten Rückgang des Gesamtozons nur wenig; einer photochemischen Nettoproduktion in der mittleren Stratosphäre steht eine weiterlaufende Zerstörung in tieferen Schichten gegenüber.

In dieser Untersuchung musste ein Ansatz für die aus Messungen noch zu wenig genau bekannte  $\text{NO}_x$ -Konzentration (als Funktion der Höhe) gemacht werden. Es zeigte sich dabei, dass zwischen 20 und 30 km, im Bereich der am meisten zur photochemischen Bilanz beiträgt, diesem angenommenen Wert relativ enge Grenzen gesetzt sind (etwa  $\pm 15\%$  gegenüber dem hier verwendeten Ansatz), wenn die berechnete Konvergenz resp. Divergenz sich in einem mit unserem Verständnis der stratosphärischen Vorgänge verträglichen Rahmen halten soll. Dem gesamthaft berechneten Transportgewinn von 300 D kommt damit auch ungefähr diese Genauigkeit zu.

Durch Ausdehnung solcher Rechnungen auf andere Breiten (wobei allerdings z.T. die Beobachtungsgenauigkeit noch zu wünschen übrig lässt), wird es möglich sein, aus dem so erhaltenen Divergenzfeld den eigentlichen Ozonfluss zu berechnen und damit die globale Bilanz des atmosphärischen Ozons besser in den Griff zu bekommen.

#### Literatur

1. H.U.Dütsch and Ch.Ch.Ling: Six years of regular ozone soundings over Switzerland. Pure Appl.Geophys., 107, 1151–1168, 1973.
2. H.U.Dütsch: Ozone Research, Present and Future. Int.conference on structure, composition and general circulation of the upper and lower atmospheres and possible anthropogenic perturbations, Vol. 1, 321–339, 1974.

## 5. W.Nater (Labor für Atmosphärenphysik der ETH Zürich): Möglichkeiten und Grenzen bei Sondierungen der Atmosphäre mittels akustischer Methoden

Von den drei bekannten akustischen Methoden zur Sondierung der Atmosphäre (anomale Schallausbreitung, Raketen-Granaten-Methode und Akustisches Echo-Sounder [AES]) soll hier die letztgenannte besprochen werden.

Beim AES – oft auch Sodar, Sonar oder Acdar genannt – handelt es sich um ein Gerät mit folgendem Funktionsprinzip: Ein sehr kurzer (= 100 ms) akustischer Impuls (Frequenz 1 ÷ 4 kHz) wird über einen Verstärker und Lautsprecher in die Atmosphäre abgestrahlt. Mittels eines empfindlichen Empfängers wird die Intensität des von der Atmosphäre zurückgestreuten Echos empfangen und als Funktion der Zeit – und somit der Höhe – aufgezeichnet. Durch Wiederholen der Pulse erhält man ein Zeit-Höhen-Diagramm. Dieses Instrument ist somit das akustische Analogon zum Radar.

Entweder wird das AES monostatisch (d.h. Sender und Empfänger sind in der gleichen Antenne untergebracht) oder bistatisch (Sender und Empfänger in örtlich getrennten Antennen) betrieben. Die theoretische Voraussetzung zum AES bildet die Streugleichung für Schallwellen in turbulenter Luft, hergeleitet von Kallistatova und Monin.

Wind- und Temperaturfluktuationen führen zu zwei Effekten:

1. Streuung der Schallwellen durch Turbulenzen
2. Fluktuationen der Schallwellenparameter (Amplitude und Phase)

Für die Herleitung der Streufunktion wird die Bewegungsgleichung in Eulerscher Form und die Adiabatengleichung angesetzt. Die Lösung des Differentialgleichungssystems wird als Störungsrechnung mit Bornscher Näherung unter verschiedenen Annahmen durchgeführt. Die allgemeine Streufunktion lautet dann:

$$d\sigma(\theta) = \frac{32\pi^5 \cos^2 \theta}{\lambda^4} \left[ \frac{\Phi(\vec{u}) \left\{ \frac{4\pi}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \right\} \cos^2 \frac{\theta}{2}}{c_0^2} + \frac{\Phi(T) \left\{ \frac{4\pi}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \right\}}{4T^2} \right] d\Omega$$

- wobei:  $\lambda$  Wellenlänge der Schallwellen  
 $\theta$  Streuwinkel (Rückstreuung:  $\theta = 180^\circ$ )  
 $T$  absolute Temperatur  
 $c_0$  Schallgeschwindigkeit unter Normalbedingungen  
 $\Phi(\vec{u})$  Spektraldichte der Windfluktuation  
 $\Phi(T)$  Spektraldichte der Temperaturfluktuation  
 $\Omega$  Raumwinkel

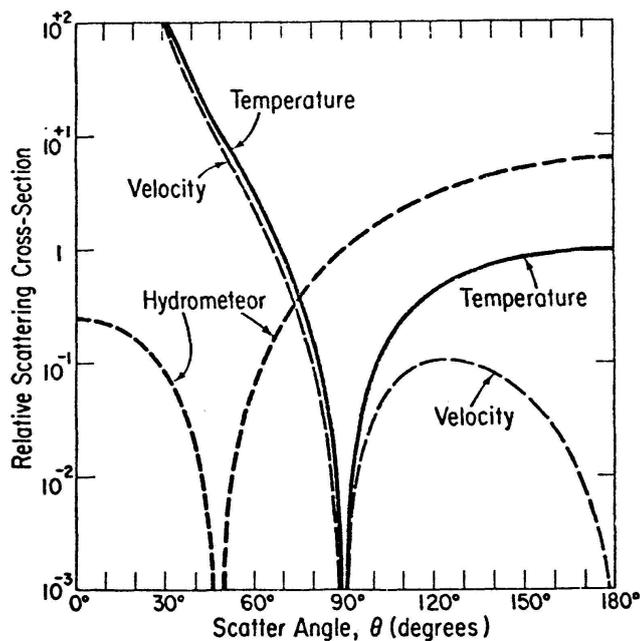
Unter Annahme eines Kolmogorov-Spektrums für die Turbulenz hat die Streugleichung folgende Eigenschaften:

1.  $\sigma$  hängt schwach von  $\lambda$  ab:  $\sigma \sim \lambda^{-1/3}$
2. für  $\theta = 90^\circ$  ist  $\sigma = 0$
3. für  $\theta = 180^\circ$  gibt es keinen Streuungsanteil von der Windfluktuation:  $\sigma = 0,00715 c_T^2 / \lambda^{1/3} T^2$
4. Der grösste Anteil der Streuung ist Vorwärtsstreuung als Folge des Faktors  $(\sin \theta/2)^{-11/3}$ .

Mit dem AES lässt sich die Intensität der zurückgestreuten Schallwellen bei gegebenem Streuwinkel (abhängig von der Empfangskonfiguration) als Funktion der Höhe des Streuvolumens bestimmen. Somit können mit dem AES nur die Zonen grosser Temperatur- und Windfluktuationen ausgemacht werden. Folgende Parameter sind messbar:

1. Vertikalprofil der Windgeschwindigkeit und -richtung unter Verwendung der tristatischen Dopplermethode. Genauigkeit:  $< 5\%$  für Geschwindigkeiten  $< 15$  m/s
2. Vertikalprofil der Feuchtigkeit bei abwechselnder Verwendung von zwei Frequenzen und Vergleich der verschiedenen Absorptionen
3. Dreidimensionales Spektrum der Temperaturfluktuation mittels dreier monostatischer Systeme (Ungenauigkeit bis Faktor 2). Bei einer Änderung des Gradienten von  $1^\circ/100$  m auf  $2^\circ/100$  m infolge Turbulenzen wird das empfangene AES-Signal viermal intensiver. Mit  $c_T = 0,018$  grad  $m^{-1/3}$  wird  $\sigma(180^\circ) = 6,14 \cdot 10^{-9} m^{-1}$
4. dreidimensionales Spektrum der Windfluktuation (tristatische Konfiguration)

Fig. 1 Streuquerschnitt als Funktion des Streuwinkels



Die Anwendung des AES ist noch nicht problemlos. Vor allem fehlen eingehende Parallelmessungen mit Fesselballonen, die eine eindeutige Interpretation der AES-Aufzeichnungen ermöglichen würden. Oft treten nämlich Turbulenzen unabhängig von Inversionen auf, so dass es nicht möglich ist, die beiden Phänomene zu identifizieren. Ebenso lässt sich die Temperatur als Funktion der Höhe aus AES-Aufzeichnungen noch nicht bestimmen, da die theoretischen Grundlagen fehlen. Hingegen hat sich das AES zur Bestimmung des Windprofils bewährt und wird bereits operationell von verschiedenen Flugsicherungsdiensten eingesetzt.

#### Literatur

- Little, C. G.: Prospects for Acoustic Echo Sounding (Chapter 19 in Remote Sensing of the Troposphere by Derr V.E. [NOAA]) 1972.
- Monin, A.S.: Characteristics of the scattering of sound in a turbulent atmosphere. Soviet Phys.Ac. 7, 1962.
- Nater, W.: Voruntersuchungen zum Bau eines akustischen Echo-Sounders. LAPETH-9, Zürich, 1974.

### **6. M. Krammer (Abteilung für Meteorologie, Gesundheitsamt Basel): Vorläufige Ergebnisse der Sodar-Registrierungen in Basel**

In Basel wurden in der Zeit vom 20. Januar bis 25. Februar 1974 an insgesamt 34 Tagen Sondierungen der unteren Luftschicht – meist bis 530 m Höhe über dem Standort des Gerätes – mit einem Acoustic Sounder der Forschungsanstalt der Schwedischen Armee durchgeführt. Die Funktionsweise des Apparates ist in zahlreichen Veröffentlichungen erörtert, wir verweisen auf die Arbeit von W. Nater in diesem Heft [1] sowie auf Nater [2], Ottersten et al. [3], die beiden Letztgenannten mit reicher Bibliographie.

Das Gerät war auf dem Areal des Gutes Brüglingen, im Osten Basels aufgestellt (265 m ü. M.). Zu einer ersten Voruntersuchung wurde aus den Registrierungen die mixing height (als MH bezeichnet), die obere Grenze der bodennächsten, stabilen Sicht, bestimmt und diese mit den Windregistrierungen sowie mit den Messungen des SO<sub>2</sub>-Gehaltes in Muttenz, 2,5 km östlich und 25 bzw. 15 m höher als Brüglingen gelegen, verglichen. Die MH sind zwischen 22 und 6 Uhr nachts in 80–90% aller Stunden definiert, zwischen 14–16 Uhr mittags nur etwa in 20% aller Fälle. Wenn wir das Material nach östlichen (08–12) und südwestlichen (22–28) Windrichtungen unterteilen (zusammen mehr als 75% aller Stunden), lässt sich für die erstgenannte Gruppe die MH maximal in 100% (23–24 und 4–5 Uhr), minimal in 25% aller Fälle definieren, für die zweite Gruppe höchstens in 75% aller Fälle, während tagsüber – zwischen 13–16 Uhr – die MH nur in 0–10% aller Fälle bestimmbar ist.

Die Zeit der Messungen zeichnete sich durch weit unterdurchschnittliche Luftverunreinigung aus. So konnte für die 34 Tage ein mittlerer SO<sub>2</sub>-

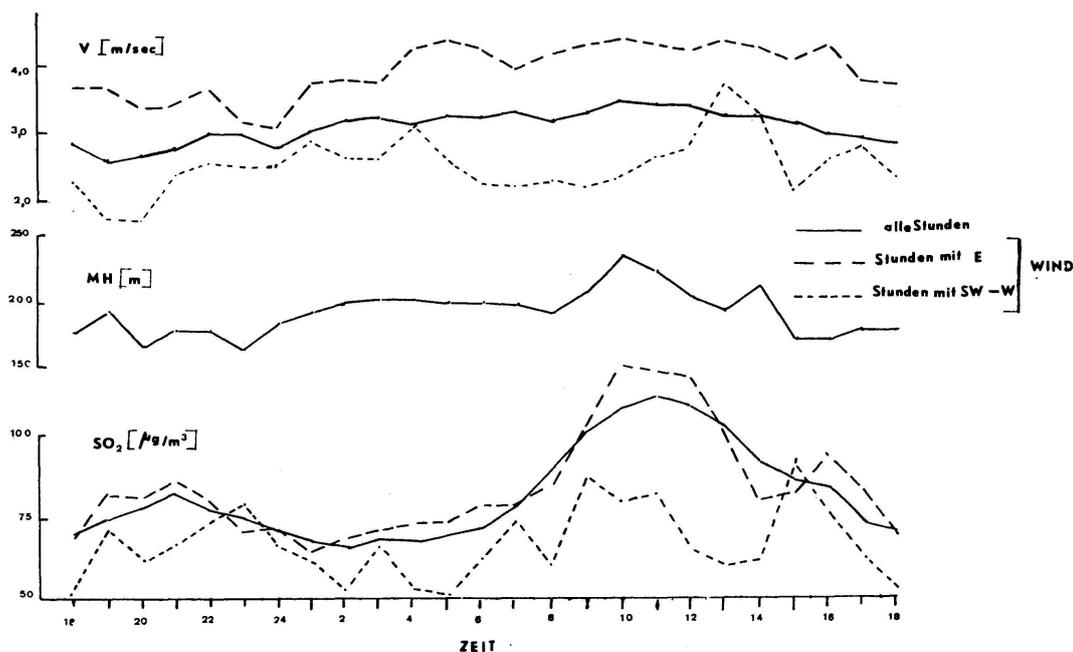
Gehalt von  $81 \mu\text{g}/\text{m}^3$  berechnet werden. (Arithmetisches Mittel mit 30 min «sampling time».) Zum Vergleich die Monatsmittelwerte der letzten Januar- und Februarmonate daselbst: 1971: 240 und 110, 1972: 175 und 215, 1973: 175 und  $100 \mu\text{g}/\text{m}^3$ , im Mittel also etwas mehr als das Zweifache des für unsere 34 Tage berechneten Mittelwertes. (Die Zahlen sind den Jahresberichten des Amtes für Lufthygiene Baselland, Liestal, entnommen.)

In der folgenden Tabelle sind einige Zahlen zur Darstellung der Verhältnisse zusammengestellt.

		Arithm. Mittel	Streuung	Log.Norm. Vert. Mittel	Median	Dichtemittel
MH	(m)	190	73	191	177	152
MH 08-12		195	67	195	184	163
MH 22-28		189	86	194	171	133
SO <sub>2</sub>	(mg/m <sup>3</sup> )	81	49	82	66	42
SO <sub>2</sub> 08-12		84	32	85	75	57
SO <sub>2</sub> 22-28		67	47	70	50	27
v	(dm/sec)	30	20			
v 08-12		39	20			
v 22-28		24	16			

Die östlichen Winde waren in dieser Zeit stärker, bei ihrer Vorherrschaft war die MH besser definiert und lag allgemein etwas höher als bei südwest-westlichen Winden.

Fig. 1 Tagesgang der Windgeschwindigkeit, der mixing height und des SO<sub>2</sub>-Gehaltes in der Zeit vom 20.1.-25.2.1974 in Muttenz für alle Beobachtungsstunden sowie für Stunden mit östlichen (08-12) bzw. südwest-westlichen (22-28) Winden.



Den Tagesgang der MH, der Windgeschwindigkeit und des SO<sub>2</sub>-Gehaltes veranschaulicht die Abbildung. Sie zeigt die wohlvertraute Doppelwelle für das SO<sub>2</sub>, einfache Tageswellen der Windgeschwindigkeit und der MH, beide mit Maximum um 10 Uhr vormittags. Nach 10 Uhr nimmt die Häufigkeit der östlichen Winde merklich ab, dies zeigt, wie stark die Windverhältnisse in Muttenz vom katabatischen Wind beeinflusst sind.

Literatur

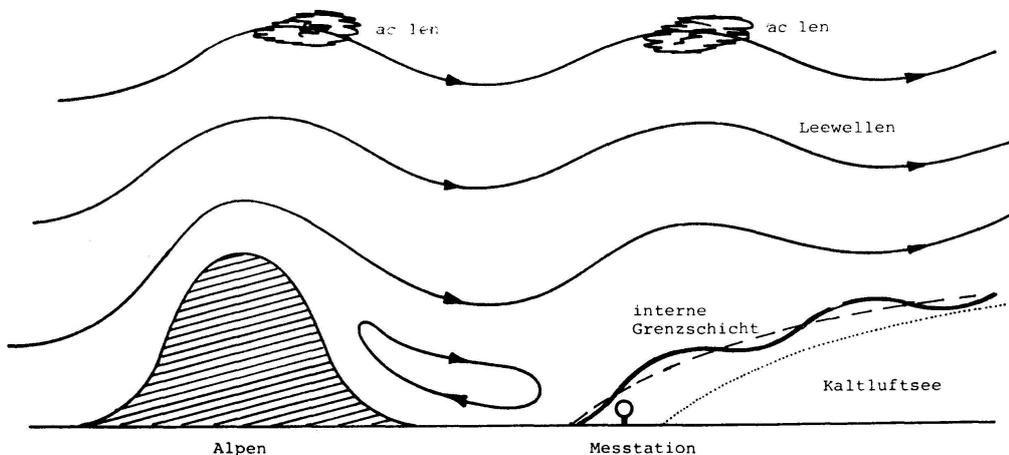
1. Nater, W.: Möglichkeiten und Grenzen bei Sondierungen der Atmosphäre mittels akustischer Methoden. Verh. SNG 1974 (S. 143, gleicher Band).
2. Nater, W.: Voruntersuchungen zum Bau eines akustischen Echo-Sounders. LAPETH-9, Zürich, 1974.
3. Ottersten, H. et al.: Radar and Sodar probing of waves and turbulence in statically stable clear-air layers. Bound.-Lay. Met. 4, 47-89 (1973).

**7. H. Richner (Labor für Atmosphärenphysik der ETH Zürich): Interne Grenzschichten als Quelle von raschen Druckschwankungen**

Statistische Untersuchungen haben gezeigt, dass zwischen raschen Druckschwankungen am Boden und der Wetterlage eine eindeutige Beziehung besteht: Die Amplitude der Druckschwankungen mit Periodendauern von 4 bis 10 Minuten erhöht sich signifikant beim Herannahen von Fronten und bei Föhnlagen; also immer dann, wenn interne Grenzschichten vorhanden sind.

Es scheint naheliegend, dass die quasi-periodischen Druckschwankungen durch ebenfalls periodische Phänomene in der freien Atmosphäre erzeugt werden. Bei Föhn könnten somit Leewellen oder die in der internen Grenzschicht zwischen Kaltluftsee und Föhnströmung vorhandenen Kelvin-Helmholtz-Wellen Ursache von Druckschwankungen sein (Fig. 1).

Fig. 1 Leewellen und Grenzschichtwellen bei Föhn. Die Periodendauer der an der Messstation registrierten Druckschwankungen hängt von der Höhe des Kaltluftkeils über der Station ab



Von beiden potentiellen Quellen sollen einige Parameter diskutiert und anschliessend mit Messungen verglichen werden. Dabei besteht nicht die Absicht, einen Wirkungsmechanismus nachzuweisen; vielmehr soll geprüft werden, ob und wie ein solcher aufgrund der heute bekannten Theorien über Wellen allenfalls postuliert werden darf.

Bei einer Windgeschwindigkeit von 20 m/s erhält man für die natürliche Wellenlänge von Leewellen rund 13,4 km. Die zur Diskussion stehenden Druckschwankungen haben Periodendauern von 4 bis 10 Minuten. Dies bedeutet, dass die Phasengeschwindigkeit der Leewellen um 25 m/s betragen müsste! Theorie und Beobachtungen zeigen aber, dass es sich bei Leewellen um stationäre Erscheinungen handelt, womit diese als Quelle für die Druckschwankungen ausscheiden müssen.

Registrierungen der Druckschwankungen sprechen ebenfalls dagegen, dass Leewellen die Quelle dieser Schwankungen sind: Die fraglichen Druckschwankungen verschwinden, sobald sich die Registrierstation nicht mehr im überströmten, stagnierenden Kaltluftsee, sondern in der Föhnströmung selbst befindet. Könnten aber von Leewellen erzeugte Druckschwankungen im Kaltluftsee registriert werden, so sollten diese in der Strömung selbst noch leichter nachgewiesen werden können. Die erwähnte Beobachtung deutet darauf hin, dass Druckschwankungen mit der internen Grenzschicht zwischen Kaltluftsee und Föhnströmung im Zusammenhang stehen dürften.

Wellen an einer Diskontinuität haben eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit von:

$$c = \underbrace{\frac{\rho u + \rho' u'}{\rho + \rho'}}_A \pm \sqrt{\underbrace{\frac{gL}{2\pi}}_B \underbrace{\frac{\rho - \rho'}{\rho + \rho'}}_C - \underbrace{\rho \rho' \left(\frac{u - u'}{\rho + \rho'}\right)^2}_C} \quad (1)$$

$\rho$ : Dichte

$u$ : Strömungsgeschwindigkeit

$L$ : Wellenlänge

(indizierte Variablen beziehen sich auf die obere, weniger dichte Masse)

$A$  ist ein konvektiver Term, der die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit der ungestörten Strömung darstellt. Der Wurzelausdruck stellt den dynamischen Term dar, der in einen Schwereterm ( $B$ ) und in einen Scherungsterm ( $C$ ) zerfällt. Für stabile Wellen muss  $B$  grösser als  $C$  sein, d. h. es gibt eine minimale kritische Wellenlänge  $L_{\text{krit}}$  für stabile Wellen:

$$L_{\text{krit}} = \frac{2\pi}{g} \rho \rho' \frac{(u - u')^2}{\rho^2 - \rho'^2} = \frac{2\pi}{g} \frac{TT' (u - u')^2}{T'^2 - T^2} \quad (2)$$

$$\text{da } \rho \propto \frac{1}{T}$$

Für  $\Delta T = 12^\circ$  und  $\Delta u = 12$  m/s ergibt sich eine kritische Wellenlänge von 1087 m. Mit  $T = 290$  °K und  $u = 0$  berechnet sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit  $c$  für eine Welle mit kritischer Wellenlänge zu 6,2 m/s. Für einen feststehenden Beobachter ergibt das eine Periodendauer von 175 s, was in befriedigender Übereinstimmung mit den Periodendauern der Druckschwankungen steht.

Formel (1) gilt aber strenggenommen nur, wenn beide Luftmassen unendlich tief sind. Bei endlicher Dicke des Kaltluftsees ist der Schwereterm unter der Wurzel mit  $\tanh(2\pi d/L)$  zu multiplizieren, wobei  $d$  die Dicke oder Tiefe des Kaltluftsees darstellt. Ist die Wellenlänge  $L$  gross gegenüber der Dicke  $d$ , so wird:

$$\begin{aligned} \tanh(2\pi d/L) &= 2\pi d/L \\ L &\gg d \end{aligned}$$

$$c = A \pm \sqrt{gd \cdot \frac{\rho - \rho'}{\rho + \rho'}} - C \quad (3)$$

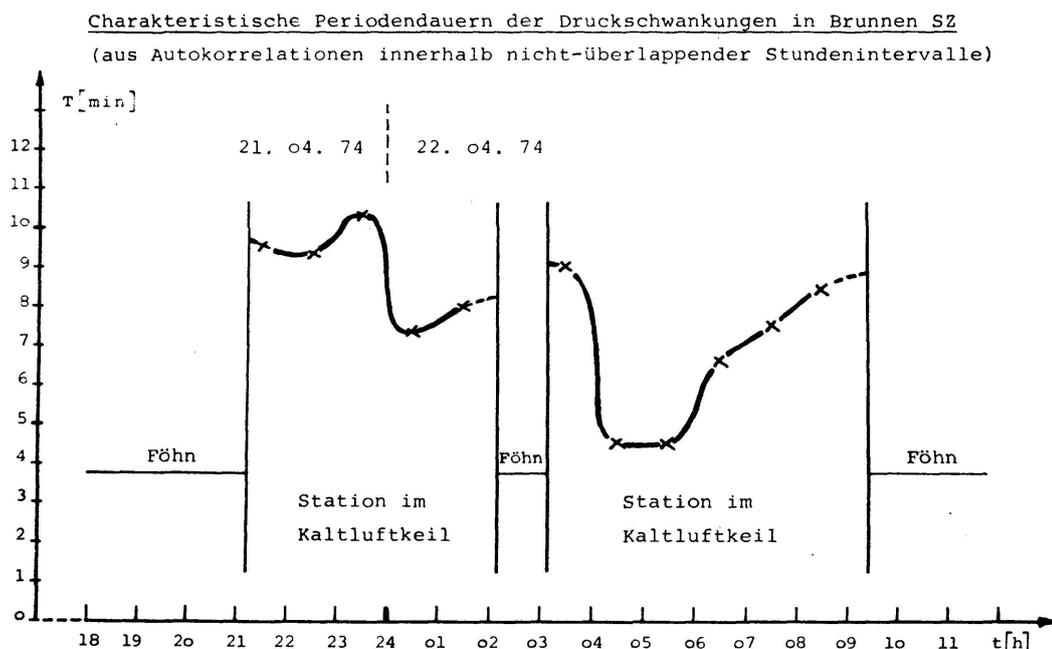
Die Ausbreitungsgeschwindigkeit wird somit um so geringer, je seichter der Kaltluftsee ist.

Dieses Phänomen wurde experimentell bei praktisch jedem Föhnereinbruch beobachtet und schliesslich auch quantitativ ausgewertet. Für die in Brunnen vom Januar 1974 bis Mai 1974 digital erfassten Druckschwankungen wurde das Powerspektrum für jedes Stundenintervall berechnet, und die charakteristischen Periodendauern wurden bestimmt. Figur 2 zeigt die Periodendauer als Funktion der Zeit während eines Föhnfalles, bei dem sich die interne Grenzschicht für kurze Zeit nach Süden zurückzog und die Station für einige Stunden im Kaltluftsee stand. Die grösseren Periodendauern unmittelbar nach dem Aufhören bzw. unmittelbar vor dem Einsetzen des Föhns lassen sich mit der geringeren Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen auf dem seichten Kaltluftsee plausibel erklären.

Der Mechanismus der Druckerzeugung durch eine Welle ist weitgehend unbekannt. In der Literatur wurden bisher nur zwei recht grobe Ansätze benutzt, die hier durch einen dritten, ebenfalls sehr einfachen Ansatz ergänzt werden sollen: Eine Druckänderung kommt lediglich dadurch zustande, dass bei einem Wellenberg ein Teil der warmen, weniger dichten Luft durch kalte und dichtere Luft ersetzt wird. Die daraus resultierende hydrostatische Kraftänderung wird am Boden als Druckerhöhung registriert. Für einen Temperaturunterschied der beiden Luftmassen von  $\Delta T = 12^\circ$  wären so Amplituden von rund 70 m notwendig, um am Boden Druckamplituden von 0,25 mb zu erzeugen. Messungen deuten darauf hin, dass die tatsächlichen Wellenamplituden geringer sind. Wahrscheinlich verstärken hydrodynamische Effekte (Bernoulli) in der Grenzschicht die hydrostatisch hervorgerufenen Druckänderungen.

Nach diesen Überlegungen scheint es durchaus statthaft, die Hypothese aufzustellen, dass rasche atmosphärische Druckschwankungen durch Kelvin-Helmholtz-Wellen in internen Grenzschichten erzeugt werden.

Fig. 2 Charakteristische Periodendauern der Druckschwankungen während einer Föhnphase, bei der die Messstation zeitweise wieder im Kaltluftsee lag. Bei Föhn an der Station lagen die Periodendauern unter 2 Minuten



#### Literatur

- Alaka, M. A. (ed.): The Airflow over Mountains. WMO-No. 98. TP. 43, Technical Note No. 34, Geneva 1960.
- Lamb, H.: Hydrodynamics. Sixth edition, Cambridge University Press 1932.
- Nicholls, J. M.: The Airflow over Mountains. WMO-No. 355, Technical Note No. 127, Geneva 1973.
- Richner, H.: Rasche Luftdruckschwankungen und Wetterlage. Verh. Schweiz. Naturforsch. Ges. 1972.

#### 8. B. Federer und A. Waldvogel (Labor für Atmosphärenphysik ETH Zürich): Hagelkornstrukturen in einem schweren Gewitter

Im Napf-Gewitter vom 6. Juli 1973 wurden während der intensivsten Phase mit einem instrumentierten Messwagen Tropfen- und Hagelkornspektren gemessen (Anzahl als Funktion des Durchmessers). Der starke Hagelschlag bei Entlebuch bestand aus verschiedenen Hagel-Zellen mit sehr hohen Konzentrationen von Hagelkörnern (Federer und Waldvogel, 1974). In Abständen von etwa 5 Minuten wurden auf dem Boden drei

Proben von Hagelkörnern gesammelt, die mehr oder weniger den verschiedenen Zellen zugeordnet werden können. Aufgrund der hergestellten Korn-Dünnschnitte und der Interpretation von Form und Struktur versuchen wir die folgenden Fragen abzuklären:

1. Ist der Wachstumsprozess der Hagelkörner in den verschiedenen Zellen der gleiche gewesen?
2. Gibt es Hagelkörner mit gefrorenen Tropfen als Embryos, was auf die Existenz einer Akkumulationszone nach dem russischen Hagelgewittermodell hindeuten würde?

#### Hagelkornstrukturen

In allen drei Proben lassen sich 3 verschiedene Typen unterscheiden, welche auf eine unterschiedliche Wachstumsgeschichte hinweisen.

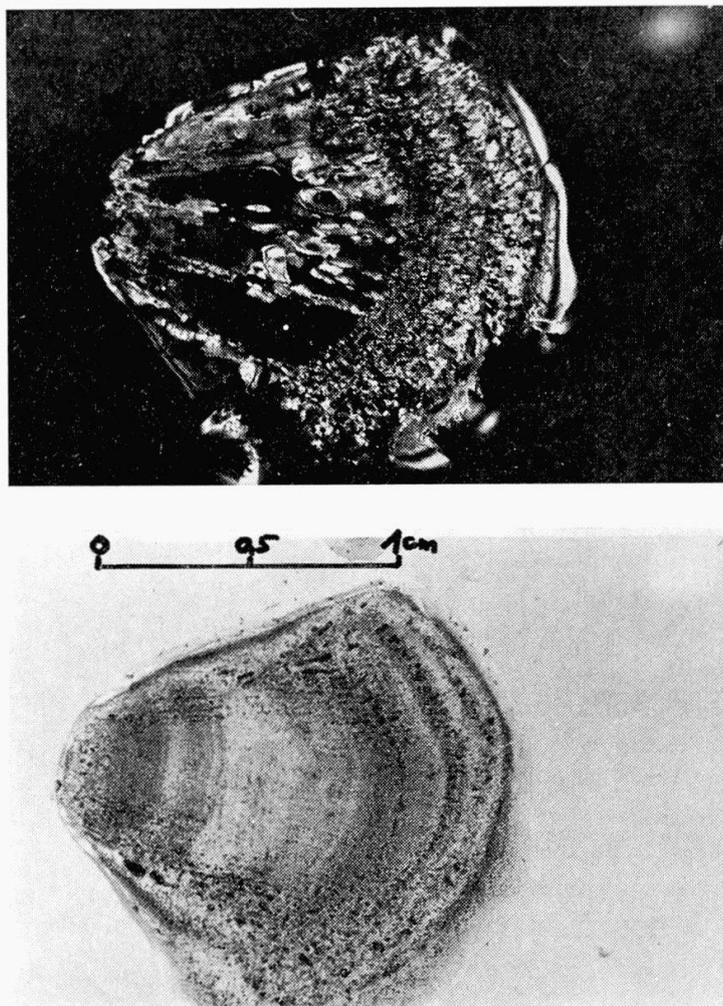


Fig. 1 Konisches Hagelkorn mit grosskristallinem Embryo, im Durchlicht und in polarisiertem Licht photographiert

- a) Embryo<sup>1</sup> konisch, grosskristallin mit verschiedenen Schichten von feinen Blasen (Fig. 1 und 2).  
Hagelkorn konisch, in Stufen gewachsen, begrenzt durch Klareis und Ringe von kleinblasigem, kleinkristallinem Eis.
- b) Embryo kugelig, grosskristallin, blasenfrei.  
Hagelkorn kugelig oder konisch mit abrupter Änderung zwischen Embryo und Korn zu kleinkristallin. Viele längliche, grosse Blasen (Fig. 3).
- c) Hagelkorn rund oder himbeerförmig ohne eigentlichen Embryo, von uniformer Textur und Blasenordnung (Fig. 4).

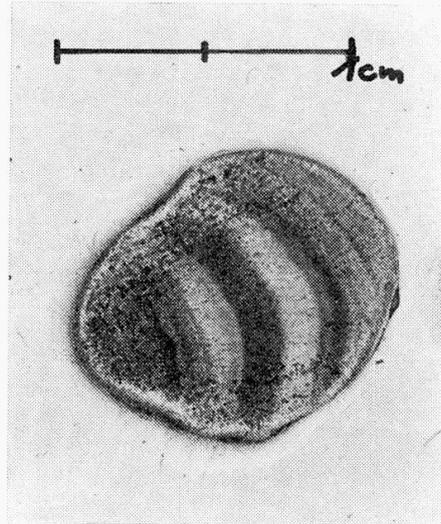


Fig. 2 Konisches Hagelkorn im Durchlicht. Man beachte die ausgeprägte Schichtstruktur. Hyperfeine Blasen wechseln mehrmals mit Klareisschichten ab.

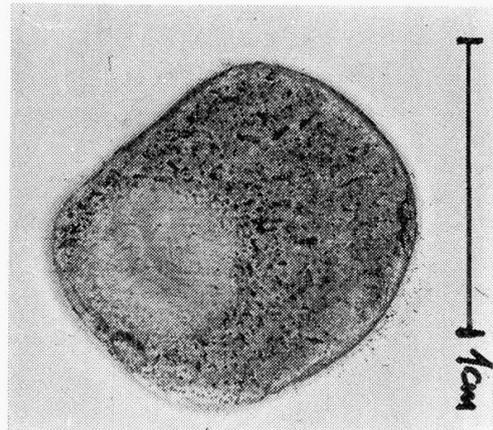
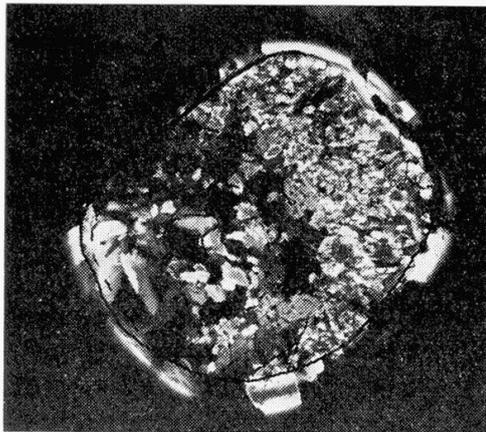


Fig. 3 Hagelkorn mit kugeligem Klareisembryo im Durchlicht und in polarisiertem Licht. Auffallend sind die beiden grossen Einkristalle im Zentrum des Embryos, welche auf ein gefrorenes Tröpfchen hindeuten (Durchmesser etwa 1,5 mm)

<sup>1</sup> Als Embryo wird hier ein eindeutig erkennbares Wachstumszentrum verstanden. Die Definition des Embryos wird aber in der Literatur nicht einheitlich gehandhabt (s. Knight und Knight, 1970).

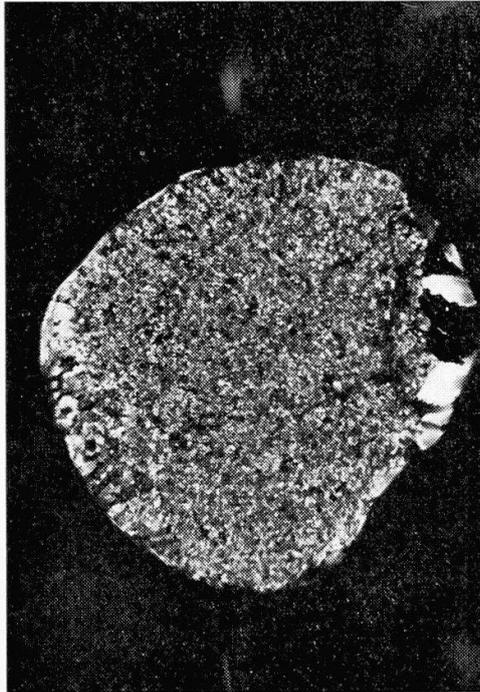


Fig. 4 Rundes Hagelkorn mit uniformer Textur und Blasenordnung. Weder im Durchlicht noch im polarisierten Licht ist ein Embryo zu erkennen

Daneben gibt es noch eine kleinere Zahl von Körnern, welche einen aus den 3 angegebenen Grundstrukturen zusammengesetzten Charakter haben.

Die Interpretation dieser drei Grundstrukturen wird dadurch erleichtert, dass die Mehrzahl der Hagelkörner nur zwei Wachstumszonen durchlaufen haben, nämlich ein Embryowachstum in einer bestimmten Umgebung und ein Kornwachstum in einer anderen Umgebung. Es ist natürlich auch denkbar, dass die beiden Wachstumsarten nur durch die Änderung der aerodynamischen Verhältnisse hervorgerufen wurden (List et al. 1973).

Beim Spezialfall c), wo kein Embryowachstum unterschieden werden kann, bleibt das gesamte Wachstum bis zur Endgrösse auf eine Umgebung beschränkt.

#### Interpretation

- Gruppe a): Diese Hagelkörner haben als Embryo eine durchnässte Graupel. Diese dürfte bei hohen Temperaturen gewachsen sein. Nach den Experimenten von Levi und Aufdermaur (1970) kann man nur sagen, dass  $T > -20\text{ }^{\circ}\text{C}$  war. Die hyperfeinen Blasenringe senkrecht zur Wachstumsrichtung deuten darauf hin, dass jeweils ein Wasserfilm gefroren ist (Bailey und Macklin, 1968) und die im Wasser gelöste Luft zu Ringen führte (Carte, 1961), dass aber auch ein Teil des flüssigen Wassers in die Graupelstruktur hineinfluss, was zu den grossen Blasen führte. Die grossen Kristallite parallel zur Wachstumsrichtung zeigen an, dass diese Embryos in der Nähe der nassen Wachstumsgrenze mit kleiner Wachstumsgeschwindigkeit entstanden

sind. Solche Embryos sind sehr häufig (Knight und Knight, 1970). Das weitere Wachstum des Korns spielte sich in kälteren Regionen ab. Das Klareis ohne Blasen, abwechselnd mit Ringen sehr kleiner Blasen und kleineren Kristalliten, zeigt, dass es sich hier um trockenes Wachstum handelt, welches in einer Temperaturregion  $< -14\text{ }^{\circ}\text{C}$  stattfand (Aufdermaur und Mayes, 1965).

- Gruppe b): Der Embryo dieser Hagelkörner aus grosskristallinem, blasenfreiem Klareis läßt typisch das nichtschwammige Wachstum leicht unterhalb des Gefrierpunktes erkennen. Einige Körner dieser Klasse haben auch einen grossen Eiseinkristall in der Mitte des Embryobereiches, was bei einem Durchmesser von rund 1 mm auf ein gefrorenes Tröpfchen hindeutet. Die Embryo-Struktur im polarisierten Licht sieht denn auch der von Murray und List (1972) angegebenen Struktur von gefrorenen Tropfen sehr ähnlich. Die abrupte Änderung zu kleinkristalliner Struktur beim Beginn des eigentlichen Hagelkorns bedeutet den Übergang zu trockenem Wachstum. Dieser Übergang wurde auch von Knight und Knight (1970) beschrieben (siehe auch ihre Fig. 9).
- Gruppe c): Die uniforme Textur und Blasenstruktur, ohne einen eigentlichen Embryo, deutet auf ein Wachstum bei tiefer Temperatur hin. Da das gesamte Korn kleinkristallin ist und keine runden Blasen vorkommen, muss es trockenes Wachstum gewesen sein. Diese Körner sind wahrscheinlich auf einem sehr kleinen Embryo (Schneekristall oder gefrorenes Tröpfchen) bei tiefer Temperatur gewachsen. Das Wachstumszentrum ist aber nicht mehr zu erkennen.

Es ist auffallend, dass in den analysierten Proben (total 187 Stück), die natürlich eine sehr kleine Stichprobe des aus dieser Zelle gefallenen totalen Eises (200 000 Tonnen in 13 Minuten) darstellen, nur wenige Ausnahmen von diesen 3 Grundtypen vorkommen. Man ist deshalb versucht, auf folgenden generellen Wachstumsprozess zu spekulieren: Zuerst ein Embryowachstum in Höhenlagen mit Temperaturen um  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  und in der Nähe der nassen Wachstumsgrenze, anschliessend Transport in kältere Temperaturregionen und eindeutig trockenes Hagelkornwachstum. Bei den konischen Formen (Fig. 1) dürften Eiskristalle den Embryo gebildet haben, bei den runden Formen ist in vielen Fällen ein gefrorenes Tröpfchen der Ursprung des Embryos. Es ist bemerkenswert, dass konische und runde Formen am Anfang des Hagelschlages (erste 5 Minuten) etwa gleich zahlreich sind (je 40%), dass im weiteren aber die runden Formen auf über 60% zunehmen und die konischen auf unter 20% abnehmen. Eine Interpretation dieses Sachverhaltes ist schwierig, da die Kristallit- und Blasenstrukturen nicht sehr verschieden sind.

Es ist möglich, aufgrund eines eindimensionalen stationären Wolkenmodells (Weinstein und Davis, 1968) zusammen mit der Sondierung von Payerne am 6. Juli 1973, 13 Uhr, die Struktur der Haupttypen a) und b) zu erklären. Für einen Aufwindradius von  $R = 2\text{ km}$  und eine Gefrier-temperatur von  $-5\text{ }^{\circ}\text{C}$  erhalten wir ein Aufwindmaximum  $w_{\max} = 18,6$

$\text{ms}^{-1}$  in 5800 m Höhe bei einer Temperatur  $T = -12\text{ }^\circ\text{C}$  und einem Flüssigwassergehalt  $L = 7,4\text{ gm}^{-3}$ . Nach List (1961) führen diese Bedingungen für Embryos  $D < 0,5\text{ cm}$  zu nassem oder schwammigem Wachstum. Ein solcher Embryo hat eine Endgeschwindigkeit

$$v_t = 16,2 \cdot D^{1/2} = 11,4\text{ ms}^{-1} \quad (D \text{ in cm})$$

d.h. der Embryo wird mit  $7,2\text{ ms}^{-1}$  im Aufwind in kältere Regionen getragen und wächst gemäss:

$$dR/dt = (EL/4 \rho_i) (8R\rho_i g/3C_D \rho_L)^{1/2} = 4,2 \cdot 10^{-3}\text{ cms}^{-1}$$

wobei die Symbole folgende Bedeutung haben:

- $R$  = Radius des Kornes
- $\rho_i, \rho_L$  = Dichten von Eis und Luft
- $C_D$  = Widerstandskoeffizient des Kornes = 0,5
- $E$  = Einfangwahrscheinlichkeit Korn-Tröpfchen
- $g$  = Schwerebeschleunigung
- $ER^{1/2}$  wurde zu 0,6 genommen

Nach 100 Sekunden erreicht das wachsende Korn eine Höhe von 6500 m, in der, immer nach den Modellresultaten, ein Aufwind von  $13,2\text{ ms}^{-1}$  und eine Temperatur von  $-17\text{ }^\circ\text{C}$  herrschen. Das Korn hat jetzt einen Durchmesser von

$$D = 0,5 + 4,2 \cdot 10^{-1} = 0,92\text{ cm}$$

und beginnt mit  $15\text{ ms}^{-1}$  gegen den Aufwind zu fallen. Das Wachstum ist jetzt trocken (kleine Kristalle), aber beim erneuten Durchfallen der Wolke können nochmals Bedingungen angetroffen werden, welche zu grossen Kristalliten und Blasen in Schichten führen. Das Modell sagt also grosskristalline Embryos und kleinkristalline Hagelkörner voraus, wie sie zur Hauptsache auch angetroffen wurden. Es scheint also, dass dieser Hauptwachstumsprozess in allen Zellen der gleiche gewesen ist. Der Mechanismus, der zu den weniger häufigen Strukturen c) führte, unterscheidet sich von diesem Hauptwachstumsprozess dadurch, dass der Embryo auch in kalten Regionen gewachsen ist.

Als Antwort auf die eingangs gestellten Fragen können wir also folgern, dass

1. in jeder Zelle zur Hauptsache 2 Wachstumsprozesse stattfinden, welche über den ganzen Hagelschlag die gleichen bleiben;
2. die Anzahl der Embryos, welche als gefrorene Tröpfchen identifiziert werden können, sehr klein ist. Aufgrund dieser Messungen kann also die Existenz einer Akkumulationszone nicht nachgewiesen werden;
3. bei Anwendung eines Wolkenmodells auf die Radiosondierung an diesem Hageltag Bedingungen erhalten werden, welche die Entstehung der häufigsten Struktur der Hagelkörner in *einem* Auf- und Abstieg erklären.

## Literatur

- Aufdermaur, A.N. und Mayes, W.C. (1965): Correlations between hailstone structures and growth conditions. Proc.1st Conf.Cloud Physics, Tokyo, 281–285.
- Bailey, I.H. und Macklin, W.C. (1968): The surface configuration and internal structure of artificial hailstones. Q.J.R.M.S. 94, 1–11.
- Carte, A.E. (1961): Air bubbles in ice. Proc.Phys.Soc. 77, 757.
- Federer, B. und Waldvogel, A. (1974): Hail and Raindrop-Spectra from a Swiss Multicell Storm. To be published in J.appl.Meteorology.
- Levi, L. und Aufdermaur, A.N. (1970): Crystallographic Orientation and Crystal Size in Cylindrical Accretions of Ice. J.atm.Sci. 27, 443–452.
- List, R. (1961): On the Growth of Hailstones. Nubila 4, 29–38.
- List, R., Rentsch, U.W. und Byram, A.C. (1973): On the Aerodynamics of Spheroidal Hailstone Models. J.atm.Sci. 30, 653–661.
- Knight, C. und Knight, N.C. (1970): Hailstone Embryos. J.atm.Sci. 27, 659–666.
- Murray, W.A. und List, R. (1972): Freezing of water drops. J.of Glaciol. 11, 415–429.
- Sulakvelidze, G.K., Bibilashvili, H.S. und Lapcheva, O.F. (1965): Formation of Precipitation and Modification of Hail Processes. IST Jerusalem, 208 p.
- Weinstein, A. und Davis, L.G. (1968): A parameterized numerical model of cumulus convection. Report 11 Dept.Meteor., Penn.State University.

## 9. K. Lenggenhager (Bern): Basale Regenbogenspektren auf ruhigen Seeoberflächen

Pernter erwähnt Regenbogenspektren, die er auf über dem See liegende Dunstschichten bezieht (S. 601). Gleicher Ansicht ist auch Hamm, der die Fusspunkte eines Regenbogens beschrieb, «der nur in dem Nebeldunst über dem Boden seinen Ursprung haben konnte».

Nach Angaben Pernters bilden jedoch erst Tropfen über 200  $\mu$  Durchmesser ein Spektralrot (S. 582). So grosse Tropfen kommen jedoch im Nebel praktisch (nach eigenen Erfahrungen) nicht vor.

In der ausführlichen Arbeit «Der Regenbogen» von Volz werden einige fremde Beobachtungen erwähnt, «welche als Ursache die Auflösung eines herbstlichen Morgennebels annehmen mit sekundärer Tau-Kondensation, welche sich auf die Wasserfläche senke», S. 1016.

Wahrscheinlich waren aber die Farben der sedimentierten Tröpfchen infolge des Nebels primär noch nicht sichtbar gewesen. Für eine solche Auffassung scheint folgende Eigenbeobachtung zu sprechen, welche am 2.2.1958, einem schönen, windstillen Tage zwischen 15.45 Uhr und 16.50 Uhr gemacht wurde und durch 6 Farbfotos belegt werden kann.

Knapp ausserhalb Genf, am nördlichen Ufer der schmalen Seezunge des Genfersees, auf über dem See erhöhter Stelle des Weges angelangt, sah ich auf der ferneren Seeoberfläche, ohne sichtbaren Dunst, einen schmalen Spektral-Farbstreifen, gleich der Basis eines hohen Regenbogens. Aussen in bezug auf den Sonneneinfall war das Rot, innen das Violett zu sehen, siehe Fig. 1.

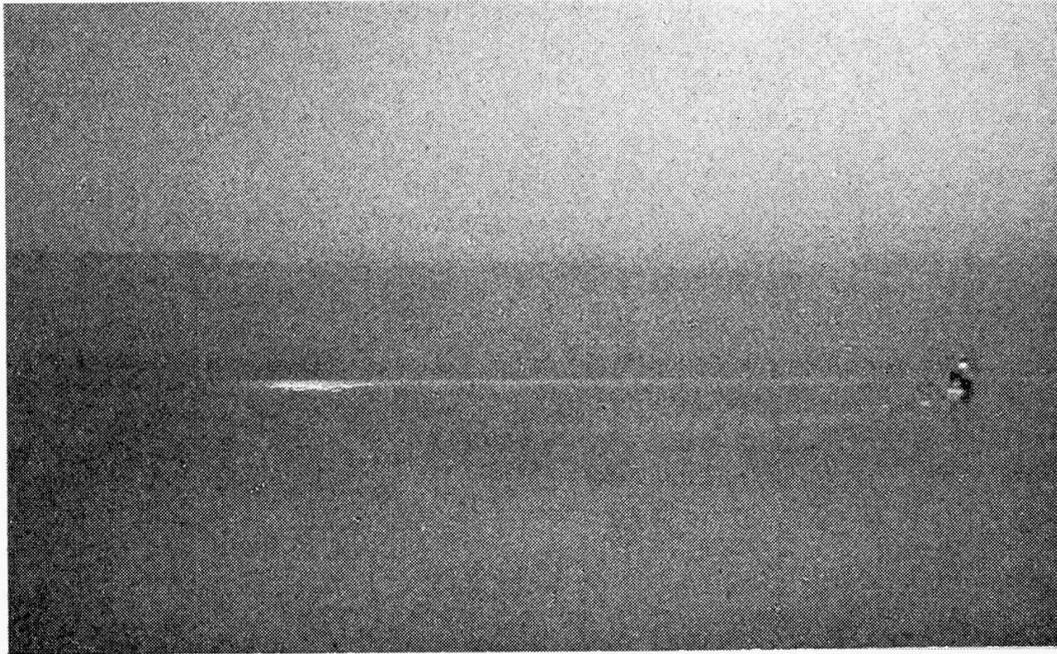


Fig. 1 In der Höhe schmales, aber im horizontalen Durchmesser normal breites, linksseitiges Regenbogenspektrum direkt auf der fernerer, ruhigen Seeoberfläche vom 2.2.1958, 17.10 Uhr



Fig. 2 Die rechtsseitige «Regenbogenbasis» auf der Seeoberfläche, um 17.45 Uhr fotografiert

Zufällig hatte ich ein Winkelmessgerät in der Tasche. Anhand meines Körperschattens konnte ich von dessen Mittellinie aus den Abstand des mittleren Rots zu etwa  $40^\circ$  bestimmen, wobei die Sonne noch rund  $15^\circ$  über dem Horizont stand. Demnach musste es sich praktisch um die ferne Basis eines Regenbogens bei tieferem Sonnenstande handeln.

In seiner Höhe war dieses Spektrum sehr schmal. Da ich auf kleiner Anhöhe stand, lagen offenbar Ein- und Ausfallswinkel dieser Brechstrahlen nur wenig zueinander gekippt. Dies gab die Erklärung für den Abstand von etwa  $40^\circ$  für das Rot dieses Spektrums vom Sonnen-Gegenvertikal. Da die unterste Seepartie schmal ist, konnte das Gegengleich des Spektrums von meinem Standpunkt aus zunächst noch nicht gesehen werden. Erst beim Rückgang zur Stadt, zwischen 16.25 und 16.55 Uhr, konnte nun auch das farbumegekehrte Gegenstück gesehen werden, siehe Fig. 2. Dies erklärt sich aus der SSW-Richtung des See-Endes und der progressiv sich nach Westen senkenden Sonne.

Diesmal betrug der Abstand dieses Rots zur Mitte meines Körperschattens um  $41^\circ$ , da mein neuer Standpunkt nun tiefer lag, womit die Winkel für Licht-Ein- und -Ausfall gegenüber dem Horizont nahezu identisch wurden. (Sonnenstand um 16.55 Uhr nur noch rund  $5^\circ$  über dem Horizont.)

Damit musste es sich bei diesen Erscheinungen um kleine, schwimmende Wassertröpfchen handeln.

Niemand der zahlreichen befragten Spaziergänger wollte diese Erscheinung vorher je gesehen haben.

Die Angabe von Volz, wonach Regentropfen sich beim Fallen oder auf einer Unterlage basal abflachen und anormale Brechwinkel bedingen, gilt offenbar für die kleinen Kondenstropfen von nur  $\frac{1}{5}$ – $\frac{1}{4}$  mm Durchmesser noch nicht. Deren Oberflächenspannung ist so gross, dass ihre runde Form beim Fallen in Luft sich erhält. Nur so erklären sich ja die 3–4 inneren Nebenregenbögen! Demnach können auch auf einer Wasseroberfläche schwimmende, kleine Tröpfchen ideal kugelig verbleiben.

Gegen nebelbedingte Regenbogenspektren sprechen nun aber auch jahrzehntelange Beobachtungen mit Farbfotos, wonach im besonnten Nebel praktisch keine Regenbogenfarben gesehen werden, sondern nur der weisse, farblose Nebelregenbogen (Fotos wurden gezeigt).

Im beschriebenen Falle am Genfersee konnten sich diese grösseren Wassertröpfchen durch die Kondensierung bei abendlicher Abkühlung aus der feuchten Luft auf die (verschmutzte?) Wasseroberfläche niederschlagen und schwimmend lange Zeit erhalten.

Ein gewisses Analogon hierzu bildet die viel bessere Kondensierung des Wassers der Ausatemluft in kalter, durch Auspuffgase verunreinigter Luft.

#### Literatur

Hamm, H.: Meteorol.Z. 20, 520; 1903.

Pernter, J.M. und Exner, F.M.: Meteorolog.Optik, 2.Aufl., Wien und Leipzig, W.Braumüller Verlag, 1922.

Volz, F.: Der Regenbogen. Handbuch der Geophysik 8, 943; 1961.

**10. G. Fischer et P.-A. Schnegg (Observatoire Cantonal, Neuchâtel, Suisse):  
Relevé du champ géomagnétique en Suisse**

Résumé: A la suite d'un mandat reçu de la Commission de Géophysique de la SHSN, l'Observatoire cantonal de Neuchâtel a entrepris un nouveau relevé du champ géomagnétique en Suisse. Une instrumentation nouvelle a été créée à cet effet. Les mesures ont débuté au printemps 1974 et s'achèveront probablement à la fin de 1976.

Un nouveau relevé du champ géomagnétique est en cours sur l'ensemble du territoire suisse. Les éléments mesurés sont: Champ total F, déclinaison D et inclinaison I. Pour la mesure de D et I une version moderne de l'inducteur terrestre a été créée; elle consiste à faire tourner une sonde de «fluxgate» sur un axe de rotation qu'on aligne jusqu'à disparition des signaux alternatifs. Cet axe de rotation donne alors la direction du champ terrestre. La détermination de I se fait ensuite au moyen d'un niveau de précision et celle de D à l'aide d'un gyroscope qui s'oriente vers le nord géographique. La précision du nouvel instrument excède la minute d'arc.

La première campagne de levés s'est déroulée dans le courant de 1974. La totalité du pays a été couverte avec une maille triangulaire de 25 km de côté environ. Plus de 100 sites ont été visités. Dans le cours des deux années à venir, on se propose de faire une mesure à l'intérieur de chaque triangle de la maille de 25 km. Cette procédure fournira environ 200 levés additionnels et correspondra à une maille triangulaire d'environ 15 km.

La réduction de nos mesures afin d'éliminer les variations temporelles du champ est faite à l'aide des valeurs enregistrées aux observatoires de Fürstfeldbruck (près de Munich) et Dourbes (Belgique). Nous espérons disposer bientôt de notre propre station de référence dans les environs de Neuchâtel.

Nous étudions présentement divers procédés de traitement des données en vue de la présentation des résultats sous forme de nouvelles cartes géomagnétiques. L'impression et la distribution de ces cartes est d'ores et déjà assurée par le Service topographique fédéral.

**11. G. Hirschi (Richterswil): Der natürliche Zirkulationsausgleich und der künstliche Kollaps im Raumenergiesystem.**

Le fond de l'exposé sera repris ultérieurement et mis en relation avec les travaux récents se rapportant aux «phénomènes fluctuants», entre autres ceux de Piccardi, Giordano et Capel-Boute.