

Berichte
des
Deutschen Wetterdienstes

Nr. 61
(Band 9)

DK 551.551.5

Turbulenz im wolkenfreien Raum
(Clear-Air-Turbulence)

von

Elmar R. Reiter
(mit 29 Abbildungen und 9 Tabellen im Text)

Offenbach a. M. 1960
Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes

Inhalt

	Seite
Zusammenfassung	3
Abstract	3
1. Beobachtung der "Clear-Air-Turbulence"	4
1.1. Definition	4
1.2. Beobachtungs- und Meßmethoden	4
1.3. Beobachtungen über Häufigkeit, Stärke und Ausdehnung der CAT	5
2. Theorie der "Clear-Air-Turbulence"	20
2.1. Das Verhalten der Flugzeuge in böigen Strömungen	20
2.2. Meteorologische Faktoren der CAT	22
2.2.1. Allgemeine Labilitätskriterien	23
2.2.1.1. Statische Labilität	23
2.2.1.2. Labilität durch horizontale Scherung	23
2.2.1.3. Das Richardson'sche Kriterium	24
2.2.1.4. Arakawa's vertikales Stabilitätskriterium	27
2.2.1.5. Das Stabilitätskriterium von Sasaki	28
2.2.2. Schwerewellen	30
2.2.3. Lee-Wellen	32
3. Vorhersage der "Clear-Air-Turbulence" und Ausweichmanöver während des Fluges	35
3.1. Vorhersage	35
3.2. Ausweichmanöver während des Fluges	36
4. Zukünftige Forschung	36
Literatur	37

Der vorliegende Bericht wurde im Auftrag und mit Unterstützung des Bundesverkehrsministeriums, Projekt „Streckenplanung“ der Deutschen Lufthansa während eines dreimonatigen Aufenthaltes im Zentralamt des Deutschen Wetterdienstes, Offenbach am Main, zusammengestellt. Zur Durchführung dieser Forschungen war der Verfasser vom Bundesministerium für Unterricht der Republik Österreich beurlaubt worden. Besonderer Dank gebührt Herrn Univ.-Prof. Dr. H. Flohn für seine freundliche Einladung und für das Interesse, welches er dieser Arbeit entgegenbrachte. Herr Dr. E. F. Danielsen und Herr Dr. H.-J. Tanck trugen durch manch anregende Diskussion zu diesem Bericht bei. Fräulein Winnefeld übernahm die mühevollen Reinschrift des Manuskriptes, während Herr Graef für die Anfertigung der Abbildungen sorgte.

Anschrift des Verfassers:

Dr. E. R. Reiter, Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Innsbruck, Schöpfstraße 41.

Zusammenfassung

Im ersten Abschnitt wird eine detaillierte Übersicht über die verschiedenen Beobachtungen der "Clear-Air-Turbulence" (CAT) gegeben. Die wichtigsten Charakteristika sind in Tabelle 3 zusammengefaßt. Mögliche Zusammenhänge zwischen CAT und meteorologischen Parametern werden ebenfalls in diesem Abschnitt diskutiert.

Im zweiten Abschnitt wird zunächst darauf hingewiesen, daß die Böigkeit während des Fluges auch durch Parameter beeinflusst wird, welche vom jeweiligen Flugzeugtyp abhängen. Somit besitzen wir in den gemessenen vertikalen und horizontalen Beschleunigungen des Flugzeuges keine streng objektive Angabe über die CAT als atmosphärisches Phänomen. Auch Umrechnungen in vertikale Böengeschwindigkeit auf Grund der Annahme einer scharf begrenzten Böe werden den tatsächlichen Verhältnissen nicht ganz gerecht.

Es wird dann auf verschiedene Labilitätskriterien eingegangen, welche unter Zugrundelegung der Perturbationstheorie kritische Scherungswerte angeben, bei denen eine beliebig kleine Störung ihre Amplitude rasch vergrößert. Es ist damit jedoch noch nicht gesagt, daß die Wellenlänge der betreffenden Störung von einer Größenordnung ist, die sich als CAT äußern würde.

Als wichtigste Kriterien werden die von Richardson und Sasaki eingehend besprochen. Es wird darauf hingewiesen, daß die Mesostruktur und die zeitliche Änderung der Strahlströme die aus Flugzeugmessungen gewonnenen Querschnitte unter Umständen nicht repräsentativ für die momentanen mikrostrukturellen Verhältnisse erscheinen lassen, die für die CAT maßgeblich sind. Daher weisen das Richardson-Kriterium und die CAT in manchen Fällen sehr schlechte Korrelationen auf. Das Kriterium von Sasaki scheint dagegen die Turbulenzfälle besser zu erfassen.

CAT kann unter Umständen auch an Schwerewellen und stehenden Wellen im Lee von Gebirgen und Hügelketten auftreten. Es wird daher ein kurzer Überblick über die entsprechende Fachliteratur gegeben.

Auf Grund der angeführten Charakteristika wird schließlich ein Ausblick auf Prognosemöglichkeiten gegeben. Einige vorläufige Empfehlungen für eventuelle Ausweichmanöver während des Fluges werden angegeben. Schließlich sind einige Hinweise auf Probleme angefügt, die eine nähere Erforschung rechtfertigen würden.

Abstract

In the first section a detailed view on different observations of clear-air turbulence (CAT) is given. The most important characteristics are summarized in Table 3. Possible connections between CAT and meteorological parameters are likewise discussed in this chapter.

In the second section it is pointed out that bumpiness in flight is also influenced by parameters which depend on the type of aircraft in use. Thus, the vertical and horizontal accelerations measured by the aircraft give no truly objective view of the CAT as an atmospheric phenomenon. Even calculations of vertical gust velocities on the assumption of a "clear edged" gust do not quite correspond to reality.

Several instability criteria are being discussed, which are based on the perturbation theory and which give critical values of wind shear under which an arbitrarily small perturbation will more or less rapidly increase its amplitude. It is, however, not yet stated, whether the wave lengths of these perturbations correspond to the requirements of CAT.

Richardson's and Sasaki's criteria, being the most important, are discussed in details. It is pointed out, that the mesostructure and the time-change of wind field and temperature field in the vicinity of a jet stream may render the cross sections drawn from aircraft measurements unrepresentative with respect to micro-scale fluctuations, such as CAT. Therefore some cases give a rather bad correlation between Richardson's criterium and CAT. Sasaki's criterium seems to correlate considerably better.

CAT can be observed under certain conditions within the range of gravity waves and standing waves to the lee of mountains and hills. Therefore a short survey on the relevant literature is given, too.

Based upon the given characteristics of CAT, some possibilities of forecasting are taken into consideration. Several tentative recommendations for evasive in-flight manoeuvres are mentioned. Finally, several problems are stated, which deserve further research.

1. Beobachtung der "Clear-Air Turbulence" 1.1. Definition

Unter "Clear-Air Turbulence" (CAT) oder „wolkenfreier Turbulenz“ versteht man, wie bereits der Name andeutet, böige Luftströmungen mit verhältnismäßig großen Beschleunigungskomponenten, die außerhalb des Wolkenbereiches auftreten. Der engere Gebrauch des Begriffes "CAT" schließt dabei in der Aeronautik die bodennahe Turbulenz in der Grundschicht an Schönwettertagen aus, die durch Konvektionsbewegungen hervorgerufen und von jedem erfahrenen Piloten von vornherein erwartet wird. Manchmal kann allerdings auch die bodennahe Turbulenz unvermutet beachtliche Stärken ($> g$) erreichen (5) (68) (160).

Die CAT umfaßt also Böen, die in großen Höhen das Flugzeug völlig unerwartet treffen und meist im Bereich des Strahlstromes auftreten. Manche Fälle von CAT werden allerdings auch aus windschwachen Gebieten berichtet (7) (67). Häufig handelt es sich um ein anhaltendes Rütteln oder Schwanken, „als ob man über ein gepflühtes Feld führe“ ("Cobble stone turbulence"), mit 2—3 Stößen pro Sekunde bei langsam fliegenden Maschinen, bzw. einer Turbulenzkörperbreite von etwa 200—300 m (113) (125). Hyde (113) berichtet von 6—8 Stößen pro Sekunde, die in mehreren Fällen beobachtet wurden. Meist erfolgen die Stöße sehr regelmäßig. Wyatt (229) beschreibt einen Fall von CAT, dem er in einer B-47 begegnete. Er verspürte eine Reihe kurzer, abgehackter Stöße, die einander mit etwa 1 sec Abstand folgten. Die Flügelenden vollführten dabei Schwingungen mit einer Amplitude von etwa 60 cm; das Flugzeug selbst schien sich jedoch nicht auf oder ab zu bewegen. Die CAT-Beobachtung wurde auf der Südseite eines Strahlstromastes in verhältnismäßig starker horizontaler Windscherung gemacht. Clodman (49) stellte an Hand von subjektiven CAT-Berichten fest, daß bei schwacher Turbulenz je ein Drittel der Meldungen auf weniger als 1, 1—2, und mehr als 2 Stöße pro Sekunde entfällt. Für mächtige und schwere Turbulenz entfiel je ein Drittel der Meldungen auf weniger als 2, 2—3 und mehr als 3 Stöße pro Sekunde. Bei schwerer Turbulenz scheint somit die Böenfolge rascher zu sein als bei leichter CAT. Ein derartiger Gang der Beobachtungen würde sich dann erwarten lassen, wenn bei gleichbleibender Amplitude von Wellenstörungen entweder die Wellenlänge bei starker CAT kürzer oder die Relativgeschwindigkeit zwischen Welle und Flugzeug größer ist als bei leichter Turbulenz, oder aber, wenn bei sonst gleichen Verhältnissen die Amplitude der Wellen größer ist.

Manchmal treten jedoch auch einzelne wuchtige Stöße ohne wahrnehmbare Periodizität auf. Die gemessenen Beschleunigungen halten sich in der Überzahl der Fälle bei 0.1 bis 0.2 g. Bannan (18) (19) berichtet von Beschleunigungsmessungen bis 0.7 g (vgl. Tabelle 3). 0.25 g werden bereits als unangenehm betrachtet, wenn die Erschütterungen längere Zeit anhalten. 0.5 g wird als schwere Turbulenz empfunden.

Beschleunigungsmessungen werden meist in „Äquivalentgeschwindigkeit“ einer scharf begrenzten Böe von unendlicher horizontaler Ausdehnung umgerechnet, die auf das Flugzeug den beobachteten Effekt haben würde. Darauf soll jedoch noch weiter unten (Kap. 2.1.) näher eingegangen werden. 0.1 g entspricht für eine Spitfire mit 180 Knoten Geschwindigkeit (19) einer Böengeschwindigkeit von etwa 3.6 ft/sec = 1.09 m/sec).

Sind die Böen nicht scharf begrenzt, sondern besitzt die Vertikalgeschwindigkeit der Luft etwa eine sinusförmige Verteilung (Wellencharakter der CAT), so sind entsprechend größere Vertikalgeschwindigkeiten in der Atmosphäre erforderlich, um die beobachteten Beschleunigungen hervorzurufen.

Das Problem der CAT gewinnt nicht nur vom Standpunkt der Bequemlichkeit der Fahrgäste Bedeutung (42) — es wurden Fälle berichtet, bei denen Fluggäste infolge der turbulenzbedingten Beschleunigungen gegen die Decke der Kabine geschleudert wurden (7) und leichte Verletzungen davontrugen, so daß Fluggesellschaften die dauernde Verwendung von Sicherheitsgurten während des Fluges erwägen — es beeinträchtigt auch die Lebensdauer der Flugzeuge selbst (178). Die übernormalen Beanspruchungen, denen bei Turbulenz besonders die Vernietungen der Tragflächen sowie bei Turbinenflugzeugen auch die Lager der Antriebsaggregate unterliegen, können die sog. „Metallmüdigkeit“ (metal fatigue) herbeiführen und frühzeitigen Bruch verursachen. Es ist daher nicht verwunderlich, wenn besonders von Seiten der Luftfahrt der Erforschung der CAT großes Interesse entgegengebracht wird (94). Im letzten Dezennium wurden von zivilen und militärischen Dienststellen — teils systematisch, teils sporadisch — Berichte über das Auftreten von CAT gesammelt und im Hinblick auf meteorologische Parameter ausgewertet. Trotz des verhältnismäßig großen Beobachtungsmaterials sind wir jedoch noch weit von einem eingehenden Verständnis des Phänomens der CAT entfernt.

1.2. Beobachtungs- und Meßmethoden

Für die Messungen und Beobachtung der Turbulenz in der freien Atmosphäre stehen verschiedene Möglichkeiten zur Verfügung: Die „klassische“ Methode bedient sich schon seit den Dreißigerjahren (118) des Flugzeuges, und greift auf Pilotenberichte oder auf Beschleunigungsmessungen mittels Accelerometern (Messung der vertikalen Beschleunigung) oder Luftgeschwindigkeitsmessern (Messung der horizontalen Beschleunigung) zurück. Zur Erfassung kleinräumiger Turbulenzkörper von der Größenordnung 3 bis 60 m wurden in geringen Höhen über dem Boden auch horizontal und vertikal an der Rumpfspitze eines Flugzeuges montierte Windfahnen verwendet (44). Die Diffusion von Rauchwolken als Mittel zum Studium der atmosphärischen Turbulenz wurde ebenfalls wiederholt diskutiert (76) (182) (210). Die Auflösung von Kondensstreifen bietet ähnliche Möglichkeiten (52). Ob und wie die mittels dieser Versuche gefundenen Turbulenzgrößen mit CAT korreliert sind, ist jedoch bisher nicht untersucht worden.

Bei der Erforschung der Strömungs- und Turbulenzbedingungen wurde erfolgreich von Segelflugzeugen Gebrauch gemacht (85) (87) (137) (191), besonders in Gebieten mit bevorzugter Bildung stehender orographischer Wellen (Alpen bei Innsbruck, St. Auban/Südf frankreich, Bishop Valley/California). Die mittels Segelflugzeug gemessenen Turbulenzwerte sind allerdings wegen der geringen Eigengeschwindigkeit nicht für schnelle Motorflugzeuge repräsentativ. Es soll in Kap. 2.1. noch eingehender gezeigt werden, daß verschiedene Flugzeugtypen auf verschiedene Frequenzbereiche der Turbulenzkörper reagieren. Turbulenz muß also nicht unbedingt gleichbedeutend mit Böigkeit des

Fluges sein (73). Segelflugzeuge eignen sich jedoch besonders gut zur Erforschung der stehenden Wellen und ihrer vertikalen und horizontalen Detailstruktur, und können somit indirekten Aufschluß über die Möglichkeit von CAT für andere Flugzeugtypen liefern.

Zum Nachweis von Turbulenz in der Stratosphäre zieht Poncelet (166) Doppelanschnitte von Ballonen und Meteorographenregistrierungen heran. Auch Mironovitch und Viaut (148) schließen aus Sonderaufstiegen auf eine turbulente Zone in Tropopausen-nähe.

Die Erforschung der Turbulenz mittels Böensonden geht bereits auf die Drachenaufstiege zurück (149) und wurde seither wesentlich verfeinert (vgl. die Messungen von Junge (124) und die amerikanischen „Gust-Sonde“-Messungen (147)).

Georgii (87) schlägt zur Turbulenzforschung im Strahlstrombereiche die Verwendung von statisch ausgewogenen Ballonen vor, die mittels Radar angepeilt werden. Erfolgreiche Messungen dieser Art wurden 1956/57 in Schleswig durchgeführt. Es ist jedoch zu bezweifeln, ob die gegenwärtige Genauigkeit der Ballonortung, selbst unter Verwendung von Relaisaufstiegen (d. i. Start des Ballons etliche Kilometer stromaufwärts des Radargeräts zur Vermeidung kleiner Höhenwinkel bei starker Abdrift) ausreicht, um die der Grundströmung überlagerten horizontalen und vertikalen Störungskomponenten von der Größenordnung der CAT festzustellen. Die Ballonortungen werden in 30-Sekunden-Intervallen vorgenommen. Nachdem eine große Zahl der von Georgii berechneten Schwankungen in der Horizontal- und Vertikalgeschwindigkeit ebenfalls eine Halbperiode von 1 bis 2 Mal 30 sec besitzt, erscheint der Verdacht begründet, daß ein Teil dieser Schwankungen durch geringfügige Ablesefehler bzw. durch Oszillationen des Radargerätes während des Suchvorganges vorgetäuscht werden (177). Ein Meßintervall von 30 sec scheint überdies ungeeignet, um Turbulenzkörper von der bei CAT auftretenden Größenordnung zu erfassen. Bei einer Grundströmung von 40 m/sec würde die vom Ballon zwischen 2 Positionsbestimmungen durchmessene Strecke bereits 1200 m

betragen, also wesentlich länger sein als die für CAT erforderliche Wellenlänge der Störungen.

Ein etwas unorthodoxes Beobachtungsverfahren schlägt die Astronomie vor: Es scheint eine signifikante Korrelation zwischen Windgeschwindigkeit und Windscherung im Strahlstromniveau und der Scintillation von Sternen zu bestehen (88). Die Scintillationsamplitude kann photographisch bestimmt werden. Ein direkter Vergleich von Scintillationsmessungen mit dem Auftreten von CAT ist jedoch nach Wissen des Verfassers noch nicht gemacht worden. Auch die Streuung von Radiokurzwellen (10 cm) scheint eine gewisse Turbulenzabhängigkeit zu besitzen (207), ebenso wie Schwankungen im Empfang des Radarsignals, das von Niederschlag reflektiert wird (82) (184).

1.3. Beobachtungen über Häufigkeit, Stärke und Ausdehnung der CAT

Im allgemeinen sind CAT-Beobachtungen aus großer Höhe seltener als aus der unteren Troposphäre (18) (171). Eine Abnahme der CAT-Häufigkeit scheint oberhalb der Tropopause zu erfolgen. Wieweit sich diese Feststellung allerdings mit dem Vordringen des Flugverkehrs in die Stratosphäre und der daraus erwachsenden größeren Beobachtungsdichte ändern wird, ist noch nicht abzusehen. Brundidge (37) berichtet über CAT in sämtlichen Flugniveaus der Project Jet-Stream-Flüge und Bannan (18) konnte noch in 42 000 Fuß (12,8 km) Höhe CAT nachweisen. Saucier (190) stellte allerdings eine markante Abnahme der CAT-Fälle oberhalb 35 000 Fuß (10,7 km) im Bereich des subtropischen Strahlstromes fest. Während in der Schicht zwischen 30 000 und 34 000 Fuß (9,1—10,4 km), in durchschnittlich 25% der Flugzeit CAT registriert wurde, nahm oberhalb dieser Schicht die Turbulenzhäufigkeit rasch ab. Die zyklonale Seite des Strahlstromes war in den höheren Niveaus nahezu turbulenzfrei, wie aus Tabelle 1 zu ersehen ist. Die horizontale Klasseneinteilung erfolgte dabei nach 30-Meilen-Intervallen (55,6 km).

Tab. 1

Mittlere prozentuelle Häufigkeit des Auftretens von CAT innerhalb von 30-Meilen-Intervallen (55,6 km) relativ zur Strahlstromachse.

		< 35 000 Fuß (10,7 km)													
		Links				Jet-Achse				Rechts					
Zahl der Beobachtungen		2	2	3	4	8	10	10	13	13	13	12	9	7	4
Subjektive Berichte	} Prozent der Meßflüge im jeweiligen Intervall	0	20	7	5	9	23	25	50	36	31	48	33	43	26
NACA-Messungen		26	41	33	25	28	21	26	29	24	28	20	29	24	8
		≥ 35 000 Fuß (10,7 km)													
Zahl der Beobachtungen		5	6	6	6	8	10	14	19	18	17	17	14	11	7
Subjektive Berichte	} Prozent der Meßflüge im jeweiligen Intervall	0	0	0	0	0	0	1	3	7	4	0	0	0	4
NACA-Messungen		0	0	0	0	0	3	3	5	6	4	3	6	9	0

Wie hoch die für Flugobjekte bedeutsame Turbulenz in der Atmosphäre reicht, ist aus den heutigen Erfahrungen noch nicht mit Sicherheit festzustellen. Die nahezu vollkommene Durchmischung der Gase bis in große Höhe läßt jedenfalls auf die Existenz wirksamer Austauschvorgänge schließen. Die Temperaturabnahme oberhalb der Ozonosphäre (50—80 km) und die damit auftretende Labilisierung würde für verstärkte Turbulenz in diesem Bereich sprechen (130), doch ist dies für den heutigen bemannten Flugverkehr vorläufig ohne Belang.

Arnold (13) glaubte wegen der Schwingungen von Radiosondenballonen, die mitunter zur Lostrennung der Sonde von Ballonen führen, zwischen 24 und 32 km Höhe mit Vertikalböen in der Größenordnung von ± 10 m/sec rechnen zu müssen (vergl. auch (74)). Lettau (140) deutete diese Beobachtungen jedoch als Änderungen der Reynolds'schen Zahl $Re = v \cdot d \cdot \rho / \eta^*$, die in diesen Höhenbereichen ihren kritischen Wert

*) v = Steiggeschwindigkeit des Ballons, d = Kugeldurchmesser, η = Reibungskoeffizient der Luft, ρ = Luftdichte.

erreicht und zu einem wiederholten Umschlagen der Strömung um den Ballon von turbulenten in laminare Verhältnisse führt. Dieses Umschlagen kann u. U. zu erheblichen Beschleunigungen und Verzögerungen in der Steiggeschwindigkeit des Ballons führen. Auch *J u n g e* (124) wies auf die Möglichkeit hin, daß Schwankungen der Reynolds'schen Zahl um die kritische Größe eine gewisse Turbulenz vortäuschen können. Messungen mittels Böensonden, die von ihm bereits 1936—1937 in Frankfurt/Main bei starken Höhenwinden gemacht wurden, lassen aus den aufgefundenen Registrierungen den Schluß zu, daß auch in der Stratosphäre Schichten mit verhältnismäßig starker Turbulenz eingelagert sind. Das geschichtete Auftreten der Turbulenzzonen wurde von späteren Böensondenmessungen in den USA bestätigt (6). Darüber soll weiter unten noch ausführlicher berichtet werden.

Die bei CAT festgestellten Böen unterscheiden sich sehr in ihrer Stärke. *B i n d o n* (32) beschreibt einen Fall von CAT über Canada, bei dem Vertikalbeschleunigungen bis 3 g gemessen wurden, welche einige Galvanometer an Bord dejustierten und eines sogar zerstörten. Die Beobachtung wurde im Bereich einer starken vertikalen Scherung in etwa 24000 Fuß (7.3 km) Höhe am Südrand eines ausgeprägten Jet Stream gemacht. Cirren in etwa 30000 Fuß Höhe zeigten zur gleichen Zeit eine ausgeprägte Wellenstruktur (Helmholtz-Wellen), die von konvektiven Zellen durchbrochen waren. Auch der Fall vom 14. April 1954 in der Nähe von Edingburgh, über den *J o n e s* (122) (123) berichtet, und in dessen Verlauf ein Flugzeug des Typs „Canberra“ umkippt wurde, lag in einer Zone starker vertikaler Windscherung und stehender Wellen. Die Turbulenz wurde in 40000 Fuß Höhe auf der antizyklonalen Seite eines aus NW-Richtung kommenden Strahlstromes oberhalb seiner Achse verspürt. Unterhalb 38000 Fuß hörte die Turbulenz auf. *H i s l o p* (103) berichtet von CAT während eines „Comet“-Fluges, die auf etwa 1.5 g geschätzt wurde. In einem Segelflugzeug wurden über der Sierra Nevada, California, im Bereich eines Jet Stream von *K u e t t n e r* (137) Vertikalbeschleunigungen von +3 g und -2.5 g in 40000 Fuß Höhe gemessen. Dies würde einer „abgeleiteten Böengeschwindigkeit“ von 11.3 m/sec einer scharf begrenzten Bö entsprechen, bzw. 21 m/sec tatsächlicher vertikaler Böengeschwindigkeit. Ähnliche Böengeschwindigkeiten begegnete *K u e t t n e r* mehrmals in Höhen zwischen 32000 und 40000 Fuß.

Es ist naheliegend, daß derart alarmierende Fälle von CAT der militärischen und zivilen Luftfahrt ernste Probleme zur Lösung aufgeben. Vor allem handelt es sich zunächst darum, festzustellen, ob die CAT häufig genug auftritt, um für Flugpassagiere eine ernstzunehmende Unbequemlichkeit zu bedeuten — ganz abgesehen von den Fragen, die durch die übermäßige Beanspruchung schnellfliegender Flugzeuge an die Konstrukteure und Aerodynamiker herangetragen werden.

In der UdSSR lief bereits während der Kriegsjahre eine Versuchsserie mit Turbulenzmessungen mittels Flugzeugen, welche mit Beschleunigungsmessern ausgerüstet waren (162). Englische Luftfahrtgesellschaften und Militärdienststellen leisteten bahnbrechende Dienste in der Erforschung der CAT. Aus mittleren Höhenlagen (15000 Fuß = 4600 m) lieferten die Constellation-Flüge über dem Atlantik wertvolles Beobachtungsmaterial (208). Andere Erkundungsflüge fanden über Südengland statt (167).

Im Auftrag der BEA (British European Airways) und in Zusammenarbeit mit dem Engl. Ministry of Supply rollte vom April 1948 bis Jänner 1950 ein großes und systematisches Forschungsprogramm zur Ergründung der mit CAT verknüpften Probleme ab (2) (104) (105) (106) (107) (157) (194). Zwei Flugzeuge des Typs „Mosquito PR 34“, die mit Beschleunigungsmessern ausgerüstet waren, flogen insgesamt 320 Stunden (92300 Meilen = 148500 km) unter Meßbedingungen. Um Turbulenzgebiete zu finden, wurde ein Auf-Ab-Flugplan zwischen 37000 und 20000 Fuß (später zwischen 35000 und 15000 Fuß) verfolgt. Wurde ein Gebiet mit Turbulenz ≥ 0.2 g gefunden, so versuchte man, seine Ausdehnung in der Vertikalen und in der Horizontalen festzustellen und außerdem die vertikalen und horizontalen Temperaturgradienten in diesem Gebiet zu messen.

Als Charakteristikum der CAT wurde bei diesen Forschungsflügen festgestellt, daß die Böenfolge rascher als in Konvektionswolken ist. Das Flugzeug erleidet in der schnellen Folge von auf- und abwärts gerichteten Beschleunigungen keinen Höhenverlust.

Die turbulenten Gebiete haben eine sehr variable Ausdehnung, im Mittel etwa 900 m in der Vertikalen und 75 bis 150 km in der Horizontalen (vergl. (99)). Eine prozentuelle Häufigkeitsverteilung für 168 Turbulenzgebiete aus „Project-Jet-Stream“-Flügen (81) nach Klassen horizontaler Erstreckung sei zum Vergleich in Tabelle 2 angegeben (65).

Tab. 2

Horizontale Erstreckung von Turbulenzgebieten.

Ausdehnung (Meilen) (1 Meile = 1.61 km)	<10,	10—19.9,	20—29.9,	30—39.9,	40—49.9,	50—59.9,	60—69.9,	70—79.9,	80—89.9,	90—99.9
Prozent der Fälle	31.5	21.4	9.5	10.1	6.5	4.8	2.4	2.4	0.6	1.2
Ausdehnung (Meilen) (1 Meile = 1.61 km)	100—149.9,	150—199.9,	>200							
Prozent der Fälle	6.5	2.4	0.6							

Demnach überwiegen bei weitem die Gebiete mit kleinem Durchmesser. Dazu ist allerdings zu bemerken, daß die Turbulenzgebiete bei geradem Kurs durchmessen und nicht wie bei *H i s l o p* (105) auf ihre Gesamtausdehnung hin erforscht wurden. Auf Grund der vorliegenden Daten ist in den meisten Fällen von CAT nur mit einer kurzen Dauer des Phänomens zu rechnen (Bei einer Fluggeschwindigkeit von 600 Meilen/Stunde (966 km/h) würde ein Turbulenzgebiet von 10 Meilen Durchmesser in einer Minute durchquert). Mäßige Turbulenz kann allerdings trotz dieses kurzen Zeitraumes bei unerfahrenen Flugpassagieren den Eindruck besorgniserregender Länge hervorrufen.

Ähnliche prozentuelle Verteilungen erhält *S a n f o r d* (187). Eine Bevorzugung des polaren oder subtropischen Strahlstroms scheint bei der Ausdehnung turbulenter Gebiete nicht gegeben zu sein. Größere Gebiete mit CAT zeigen allerdings eine Tendenz, sich in der näheren Umgebung (± 3000 Fuß = 910 m) des Starkwindniveaus zu gruppieren. Im Vergleich dazu sei erwähnt, daß Messungen mit Bombenflugzeugen (145) 45% aller Turbulenz in der Klasse 0—10 Meilen aufwiesen. Studien von *C o l e m a n* und *F u n k* (56) über England und Westeuropa geben für die Klasse 0—10 Meilen sogar 75% der Fälle an. Dieselbe prozentuelle Häufigkeit wurde auch über den USA in Höhen zwischen

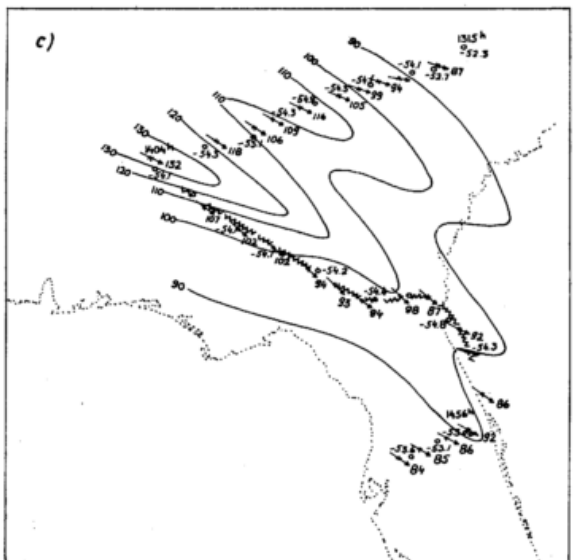
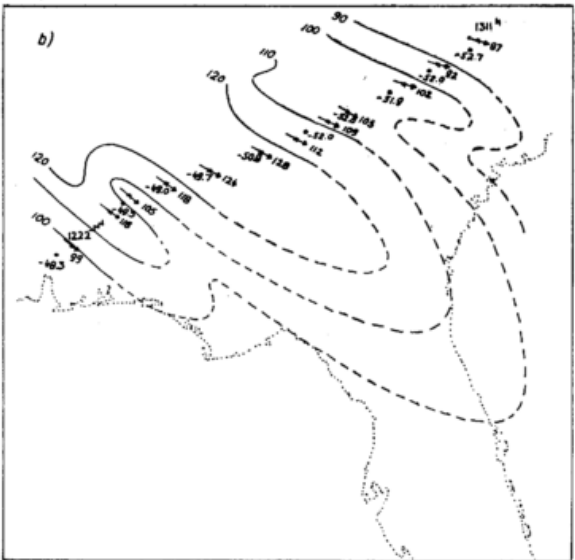
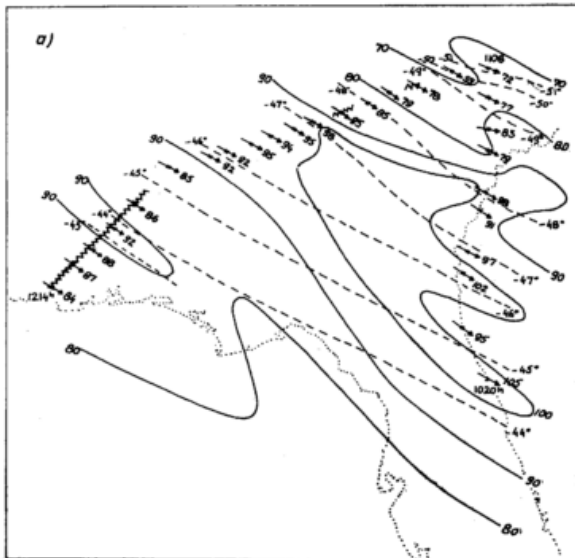


Abb. 1

„Project-Jet-Stream“-Flug No. 12, 10. März 1954. Die Wellenlinie deutet Gebiete mit CAT an. Die voll ausgezogenen Linien sind Isotachen, die strichlierten in Abb. a.) sind Isothermen. Die Flugzeugmessungen sind durch x und Windpfeile angegeben. Flugniveaus: a) 34.000 Fuß (10,4 km), b) 36.000 Fuß (11,0 km), c) 38.500 Fuß (11,7 km). (35)

20 000 und 55 000 Fuß (6.1—16.8 km) gefunden (55). Die Turbulenzgebiete scheinen in vielen Fällen in elongierten Streifen parallel zur Windrichtung orientiert zu sein (48). Eine turbulente Zone beträchtlicher Länge wurde u. a. von „Project-Jet-Stream“ Flug No 12 am 10. März 1954 angeschnitten. Eine Analyse von Brundidge (35) ist in Abb. 1 wiedergegeben. Das turbulente Gebiet erstreckte sich in diesem Falle entlang der antizyklonalen Flanke eines hochreichenden subtropischen Strahlstromes. Konträr zu diesen Ergebnissen findet Cunningham (65) die ausgedehntesten Turbulenzgebiete (>160 km) auf Flügen quer zur Strahlstromachse.

Bei dem „Auf- und Ab“-Flugplan, dem die beiden „Mosquitos“ des britischen Forschungsprojekts folgten, war die Chance, daß ein 900 m × 75 km × 75 km großes turbulentes Gebiet angeschnitten wurde, etwa 4:10. Bei reinem Horizontalflug hätte diese Chance lediglich 1:10 unter Annahme gleichmäßiger Höhenverteilung der turbulenten Gebiete betragen. Es ist daher zu erwarten, daß die Wahrscheinlichkeit für CAT-Begegnungen bei Horizontalflügen etwas geringer ist als von Hislop auf Grund des erwähnten Forschungsprojektes angegeben wurde (vergl. Tabelle 3).

Zwischen der Böenhäufigkeit in tieferen und hohen Niveaus besteht kein nennenswerter Unterschied, doch scheinen starke Böen häufiger unterhalb 29 000 Fuß (8 840 m) aufzutreten, dies allerdings unter Einschluß von Böen in Cumuluswolken (99) (100) (111) (112). Frühere Berichte (219), die sich auf CAT allein beschränken (ohne Cumulonimben) geben die Maximalböen (32 ft/sec = 9.7 m/sec) dagegen als höhenunabhängig an. Abb. 2 enthält die Wahrscheinlichkeit des

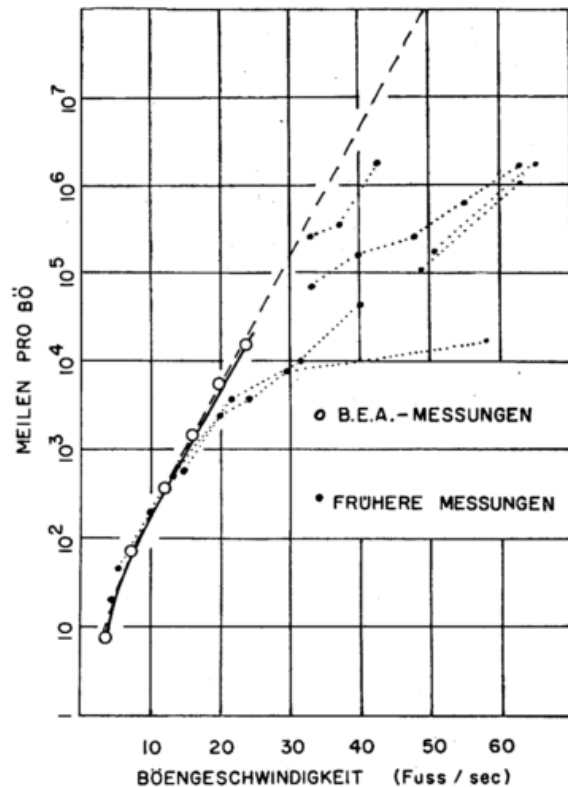


Abb. 2

Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Böen bestimmter Stärke, ausgedrückt in Flugmeilen, die im Mittel zurückgelegt werden müssen, um auf eine Bö der angegebenen oder einer größeren Geschwindigkeit zu stoßen (105).

Auftretens von CAT in Form von Meilen, die von einem Flugzeug zurückgelegt werden müssen, bis es auf eine Bö der angegebenen Stärke stößt. Bis etwa 16 ft/sec (4.9 m/sec) Böengeschwindigkeit folgen die beobachteten Häufigkeiten einer Hyperbel. Oberhalb

dieser Geschwindigkeit weichen dagegen die Beobachtungen stark ab, und zwar in dem Sinne, daß starke Böen häufiger anzutreffen sind, als einer hyperbolischen Verteilung entsprechen würde. Trotzdem ist der Fall von +2.0 g und -2.6 g, der auf einem „Comet“-Flug beobachtet wurde (103) als äußerst selten zu betrachten. Würde man die hyperbolische Verteilung als gültig ansehen, so müßte man bei einer Luftflotte von 20 „Comets“ mit 3 000 Flugstunden bzw. 44×10^6 km Luftweg während eines Jahres etwa alle 2 Wochen mit einem CTA-Bericht von 1.5 g (36 ft/sec = 10.5 m/sec), und etwa einmal in 4 Jahren mit 2.0 g (50 ft/sec = 15.2 m/sec) Beschleunigungszuwachs bzw. Böengeschwindigkeit rechnen. Die größte Vertikalbeschleunigung, die bei den BEA-Flügen gemessen wurde, betrug 0.7 g. Forschungsflüge aus Farnborough (England) ergaben aus Beobachtungen, die in Minutenintervallen gemacht wurden, eine relativ geringe Häufigkeit von Turbulenz. Während insgesamt $26\frac{1}{2}$ Flugstunden wurde nur eine Böe mit etwa 0.4 g getroffen. Die Turbulenzverteilung während dieser $26\frac{1}{2}$ Flugstunden (Horizontalflüge zwischen 400 und 200 mb) in der Umgebung von 20 Jet Streams ist in Tabelle 3 angegeben (151). Walker (220) (221) (222) erhält für viermotorige Transportflugzeuge eine etwas größere Turbulenzhäufigkeit, wobei allerdings auch Wolken-turbulenz inbegriffen ist: Abgeleitete Böengeschwin-

digkeiten (vgl. Gl. [4]) von ≥ 50 ft/sec (15. m/sec) wurden in Abständen von etwa 0.6 bis 3.1×10^6 km verspürt. Die maximalen, während dieser Flüge beobachteten Beschleunigungen lagen in der Größenklasse 1.8 bis 1.9 g. Am häufigsten wurden während der einzelnen Flüge Maximalbeschleunigungen zwischen 0.7 und 1.0 g festgestellt (vgl. auch (57) (58)).

Eine Abschätzung der Wahrscheinlichkeit des Auftretens von starken Beschleunigungen an einem Flugzeug eines bestimmten Typs bei verschiedenen Geschwindigkeiten ist für die mittlere Lebensdauer dieses Flugzeuges von Wichtigkeit. Aus Geschwindigkeits- und Beschleunigungsregistrierungen („V-G-records“) leiteten Peiser und Wilkerson (156) ein Verfahren zur Abschätzung dieser Wahrscheinlichkeiten ab.

Vergleiche von Temperaturmessungen in ruhiger Luft in CAT (Abb. 3) lassen den Schluß zu, daß die vertikale Windscherung — berechnet aus der thermischen Windgleichung — eine bedeutsame Rolle in der Bildung von Turbulenz spielt. Dies stimmt gut mit Harrison's (93) Ergebnissen überein, der ebenfalls eine Korrelation von CAT mit horizontalen Temperaturgradienten und Änderungen in der Windgeschwindigkeit findet. Die Beobachtungen Hislops (105) stehen in Einklang mit dem Richardson'schen Kriterium, nicht jedoch mit Radiosonden- und Rawin-Messungen.

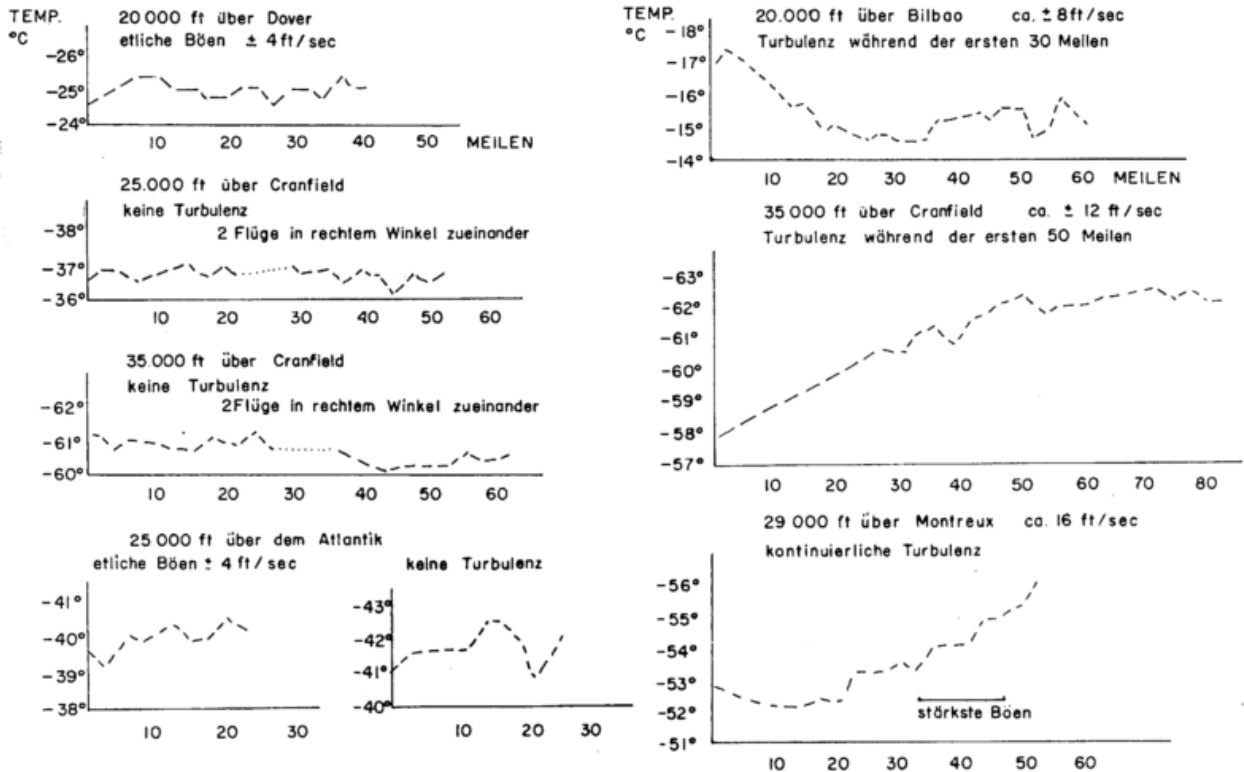


Abb. 3
Horizontale Temperaturprofile aus Flugzeugmessungen
links in ruhiger Luft, rechts in CAT (105).

Diese Diskrepanzen sind allerdings auf Grund der verschiedenen Meßtechnik zu erwarten. Darauf soll weiter unten noch näher eingegangen werden. Auf Forschungsflügen des Project AROWA (218) konnte demgegenüber keine Korrelation zwischen leichter CAT und horizontalem Temperaturgradienten gefunden werden. Cunningham (65) zeigte, daß die Bedeutung des horizontalen Temperaturgradienten für die CAT nicht sehr tiefgreifend ist. Abb. 4 zeigt eine Häufigkeitsverteilung für 128 turbulente Zonen aus „Project-Jet-Stream“-Flügen nach Klassen des horizontalen Temperaturgradienten innerhalb des turbu-

lenten Gebietes. Daraus ist ersichtlich, daß weitaus die meisten Turbulenzonen nur über schwache horizontale Temperaturgradienten verfügen. Eine Korrelation zwischen Ausdehnung des Turbulenzgebietes und Größe des horizontalen Temperaturgradienten scheinen nicht gegeben zu sein. Allerdings muß man der Genauigkeit der Temperaturmessungen mit einiger Reserve begegnen. Vom Verfasser konnte in einer neueren Studie (178a) festgestellt werden, daß CAT vorwiegend in dünnen, stabilen und baroklinen Zonen auftritt. (Vergl. Kap. 2.2.1.3.). Es hängt davon ab, unter welchem Winkel diese stabilen Zonen von der Flugroute angeschnitten

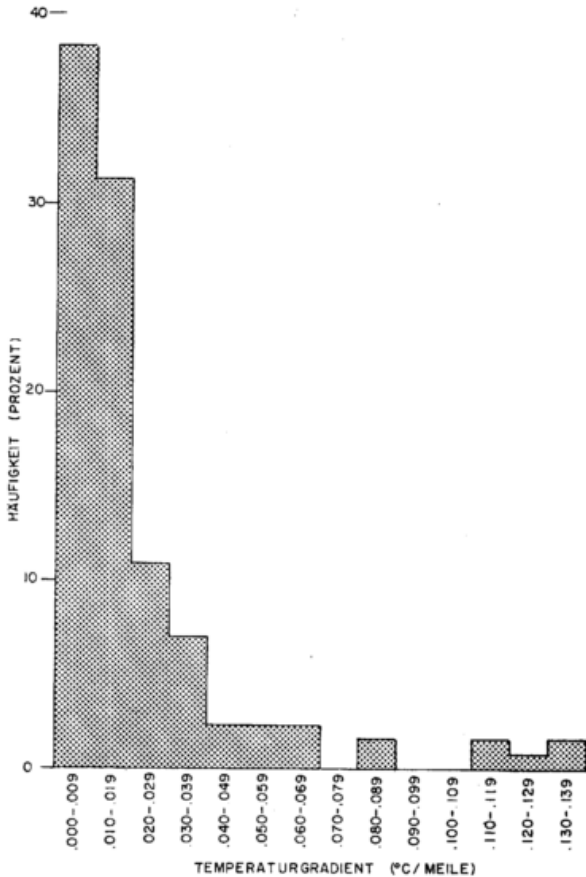


Abb. 4

Häufigkeitsverteilung von 128 CAT-Zonen nach Klassen des horizontalen Temperaturgradienten (65).

werden, ob die gleichzeitig mit CAT auftretende Temperaturänderung größer oder geringer ist. Je schleifenförmiger der Schnitt zwischen Route und stabiler Zone ist, desto länger verbleibt das Flugzeug in diesem baroklinen Gebiet, und desto größer ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von CAT, obwohl die gleichzeitigen Temperaturänderungen nahezu Null sind. Die statistischen Ergebnisse, die Cunningham erhält, erfahren also eine plausible Deutung.

Aus Hislop's Bericht über das BEA-Meßprogramm geht hervor, daß auch im Strahlstrombereich die Turbulenzgebiete nur kurzlebig und räumlich eng begrenzt sind. Bannon (19) findet eine Korrelation zwischen hohen Windgeschwindigkeiten, also dem Jet-Stream, und dem Auftreten von CAT. Dies ist nicht überraschend, denn im Bereich der Strahlströme treten die stärksten vertikalen und horizontalen Geschwindigkeitsgradienten auf (vergl. Sheppard (205) und Berggren (28)).

Über eine jahreszeitliche Abhängigkeit der CAT berichtet Clem (46) (vergl. auch (28a)). Zwischen 25 000 und 45 000 Fuß wurde über den USA im Winter 50% häufiger Turbulenz angetroffen als im Sommer. Ein Häufigkeitsmaximum an CAT-Berichten erscheint über den nordöstlichen Staaten. Dies steht im Einklang mit der jahreszeitlichen und geographischen Verteilung starker Strahlströme über den USA.

Clodman und Ball (53) geben eine übersichtliche Zusammenstellung der während einiger Forschungsprojekte gemessenen Turbulenzcharakteristiken, die in etwas abgeänderter und erweiterter Form in Tabelle 3 wiedergegeben werden soll.

Ein Großteil der bisher gesammelten Berichte über CAT stammt von fliegendem Personal (15) (31). Nach einem Entwurf des NACA*, der auch von europäischen Fluggesellschaften übernommen wurde, werden von den Piloten kurze Fragebögen (Abb. 5) ausgefüllt, die

über Dauer, Art und Position der CAT Auskunft geben, und auch Angaben über den Flugzeugtyp und das Verhalten des Flugzeuges enthalten. Ein ausgedehntes Projekt lief in den USA vom 18.—21. März 1953 in Zusammenarbeit zwischen USWB** (47) (150), GRD*** (138) und NACA* (171). Im „High-Altitude Gust Program“ wurden 398 Pilotenberichte über Vorkommen und Nichtvorkommen von CAT der statistischen Bearbeitung zugrundegelegt. Sie gruppierten sich um die synoptischen Termine 0300 und 1500 GCT. Insofern stellte dieses Projekt eine Verbesserung gegenüber den übrigen, mehr oder weniger zufälligen Berichten über CAT dar, da auch „Fehlberichte“, also die Abwesenheit von CAT, gemeldet wurden. Das Fehlen von CAT-Berichten im Bereich der Strahlströme muß nämlich nicht bedeuten, daß im betreffenden Gebiete keine Turbulenz vorhanden war. Es liegt vielmehr der Schluß nahe, daß im betreffenden Gebiet a) entweder kein Flugzeug kreuzte, oder b) u. U. CAT beobachtet, aber nicht gemeldet wurde (185).

Diese systematische Sammlung von Beobachtungsdaten über CAT brachte — soweit es bei dem Vergleich eines meso- oder mikrostrukturellen Vorganges mit makrostrukturellen atmosphärischen Verhältnissen überhaupt möglich ist — einige bemerkenswerte Ergebnisse, die im folgenden kurz angeführt seien.

Die Intensität der Turbulenz wurde mit „leicht“ (wahrnehmbar), „mäßig“ (Gehen fällt schwer) und „stark“ (Gegenstände werden in der Kabine herumgeworfen) eingestuft. Dabei unterliegt wohl „leichte“ Turbulenz am ehesten subjektiver Mißinterpretation, wenn nicht gleichzeitig objektive Messungen mit einem Beschleunigungsmesser zum Vergleich herangezogen werden können. Verschiedene Flugzeugbesatzungen reagieren nämlich sehr verschieden auf vertikale und horizontale Beschleunigung (4). Außerdem kann das Flugzeug Beschleunigungen unterliegen, die durch die Aerodynamik seiner Tragflächen bedingt sind und die entweder nichts mit CAT zu tun haben, oder einen übertriebenen Eindruck der Turbulenz vermitteln. Dies scheint besonders während des Auf- und Abstieges der Fall zu sein. (150). Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von CAT bei nichthorizontalen Flügen ist wesentlich größer als bei horizontalen, hauptsächlich wohl deshalb, weil beim nichthorizontalen Flug ein Flugzeug aerodynamisch weniger stabil ist als beim Horizontalflug, andererseits jedoch, weil die CAT vermutlich in dünnen Schichten vorkommt und diese Schichten bei einer vertikalen Flugkomponente mit größerer Wahrscheinlichkeit durchstoßen werden als beim Horizontalflug. Auch die von Brundidge (37) konstruierten Querschnitte der „Project Jet-Stream“-Flüge zeigen ein bevorzugtes Auftreten von „bumpiness“ („Böigkeit“) bei Höhenänderungen des Flugzeuges. Ein Beispiel dafür ist in Abb. 6 gezeigt.

Eine geringe Zunahme der Stärke und Häufigkeit der Turbulenz mit der Fluggeschwindigkeit (TAS = True Air Speed) scheint aus den Beobachtungen angedeutet. Darauf soll in Kap. 2.1. noch näher eingegangen werden. Außerdem erscheint eine geringe Tendenz für stärkere CAT bei Gegenwind als bei Rückenwind gegeben. Dies würde im Einklang mit der Annahme stehen, daß es sich bei CAT vorwiegend um Schwerkwellen an Diskontinuitätsflächen handelt, die annähernd in Windrichtung voranschreiten. Bei Gegenwindflüge wäre dementsprechend mit größeren Beschleunigungen des Flugzeuges unter dem Einfluß dieser Wellen zu rechnen als bei Rückenwind.

Mäßige CAT schien sich beim „High-Altitude Gust Program“ öfter bei negativer, vertikaler Scherung als

*) NACA = National Advisory Committee for Aeronautics.
 **) USWB = United States Weather Bureau.
 ***) GRD = Geophysics Research Directorate, Air Force Cambridge Research Center.

Tab. 3
Charakteristika verschiedener CAT-Beobachtungen

1 Informationsquelle	2 Höhenbereich	3 Höhenbereich der Häufigkeitsmaxima	4 Intensität der Turbulenz	5 Häufigkeit des Auftretens	6 Extreme Stärke	7 Ausdehnung der Turbulenzgebiete			9 Mittel	10 Extrem
						Horizontal		Vertikal		
						Mittel	Extrem			
1. Bannon (19) (21)		28.000—32.000 ft			0.7 g					
2. Bindon (32)	24.000 ft				3 g					
3. Clem (48)	25.000— —45.000 ft	40.000—44.000 ft Sekundärmax. bei 34.000 ft üb. NE der USA	leichte CAT mäßige starke	19% aller Flüge 12% 2%	15—60 km, länger als breit			500—2000 ft		
4. Clodman (49)	18.000—40.000	Keine nennenswerte Höhenabhängigkeit über Südkanada zw. 18.000—38.000 ft	alle Stärken mäßig und stark stark	1 : 35 km 1 : 85 km 1 : 440 km	~ 90 km	≥ 450 km	3000 ft	100—15.000 ft		
5. Cunningham (65)										
6. Estoque (78)	150 mb 200 mb 250 mb 300 mb 350 mb	250 mb (Europa, Türkei, USA, Japan)	10 5 2 ft/sec 10 5 2 10 5 2 10 5 2 10 5 2	0.02 0.16 2.0% der 0.09 0.75 9.0 0.15 1.2 15 0.11 0.88 11 0.08 0.72 9.0	50% < 30 km	6.9—328 km	~ 1500 ft	500—3000 ft		
7. Heath-Smith (99)		Abnahme bis 25.000 ft, darüber Zunahme			0.8 g oder 20 ft/sec					
8. Hislop (105)	25.000 ft 35.000 ft		4 ft/sec 8 ft/sec 12 ft/sec	1 Bö auf 13 km 1 " " 97 km 1 " " 650 km				75—100 km	900 m	
9. Hyde (113)	bis 49.000 ft bis 36.000 ft 22.000—28.000 ft		leicht oder mäßig stark sehr stark	28% aller Flüge 7% 1%	2.5—4 g (geschätzt)					
10. Kuettner (137)	40.000 ft				+ 3 g, — 2.5 g (Segelflug) (21 m/sec)					
11. Murray (151)	400—200 mb		0.1 g 0.2 g 0.3 g	37.4% aller Flüge 4.9% 0.2%	0.4 g					
12. Pinus (165)		Abnahme bis mittlere Troposph., darüber Zunahme um 15—20% bis Tropopause								
13. Press (171)								50% < 80 km Gebiete starker CAT	> 800 km 50% < 2000 ft meist ausgedehnter und dicker	100—10.000 ft

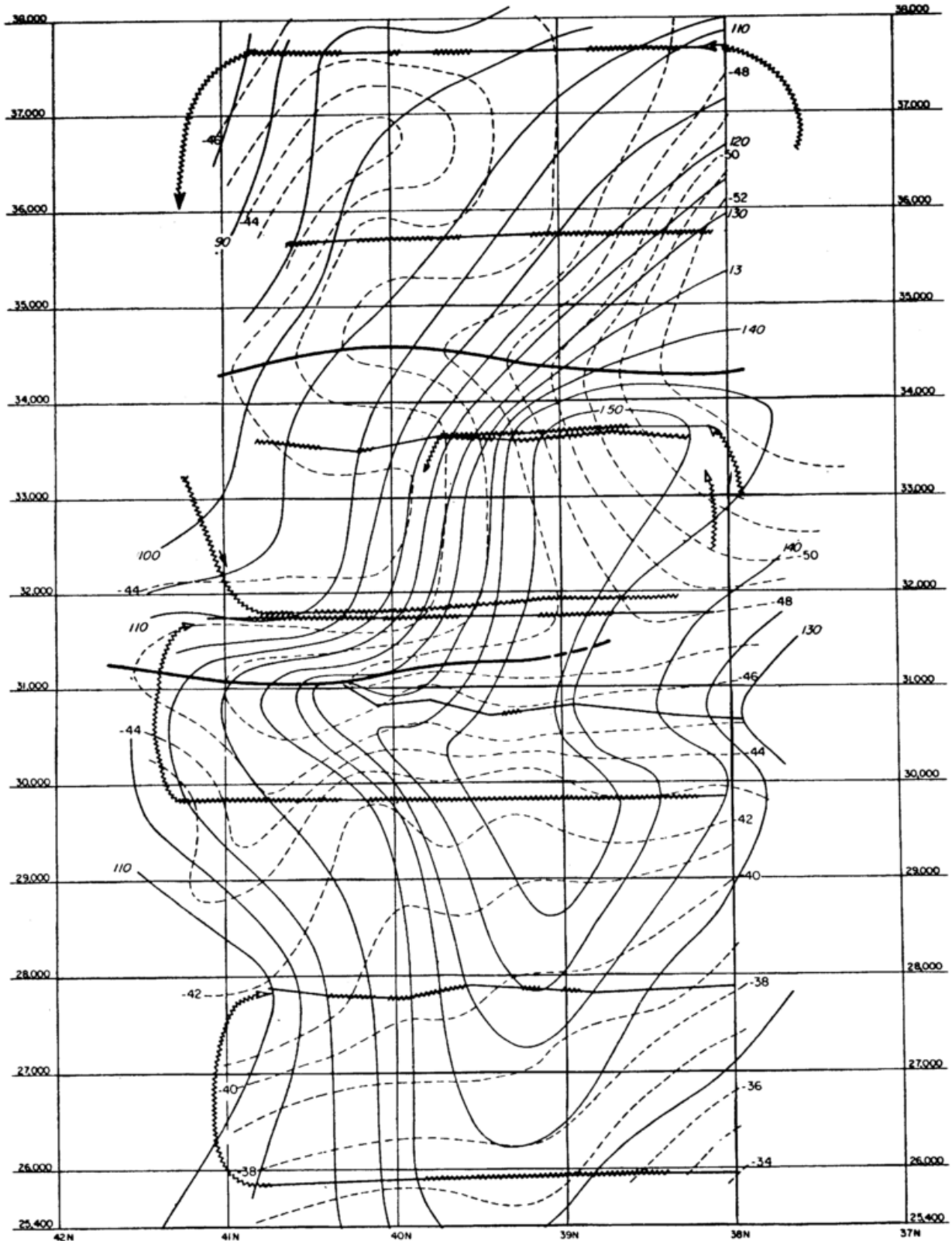


Abb. 6

Vertikaler Querschnitt, Project-Jet-Stream-Flug No. 19, 16. Februar 1957. Die vollen Linien sind Isotachen, die strichlierten Isothermen. Wellenlinien deuten turbulente Zonen entlang der Flugstrecken an (37).

bei positiver einzustellen. Für negative Scherungen wäre Arakawa's Kriterium (Gleichung [23]) zuständig, für Turbulenz im Strahlstromniveau dagegen Sasaki's Kriterium (Kap. 2.2.1.5.). Andere Flugzeugberichte geben jedoch auch positive Scherungen als vorwiegende Ursache für CAT an (34) (168). Brundidge (37) findet, daß bei negativer vertikaler Sche-

rung turbulente Gebiete noch in größerem vertikalem Abstand von der Schicht maximalen Windes auftreten, als bei positiver Scherung. Viele Turbulenzberichte stammen jedoch aus unmittelbarer Nähe des Jet-Maximums. Eine Übersicht über die Turbulenzverteilung bei 11 "Project-Jet-Stream"-Flügen 1956—1957 ist in Abb. 7 wiedergegeben. Vertikale und horizontale

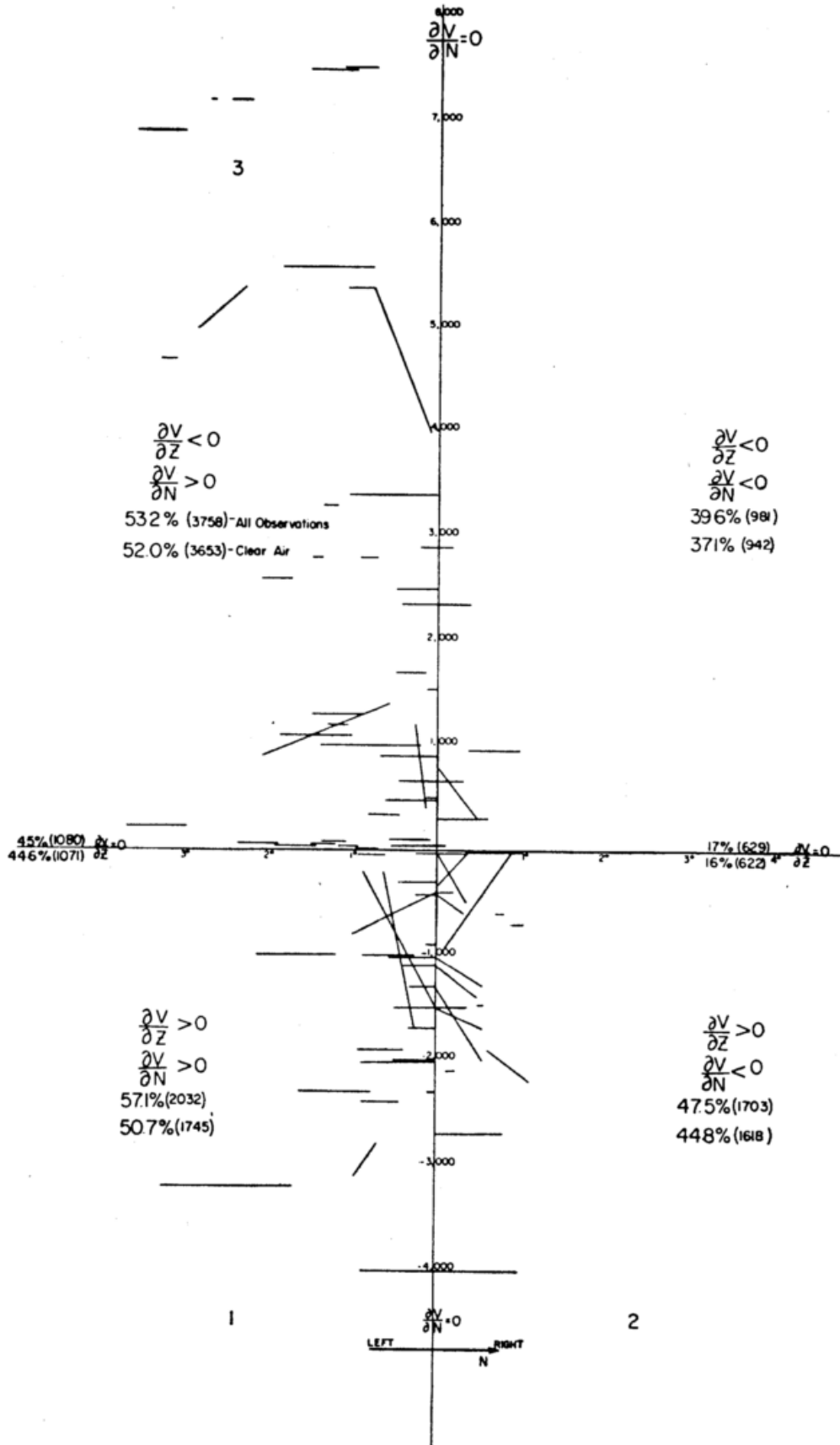


Abb. 7

CAT-Verteilung in bezug auf die Strahlstromachse (= Koordinatenmittelpunkt) bei 11 Project-Jet-Stream-Flügen 1956 bis 57. Die Prozentzahlen geben den Anteil der turbulenten Flugstrecken an der Gesamtflugstrecke an, die unter den gegebenen Scherungsverhältnissen zurückgelegt wurde, und zwar ist die obere Zahl für sämtliche Beobachtungen errechnet, die untere dagegen nur für Flüge in wolkenfreier Luft. Die Zahlen in Klammern geben die Flugstrecke in nautischen Meilen an (37).

Achsen ermöglichen in dieser Abbildung eine Orientierung der Beobachtungen nach horizontaler und vertikaler Scherung. Die Prozentzahlen in den einzelnen Quadranten beziehen sich auf die Flugstrecken, die unter den gegebenen Scherungsverhältnissen unter turbulenten Bedingungen zurückgelegt wurden. Die Zahlen in Klammern geben die Gesamtlänge der turbulenten Flugstrecken an. Die Berechnungen erfolgten einerseits auf Grund der Gesamtflugstrecke, andererseits auf Grund der wolkenfreien Flugstrecke. Bei letzteren Zahlen fallen also die Beobachtungen in Cirruswolken weg, doch geht aus den angegebenen Zahlenwerten hervor, daß sich durch Ausschluß der Bewölkung im Strahlstrom-Niveau die Turbulenzverhältnisse kaum ändern.

Eine Klassifikation der Turbulenzberichte nach vertikaler Stabilität zeigte das interessante Ergebnis, daß mäßige Turbulenz bei vertikalen Temperaturgradienten, die zwischen der Trockenadiabate und der Isotherme liegen, die größte Wahrscheinlichkeit besitzt. Andererseits zeigten die „Fehlberichte“ (= keine Turbulenz) 2 Wahrscheinlichkeitsmaxima: eines bei adiabatischer und eines bei isothermer Schichtung.

Danielsen (66) findet, daß Sondenaufstiege, die zwischen der Trocken- und Feuchtadiabaten liegen, sich durch ausgeprägte Detailstruktur auszeichnen, die sich in dünnen, stabilen Schichten manifestiert, welche zwischen adiabatischen Schichten eingelagert sind und bei der Verschlüsselung des Aufstieges meist übergangen werden. Sowohl bei adiabatischer Troposphäre, als auch bei isothermer Stratosphäre scheint diese Strukturierung unterdrückt zu sein. Die Beobachtungen des „High Altitude Gust Program“ scheinen somit darauf hinzudeuten, daß die CAT an dünne stabile Schichten in der Atmosphäre gebunden ist, die, wie wir in Kap. 2.2. sehen werden, zur Bildung von Wellen neigen (150).

Bannon (19) (20) berichtet von einigen Fällen von CAT, die in dünnen stabilen Schichten beobachtet werden. Die Richardson'sche Zahl

$$Ri = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} / \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \quad [1]$$

(g = Schwerebeschleunigung, θ = potentielle Temperatur, V = horizontale Windgeschwindigkeit) war in diesen Schichten meist größer als 3.4 (vgl. auch (209)), mit Ausnahme eines Falles, in dem Ri innerhalb der dünnen, turbulenten Schicht infolge starker vertikaler Windscherung sehr klein, unmittelbar darüber jedoch groß war (vergl. Kap. 2.2.1.3.). Die Bildung von Schwerewellen an derartigen Inversionen wurde schon 1934 in einer Arbeit von Namias (152) als mögliche Ursache für CAT angedeutet (vergl. auch Baughman (26)). Ein Wettererkundungsflug meldete damals Turbulenz in wolkenloser Umgebung in einer Absinkinversion. Auch Pepler (158) berichtet 1938 über Turbulenz in Inversionen. Sasaki's (188) Turbulenzkriterium, das in Kap. 2.2.1.5. noch eingehender besprochen werden soll, sieht die Bildung von Schwerewellen an stabilen Schichten vor. Die Nähe der Tropopause scheint somit ein bevorzugtes Gebiet für CAT zu sein, da sich hier die Stabilität oft in besonderem Maße ausprägt. Bannon (19) berichtet über 7 von insgesamt 14 CAT-Fällen, die sich in Tropopausennähe ereigneten. Mehr als ein Drittel von 32 CAT-Berichten, über die Durst (75) referiert, liegen weniger als 300 m von der Tropopause entfernt (vergl. auch (28a)).

Auch die Messungen mit Böensonden (6) und Pilotenbeobachtungen (25) bestätigen den Zusammenhang zwischen stabilen Schichten und Turbulenz. Es besteht eine gute Korrelation zwischen CAT und Unter- sowie Obergrenze troposphärischer Inversionen. An den Untergrenzen besitzt die Turbulenz eine 45% größere Häufigkeit als einer Normalverteilung in der gesam-

ten Troposphäre entsprechen würde. An den Obergrenzen dieser Inversionen ist die Häufigkeit 35% größer als normal. Eine Korrelation von CAT mit der Untergrenze der Tropopauseninversion erwies sich als nicht signifikant, wohl deshalb, weil die Tropopause aus den verschlüsselten Aufstiegen nicht mit genügender Genauigkeit definiert werden kann (vergl. (66)). Die Obergrenze existierender Tropopauseninversionen zeigt dagegen eine Korrelation mit CAT. Zu einem ähnlichen Ergebnis gelangt auch Sinha (206). Er fand, daß die verschwommenen, breitlinigen Stellen in Meteorographenregistrierungen, die 1936—40 in Agra gemacht wurden, einerseits mit Schichten häufiger Inversionen zusammenfielen, oder aber mit labilen Schichtungen. Die verschwommenen Stellen deutete er als Effekte von Turbulenz. Die mittlere Tropopausenlage zwischen 10 und 12 km zeichnete sich neben anderen durch ein Turbulenzmaximum aus.

Die Richardson'sche Zahl gab bemerkenswerterweise beim „High Altitude Gust Program“ keinen Aufschluß über CAT, aus Gründen, die wir weiter unten (Kap. 2.2.1.3.) noch ausführlich diskutieren wollen. Vermutlich waren die verwendeten Schichtdicken zu groß, und die Beobachtungen nicht streng synoptisch. Anderson (6) findet nämlich eine signifikante Korrelation zwischen Böensondenregistrierung und Ri-Zahl, doch wurde die Korrelation für wesentlich dünnere Schichten aufgestellt (300 m). Auch Bannons Untersuchungen lassen eine — wenn auch eingeschränkte — Signifikanz der Richardson'schen Zahl vermuten (vergl. (19) (33) (91)). Sugimoto (209) errechnet für turbulente Zonen über dem Pazifik eine Ri-Zahl von ca. 3.5, während in einem Bericht von Pinus (165) 85% von Turbulenzfällen über der UdSSR mit Richardson'schen Zahlen < 4 assoziiert erscheinen. Nach Berenger und Heissat (28a) ist schwere CAT mit Richardson'schen Zahlen < 5 assoziiert, während leichte CAT noch bei $Ri = 50$ beobachtet wurde. Keitz (128) (129) dagegen findet eine signifikante Korrelation zwischen CAT im 30 000-Fuß-Niveau und der Änderung der Ri-Zahl ΔRi während 6 Stunden, die er aus differentieller Temperaturadvektion in der Schicht 300 bis 400 mb näherungsweise berechnet und die auf eine Labilisierung der Atmosphäre hindeuten. Schichtdicke und Windscherung wurden dabei als zeitlich konstant angenommen.

$$\Delta Ri = \frac{g \Delta (\Delta \theta)}{\theta \Delta z \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2} \quad [2]$$

$\bar{\theta}$ = Mittel der Potentiellen Temperatur an der Ober- und Untergrenze der Schicht.

$$\Delta (\Delta^* \theta) = (\theta_{300} - \theta_{500})_{15 \text{ GMT}} + 6 \text{ h} - (\theta_{300} - \theta_{500})_{15 \text{ GMT}} \quad [3]$$

Die Indices beziehen sich auf die verwendeten Standard-Isobarenflächen und auf die Beobachtungstermine. Klemm und Pinus (131) stellen ebenfalls fest, daß die CAT-Häufigkeit bei Kaltluftadvektion die bei Warmluftadvektion überwiegt. Schwerdtfeger und Radok (192a) halten die differentielle Temperaturadvektion, wie sie aus der Winddrehung in Hodogrammen in Erscheinung tritt, für etliche CAT-Fälle über Australien verantwortlich.

Auch der vertikale Gradient der kinetischen Energie, ausgedrückt durch das Produkt $V \frac{\Delta V}{\Delta z}$ scheint einen Einfluß auf das Zustandekommen von CAT zu besitzen. Große negative Gradienten erhöhen die Wahrscheinlichkeit für mäßige CAT. Leichte CAT wird am häufigsten bei geringen positiven oder negativen Werten von $V \frac{\Delta V}{\Delta z}$ angetroffen, während hohe positive Werte in der Regel als turbulenzfrei beobachtet wurden. Auch

Clem (45) (46) (47) gelangte zu der Schlußfolgerung, daß CAT in starken vertikalen Scherungen auftritt, wie sie in der Nähe von Jet-maxima beobachtet werden (vergl. (217)). Einigen seiner Untersuchungen legt er jedoch die starken Geschwindigkeitsschwankungen von Ballonbeobachtungen zugrunde, die vom Verfasser in mehreren Veröffentlichungen als unreal und durch niedere Höhenwinkel verursacht hingestellt wurden (177) (178b). Clem's Korrelation kann somit nicht als schlüssig angesehen werden.

Ausgeprägte Windscherungen zwischen 300 und 200 mb, ausgedrückt durch den horizontalen Gradienten der relativen Topographie 200/300 mb wird von Bhalotra (183) mit 2 Fällen starker CAT korreliert, denen britische Düsenmaschinen des Typs „Comet“ am 28. 12. 52 und 7. 3. 53 zwischen 36 000 und 38 000 Fuß (11 und 11.6 km) begegneten. Beim ersteren der beiden Fälle dauerte die Turbulenz etwa 25 Minuten. Beim 2. Fall betrug die Windgeschwindigkeit etwa 53 Knoten. Die Schichtung der Atmosphäre war stabil (isotherm).

Auch die Krümmung der vertikalen Windprofile $\frac{\Delta^2 V}{\Delta z^2}$ besitzt einigen Einfluß auf die Turbulenz. Die Intensität der Turbulenz scheint mit der Größe dieses Termes zuzunehmen. Da dieser Faktor auch im Scorer-Parameter I^2 auftritt (Kap. 2.2.3.) ist eine Korrelation der Turbulenzbeobachtungen mit diesem Parameter zu erwarten. Eine Schwierigkeit ergibt sich jedoch in der Auswertung von $\frac{\Delta^2 V}{\Delta z^2}$ aus Höhenwindsonden. Durch die notwendige Bildung dreier Differenzen machen sich nämlich Meßfehler unliebsam bemerkbar, wenn man die Schichtdicke innerhalb tragbarer Grenzen halten will. Sasakis Turbulenzkriterium, das weiter unten (Kap. 2.2.1.5.) noch näher besprochen werden soll, trägt ebenfalls der Krümmung der Wind- und Temperaturprofile Rechnung.

Die Beobachtungen von CAT wurden zumeist mit der Lage des Strahlstromes zur Beobachtungszeit korreliert (114). Als ein klassisches Beispiel von CAT-Statistik in dieser Richtung können die Studien von

Bannon (23) angesehen werden, der einen seither mehrmals (29) (181) reproduzierten Querschnitt durch den Jet-stream (der aus mehreren typischen Fällen gemittelt wurde) konstruierte und darin die Gebiete mit beobachteten Fällen von $CAT \geq 0.4 g$ eintrug. Von 92 CAT-Beobachtungen oberhalb 20 000 Fuß kamen 56 in der Nähe des Jet-stream vor (Abb. 8). Nach Bannons Querschnitt hat es den Anschein, als ob die zyklonale Seite eines Strahlstroms mit ihrer großen horizontalen Windscherung durch besonderen Turbulenzreichtum ausgezeichnet sei (16) (19) (21) (22) (80) (185) (225). Zu einem ganz ähnlichen Ergebnis gelangt Jones (119) (120) (121). Von 147 Fällen mit Böen $\geq \pm 0.5 g$ über Großbritannien wurden 98 in der Nähe des Strahlstromes beobachtet, davon die meisten auf der zyklonalen Seite des Jet Stream bei kräftiger horizontaler ($5.5 \times 10^{-5} sec^{-1}$) und vertikaler Scherung (35 Knoten zwischen 500 und 300 mb). 71% der beobachteten Fälle von CAT sind mit einem Strahlstrom verknüpft, 20% mit Höhenträgen oder Höhentiefs und lediglich 9% zeigen keine Korrelation mit einer dieser Wetterlagen (Vergl. auch Clem (48)). Murray (151) findet ebenfalls, daß die meisten Turbulenzberichte von der zyklonalen Seite der Strahlströme stammen. Horizontale Scherung und Richardson'sche Zahl scheinen für die Turbulenzbildung signifikant zu sein. Nach Klemin und Pinus (131) waren in einer Versuchsreihe über der UdSSR 50% der CAT-Fälle mit zyklonalen Strömungsverhältnissen und Konfluenz verbunden, 27% dagegen mit antizyklonalen Verhältnissen und Konfluenz, und nur 5% mit antizyklonaler und diffluenter Strömung. Auch Harrison (94) macht die horizontale Scherung für die Turbulenz verantwortlich. Aus Endlichs (77) Studien geht hervor, daß die antizyklonale Seite des Jet-Maximums ebenfalls turbulenzreich ist. Zusammen mit Bannons Untersuchungen ergibt sich somit eine Streuung von Turbulenzbeobachtungen rings um den Strahlstrom. Es kann also nicht allein die horizontale Scherung sein, welche die Turbulenz hervorruft. Beobachtungen deuten vielmehr darauf hin, daß vertikale Scherung, Krümmung (z. B. Höhenträge), Difluenz und Konfluenz maßgeblich an der Turbulenzbildung beteiligt sind (34). Eine Bevorzugung der Tiefdruckseite des Strahlstromes beim Auftreten von CAT scheint auch beim High Altitude Gust Program auf Messungen des "Project Jet Stream" bestätigen dies. (Abb. 9). Eine gene-

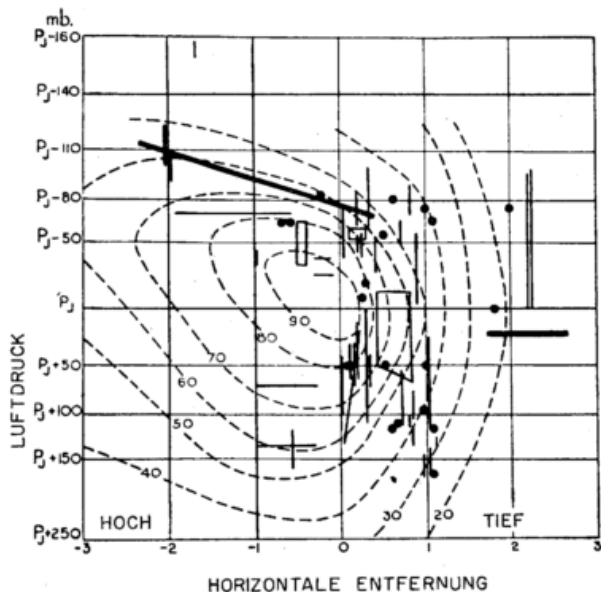


Abb. 8

Beobachtungen der CAT. Die Isotachen sind strichliert angegeben, die Lage der Tropopause ist durch eine dicke Linie gekennzeichnet. Die Einheit des horizontalen Abstandes ist durch die Entfernung angegeben, in der die Windgeschwindigkeit auf der zyklonalen Seite des Strahlstromes auf die Hälfte des Maximalwertes abnimmt (23).

- isolierte Turbulenz
- Turbulenzbeobachtung entlang Linie
- turbulente Zone

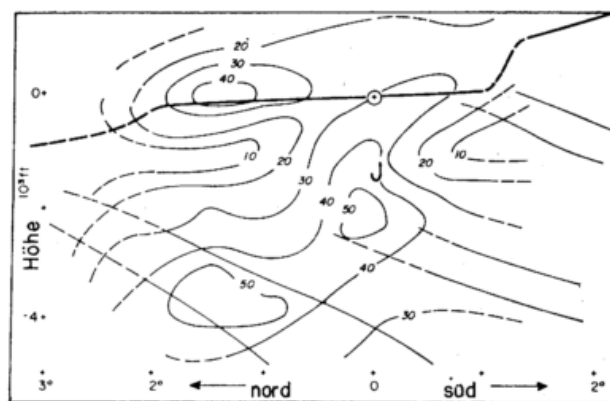


Abb. 9

Mittlere Verteilung der CAT in Prozent der turbulenten Flugzeit von der Gesamtflugzeit für 9 Project-Jet-Stream-Flüge 1956-57 (188).

relle Turbulenzwarnung für die zyklonale Seite eines Strahlstromes erscheint jedoch nicht angebracht, da weite Strecken als völlig turbulenzfrei gemeldet werden.

Um ein Geringeres erfolgversprechender sind statistische Untersuchungen, welche das Auftreten von CAT mit der geographischen Lokalität verbinden. Dies ist

über Kontinenten von vornherein zu erwarten, wenn wir als mögliche Ursache für CAT die Bildung von stehenden Wellen im Lee von Bodenhindernissen zulassen. (Über die Theorie dieser Wellen soll noch ausführlich weiter unten die Rede sein.)

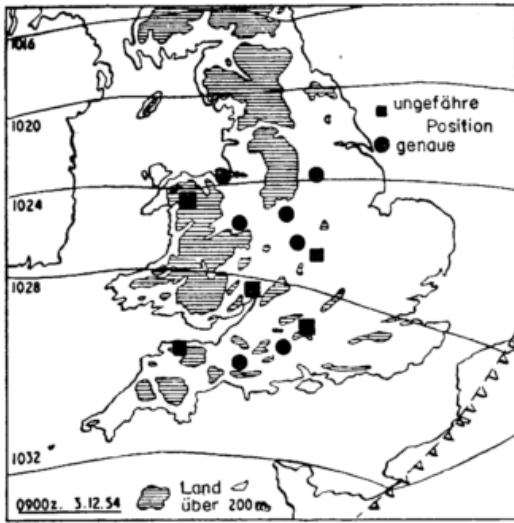


Abb. 10
CAT-Beobachtungen über England am 3. Dezember 1954 (215).

Abb. 10 zeigt die Verteilung der CAT-Beobachtungen am Vormittag des 3. Dezember 1954 über England in einer Strahlströmung, die zwischen 0800 und 1400 GMT von 245° nach 285° drehte. Die Turbulenzberichte im Süden stammen aus etwa 15 000 Fuß Höhe, über den Midlands aus etwa 20 000 und im Norden aus 26 000 Fuß (höchster Wert im Süden aus 25 000 Fuß und im Norden aus 41 000 Fuß). Die Untergrenze der Turbulenzberichte über den Midlands fiel mit der Basis einer stabilen Schicht zusammen, mit ausgeprägter vertikaler Windscherung darüber. Der Zusammenhang mit dem Terrain ist — trotz der geringen Bodenerhebungen — beachtlich. Bereits Küstenlinien und niedere Hügel scheinen ihren Einfluß bis in große Höhen geltend zu machen (183), wie Ludlam (141) auch durch Cirrenbeobachtungen feststellen konnte. Bemerkenswert ist allerdings, daß die Windrichtung vom Boden bis ins Strahlstromniveau annähernd parallel läuft, was für die Ausbildung stehender Wellen eine wichtige Voraussetzung ist (vergl. Kap. 2.2.3.). Unter günstigen Bedingungen kann der Einfluß stehender Wellen bis ins Niveau der Perlmutterwolken beobachtet werden. Labilisierung in der Höhe reduziert die Wahrscheinlichkeit für die Ausbildung stehender Wellen und damit auch das Auftreten von CAT.

Es kann allerdings auch sein, daß manche CAT über Gebirgen nicht durch stehende Wellen verursacht wird, sondern durch irreguläre Turbulenzbewegungen, deren Labilität durch die Orographie ausgelöst wird. Während in der Perturbationstheorie eine willkürliche, durch Zufall angreifende Störung von bestimmtem Ausmaß auf ihre Stabilität bzw. Labilität untersucht wird, ohne daß eine Aussage über die Quelle gemacht wird, der diese Störung entstammt, werden einer Strömung über unebenem und womöglich noch unterschiedlich temperiertem Terrain ständig Störungskomponenten zugeführt, deren Energie unter anderem von der Geschwindigkeitskomponente der Grundströmung normal zum orographischen Hindernis und von der vertikalen und horizontalen Dimension dieses Hindernisses abhängt. Es ist also die Vermutung naheliegend, daß nicht nur stehende Wellen über einem Gebirgskamm oder einer Hügelkette ein Häufigkeitsmaximum besitzen (vergl. Kap. (2.2.3.)), sondern daß auch die an Hand der Perturbationsgleichungen abgeleiteten Stabilitäts-

kriterien über unebenem Gelände durch die zusätzlich vorhandene Quelle an Störungsenergie niedrigere kritische Werte der Windscherung für das Auftreten von Turbulenz besitzen, bzw. bei sonst gleichbleibenden mittleren Verhältnissen über diesen Gebieten Häufigkeitsmaxima von CAT auftreten. Ein eindrucksvolles Beispiel dieser Art verdanken wir Clodman und Ball (53). Abb. 11 zeigt die Geländeumrisse (300-m-

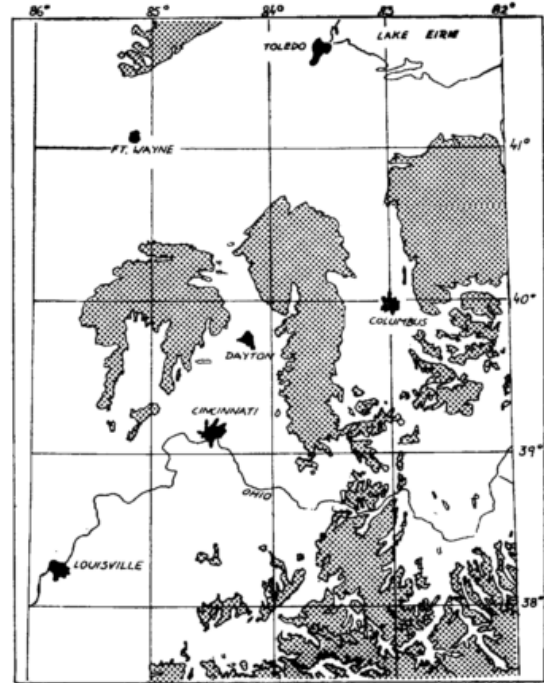


Abb. 11
Gelände in der Umgebung des Wright-Patterson-Flugstützpunktes, Ohio. Bodenerhebungen größer als 300 m sind punktiert (53).

isohypse) in der Umgebung des Wright-Patterson-Flugstützpunktes, Ohio. Zum Vergleich sind in Abb. 12 in Prozent aller Flüge, welche die einzelnen Planquadrate

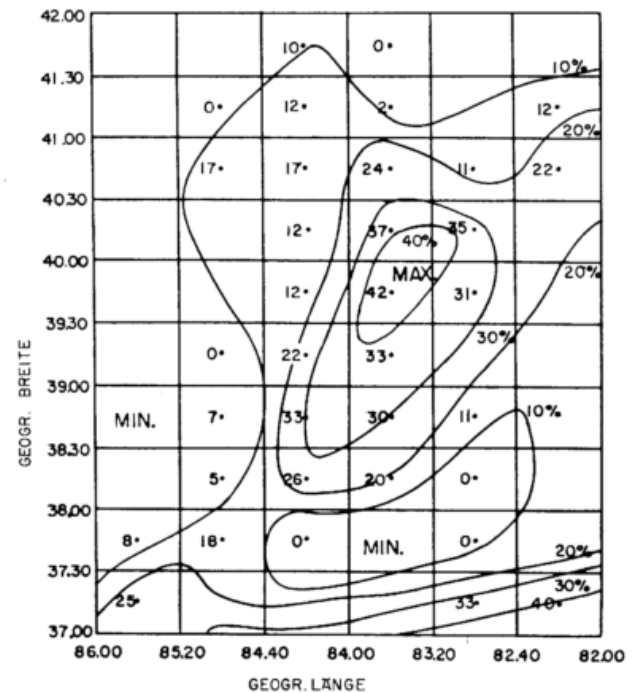


Abb. 12
Prozentuelle Verteilung der CAT in den einzelnen Planquadraten in der Umgebung des Wright-Patterson-Flugstützpunktes (53).

schnitten, die Fälle mit Turbulenz angegeben. (Es wurden in der Analyse nur Planquadrate mit mehr als 10 Flügen verwendet). Der Zusammenhang zwischen Turbulenz und Orographie ist eindeutig. Eine ebenso signifikante Korrelation mit der Bodenkonfiguration zeigten etwa 300 Turbulenzberichte von insgesamt ca. 2 000 Flügen, die in der Zeit zwischen April 1954 und Juni 1958 über dem North-Bay-Gebiet, Ontario, Canada, gesammelt wurden. Turbulenzmaxima erscheinen deutlich ausgeprägt, wenn im 850-mb-Niveau, das annähernd den Windverhältnissen in der Reibungsschicht entspricht, die Strömung quer zum Tal und den Gebirgskämmen gerichtet ist. Turbulenzminima dagegen sind bei talparallelen Winden im 850-mb-Niveau zu erwarten.

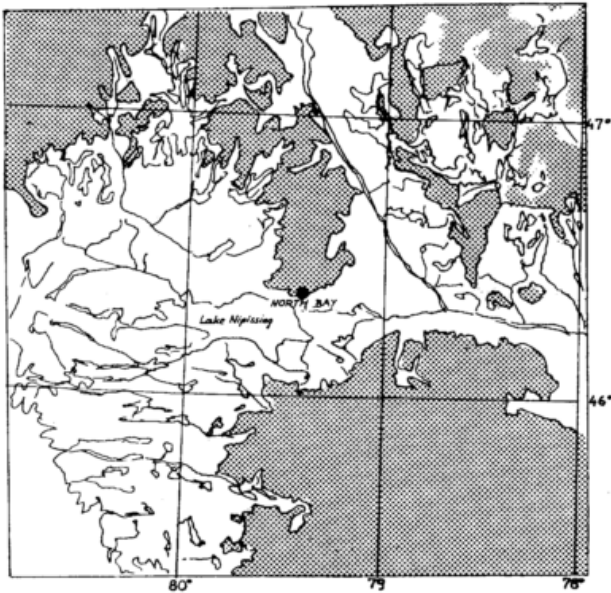


Abb. 13
Gelände in der Umgebung von North-Bay, Ontario. Bodenerhebungen mit 300–600 m sind punktiert (53).

Abb. 13 zeigt die topographischen Verhältnisse im Gebiet von North Bay, während Abb. 14 die Turbulenzverhältnisse in diesem Gebiet wiedergibt. Die Ein-

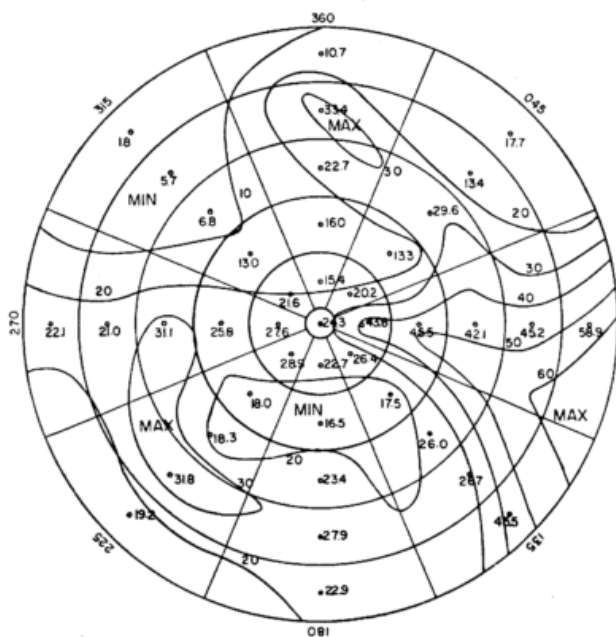


Abb. 14
CAT-Verteilung in der Umgebung von North-Bay, in Promille der Gesamtzahl der CAT-Fälle (53).

teilung erfolgte nach 45°-Oktanten und Radius-Segmenten von 20 Meilen (32.2 km) Länge. Der innerste Kreis hat einen Radius von 5 Meilen (8.0 km). 3 Häufigkeitsmaxima treten deutlich in Erscheinung: je eines im Norden, Osten und Westen von North Bay. (Die Zahlen geben Promille der Gesamtzahl der Fälle an.) Abb. 15 enthält die Häufigkeitsverteilung der Turbu-

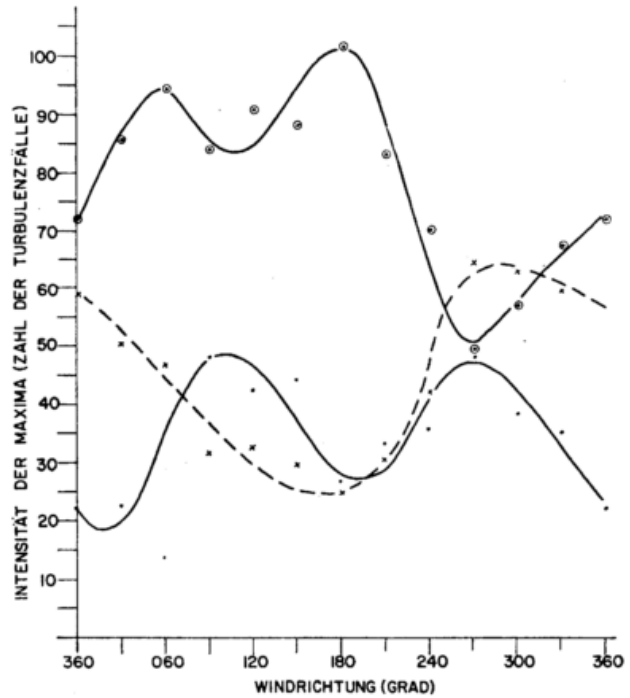


Abb. 15
Häufigkeitsverteilung der CAT in der Umgebung von North-Bay bei verschiedener Windrichtung. Es wurden jeweils die CAT-Fälle gezählt, die bei Windrichtungen im 850-mb-Niveau aus einem Quadranten $\pm 45^\circ$ der angegebenen Richtung beobachtet wurden. Die Werte wurden auf die Änderung der CAT-Häufigkeit mit der Windrichtung über dem gesamten Gebiet korrigiert. Das CAT-Maximum östlich von North-Bay ist durch eine ausgezogene Kurve und Kreise markiert, das westliche Maximum durch eine strichlierte Linie und x, und das nördliche Maximum durch eine ausgezogene Kurve und Punkte (53).

lenz in den 3 Maxima nach verschiedenen Sektoren der Windrichtung. Es wurden Korrekturen angebracht, welche die Änderung der Turbulenz im gesamten Gebiet mit der Windrichtung ausschalten. Diese Abbildung gibt somit nur den topographischen Einfluß auf das Zustandekommen der in Abb. 14 gezeigten Häufigkeitsmaxima der Turbulenz. Maximale Turbulenzhäufigkeit bei Windrichtungen senkrecht zum Talverlauf sind deutlich ausgeprägt. Es erscheint somit erfolgversprechend, Gebiete mit bevorzugtem Auftreten von CAT auf den Terraineinfluß hin zu untersuchen. Letztlich dürfte von diesem Ansatzpunkt aus eine Möglichkeit für CAT-Warnungen gegeben sein.

Im vorliegenden Falle ist das Auftreten von Turbulenz bei 850-mb-Winden zwischen 20 und 30 Knoten 3mal so häufig wie bei Winden < 20 Knoten; bei Winden > 30 Knoten dagegen 6mal so häufig. Abgesehen von der möglichen und nicht untersuchten Korrelation zwischen 850-mb-Winden und dem Jet-Stream, welche unter günstigen Bedingungen große Amplituden in den stehenden Wellen verursachen kann (vergl. Kap. 2.2.3.), spricht dieses Ergebnis dafür, daß mit größerer Intensität der Bodenwinde über unebenem Terrain der Atmosphäre mehr Turbulenzenergie zugeführt wird.

Im 700- und 500-mb-Niveau ist die Korrelation zwischen Turbulenzhäufigkeit und Windrichtung weniger deutlich ausgeprägt. Außerdem zeigt sich hier die

merkwürdige Tatsache, daß Turbulenzmaxima bei annähernd talparallelen Winden, Minima dagegen bei Windrichtungen senkrecht zum Tal auftreten — also entgegengesetzt den Verhältnissen im 850-mb-Niveau. Dies mag zu einem geringen Teil auf die Winddrehung mit der Höhe zurückzuführen sein. Vermutlich dürfte jedoch dieser Turbulenzverteilung eine gewisse synoptische Auswahl zugrundeliegen, derzufolge unter gewissen Strömungsverhältnissen in der mittleren und höheren Troposphäre die Wahrscheinlichkeit für Turbulenz zunimmt. Eine signifikante Abhängigkeit der Turbulenzhäufigkeit von der Windgeschwindigkeit in diesen höheren Niveaus konnte nicht festgestellt werden.

Über einen Fall von starker CAT auf der Tiefdruckseite eines Strahlstromes über New South Wales, der ebenfalls mit der Orographie des Gebietes zusammenhängen dürfte, berichtet Radok (174). Auch aus anderen Teilen Australiens liegen Berichte über orographisch bedingte CAT-Fälle vor (83, 186, 214).

Die Nachteile einer Statistik, die auf subjektiver Beobachtung beruht, werden nur zu bald offenkundig, denn wie bereits erwähnt, sprechen verschiedene Personen verschieden stark auf Beschleunigungen an. Während des "Project Jet Stream" (seit 1953) wurde besonderes Augenmerk auf die Erfassung von CAT verwendet. In den Flugzeugen waren vertikale Beschleunigungsmesser, später hochempfindliche Luftgeschwindigkeitsmesser (62) eingebaut, welche über die Stärke der Böigkeit Auskunft geben sollten. Da in ersterem Falle vertikale, in letzterem Falle horizontale Geschwindigkeitsänderungen erfaßt werden, sind die Ergebnisse aus beiden Meßmethoden nicht streng miteinander vergleichbar. Es zeigte sich, daß zwischen den subjektiven Beobachtungen der Piloten und den Aufzeichnungen der Beschleunigungsmesser oft große Diskrepanzen auftraten. In den meisten Fällen erschienen die subjektiven Wahrnehmungen sensibler als die Registrierungen der Instrumente. Die untere Grenze der Wahrnehmbarkeit läßt sich — eben wegen dieser subjektiven Verschiedenheiten — schwer abschätzen. Vergleiche aus der Seismik (126) bieten nur eine unzulängliche Abschätzungsmöglichkeit, denn die dauernden Vibrationen während des Fluges bedingen eine Herabsetzung der Sensitivität, ebenso die oftmalige Begegnung mit Turbulenz (39). Werden Erdbeben von 0.01 g bereits von jedermann verspürt, so liegt der Schwellenwert für „Turbulenz“ wohl um eine Größenordnung höher, also bei etwa 0.1 g.

Mit dem ausgedehnten Beobachtungsmaterial des "Project-Jet-Stream" trat die Erfassung und Deutung der CAT in ein neues Stadium. An Hand der meso- und mikrostrukturellen Messungen glaubte man sich nun in die Lage versetzt, dem Phänomen der CAT mit verschiedenen Turbulenzkriterien an den Leib rücken zu können. Bevor auf diese näher eingegangen werden soll, zunächst einige grundsätzliche Fragen zur Problematik der Messungen und deren Deutung.

Die CAT stellt eindeutig ein mikrostrukturelles Phänomen innerhalb der Strahlströme dar. Die Perioden der vertikalen oder horizontalen Beschleunigungen, die auf das Flugzeug wirken, liegen in ihrer Größenordnung hauptsächlich bei < 1 sec. Bei schnell fliegenden Düsenmaschinen werden dadurch Wellenlängen dieser Störungen im Strömungsfeld in der Größenordnung von 200 m und darunter erfaßt. In Kap. 2.2 soll näher auf den Einfluß stabiler Schichten und damit assoziierter Windscherungen auf die Bildung von Turbulenz eingegangen werden. Diese stabilen Schichten haben mikro- oder bestenfalls mesostrukturellen Charakter. Bei der Verschlüsselung der Radiosondenberichte gehen derartige Feinheiten im vertikalen Aufbau der Atmo-

sphäre meist verloren, obwohl sie in den ursprünglichen Registrierungen als geringfügige Schwankungen im vertikalen Temperaturgradienten vorhanden waren — ganz zu schweigen von den Ungenauigkeiten, denen die Höhenwindmessung unterliegt. Man kann daher das Auftreten von Turbulenz nur schlecht mit Querschnitten korrelieren, die aus Radiosondenaufstiegen konstruiert wurden. Das einzige, was aus derartigen Schnitten ersichtlich ist, ist bestenfalls eine gewisse Disposition der Atmosphäre, in dem betreffenden Bereich die makro- und mesostrukturellen Voraussetzungen für das Auftreten von CAT zu schaffen. Nur in diesem Sinne können also die Querschnitte von Bannon (23) und Endlich (77) interpretiert werden. Für eine Vorhersage des Phänomens sind derartige Betrachtungen dagegen ungeeignet, da sie höchstens eine gewisse Wahrscheinlichkeit des Eintretens der Disposition, also einer notwendigen, aber nicht hinreichenden Voraussetzung für die CAT, prognostizieren lassen, nicht aber die CAT selbst.

Es ist nicht verwunderlich, wenn manche Stimmen laut wurden, welche die CAT als „random phenomenon“ ansehen, das dem Zufall unterliegt, und überhaupt nicht vorhergesagt werden kann. Diese Vermutung wird durch die Tatsache bestärkt, daß viele Zonen mit CAT offensichtlich sehr kurzlebig und kleinräumig sind. So werden z. B. Fälle berichtet, bei denen Flugzeuge, welche dieselbe Stelle passieren, einmal CAT verspüren, und kurze Zeit darauf nicht mehr (105). Während des Meßprogramms mit Böensonden wurde z. B. über den USA festgestellt, daß innerhalb derselben, 5000 Fuß (1500 m) dicken Schicht nur in etwa 8,4% der Fälle während mindestens 3 aufeinanderfolgender Aufstiege (also mindestens während 48 Stunden) Turbulenz registriert wurde. Damit ist aber noch nicht bewiesen, daß es sich in dieser Statistik um jeweils identische Turbulenzzonen handelte. Die Station Grand Junction fiel allerdings mit lang anhaltender Turbulenz in 49,0% aller Fälle aus dem Rahmen der übrigen Stationen heraus. Grand Junction liegt jedoch im Bereich der Rocky Mountains, somit dürfte die CAT in diesem Gebiet wohl durch hochreichende, stehende Wellen verursacht worden sein. (62% aller Fälle mit lang anhaltender Turbulenz über Grand Junction wurden im Höhenbereich zwischen 9 und 15 km registriert).

Während große atmosphärische Vortices anisotrop sind, d. h. im Mittel verschieden große Störungskomponenten nach den verschiedenen Koordinatenrichtungen hin besitzen, ist anzunehmen, daß bei kleinen Turbulenzkörpern, wie sie für CAT in Frage kommen, in der Hauptsache isotrope Verhältnisse herrschen. In der unteren und mittleren Troposphäre wurden tatsächlich isotrope Turbulenzkörper festgestellt (70) (139).

Aus verschiedenen Flugberichten geht andererseits hervor, daß die CAT ein Phänomen ist, das auch von der Flugrichtung abhängen, als anisotrop sein kann. Clodman (50) (53) folgert aus derartigen Berichten, daß es sich bei dieser Turbulenz um horizontale Böen in einer stark scherenden Strömung innerhalb einer Temperaturinversion handelt, so wie sie in Bannon's Querschnitt (Abb. 8) auf der zyklonalen Seite des Strahlstroms auftritt und nach Gleichung [12] Labilität erwarten läßt. Um den Turbulenzeffekt hervorzurufen, sind jedoch nach einer Abschätzung Parkers (155) Horizontalböen in der Größenordnung von 45 bis 65 Knoten notwendig. Clodman (51) führt demgegenüber an, daß bereits 30 Knoten die beobachteten Turbulenzeffekte hervorrufen würden. Vertikale Böen von $3\frac{1}{2}$ bis 9 Knoten Stärke, wie sie eventuell in Schwerewellen oder Konvektionszellen auftreten,

können dagegen bereits beträchtliche Turbulenz verursachen. (Vergl. hierzu Kap. 2.1.). Die Wirkung von Schwerewellen schließt Clodman (50) allerdings bei den von ihm behandelten Fällen aus, da seiner Ansicht nach die Existenz von Wellen mit wenigen hundert Metern hier nicht belegt war. Nach der Ansicht des Verfassers wären jedoch gerade solche Wellen imstande, den anisotropen Charakter mancher CAT-Gebiete zu erklären. Daß die Größenordnung der möglichen Wellenlängen durchaus den Anforderungen für CAT entspricht, soll in Kap. 2.2.2. noch eingehend erörtert werden. Turbulenzkörper, die nach der Ansicht Clodmans für das Auftreten von CAT maßgeblich sind, wurden von Durst (76) mit Hilfe von Rauchwolken aus Flugzeugen bis in 8 km Höhe festgestellt. (vgl. James (115)). Dursts Messungen erfolgten allerdings bei schwachwindigem Wetter, doch zeigten sie relativ lange Perioden mit Turbulenzkörpern, deren Schwingungsdauer die Größenordnung 5—15 Minuten hatte und deren Durchmesser 3—15 km betrug, die also wesentlich größer waren als für die Erklärung der CAT erforderlich wäre. Die gemessenen Geschwindigkeitsschwankungen lagen zwischen 1/2 und 3 1/2 Knoten.

Einen Beweis für die Existenz von anisotroper CAT glauben Clodman und Ball (53) in einem Vergleich von subjektiven Turbulenzmeldungen und den Registrierungen von Luftgeschwindigkeitsmessern während der "Projekt-Jet-Stream"-Flüge 1956/57 gefunden zu haben. Vertikale Böen von 1.5—2.1 m/sec verursachen bereits leichte, ≥ 2.4 m/sec schwere Turbulenz. Bei Isotropie der Turbulenz müßten Luftgeschwindigkeitsregistrierungen dieselbe Größenordnung in der horizontalen Böigkeit aufweisen. Diese horizontalen Böen würden jedoch noch zu keiner nennenswerten vertikalen Beschleunigung des Flugzeuges führen.

Ein Vergleich der subjektiven und objektiven Beobachtungen ergab folgende interessante Tatsachen. (Subjektive und objektive Berichte, die zeitlich um weniger als 15 Minuten differierten, wurden dabei als „gleichzeitig“ angesehen. Verschiedenheiten in der gemeldeten Länge der turbulenten Zonen wurden ignoriert).

Von 70 objektiven Messungen mit Horizontalböen ≥ 2.1 m/sec wurden subjektiv

- in 70% der Fälle keine Turbulenz,
- in 20% der Fälle leichte Turbulenz,
- in 10% der Fälle mäßige bis starke Turbulenz

festgestellt. Von 35 objektiven Messungen mit Horizontalböen ≥ 3.7 m/sec (12 ft/sec) wurden subjektiv

- in 40% der Fälle keine Turbulenz,
- in 25% der Fälle leichte Turbulenz,
- in 25% der Fälle mäßige Turbulenz,
- in 10% der Fälle starke Turbulenz

festgestellt. Zwei Horizontalböen mit 5.8 m/sec (19 ft/sec) wurden von der Besatzung subjektiv überhaupt nicht vermerkt.

Zwei Turbulenzzonen, von denen die eine sich über eine halbe Stunde Flugzeit mit horizontalen Maximalböen bis 7.9 m/sec (26 ft/sec) erstreckte und die andere sogar Böen bis zu 11.3 m/sec (37 ft/sec) aufwies, wurden von der Besatzung nur als mäßig, bzw. leicht bis mäßig turbulent bezeichnet. Derart sarko Horizontalböen müßten jedoch auch ohne Vorhandensein von vertikalen Strömungskomponenten in Vertikalbeschleunigungen des Flugzeuges resultieren (Vergl. Kap. 2.1.).

- Umgekehrt zeigten 38 subjektive Turbulenzberichte in 55% der Fälle Luftgeschwindigkeitsschwankungen < 1.5 m/sec (< 5 ft/sec)
- 5% der Fälle Luftgeschwindigkeitsschwankungen 1.5—2.1 m/sec (5—7 ft/sec)
- 40% der Fälle Luftgeschwindigkeitsschwankungen > 2.1 m/sec (> 7 ft/sec).

Ein Fall subjektiv gemeldeter, schwerer Turbulenz zeigte in der Registrierung der Horizontalböen < 1.5 m/sec (< 5 ft/sec). Es scheint demnach auch Fälle zu geben, bei denen die Vertikalkomponenten der Turbulenzenergie die Horizontalkomponenten an Größe übertreffen.

Folgende Tabelle gibt schließlich eine, wenn auch grobe, Übersicht über den Zusammenhang zwischen einigen meteorologischen Parametern und anisotroper Turbulenz bzw. Turbulenzfreiheit (nach Clodman und Ball (53)).

Tab. 4
Vergleich subjektiver und objektiver Turbulenzmeldungen

Parameter	Subjektive Meldung Keine Registrierung	Weder subjektive Meldung noch Registrierung	Keine subjektive Meldung, jedoch Registrierung ≥ 2.4 m/sec (8 ft/sec)
1. Mittlere Höhe (1000 m)	10.3	10.7	11.0
2. Prozentzahl der Fälle innerhalb der Stratosphäre beobachtet	19	35	45
3. Mittlerer vertikaler Temp. Gradient $^{\circ}\text{C}/100$ m	0.70	0.48	0.43
4. Vertikale Scherung Kn/100 m	1.15	1.28	1.64
5. Prozentzahl der Fälle mit zyklonaler Scherung	35	49	64
6. Prozentzahl der Fälle mit zyklonaler Krümmung	78	67	16
7. Zahl der Minuten Flugzeit innerhalb der einzelnen Klassen	135	3976	210

Clodman und Ball ziehen aus dieser Tabelle den Schluß, daß in der Stratosphäre anisotrope horizontale Böen (Zeilen 1 und 2), in der Troposphäre dagegen vertikale Böen (Zeile 3) eine Rolle spielen. Laut Zeile 5 wären bei starker horizontaler Scherung ebenfalls vorwiegend horizontale Böen zu erwarten, während Höhentiefs und Tröge eher vertikale Böen begünstigen (Zeile 6). Die vertikale Scherung (Zeile 4) wurde über 5 000 Fuß (1 524 m) tiefe Schichten berechnet, was für eine Beurteilung der Turbulenzverhältnisse sicher ein etwas zu grobes Maß darstellen dürfte.

Was nun die bereits erwähnten "Project-Jet-Stream"-Flüge anbelangt, so setzte man übertriebene Hoffnungen auf eine Klärung der Grundlage für die CAT, die ebenfalls der Diskrepanz zwischen Maßstab des Phänomens und Maßstab der Beobachtungen wegen nicht erfüllt wurden. Wie später noch ausführlich gezeigt werden soll, ist in den Stabilitätskriterien die vertikale

Stabilität der Atmosphäre und die Windscherung maßgeblich enthalten. Zur Erfassung dieser Größen bedarf es jedoch „synoptischer“ Messungen, die zumindestens in der Größenordnung des zu erfassenden Maßstabes „synoptisch“ sind. Bei Querschnitten aus Flugzeugmessungen wird zwar die horizontale Struktur des Temperatur- und Windfeldes meso- und mikrostrukturell erfaßt, da die Messungen, besonders seit Verwendung des Doppel-Radars, nahezu kontinuierlich gemacht werden können; nicht aber deren vertikale Struktur, die zur Auswertung der Stabilitätskriterien mit derselben Genauigkeit bekannt sein muß. Während der horizontale Abstand der Meßpunkte bei den erwähnten Forschungsflügen die Größenordnung von $10-10^2$ sec besitzt, beträgt der vertikale Abstand benachbarter Meßpunkte etwa 10^3-10^4 sec. Bei den Analysen werden nun — unzulässigerweise — beide Richtungen als gleichwertig angenommen. Auf die daraus entstehenden Fehlinterpretationen soll weiter unten (Kap. 2.2.1.3.) noch näher eingegangen werden.

Bei Ballonmessungen liegt das Verhältnis umgekehrt, wenn wir von der an und für sich etwas größeren Meßgenauigkeit im Strahlstrombereich absehen wollen. Während die vertikale Koordinate in verhältnismäßig kurzer Zeit durchlaufen wird und der Abstand der Meßpunkte des Höhenwindes die Größenordnung von 10^2 sec aufweist — für die Temperaturmessungen liegen die Verhältnisse etwas günstiger —, hat der horizontale und der zeitliche Abstand verschiedener Messungen makrostrukturellen Charakter. Nehmen wir mit Press (171) an, daß die Gebiete mit CAT im Durchschnitt eine horizontale Ausdehnung von etwa 50 km besitzen, was einer Fläche von etwa 2500 km² entspricht, so wären allein über den USA etwa 3000 Radiosondenstationen erforderlich, um dem Ausmaß der Turbulenzgebiete größenordnungsmäßig zu entsprechen.

Ein die Untersuchungen erschwerender Umstand ergibt sich aus der Tatsache, daß in Flugzeug und Ballonen — den Umständen angepaßt — verschiedene Instrumentarien Verwendung finden, deren Meßwerte sich wegen der verschiedenen Nachhineffekte oft schwer aufeinander reduzieren lassen. Von beiden Instrumententrägern werden turbulente Schichten jeweils nur angeschnitten. Daß diese Schichten in der Regel dünn sind, geht aus Beobachtungen mittels Böensonden hervor, die in Nordamerika angestellt wurden (6). Die gemessenen Dicken der turbulenten Schichten hatten ihren häufigsten Wert bei etwa 300 m. Etwa 87% aller durchmessenen turbulenten Schichten hatten eine Dicke < 400 m und weniger als 1% wies Dicken zwischen 1 und 2 km auf. Es ist jedoch mit diesen Messungen noch nichts darüber ausgesagt, wie diese Schichten im Raum orientiert sind.

Es kann also resümierend gesagt werden, daß wir bis heute noch keine Beobachtungsserien besitzen, welche dreidimensional und in zeitlicher Kontinuität die Strömungs- und Temperaturverhältnisse in der freien Atmosphäre mit einer Genauigkeit erfassen, welche maßstabmäßig der mutmaßlichen Ausdehnung der CAT-Gebiete entspricht. Um diese Beobachtungslücke zu schließen, wären zumindest simultane Flüge mit Flugzeugen gleichen Typs, gleicher Ladungsverhältnisse und gleicher Instrumentierung in verschiedenen Niveaus erforderlich.

2. Theorie der „Clear-Air-Turbulence“

2.1. Das Verhalten der Flugzeuge in böigen Strömungen

Eine der Schwierigkeiten, die bei der Messung der CAT auftreten, entspringt der Tatsache, daß die Be-

obachtungen, selbst wenn sie mit Beschleunigungsmessern gemacht werden, nicht streng vergleichbar sind. Was mit einem Accelerometer erfaßt wird, ist die Beschleunigung des Flugzeuges, welche dieses unter dem Einfluß von Böen erfährt. Über die Natur der Böen lassen sich nur indirekte Schlüsse ziehen, deren Richtigkeit zu beweisen es eines großen experimentellen Aufwandes bedarf. Eine vertikale Beschleunigung des Flugzeuges kann nämlich einerseits durch eine vertikale Bö, andererseits aber auch durch horizontale Böen bewirkt werden, die eine Veränderung der Auftriebskraft bewirken. Eine weitere Schwierigkeit liegt darin, daß die vertikalen Böen in der Berechnung ihrer Geschwindigkeit als sog. „sharp edged gust“, d. h. scharf begrenzte Böen mit unendlicher Ausdehnung und homogener Vertikalgeschwindigkeit angenommen werden. Diesen Böen folgt das Flugzeug mit seiner Masse M und der Geschwindigkeit („true air speed“) TAS infolge seiner Trägheit nur stark verzögert. In Wirklichkeit ist jedoch anzunehmen, daß die Böen nicht scharf begrenzt sind, sondern eher Schwingungen nach einer Reihe von trigonometrischen Funktionen darstellen. Unter diesen Umständen werden die aus den „sharp edged gust“-Formeln berechneten Vertikalgeschwindigkeiten erheblich unterschätzt.

Hislop (105) und Walker (222) (223) verwenden bei der Berechnung der Böen-Vertikalgeschwindigkeiten aus den Aufzeichnungen der Beschleunigungsmesser die Formel von Pratt (170), welche gegenüber einer älteren Formel von Donely (71) bei sonst gleichen Verhältnissen größere Böengeschwindigkeiten ergibt.

$$W_{de} = \frac{2 b \Delta n}{\rho_0 K a V_i} \quad [4]$$

W_{de} abgeleitete Böengeschwindigkeit (ft/sec)

ρ_0 Luftdichte in Meereshöhe

b Flächenbelastung der Tragflächen (lb/ft²)

Δn Beschleunigungszuwachs in ganzzahligen Vielfachen der Erdbeschleunigung: $\Delta n = n - 1$

n Gesamtbeschleunigung in g-Einheiten

K Böenfaktor bzw. „Abminderungsfaktor“ (dimensionslos)

V_i horizontale Fluggeschwindigkeit

a Neigung der Auftriebskurve (4.05 für „Mosquito“-Flugzeug).

Georgii (87) berechnete nach obiger Formel den maximalen Beschleunigungszuwachs Δn für verschiedene äquivalente Luftgeschwindigkeiten und verschiedene Böengeschwindigkeiten. In Abb. 16 sind die Verhältnisse für die Boeing 707, die Lockheed T 33, die Comet III und das Segelflugzeug Kranich III für eine Flughöhe von 10 000 m wiedergegeben. Aus diesen Abbildungen geht deutlich hervor, daß verschiedene Flugzeugtypen auf vertikale Böen verschieden stark reagieren. Die an „Mosquito“ und B-47 gewonnenen Erkenntnisse müssen also durchaus nicht repräsentativ für die modernen Düsenverkehrsmaschinen sein. Es lasen sich auch die von Hislop für den Flugzeugtyp „Comet“ angestellten Berechnungen für die Häufigkeit des Auftretens von schwerer CAT (vergl. Kap. 1.3.) nicht ohne weiteres auf die Boeing 707 übertragen, die bei gleichen Fluggeschwindigkeiten etwa um die Hälfte weniger anfällig gegen schwere Turbulenz erscheint. Die Berechnungen wurden allerdings unter Annahme eines starren Tragflügels gemacht. Die elastischen Eigenschaften können diese Ergebnisse wesentlich verändern, wie weiter unten noch gezeigt werden soll. Segelflugzeuge reagieren besonders stark auf vertikale Böen. Sie eignen sich daher hervorragend zur Erfor-

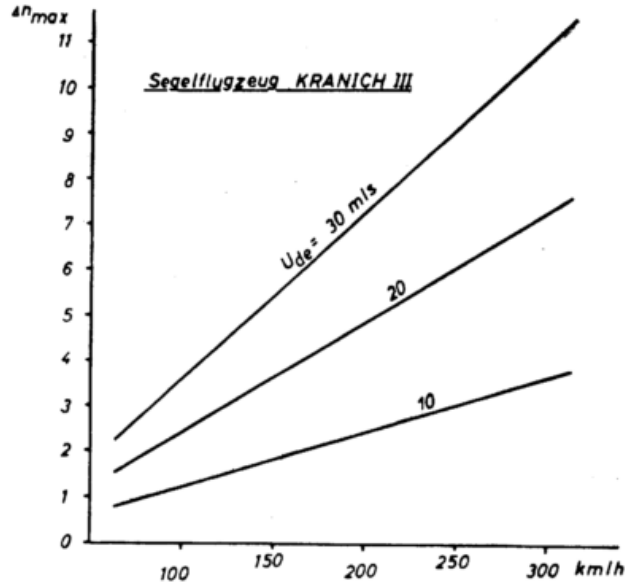
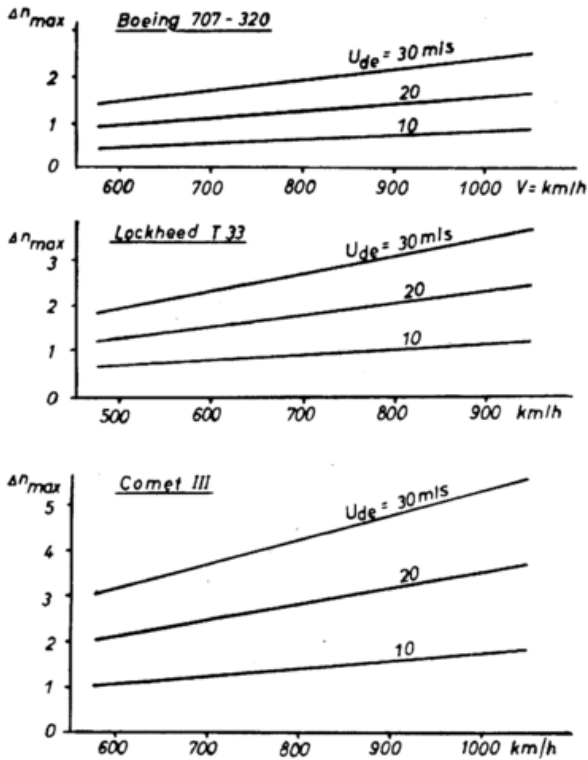


Abb. 16
Böenbelastung, ausgedrückt durch den Beschleunigungszuwachs Δn für verschiedene Flugzeugtypen, als Funktion der Fluggeschwindigkeit und der abgeleiteten Böengeschwindigkeit (hier mit U_{de} bezeichnet) (87).

schung der Wellenstruktur von Störungen in der Höhenströmung. Turbulenzberichte von Segelflügen würden jedoch bereits eine derart geringe Wellenlänge in der vertikalen Störbewegung als Ursache haben, daß ein rasch fliegendes Motorflugzeug diese höchstens als Vibration empfinden würde.

Bereits in Kapitel 1. wurde darauf hingewiesen, daß u. U. Änderungen in der Horizontalgeschwindigkeit durch die damit verbundenen Änderungen im Auftrieb sich als vertikale Beschleunigung des Flugzeuges und damit als Turbulenz äußern können. Hislop (105) weist jedoch darauf hin, daß horizontale Böen bedeutend weniger wirkungsvoll als vertikale Böen sind. Um dies zu zeigen, differenzieren wir Gleichung [4] nach W_{de} und erhalten

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial W_{de}} = \frac{\rho_0 K a V_i}{2 b} \quad [5]$$

Aus der Auftriebsgleichung (vergl. auch Prandtl (169))

$$A = \frac{1}{2} \rho_0 V_i^2 F C_A \quad [6]$$

(A = Auftrieb, F = tragende Fläche, C_A = Auftriebskoeffizient) und aus der Beziehung

$$A = nW \quad [7]$$

(W = Gewicht des Flugzeuges, n = Beschleunigung in g-Einheiten) erhalten wir nach Differentiation

$$\frac{\partial A}{\partial V_i} = \frac{1}{2} \rho_0 F C_A \cdot 2 V_i$$

bzw.

$$W \frac{\partial n}{\partial V_i} = \rho_0 F C_A \cdot V_i = W \frac{\partial \Delta n}{\partial V_i}$$

denn $\Delta n = n - 1$

Es ist somit
$$\frac{\partial n}{\partial V_i} = \frac{\partial \Delta n}{\partial V_i} = n \frac{2}{V_i} \quad [8]$$

Für ein Flugzeug des Types "Mosquito" gibt Hislop folgende Werte an:

$\rho_0 = 2.38 \times 10^{-3}$ slugs/ft³ (= 0.374 kg/m³), $K = 0.7$
 $a = 4.05$ w = 45 lb/ft² (= 219 kg/m²), $V_i = 340$ ft/sec (= 104 m/sec)

Es ist dann laut Gleichung [5] für dieses Flugzeug

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial W_{de}} = 0.0255$$

und laut Gleichung [8] für $n \approx 1$

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial V_i} = 0.0059$$

Vertikalböen rufen also etwa 4mal so große Beschleunigungen hervor, als Horizontalböen derselben Stärke.

Nehmen wir nun an, daß die Turbulenz durch eine Wellenstörung an einer Diskontinuitätsfläche hervorgerufen wird, deren horizontale und vertikale Störungskomponenten u' und w' annähernd isotrop, d. h. von gleicher Größe sind:

$$\begin{aligned} u' &= -Ae^{-kz} \cos k(x - ct) \\ w' &= Ae^{-kz} \sin k(x - ct) \end{aligned} \quad [9]$$

Die vertikalen Beschleunigungen des Flugzeuges resultieren aus den horizontalen und vertikalen Beschleunigungskomponenten der Strömung, wobei wir den Anteil der horizontalen Komponenten in ihrer Wirkung um etwa 1/4 vermindern können. Summieren wir nun den horizontalen und vertikalen Effekt, so erscheint die Beschleunigungskurve des Flugzeuges nicht mehr als reine Sinusschwingung, sondern sie weist Verzerrungen auf, welche u. U. eine Erklärung für die abgehackten Stöße bei CAT bieten.

Die obigen Betrachtungen beziehen sich ausschließlich auf scharf begrenzte Böen. Tatsächlich sind jedoch die Verhältnisse viel komplizierter, denn einerseits kommt die Bögigkeit in der freien Atmosphäre nicht in vereinzelt Stößen vor, sondern in einem weiten Spektrum mit verschiedenen Wellenlängen und Amplituden, andererseits aber ist das Flugzeug kein starrer Körper, sondern elastisch, und es besitzt mehrere Freiheitsgrade der Bewegung. Die Registrierungen eines Beschleunigungs- oder Luftgeschwindigkeitsmessers

werden also in gewissem Maße auch von der Wahl des Montageortes beeinflusst. Auf Einzelheiten hier näher einzugehen, würde zu weit führen, zumal auf einen sehr übersichtlichen Bericht von Krumhaar (136) hingewiesen werden kann, der die theoretischen Aspekte der Böenbelastung eines Flugzeuges an Hand reichhaltiger Literatur diskutiert. Ein paar wesentliche Punkte, die für das Phänomen der CAT von Bedeutung sind, seien jedoch diesem Bericht entnommen, und im Folgenden angeführt.

Der Zusammenhang zwischen dem Spektrum der Böenvertikalgeschwindigkeit $\Phi_i(\omega)$ als statistisch schwankende Größe und der dadurch hervorgerufenen Flugzeugvertikalbeschleunigung $\Phi_o(\omega)$ ist durch die Funktion

$$\Phi_o(\omega) = |T(\omega)|^2 \Phi_i(\omega) \quad [10]$$

gegeben. Die Indizes i und o sollen "Input" und "Output" des Systems andeuten. $T(\omega)$ ist die (frequenzabhängige) Frequenzübertragungsfunktion (Frequency-Response-Function). (ω = Kreisfrequenz). Abb. 17 zeigt schematisch den Zusammenhang (110).

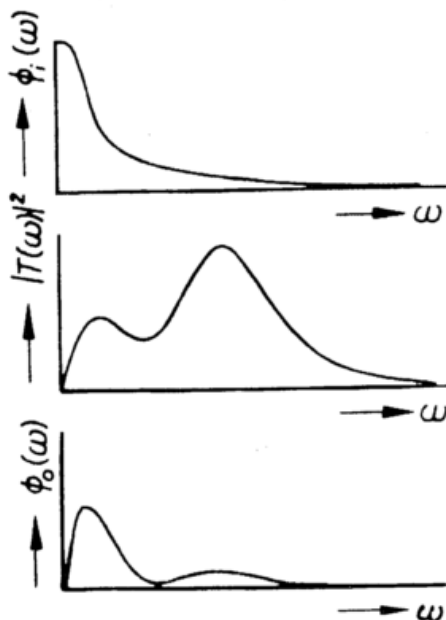


Abb. 17
Illustration der Gleichung [10], (110).

Die oberste der drei Kurven stellt das atmosphärische Turbulenzspektrum dar. Die 2. Kurve zeigt die Frequenzübertragungsfunktion für einen bestimmten Flugzeugtyp. Das erste Maximum ist auf das starre, das zweite auf das elastische Verhalten des Flugzeuges zurückzuführen. Das Produkt dieser beiden Kurven ist in der "Output"-Kurve dargestellt, die — angewendet auf unseren Fall — das Spektrum der Vertikalbeschleunigung des Flugzeuges angeben würde.

Aus dieser Verteilung ist ersichtlich, daß unter gewissen strukturellen Bedingungen des Flugzeuges unter Nichtberücksichtigung der Frequenzübertragungsfunktion aus Beschleunigungsregistrierungen falsche Schlüsse auf das atmosphärische Turbulenzspektrum gezogen werden können. Bei gewissen Frequenzen der Böen wirken sich die Beschleunigungen der Luft durch elastische Eigenschwingungen der Tragflächen verstärkt aus. Im allgemeinen ist beim elastischen Flügel mit größerer Böenbelastung (gust loads) zu rechnen, als beim starren Flügel.

Die Böenbelastung, der ein Flugzeug ausgesetzt ist, beeinflusst in entscheidendem Maß seine Lebensdauer. Es ist daher nicht nur im Interesse des Passagier-

Komforts, sondern auch von ökonomischem Interesse für die Fluggesellschaften, die Böenbelastung möglichst niedrig zu halten. Es sind nämlich alle Böen, und nicht allein die starken, welche an der Lebensdauer des Flugzeuges zehren.

Dadurch gewinnt einerseits die Prognose von Turbulenzgebieten stark an Bedeutung, andererseits jedoch die Erprobung von Verhaltensmaßregeln, wenn einer turbulenten Zone begegnet wird.

Faktoren, die zu einer Verminderung der Böenbelastung am Flugzeug beitragen, können bereits an Gleichung [4] überblickt werden. Die elastischen Eigenschaften des Flugzeuges ändern daran nichts wesentliches. Die einzelnen Möglichkeiten sind im Folgenden angegeben:

- 1) Verkleinerung von ϱ , also Vergrößerung der Flughöhe. Das Verhältnis der Böenbelastung bei sonst gleichen Bedingungen beträgt zwischen dem 300- und 200-mb-Niveau bei einer Temperatur von -55°C etwa 1,5, d. h. durch ein Ansteigen um 1000 m in diesem Druckbereich wird die Böenbelastung — bei gleicher Turbulenzart und Turbulenzstärke — um etwa 19% herabgesetzt.
- 2) Vergrößerung der Flächenbelastung b . Bei einem gegebenen Flugzeugtyp ändert sich b während des Fluges durch den Kraftstoffverbrauch. Größere Böenbelastungen wären demnach unter sonst gleichen Bedingungen gegen Ende des Fluges zu erwarten.
- 3) Verkleinerung des Auftriebsgradienten a . Diese Größe muß in der Konstruktion des Flugzeuges berücksichtigt werden.
- 4) Herabsetzung der Horizontalgeschwindigkeit V_i . Diese Maßnahme ist in der Regel bei der Herabminderung der Böenbelastung am effektivsten.

Kraft (134) berichtet über Versuche mittels einer automatischen Steuereinrichtung, die ihre Befehle von einer kleinen, an einer Stange vor dem Flugzeug montierten Windfahne empfängt, die Böenbelastung abzufangen. Erste Flugversuche mit einem derartigen „Böenerleichterungssystem“ an einer zweimotorigen leichten Transportmaschine ergaben eine Reduktion des mittleren Quadrats der Vertikalbeschleunigungen im Flugzeugschwerpunkt um etwa 43% (61). (Vgl. Krumhaar [124]).

Die Betrachtungen von CAT beschränken sich auf Flugzeugbeschleunigungen, die durch Geschwindigkeitsänderungen in der umgebenden Luft, also durch meteorologische Parameter hervorgerufen werden. Es sei jedoch erwähnt, daß Beschleunigungen, welche das Gefühl eines turbulenten Fluges auslösen können, auch durch aerodynamische Instabilitäten an den Tragflächen ausgelöst werden können. Dazu gehört vor allem die „Turbulenz“, die bei vielen „Project-Jet-Stream“-Flügen beim Auf- oder Abstieg registriert wurden, und auf die schon in Kap. 1 hingewiesen wurde.

2.2. Meteorologische Faktoren der CAT

Wir können in der Atmosphäre auftretende, lokale Vertikalbeschleunigungen unter 2 verschiedenen Gesichtspunkten betrachten: 1) Unter welchen Bedingungen wird eine horizontale, laminare Strömung turbulent, oder 2) unter welchen Bedingungen vergrößern kleine Störungen, welche einer laminaren Grundströmung überlagert sind, im Laufe der Zeit ihre Amplitude. Es kommt in beiden Fällen zu einem Anwachsen

der kinetischen Energie der Störungskomponente auf Kosten der Energie der Grundströmung. Die Störungsbewegung kann dabei als zufällig angenommen werden (random disturbance), oder durch äußere Umstände erzwungen (z. B. Wellen über einem orographischen Hindernis).

Die erstere der beiden Betrachtungsweisen liefert uns das Richardson'sche Kriterium, während die zweite Betrachtungsweise auf die Perturbationstheorie zurückgreift. Daß zwischen den beiden Methoden keine strenge Trennungslinie zu ziehen ist, beweist Sasaki (188), der das Richardson'sche Kriterium ebenfalls mit Hilfe der Perturbationstheorie herleitet. Beide Gesichtspunkte sollen im Folgenden im Hinblick auf das vorhandene Beobachtungsmaterial kritisch betrachtet werden.

2.2.1. Allgemeine Labilitätskriterien

2.2.1.1. Statische Labilität

Konvektionsströme in wolkenfreier Luft sind zu erwarten, wenn der vertikale Temperaturgradient größer als der trockenadiabatische ist. Die aus dieser Labilität zu erwartenden turbulenten Austauschvorgänge werden von Georgii (85) als „thermo-konvektive“ Turbulenz bezeichnet. Überadiabatische Gradienten hält Georgii vor allem in dem Bereich für möglich, wo kalte Stratosphärenluft aus den Subtropen über die wärmere polare Troposphäre advehiert wird. Seine Turbulenzberechnung ist jedoch von keinen gleichzeitigen Flugbeobachtungen belegt und daher hypothetischer Natur.

Aus Beobachtungen von Woodcock (228) geht hervor, daß sich Konvektionszellen in Bodennähe über dem offenen Meer ab einer kritischen Geschwindigkeit von etwa 7 Knoten aus Bénardzellen in helikale Wirbel mit horizontalen Achsen umordnen. Über ca. 13 Knoten herrscht dagegen ungeordnete Turbulenz. Bei den hohen Windgeschwindigkeiten innerhalb eines Strahlstromes und bei den vorhandenen vertikalen Windscherungen liegt der Schluß nahe, daß sich in diesem Bereich konvektive Ströme anders verhalten, als in Bodennähe bei windschwachem Wetter. Unter Umständen ist im Strahlstrombereich von vornherein mit der Bildung helikaler Wirbel zu rechnen, in denen sich dann die Turbulenz ausbildet (47) (178a). Durch die vertikalen Ströme innerhalb einer labilen Schicht werden nämlich die vertikalen Windscherungen lokal verstärkt, was zur Turbulenzbildung führen kann, falls ein kritischer Scherungswert überschritten wird.

2.2.1.2. Labilität durch horizontale Scherung

Es sind vor allem 2 Kriterien, welche die dynamische Stabilität oder Labilität einer horizontalen Strömung charakterisieren. Das eine ist die Grenzbedingung für antizyklonale Krümmung der Trajektorien

$$v_{max} = rf/2 \quad [11]$$

(r = Krümmungsradius der Trajektorie), das andere die Bedingung

$$Q = 0,$$

bei antizyklonaler Scherung (Q = Vertikalkomponente der antizyklonalen Vorticity). Beide Kriterien gelten für großräumige Strömungen, bei denen der Coriolisparameter bereits eine Rolle spielt, doch können sie immerhin einen gewissen Einfluß auf das Auftreten von CAT haben. Kleine Störungskomponenten der Geschwindigkeit zeigen nämlich in einer dynamisch labilen Strömung die Tendenz, ihre Amplitude rasch zu vergrößern.

Arakawa (8) (11) konnte zeigen, daß auch unter dynamisch stabilen Bedingungen die Turbulenz einer Strömung zunehmen kann. Das ist der Fall, wenn

$$-\frac{\partial U}{\partial y} > \frac{2U}{R} \operatorname{tg} \varphi + \Omega \sin \varphi \quad [12]$$

(U = zonaler Gradientwind, R = Erdradius). Auf der zyklonalen Seite eines Strahlstromes ist $-\frac{\partial U}{\partial y} > 0$

Ist die Strömung dagegen dynamisch labil, so genügt bereits

$$-\frac{\partial U}{\partial y} < -\frac{U}{r} - 2 \Omega \sin \varphi \quad [13]$$

als Grenzbedingung, um die Turbulenz anwachsen zu lassen. (r = Krümmungsradius der Trajektorien). Die beiden Ungleichungen [12] und [13] geben somit kritische Bedingungen für die horizontale Windscherung an. Nach Arakawa (10) erhält man den in Abb. 18

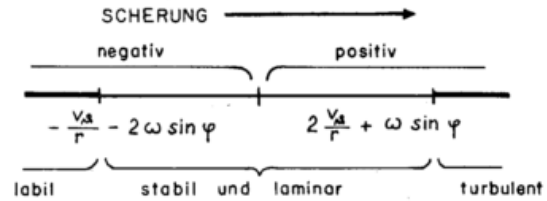


Abb. 18
Turbulente, stabile und labile Zonen als Funktion der Scherung (Nach (10)).

skizzierten Bereich, in dem die Strömung stabil verläuft. (v_θ ist die Tangentialgeschwindigkeit in einem Zylinderkoordinatensystem mit r, θ und z als Koordinaten). Dugstad (72) findet ein ähnliches Kriterium für horizontale Turbulenz. Seine obere Grenze für Stabilität lautet jedoch

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial r} > f + 3 \frac{v_\theta}{r} \quad [14]$$

statt Arakawa's $\frac{1}{2}f + \frac{2v_\theta}{r}$

In folgender Tabelle sind kritische zyklonale Scherungswerte in Einheiten 10^{-5} sec^{-1} für verschiedene Windgeschwindigkeiten und verschiedene geogr. Breiten angegeben. Für annähernd zonale Strömung können diese Werte direkt mit einer Analyse der relativen Vorticity verglichen werden.

Tab. 5

Kritische zyklonale Windscherung (10^{-5} sec^{-1}) nach (10)

Breite	Windgeschwindigkeit in Prozent des Windmaximums (115 Kt)							
	20	30	40	50	60	70	80	90 %
40°	5.0	5.1	5.3	5.5	5.6	5.8	5.9	6.1
45°	5.5	5.7	5.9	6.1	6.3	6.4	6.6	6.8
50°	6.0	6.2	6.5	6.7	6.9	7.1	7.3	7.6
55°	6.5	6.8	7.0	7.3	7.5	7.8	8.1	8.3
60°	6.9	7.3	7.6	7.9	8.2	8.5	8.9	9.2
65°	7.4	7.8	8.2	8.6	9.0	9.4	9.8	10.2

Für isotrope Turbulenz gelangt Dugstadt (72) zu dem Kriterium

$$\left(\frac{\partial v_\theta}{\partial z}\right)^2 + \left(f + \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r}\right) \left(-f + \frac{\partial v_\theta}{\partial r} - 3 \frac{v_\theta}{r}\right) > \frac{K_T}{K_M} g \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma\right) \quad \begin{matrix} \text{labil} \\ \text{stabil} \end{matrix} \quad [15]$$

das sich von dem weiter unten (Gl. [16]) noch ausführlicher behandelten Richardson'schen Kriterium nur um den Ausdruck

$$\left(f + \frac{\partial v_{\theta}}{\partial r} + \frac{v_{\theta}}{r}\right) \left(-f + \frac{\partial v_{\theta}}{\partial r} - 3 \frac{v_{\theta}}{r}\right)$$

auf der linken Seite der Ungleichung unterscheidet. Dieser Term, der die horizontale Trajektorienkrümmung und Scherung beinhaltet, gewinnt bei kleiner vertikaler Windscherung und geringer statischer Stabilität an Bedeutung.

Trotz dieser theoretisch ermittelten Zusammenhänge zwischen horizontaler Scherung und Anwachsen der Turbulenz findet Brundidge (36) (37) keinen signifikanten Zusammenhang mit CAT-Beobachtungen. Von 13 Turbulenzberichten erfüllte nur einer das Kriterium von Dugstad, 2 Fälle entsprachen dem Kriterium von Arakawa. Dieses ungünstige Ergebnis mag zum Teil in der Verwendung mesometeorologischer Messungen in der Diagnose eines mikrometeorologischen Phänomens — eben der CAT — begründet liegen. Auf diese Problematik soll noch bei der Diskussion des Richardson'schen Kriteriums näher eingegangen werden. Außerdem sei auf die in Kap. 2.1. referierten Arbeiten hingewiesen, welche zeigten, daß die Wirksamkeit horizontaler Böen wesentlich hinter der vertikaler Böen zurücksteht. Sasaki (188) weist außerdem darauf hin, daß die horizontalen Gradienten von Windgeschwindigkeit und Temperatur um etwa 2 Größenordnungen kleiner sind als die vertikalen Gradienten. Letztere müßten also in allen Stabilitätsbetrachtungen den überwiegenden Anteil liefern, während erstere in den meisten Fällen vernachlässigt werden können.

2.2.1.3. Das Richardson'sche Kriterium

Richardson (180) betrachtet das Anwachsen der Turbulenz bei stabiler Schichtung. (Vergl. (89) (98) (212)). Durch die Stabilität der Atmosphäre erfährt jede Turbulenz eine Dämpfung, da gegen die Schwerkraft Arbeit geleistet werden muß. Wird die dazu notwendige Energie von der Turbulenz einer scherenden Strömung nachgeliefert, so ergibt sich aus dem Verhältnis zwischen Energiedissipation (Arbeitsleistung gegen die Schwerkraft) und Energienachschub ein Grenzwert, bei dem die Turbulenz der Strömung gerade noch am Leben erhalten wird. Dieses Verhältnis wird als Richardson'sche Zahl Ri bezeichnet und der Grenzwert für Turbulenzbeginn wird von Richardson mit 1 angegeben.

$$Ri = \frac{g}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma \right) = \frac{g}{\Theta} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial y} \right) \frac{\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2}{\left(\partial V / \partial z \right)^2} \quad [16]$$

Ein Faktor K_T/K_M wurde in diesem Kriterium gleich 1 angenommen.

Γ ist der adiabatische Temperaturgradient, K_T der Austauschkoefizient für Wärme, K_M der Austauschkoefizient der Bewegungsgröße. Θ steht für die potentielle Temperatur. Die Turbulenz nimmt zu, wenn $Ri < 1$ ist.

Über den tatsächlichen Grenzwert der Ri -Zahl für das Anwachsen der Turbulenz gehen die Meinungen auseinander. An festen Grenzflächen wurden kritische Werte $Ri = 0.04$ festgestellt, doch sind in der freien Atmosphäre sicherlich andere Verhältnisse maßgebend. Eine Diskussion der verschiedenen Ergebnisse und der Vernachlässigungen, welche der Ableitung der Ri -Zahl zugrundeliegen, findet man bei Calder (40).

Petterssen und Swinbank (159) führen an, daß K_T und K_M in der freien Atmosphäre kaum ein-

ander gleich sein dürften. Unter stabiler Schichtung scheint $K_T < K_M$ zu sein, d. h. die Bewegungsgröße wird rascher ausgetauscht als die Wärme. Zu diesem Schluß gelangt auch Junge (125). Petterssen und Swinbank halten eine Ri -Zahl von 0.65 als Grenzwert zwischen wachsender und abnehmender Turbulenz für gerechtfertigt. Ihre Schlußfolgerung stützt sich auf die Ausmessung von 1556 Temperaturgradienten und vertikalen Windscherungen über England (Dezember 1942 bis März 1943) zwischen 900 und 300 mb in 50 mb-Intervallen. Eine Zahl $Ri = 1$ als Grenzwert würde für fast alle beobachteten Stabilitätsgrade zu geringe Windscherung ergeben, um Turbulenz hervorzurufen zu können. Nur etwa 4% der untersuchten Fälle würden ein Anwachsen der Turbulenz zulassen. Dies würde bedeuten, daß in der Troposphäre jede Turbulenz rasch zum Erliegen käme, was den Beobachtungstatsachen eindeutig widerspricht.

Die Annahme, daß turbulenzzeugende und -dissipierende Vorgänge zeitlich asymmetrisch verlaufen, wobei letztere länger, dafür aber schwächer wirksam wären als erstere, erscheint nach Petterssens Beobachtungen kaum gerechtfertigt. Auch der Einfluß von Kondensationsvorgängen auf die Stabilität ist in der oberen Troposphäre nur gering, da der Unterschied zwischen Trocken- und Feuchtadiabate nur mehr wenig ins Gewicht fällt. Unter der Annahme, daß während des betrachteten Zeitraumes Anwachsen und Abnahme der Turbulenz einander das Gleichgewicht halten, wurde von Petterssen das Verhältnis der Austauschkoefizienten von Wärme und Bewegungsgröße zu 0.65 berechnet. Eine Abhängigkeit dieser Zahl von der Höhe konnte nicht festgestellt werden.

Dugstad (72) weist allerdings darauf hin, daß dieser von Petterssen und Swinbank gefundene Wert der kritischen Ri -Zahl nicht allgemeine Gültigkeit haben muß, da der Ableitung der Richardson'schen Zahl gewisse Vereinfachungen zugrunde liegen (Vergl. auch Calder (40)). Unter anderem wurden horizontale Windscherungen vernachlässigt.

Sasaki (188) prüfte ebenfalls die Anwendbarkeit des Richardson-Kriteriums in der Diagnose der CAT. Er verwendet dazu, ähnlich wie Petterssen und Swinbank, ein Scherungs-Stabilitäts-Diagramm, das als Ordinate die vertikale Windscherung, als Abszisse den vertikalen Temperaturgradienten enthält. In diesem Diagramm werden nun die Meldungen über das Auftreten und Fehlen von CAT nach diesen beiden Koordinaten eingetragen. Die Kurve, welche das Richardson'sche Kriterium in diesem Diagramm beschreibt, müßte die Turbulenzberichte von den Fehlerberichten trennen. Sasaki gelangt zur Ansicht, daß dies nur erreicht werden kann, wenn das Verhältnis K_T/K_M nicht als konstant, sondern vom jeweiligen Aufbau der Atmosphäre abhängig angesehen wird. Damit büßt das Kriterium jedoch viel von seiner Brauchbarkeit ein, denn das Verhältnis K_T/K_M läßt sich nur "post mortem" aus der Streuung der Turbulenzberichte und „Fehlerberichte“ im Scherungs-Stabilitäts-Diagramm bestimmen. Eine Diagnose dieser Verhältniszahl aus Radiosondenaufstiegen dagegen erscheint kaum möglich.

Abb. 19 zeigt das Beispiel eines Scherungs-Stabilitäts-Diagramms, welches die Daten des "Project-Jet-Stream"-Fluges No 19 vom 16. Februar 1957 verwendet. Die Punkte geben die Position von Turbulenzzonen an, deren Ausdehnung mindestens 1000 Fuß x 20 Meilen (ca. 300 m x 30 km) beträgt. Turbulenzfreie Flugstrecken sind durch Kreise markiert, während Kreuze unsichere Beobachtungen andeuten, oder solche, bei denen die Ausdehnung des turbulenten Ge-

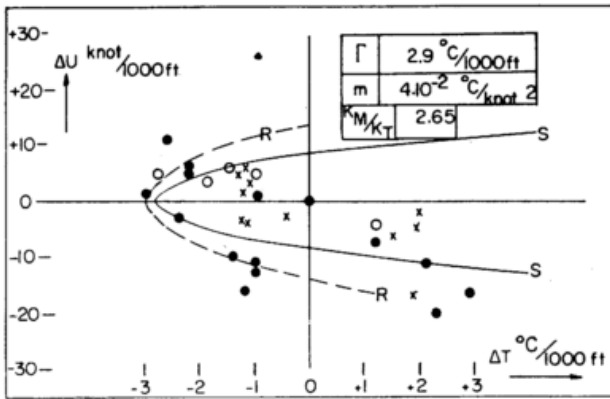


Abb. 19

Scherungs-Stabilitäts-Diagramm für Flug No. 19 des Project-Jet-Stream, am 16. Februar 1957. Turbulenzzonen mit einer Ausdehnung größer als 300 m x 30 km sind durch Punkte gekennzeichnet, turbulenzfreie Flugstrecken durch Kreise, unsichere Beobachtungen durch x. Die Größen Γ , m und K_M/K_T sind im Text erklärt. Die strichlierte Kurve (R) wurde aus dem Richardson'schen Kriterium ($K_M/K_T = 1$) gewonnen, die ausgezogene Kurve (S) aus dem verallgemeinerten Richardson-Kriterium von Sasaki (188).

bietet nicht die oben angegebenen Maße erreichte. Die kritische Kurve

$$\Delta T + \Gamma_p - m_i (\Delta V)^2 = 0 \quad [17]$$

zwischen Turbulenz und Turbulenzfreiheit ist ebenfalls eingetragen. ΔT ist der vertikale Temperaturgradient in $^{\circ}\text{C}/1000$ Fuß, ΔV die vertikale Windscherung in Knoten/1000 Fuß, $(\Delta V)^2$ die Änderung der kinetischen Energie pro Masseneinheit mit der Höhe, und Γ_p die vertikale Temperaturänderung in einer polytropen Atmosphäre. m_i ist eine Konstante, die sich aus der kritischen Richardson'schen Zahl berechnen läßt:

$$m_i = \frac{T}{g} \frac{K_M}{\Delta z} \frac{K_M}{K_T} \quad [17a]$$

Der Index i bezieht sich auf den Wert, der für $\frac{K_M}{K_T}$ verwendet wird. Δz ist in Einheiten von 1000 Fuß ausgewertet.

Die Werte für Γ_p , m_i und $\frac{K_M}{K_T}$, die der (ausgezogenen) kritischen Kurve zugrunde liegen, sind in der rechten oberen Ecke des Diagrammes eingetragen. Die strichlierte Kurve entspricht dem Ri-Kriterium ($K_T/K_M = 1$) und adiabatischen Verhältnissen ($\Gamma_p = \Gamma = 3^{\circ}\text{C}/1000$ ft).

Im Allgemeinen wird der Übergang von quasilaminaren zu turbulenten Strömungsverhältnissen (Turbulenzkörper in der Größenordnung von 15 bis 200 m, wie sie für CAT in Frage kommen) von der Annahme eines variablen Verhältnisses K_T/K_M besser wiedergegeben, als von Richardson's Kriterium. Der Unterschied zwischen den beiden Kriterien ist in den meisten Fällen nicht sehr groß. Eine Reihe von CAT-Fällen läßt sich jedoch weder durch das Ri-Kriterium noch durch variables $K_T/K_M = 1$ befriedigen. Es sind dies vor allem Beobachtungen in Tropopausennähe ($\frac{\partial T}{\partial z} \approx 0$) und im Strahlstromkern ($\frac{\partial V}{\partial z} = 0$). Sasaki leitet daher ein weiteres Labilitätskriterium ab, das auch die Krümmung der vertikalen Wind- und Temperaturprofile, also die zweiten Ableitungen von V und T nach der Höhe z berücksichtigt, und in dem das Richardson'sche Kriterium als Sonderfall enthalten ist. Das Sasaki-Kriterium soll weiter unten ausführlicher besprochen werden.

Zunächst seien noch einige grundsätzliche Bemerkungen über die unzulängliche Anwendung des

Richardson'schen Kriteriums angeführt, die auch für andere Kriterien Gültigkeit besitzen und das teilweise Versagen dieser Kriterien begründen helfen.

Auf die schlechte Übereinstimmung von CAT-Beobachtungen und Richardson'scher Zahl wurde bereits in Kap. 1. hingewiesen (Vergl. (36) (37) (138) (189)). Daß das Richardson-Kriterium unter Laboratoriumsverhältnissen abgeleitet wurde und in der freien Atmosphäre eine von 1 verschiedene, kritische Größe durchaus möglich ist, wurde bereits angedeutet. Außerdem ist jedoch zu berücksichtigen, daß das Ri-Kriterium nichts über die Größe der auftretenden Turbulenzkörper aussagt. Es kann also sehr wohl möglich sein, daß in einem gegebenen Fall Turbulenz auftritt, doch werden die Störungskomponenten von einem Flugzeug bestimmter Bauart nicht als CAT registriert. Dies würde jedoch die Gültigkeit des Kriteriums nicht beeinträchtigen.

Die Abschätzung des Ri-Kriteriums im Verein mit beobachteter CAT erfolgt zumeist aus Flugzeugbeobachtungen. (Schaefer und Hubert (192) korrelieren Jet-Stream-Wolken mit Ri-Zahl und dynamischer Labilität aus Radiosondenaufstiegen, doch ist über das gleichzeitige Auftreten von CAT nichts bekannt). Die zuverlässigsten Messungen aus jüngerer Zeit verdanken wir dem "Projekt-Jet-Stream". Diesen Beobachtungen haftet jedoch ein grundsätzlicher Mangel an: Die Querschnittanalysen aus Hin- und Rückflügen in verschiedenen Niveaus wurden nämlich ungeachtet der Tatsache angefertigt, daß oft zwei und mehr Stunden Zeitunterschied in den Beobachtungen an vertikal übereinanderliegenden Positionen bestand. Die Beobachtungen, auf denen diese Querschnittanalysen basieren, und aus denen dann die Ri-Zahlen berechnet wurden, sind also nicht „synoptisch“. Dieser Umstand ist umso bedeutungsvoller, als die CAT ein mikrometeorologisches Phänomen ist, also auf verhältnismäßig kleinräumige Änderungen im Zustand der Atmosphäre empfindlich reagiert. Dasselbe gilt auch für Sasaki's Kriterium, das aus denselben Project-Jet-Stream-Daten gewonnen wurde. Bemerkenswerterweise scheint dieses Kriterium jedoch besser mit CAT-Beobachtungen übereinzustimmen. Untersuchungen über die zeitliche und räumliche Varianz der von Sasaki verwendeten Parameter, und ein Vergleich mit den Parametern des Ri-Kriteriums stehen noch aus. Jedenfalls darf ein Kriterium, das prognostischen Wert besitzen soll, nicht allzu empfindlich auf räumliche und zeitliche Änderungen seiner Parameter ansprechen.

Bezeichnen wir mit „Struktur“ einer Strömung die Störungskomponenten, welche einer quasistationären Grundströmung überlagert sind, so können wir größenordnungsmäßig die in Tabelle 6 angegebene Einteilung treffen.

Bei den Project-Jet-Stream-Flügen standen Meßwerte der Temperatur und des Windes alle 25 Sekunden zur Verfügung. Bei einer Fluggeschwindigkeit von 400 Knoten entspricht dies einer durchschnittlichen Entfernung der Meßpunkte von etwa 5 km. Nach obigem Schema können also etwa 20 bis 30 Meßpunkte als ein- und demselben mesostrukturellen Luftkörper zugehörig angesehen werden. Kehrt das Flugzeug bei einem Zick-Zack-Flug nach etwa 2 Stunden wieder über denselben Beobachtungspunkt zurück, so ist ein Vergleich beider Messungen nur auf makrostruktureller Basis möglich, wobei die jeweilige Meso- und Mikrostruktur als Störung der Messung angesehen werden muß. Ein Vergleich dieser Messungen — und der daraus konstruierten Querschnitte — mit CAT, einem mikrometeorologischen Phänomen, ist nun wegen der unterschiedlichen Skalen der Beobachtungen nicht mehr möglich.

Tab. 6
Die Struktur der Strahlströme

Bezeichnung	horizontale Raumskala	vertikale Raumskala	Zeitskala	Grundströmung	Größe der Struktur in % der Grund- strömung
Makrostruktur	> 10 ⁶ m Jet-Maxima	> 10 ⁴ m Mittlere Windprofile	$\frac{d}{dt} \sim 10^4$ sec $\frac{\partial}{\partial t} \sim 10^5$ sec	Hemisphär. zonale Winde	Selbe Größen- ordnung wie Grundströmung. Quasigeo- strophisch
Mesostruktur	10 ⁴ — 10 ⁵ m Schwere-, Trägheits- wellen, „Jet-Finger“- Wolkenfelder	10 ² — 10 ³ m Windänderung an Tropopause, Inversionen, Fronten	10 ² — 10 ⁴ sec	Jet-Maximum mit Einzugs- und Deltagebiet	ca. 20% der Grund- strömung Ageostrophisch.
Mikrostruktur	< 10 ⁴ m Scherungs- wellen, Leewellen CAT	< 10 ² m	< 10 ² sec	Jet-Maximum samt Meso- struktur	ca. 10% maximal 20%. Stark ageostro- phisch.

Die Schwankungen, denen das Wind- und Temperaturfeld unterliegen kann, sind nämlich bei einer makrostrukturellen Betrachtungsweise nicht berücksichtigt.

Brundidge (35) konnte die starke Variabilität des Wind- und Temperaturfeldes über einem Beobachtungspunkt durch die Analyse von Rundflügen demonstrieren. Es traten dabei Änderungen der Windgeschwindigkeit von mehr als 15 Knoten/Stunde in der Nähe der Strahlstromachse auf. Die Temperatur unterlag zeitlichen Änderungen bis zu etwa 1° C/Stunde. Folgendes Beispiel möge zeigen, wie groß die Unsicherheit in der Berechnung der Ri-Zahl sein kann, wenn die Beobachtungen in den verschiedenen Niveaus nicht gleichzeitig gemacht werden.

Zwei übereinanderliegende Niveaus (Höhenunterschied 600 m \cong 2000 Fuß) mögen eine Geschwindigkeitsdifferenz $V_2 - V_1 = 15$ m/sec und eine Differenz in potentieller Temperatur von $\Theta_2 - \Theta_1 = 3^\circ$ C aufweisen. Die Richardson'sche Zahl hat dann bei einer potentiellen Mitteltemperatur von 300° K einen Wert von 0,26, würde also zunehmende Turbulenz andeuten. Wir wollen nun annehmen, daß sich im Verlauf des 2 Stunden dauernden Fluges die Windgeschwindigkeit im unteren Niveau um ± 10 m/sec (ΔV) und die Temperatur um $\pm 2^\circ$ ($\Delta \Theta$) geändert habe. In Tabelle 7 ist das Verhältnis der beiden Richardson'schen Zahlen Ri_a/Ri_b angegeben, wobei der Fall a ohne Berücksichtigung einer zeitlichen Änderung von Temperatur und Windgeschwindigkeit berechnet wurde ($Ri_a = 0,26$), Ri_b jedoch eine mögliche Änderung in den beiden Größen vorsieht.

Tab. 7

Richardson'sche Zahlen bei verschiedenen mesostrukturellen Änderungen des Wind- und Temperaturfeldes

ΔV \ $\Delta \Theta$	const	- 2°	+ 2°
const	1	1.67	0.33
- 10	0.36	0.60	0.12
+ 10	9.00	15.03	2.97

Eine für „synoptische“ Beobachtungen berechnete Richardson'sche Zahl von 0,26 würde also zwischen den Werten 3,94 und 0,03 unbestimmt sein, wenn für die zeitliche Variabilität des Wind- und Temperaturfeldes obige Annahmen gemacht werden. Diese Schwankungen liegen noch im Bereich der Mesostruktur eines Strahlstromes, können also einer Analyse von Radiosondenaufstiegen nicht entnommen werden. Die Diskrepanzen zwischen beobachteter CAT und einem kritischen Wert der Ri-Zahl müssen also nicht an der Unrichtigkeit des Kriteriums liegen, sondern können durch seine unzulässige Anwendung begründet sein.

Eine weitere Unzulänglichkeit in der Berechnung der Richardson'schen Zahl ergibt sich aus der Tatsache, daß Temperatur- und Windmessungen nur an der Ober- und Untergrenze verhältnismäßig dicker atmosphärischer Schichten zur Verfügung stehen. Die Turbulenz kann dagegen an dünnen, stabilen Schichten mit vertikaler Windscherung auftreten (202) (178a), deren Ri-Zahl von den mittleren Verhältnissen in einer dicken Schicht sehr verschieden sein kann. Dasselbe gilt auch für die Abschätzung der Ri-Zahl aus Rawin-Aufstiegen. Die berichteten Windgeschwindigkeiten und -richtungen stellen Mittelwerte über eine verhältnismäßig tiefe Atmosphärenschicht dar (2 Minuten Aufstiegszeit entspricht einem Höhenunterschied von etwa 600 m, liegt also bestenfalls im Mesobereich). Die Mikrostruktur innerhalb dünner, turbulenter Schichten geht bei den Messungen verloren (19).

Schreiben wir die Richardson'sche Zahl in der Form

$$Ri = \frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \frac{1}{\left(\frac{\partial u}{\partial \Theta}\right)^2 \left(\frac{\partial \Theta}{\partial z}\right)^2} \quad [18]$$

und substituieren wir aus der Bewegungsgleichung

$$\frac{\partial}{\partial \Theta} \cdot v + f \frac{\partial u}{\partial \Theta} = - \frac{g}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial n}\right) \frac{\partial z}{\partial \Theta} \quad [19]$$

so erhalten wir schließlich

$$Ri = \frac{f^2 \Theta}{g \frac{\partial \Theta}{\partial z} \left[\left(\frac{\partial z}{\partial n} \right)_\Theta - \left(\frac{\partial z}{\partial n} \right)_p - \frac{\Theta}{g} \frac{\partial \dot{V}}{\partial \Theta} \right]^2} \quad *) \quad [20]$$

Vernachlässigt man die Neigung der Isobarenflächen $\left(\frac{\partial z}{\partial n} \right)_n$ gegenüber der der Isotopenflächen $\left(\frac{\partial z}{\partial n} \right)_\Theta$ so erhält man näherungsweise

$$Ri = \frac{f^2 \Theta}{g \frac{\partial \Theta}{\partial z} \left[\left(\frac{\partial z}{\partial n} \right)_\Theta - \frac{\Theta}{g} \frac{\partial \dot{V}}{\partial \Theta} \right]^2} \quad [21]$$

Die Richardson'sche Zahl ist somit eine Funktion der geographischen Breite (wegen f), der Stabilität $\frac{\partial \Theta}{\partial z}$, der Neigung der Isentropenflächen $\left(\frac{\partial z}{\partial n} \right)_\Theta$ und der Größe $\frac{\partial \dot{V}}{\partial \Theta}$, welche die zeitliche Änderung der Beschleunigung und damit der Windscherung in der Vertikalen angibt. Auf die Bedeutung dieser letzteren Größe wurde bereits in dem oben angeführten, numerischen Beispiel hingewiesen. Die einzelnen Terme können aus den bisher vorliegenden Messungen nicht mit der erforderlichen Genauigkeit ausgewertet werden, somit kann über die Gültigkeit des Richardson'schen Kriteriums in der freien Atmosphäre noch kein endgültiges Urteil gefällt werden.

Aus Gleichung [21] ist ersichtlich, daß der Coriolisparameter, ebenso wie barotrope Verhältnisse, stabilisierend auf die Strömung wirkt. Da die vertikale Windscherung in den stabilen Schichten konzentriert ist, und zwar um so mehr, je barokliner diese Schicht ist, erscheint der Faktor $\frac{\partial \Theta}{\partial z}$ nunmehr im Nenner des Kriteriums. In horizontalen Inversionen nimmt dagegen die Ri-Zahl sehr große Werte an. Aus Flugmessungen ist $\left(\frac{\partial z}{\partial n} \right)_\Theta$ nicht genau bestimmbar, denn die einzelnen Flugniveaus, aus deren Daten Querschnitte analysiert wurden, liegen meist zu weit auseinander, um die Orientierung irgendwelcher stabiler Schichten im Raum feststellen zu können. Eine einfache Interpolation der Neigung der Isentropenflächen zwischen den Niveaus 1 und 2 kann, wie aus Abb. 20 hervorgeht, von der tatsächlichen Feinstruktur erheblich abweichen und dadurch im Flugniveau eine ganz andere Ri-Zahl vortäuschen.

*) Dieser Ausdruck wird unter Verwendung folgender Beziehungen abgeleitet:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{\Theta}{T} (\Gamma - \gamma)$$

$$\frac{c_p}{g} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_\Theta = \left(\frac{\partial z}{\partial y} \right)_p - \left(\frac{\partial z}{\partial y} \right)_\Theta$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_\Theta = \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_p + \frac{\partial T}{\partial z} \left(\frac{\partial z}{\partial y} \right)_\Theta$$

und
$$\left(\frac{\partial z}{\partial y} \right)_\Theta = - \frac{\left(\frac{\partial \Theta}{\partial y} \right)_p}{\frac{\partial \Theta}{\partial z}}$$

Daraus erhält man

$$\frac{\left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_\Theta}{\left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_p} = \frac{\Gamma}{\Gamma - \gamma}$$

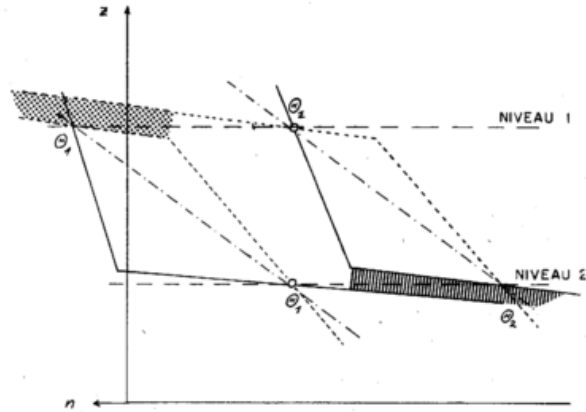


Abb. 20

Zur Misinterpretation der Richardson'schen Zahl bei Messungen an der Ober- und Untergrenze einer relativ dicken atmosphärischen Schicht. Das Vorhandensein und die Lage stabiler Schichten (schattiert) bleibt durch derartige Messungen unbestimmt. Die verschiedenen Linienzüge geben mögliche Lagen isotroper Flächen $\Theta = \text{const.}$ an.

Danielsen (66) konnte zeigen, daß eine derartige Feinstruktur der Atmosphäre tatsächlich existiert. Sie ist besonders augenfällig in der Frontalzone unterhalb des Strahlstrommaximums, in der Stratosphäre und auf der antizyklonalen Seite eines Jet-Maximums. Diese 3 Zonen stimmen gut mit den beobachteten Häufigkeitsmaxima der CAT überein (vergl. Abb. 9).

2.2.1.4. Arakawa's vertikales Stabilitätskriterium

Unter Verwendung der Perturbationstheorie und unter Annahme stationärer Strömungsverhältnisse leitet Arakawa (9) (12) folgende kritische Größe für die vertikale Windscherung ab; wobei die Störbewegung unter Erhaltung des absoluten Drehimpulses verlaufen möge:

$$\frac{\partial v_\lambda}{\partial R} = -\beta R - \frac{v_\lambda}{R} - \frac{1}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial R} + \Gamma \right) \left(g - \frac{\left(v_\lambda + \frac{R^2}{2} \beta \right)^2}{R} \right) \quad [22]$$

$$\frac{2}{R} \left(v_\lambda + \frac{R^2}{2} \beta \right)$$

In dieser Gleichung ist β der Rossby-Parameter $\left(\beta = \frac{2 \Omega \cos \varphi}{R} \right)$. v_λ ist die Zonalgeschwindigkeit und R der Erdradius. Vernachlässigt man die Terme, welche nur einen geringen Beitrag zu obiger Gleichung liefern, so erhält man:

$$\frac{\partial v_\lambda}{\partial R} = -\beta R - \frac{1}{T \beta R} \left(\frac{\partial T}{\partial R} + \Gamma \right) g \quad [23]$$

In 45° Breite hat der erste Term auf der rechten Seite dieser Gleichung die Größe $1.03 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$. Der zweite Term besitzt dagegen auf demselben Breitenkreis für $T = 250^\circ \text{ K}$, $\Gamma = 10^\circ \text{ C}/1000 \text{ m}$ und $\frac{\partial T}{\partial R} = 5^\circ \text{ C}/1000 \text{ m}$ den Wert 1.9 sec^{-1} . Bei mittleren Stabilitätsverhältnissen überwiegt also der Beitrag, den die vertikale Schichtung zur dynamischen Stabilität der Strömung liefert, um etwa 2 Größenordnungen. Kritische Verhältnisse der vertikalen Scherung würden bei etwa $2 \text{ m sec}^{-1}/\text{m}$ erreicht, einer Größe, die in der freien Atmosphäre kaum jemals angetroffen wird.

Die Richardson'sche Zahl würde dagegen unter denselben Voraussetzungen für $Ri = 1$ eine kritische Scherung von $1.4 \times 10^{-2} \text{ sec}^{-1}$, also etwa $14 \text{ m sec}^{-1}/\text{km}$ verlangen. Nach Arakawa's Kriterium sind also vertikal schernde Strömungen in einer stabil geschichteten Atmosphäre weniger anfällig gegen Turbulenz, als nach Richardson's Kriterium.

Bei indifferenten Schichtung reduziert sich Gleichung [22] auf

$$\frac{\partial v_\lambda}{\partial R} = -\beta R - \frac{v_\lambda}{R} \quad [24]$$

Für die oben angegebene geographische Breite besitzt die kritische Scherung nunmehr die Größenordnung $1 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ oder $1 \text{ m/sec}/10 \text{ km}$. Da gerade im Bereich der Strahlströme mit dem Auftreten adiabatischer Schichten unterhalb der Tropopause zu rechnen ist, wäre nach Arakawa's Kriterium hier dynamische Labilität möglich.

2.2.1.5. Das Stabilitätskriterium von Sasaki

Um den Einfluß der 2. Ableitung von Temperatur und Windgeschwindigkeit nach der Höhe z auf die Stabilität der Strömung festzustellen, leitet Sasaki (188) die Perturbationsgleichungen für ein dreischichtiges Modell der Atmosphäre ab. Die Mittelschicht habe die Dicke H und die in ihr gemessenen Größen sind durch den Index o bezeichnet. In der Oberschicht wird der Index $+1$, in der Unterschicht -1 verwendet. Um das Kriterium in einer einigermaßen übersichtlichen Form anschreiben zu können, werden folgende Abkürzungen eingeführt:

$$\delta \equiv \frac{1}{2} k H = \frac{\pi H}{L} \quad [25]$$

$\delta \ll 1$ für verhältnismäßig lange Wellen von der Größenordnung, wie sie in CAT vorkommen (15 bis 200 m). k ist die Wellenzahl, L die Wellenlänge der Störung.

$$\begin{aligned} \Delta V_{+1} &\equiv V_{+1} - V_o \\ \Delta V_{-1} &\equiv V_o - V_{-1} \\ \Delta \varrho_{+1} &\equiv \varrho_o - \varrho_{+1} \\ \Delta \varrho_{-1} &\equiv \varrho_{-1} - \varrho_o \\ \beta &\equiv 1 - e^{4\delta} \end{aligned} \quad [26]$$

ϱ und V mit den entsprechenden Indices geben die Dichte und Geschwindigkeit der Grundströmung in den einzelnen Schichten an. Ein verallgemeinertes (empirisches) Richardson-Kriterium ist gegeben durch

$$\Delta T + \Gamma_p - m_i \Delta V^2 \equiv S \begin{cases} < 0 & \text{labil} \\ > 0 & \text{stabil} \end{cases} \quad [27]$$

Darin bedeutet Γ_p die Temperaturänderung in einer polytropen Atmosphäre. m_i ist durch Gleichung [17] gegeben. Der Index i bezieht sich auf den Wert, der für K_M/K_T , das Verhältnis der Austauschkoefizienten von Bewegungsgröße und Wärme, verwendet wurde. Die Werte für Γ_p , K_M/K_T und m_i können empirisch aus der kritischen Kurve in dem bereits besprochenen Scherungs-Stabilitäts-Diagramm berechnet werden. Sasaki nimmt in der Auswertung seines Kriteriums zunächst $K_M/K_T = 1$ an und setzt für $\Delta z = 1000 \text{ Fuß}$ $m_i = 0.0198^\circ \text{ C/Knoten}^2$.

Weiter werden folgende Abkürzungen verwendet:

$$\begin{aligned} \overline{\Delta \Delta \varrho} &\equiv \frac{\Delta \varrho_{-1} - \Delta \varrho_{+1}}{2} \\ j &\equiv \frac{\overline{\Delta \Delta V}}{\Delta \Delta \varrho} \equiv \frac{\Delta V_{+1} - \Delta V_{-1}}{2 \overline{\Delta \Delta \varrho}} \\ \overline{\Delta \varrho} &\equiv \frac{\Delta \varrho_{+1} + \Delta \varrho_{-1}}{2} \\ \overline{\Delta V} &\equiv \frac{\Delta V_{+1} + \Delta V_{-1}}{2} \end{aligned} \quad [28]$$

Ferner ist

$$\tau^* \equiv \overline{\Delta \Delta \varrho} + 2 \frac{k \varrho_o}{g} \overline{\Delta V} \cdot \overline{\Delta \Delta V} \quad [29]$$

und

$$S^* \equiv \overline{\Delta \Delta \varrho} - \frac{k \varrho_o}{g} \overline{\Delta V}^2 \quad [30]$$

Die Größenordnung der einzelnen Terme ist in folgender Tabelle angegeben. Größen, die einen nennenswerten Beitrag liefern, sind mit $+$ oder $-$, je nach dem Vorzeichen ihres Beitrages bezeichnet. 0 bedeutet, daß die betreffende Größe im betrachteten Bereich vernachlässigbar ist.

Tab. 8
Größenordnung der Terme in Sasaki's Kriterium

	$\overline{\Delta \Delta \varrho}$	$\overline{\Delta V}$	$\overline{\Delta \Delta \varrho}$	j	τ^*
Oberhalb der Tropopause	+	-	0	0	0
An der Tropopause	0	-	-	0	-
Zwischen Tropopause und Niveau maximalen Windes	\pm	-	0	0	0
Im Niveau maximalen Windes	\pm	0	0	-	0
Unterhalb des Niveaus maximalen Windes	\pm	+	0	0	0

Analog zu dem Kriterium Gleichung [27] führt nun Sasaki den Ausdruck

$$\tau_i \equiv \overline{\Delta \Delta T} + 2 m_i \overline{\Delta V} \cdot \overline{\Delta \Delta V} \quad [31]$$

ein. Sobald ein Wert für m_i gefunden ist (z. B. $m_i = 0.0198^\circ \text{ C/Knoten}^2$) können die Größen T_i und S_i aus den Querschnitten von Temperatur und Windgeschwindigkeit ausgewertet werden.

Als Stabilitätskriterium erhält Sasaki:

- 1.) An der Tropopause $|\tau_i| > m_i j^2$
 stabil: $0 < S_i < m_i j^2$ oder $|\tau_i| + m_i j^2 < S_i$ [32]
 labil: $S_i < 0$ oder $m_i j^2 < S_i < |\tau_i| + m_i j^2$
- 2.) im Strahlstromniveau $|\tau_i| < m_i j^2$
 stabil: $m_i j^2 - |\tau_i| < S_i < m_i j^2$ oder $m_i j^2 + |\tau_i| < S_i$ [33]
 labil: $S_i < m_i j^2 - |\tau_i|$ oder $m_i j^2 < S_i < m_i j^2 + |\tau_i|$

In den übrigen Niveaus kann das Kriterium [27] benutzt werden.

Das Sasaki-Kriterium scheint tatsächlich die Turbulenzverhältnisse besser wiederzugeben als das Richardson-Kriterium. Abb. 21 zeigt die Verteilung der CAT

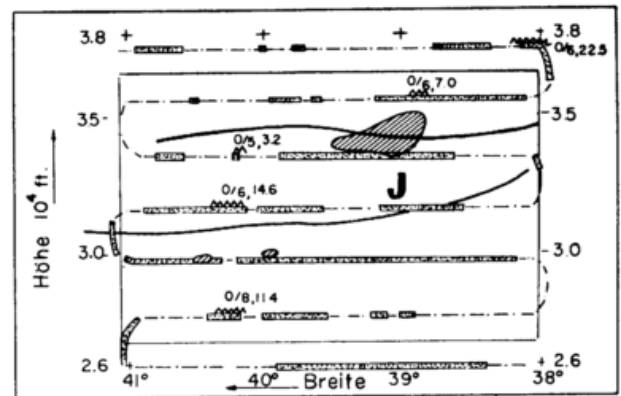


Abb. 21
CAT-Zonen (punktirt) bei Flug No. 19 des Project-Jet-Stream (vergl. Abb. 6). Gebiete mit $Ri < 1$ sind schraffiert (188).

bei Flug No 19 des "Project-Jet-Stream" am 16. Februar 1957. Schraffiert sind die Gebiete mit $Ri < 1$ angedeutet. Die Korrelation mit der tatsächlich beobachteten CAT ist nicht sehr gut. Abb. 22 zeigt dagegen die labilen Gebiete nach dem Sasaki-Kriterium, für denselben Flug berechnet. Die Übereinstimmung mit

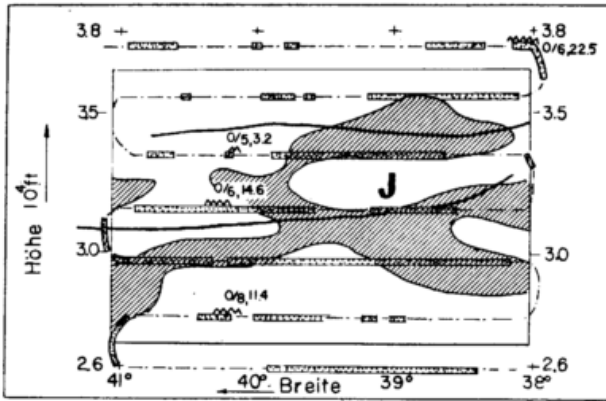


Abb. 22

Wie Abb. 21. Schraffierte Gebiete deuten jedoch Labilität nach dem Sasaki-Kriterium an (188).

der beobachteten CAT ist sehr befriedigend. Dies ist insofern verwunderlich, da Sasaki für seine Berechnungen dieselben nichtsynoptischen Querschnittanalysen benutzt, die bei der Berechnung des Ri-Kriteriums versagt haben. Es hat demnach den Anschein, daß die von Sasaki verwendeten Parameter weniger empfindlich auf kleine zeitliche und räumliche Änderungen reagieren, als die von Richardson vorgeschlagenen Parameter. Vermutlich dürfte durch die Einbeziehung der zweiten Ableitungen von Windgeschwindigkeit und Temperatur nach der Höhe eine gewisse Glättung erzwungen werden, so daß mesoskalare Strukturen etwas weniger dominant in Erscheinung treten. Systematische Untersuchungen in dieser Richtung stehen jedoch noch aus.

Den Labilitätsgrad definiert Sasaki als

$$\nu_1 \equiv \sqrt{-\frac{1}{m_i} S_i} \quad \text{für } S_i < 0 \quad [34]$$

bzw. für positives S_i

$$\nu_1 \equiv \frac{\pm 1}{|S_i - m_i j^2|} \times \quad [35]$$

$$\times \sqrt{\mp \frac{\beta}{m_i} (S_i - m_i j^2) (S_i - m_i j^2 - |\tau_i|) (S_i - m_i j^2 + |\tau_i|)}$$

Es gilt dasjenige Vorzeichen, welches die Wurzel reell macht. Abb. 9 enthält die bei Project-Jet-Stream-Flügen beobachtete mittlere Verteilung der CAT. Die Gebiete mit maximaler Turbulenzhäufigkeit sind in Abb. 23

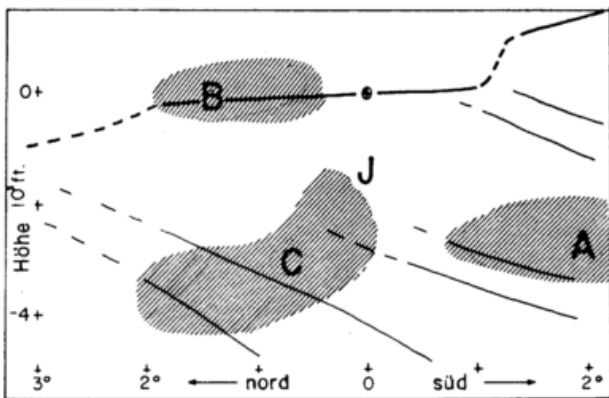


Abb. 23

Schematische Anordnung der Turbulenzzonen A, B, C im Bereich eines Strahlstromes (188).

nochmals schematisch dargestellt. Für dieselben Flüge, welche zur mittleren Turbulenzhäufigkeit der Abb. 9 führten, wurde individuell der Parameter ν_1 berech-

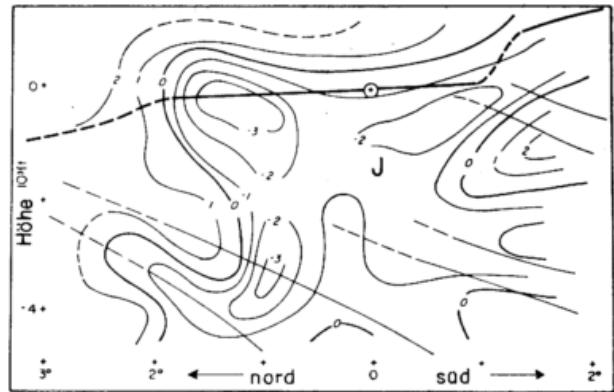


Abb. 24

Verteilung des Parameters ν_1 , gemittelt aus den Einzelauswertungen von 9 Project-Jet-Stream-Flügen 1956-57 (188).

net, und zwar zunächst unter der Annahme $K_M/K_T = 1$, $T = -50^\circ\text{C}$, $\beta = 0.1$ und $\Delta z = 1000$ Fuß. Abb. 24 zeigt die aus den Einzelverteilungen gemittelte Darstellung des Parameters ν_1 . Die Übereinstimmung mit der tatsächlich beobachteten CAT-Verteilung ist sehr gut. Alle drei Turbulenzmaxima, A, B und C, kommen in der Mitteilung der einzelnen Flüge deutlich zum Ausdruck.

Sasaki berechnet nun einen mittleren Querschnitt aus den einzelnen Flügen, der in Abb. 25 reproduziert

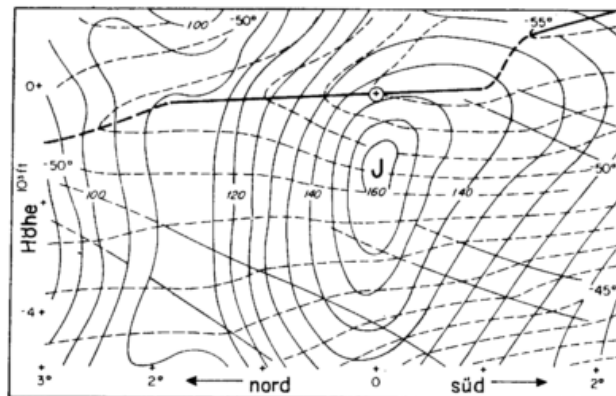


Abb. 25

Mittlerer Querschnitt der Windgeschwindigkeit (volle Linien) und Temperatur (strichliert) aus 9 Project-Jet-Stream-Flügen (1956-57). Die Tropopausenlage ist durch eine dicke Linie gekennzeichnet. + gibt den Koordinatenursprung an, in bezug auf welchen die Mittelung erfolgte (= Projektion der Strahlstromachse auf die Tropopause) (188).

ist. Die Mittelung erfolgt dabei in Bezug auf einen Fixpunkt (in der Abb. durch ein (+) angegeben), der

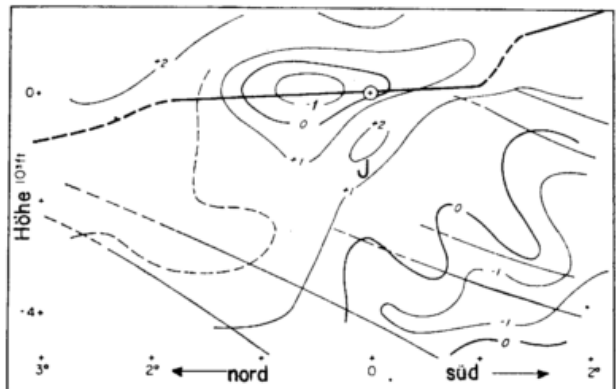


Abb. 26

Verteilung des Parameters ν_1 , berechnet aus dem mittleren Querschnitt der Abb. 25 (188).

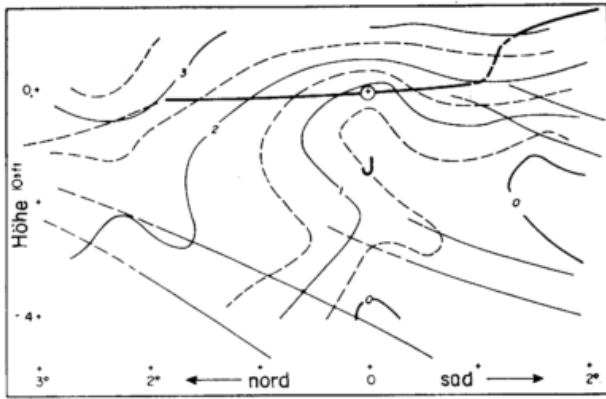


Abb. 27

Verteilung des Parameters S_1 (Richardson-Kriterium), berechnet aus dem mittleren Querschnitt der Abb. 25 (188).

die vertikale Projektion der einzelnen Jet-Maxima auf die Tropopause markiert. Im Durchschnitt liegt das Strahlstrommaximum etwa 1500 Fuß (450 m) unterhalb der Tropopause. Aus diesem mittleren Querschnitt berechnet nun Sasaki den Labilitätsgrad ν_1 (für $K_M/K_T = 1$). Das Ergebnis ist in Abb. 26 mitgeteilt. Aus einem Vergleich mit Abb. 23 geht hervor, daß die Turbulenzgebiete A und B auch aus einem mittleren Querschnitt gut abgebildet werden. Das Gebiet C geht jedoch durch den Mittelungsprozeß verloren, obwohl es im Mittel aus den individuell berechneten Fällen vorhanden war. Abb. 27 zeigt die Verteilung von S_1 , gibt also die Turbulenzverteilung wieder, die aus dem Richardson-Kriterium zu erwarten wäre. Durch die Ri-Zahl wird demnach nur das Turbulenzgebiet A erfaßt, und zwar bemerkenswerterweise zu einem besseren Grad an Übereinstimmung, als wenn das Ri-Kriterium auf die einzelnen Flüge angewendet wird und die Ergebnisse erst dann gemittelt werden.

Aus dieser sehr bemerkenswerten Untersuchung lassen sich einige Schlüsse ziehen, die für das Problem der CAT-Prognose nicht ohne Einfluß sind. Bei der Diskussion des Ri-Kriteriums (Kap. 2.2.1.3.) wurde bereits darauf hingewiesen, daß mesostrukturelle Schwankungen im Wind- und Temperaturfeld derart tiefgreifende Veränderungen an der Ri-Zahl bewirken können, daß die Anwendbarkeit des Kriteriums — sogar für diagnostische Zwecke — stark in Frage gestellt erscheint. Nach Abb. 27 hat es nun den Anschein, als ob die antizyklonale Seite eines Strahlstromes mit dem Turbulenzgebiet A hierin eine Ausnahme machen würde. In diesem Gebiet ist, wie aus Abb. 25 hervorgeht, die vertikale Stabilität verhältnismäßig gering. Die Ri-Zahl wird also hier im wesentlichen von der mittleren vertikalen Windscherung bestimmt, welche in diesem Raume anzutreffen ist. Die Turbulenzgebiete B und C verdanken dagegen ihre Existenz wesentlich den baroklinen, stabilen Zonen und den mit ihnen verbundenen vertikalen Windscherungen von mesostruktureller Ausdehnung. Es ist vor allem in diesen Gebieten B und C, wo die laminare Struktur der Atmosphäre die makro- und mesoskalar berechneten Richardson'schen Zahlen stark verfälscht.

Daß von Sasaki's Kriterium selbst aus einem mittleren Temperatur- und Windquerschnitt die Turbulenzgebiete A und B mit guter Annäherung abgebildet werden, läßt ähnliche Schlußfolgerungen zu. Die bessere Übereinstimmung im Gebiet B, die das Richardson-Kriterium nicht aufzuweisen hat, ist wohl auf die Einbeziehung der zweiten Ableitungen von V und T mit der Höhe zurückzuführen. Daß das Gebiet C zwar aus einer Mittelung der Stabilitätsberechnungen der

einzelnen Flüge, nicht aber aus einem mittleren Querschnitt zur Geltung kommt, zwingt zu dem Schluß, daß die Turbulenz in C auf mesostrukturelle Effekte zurückzuführen ist, welche in einer Mittelung des Temperatur- und Windfeldes verlorengehen.

Im Hinblick auf die CAT-Prognose kann also festgestellt werden, daß in den Gebieten A und B die Atmosphäre gewisse Dispositionen schafft, welche bereits in der makrometeorologischen Struktur zum Ausdruck kommen. Diese beiden Gebiete dürften also am ehesten einer Turbulenzwarnung zugänglich sein. Die Turbulenz im Gebiet C scheint jedoch an mesostrukturelle Bedingungen geknüpft, welche sich in dünnen Schichten innerhalb der stabilen Zone der „Jet-Stream-Front“ einstellen. Zum näheren Verständnis der Turbulenzbildung scheint ein eingehendes Studium der Mesostruktur der Strahlströme unerlässlich.

Ergänzend sei noch berichtet, daß Sasaki auch Versuche mit $K_M/K_T \neq 1$ anstellte. Es zeigte sich dabei, daß $S_{2.0}$ (d. h. das Richardson'sche Kriterium für $K_M/K_T = 2.0$) eine ähnliche Turbulenzverteilung im mittleren Querschnitt wie ν_1 (Abb. 26) erwarten läßt. Der Einfluß der zweiten Ableitungen von Windgeschwindigkeit und Temperatur nach der Höhe, d. h. die Krümmung der vertikalen Wind- und Temperaturprofile manifestiert sich also im Richardson-Kriterium durch die Verschiedenheit der Austauschkoefizienten von Impuls und Wärme.

2.2.2. Schwerewellen

Die in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Labilitätskriterien betrachten die Voraussetzungen, welche in der Atmosphäre vorhanden sein müssen, damit die einer Grundströmung überlagerten Störungskomponenten der Geschwindigkeit ihre Amplitude vergrößern. Bei der Ableitung dieser Kriterien wird mit Vorteil von der Perturbationstheorie Gebrauch gemacht. Wellen bzw. Turbulenzkörper von der Größenordnung, wie sie für CAT in Frage kommen (≤ 200 m im Durchmesser) gehören im allgemeinen der Gruppe der Schwerewellen an, bei denen die Rotation der Erde außer acht gelassen werden kann. Sowohl das Richardson'sche Kriterium (Ableitung von Sasaki) als auch das Kriterium von Sasaki untersuchen die Möglichkeiten für die Bildung von Schwerewellen. Über die Wellenlänge dieser Störungen geben diese Kriterien jedoch keinen Aufschluß. Es kann also wohl sein, daß sich in einem gegebenen Falle Wellen bilden, die in Einklang mit diesen Kriterien stünden, doch wenn die darin auftretenden Beschleunigungen (als Funktion der Wellenlänge, Relativgeschwindigkeit der Welle zum Flugzeug und Amplitude der Welle) nicht ausreichen, um auf das Flugzeug entsprechend zu wirken, wird keine CAT registriert.

Die Bildung von Schwerewellen an Diskontinuitäten wurde bereits von Helmholtz (101) (102) theoretisch behandelt und von Haurwitz (96) (98) auf atmosphärische Verhältnisse, wie sie besonders in Wogenwolken beobachtet werden, angewendet.

Für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit C einer Welle, die sich an der Diskontinuitätsfläche zwischen zwei inkompressiblen Medien verschiedener Temperatur T^I und T^{II} und verschiedener Geschwindigkeit V^I und V^{II} ausbilden, gibt Haurwitz (98) folgende Formel an: (Index I bezieht sich auf die untere, Index II auf die obere Schicht)

$$C = \frac{T^{II}V^I + T^I V^{II}}{T^{II} + T^I} \pm \sqrt{\frac{g L T^{II} - T^I}{2 \pi T^{II} + T^I} - \frac{T^{II} T^I (V^I - V^{II})^2}{(T^{II} + T^I)^2}} \quad [35]$$

Bei hohen Windgeschwindigkeiten überwiegt das advektive, erste Glied, d. h. die Wellen pflanzen sich annähernd mit der mittleren Windgeschwindigkeit der beiden Schichten fort. Reine Schwerkwellen erhält man, wenn man $V^I = V^{II}$ setzt. Sie sind labil, wenn der Wurzel Ausdruck imaginär ist. Dies ist der Fall, wenn $T^I > T^{II}$ ist. Reine Scherungswellen genügen der Bedingung $T^I = T^{II}$. Sie sind in jedem Fall labil.

Wellen, die der Gleichung [35] genügen, sind nur dann stabil, wenn

$$L \geq \frac{2\pi}{g} \frac{(V^I - V^{II}) T^I \cdot T^{II}}{(T^{II} - T^I)(T^{II} + T^I)} \quad [36]$$

Gleichung [36] gilt — den Einschränkungen in der Ableitung gemäß — nur für eine inkompressible Atmosphäre und für eine scharf ausgeprägte Diskontinuität ohne Übergangsschicht.

Bezeichnen wir mit L_c die kritische Wellenlänge, für welche der Wurzel Ausdruck in [35] verschwindet, so erhalten wir für

$$\bar{T} = \frac{T^I + T^{II}}{2}$$

$$\Delta V^2 = \frac{g \bar{T} \Delta T \cdot L_c}{\pi (T^2 - \frac{1}{2} \Delta T^2)} \cong \frac{g \Delta T}{\pi \bar{T}} L_c \quad [37]$$

Für $T = 230^\circ$ erhält man $\Delta V^2 \cong 0.0136 \times \Delta T \times L_c$. Formell ist Gleichung [37] dem Richardson'schen Kriterium sehr ähnlich, wenn wir $Ri = 1$ setzen. Wir erhalten dann

$$\Delta V^2 = \frac{g}{\theta} \Delta \theta \cdot \Delta z$$

Tab. 9

Vertikale Windscherung ΔV (m/sec) für verschiedene Temperaturdifferenzen und kritische Wellenlängen

ΔT	$L_c = 200$ m	$L_c = 100$ m	$L_c = 50$ m
2°	2.3 m/sec	1.6 m/sec	1.2 m/sec
4°	3.3	2.3	1.6
6°	4.0	2.9	2.0
8°	4.7	3.3	2.3
10°	5.2	3.7	2.6

Für stationäre Wellen ($c = 0$), wie sie in Wogenwolken auftreten, erhält Haurwitz die Formel

$$L = \frac{2\pi}{g} \frac{V^I T^{II} + V^{II} T^I}{T^{II} - T^I} \quad [38]$$

Es kann angenommen werden, daß diese Wogen in der Regel mit der mittleren Geschwindigkeit $\bar{V} = \frac{V^I + V^{II}}{2}$ stromabwärts wandern (224). Daß die beobachteten Wellenlängen meist kürzer sind als die aus dieser Formel berechneten, ist auf die Annahme der Inkompressibilität zurückzuführen. Läßt man diese Annahmen fallen und läßt man dafür adiabatische Zustandsänderungen in zwei isothermen Schichten gelten, so erhält man (97)

$$L = \frac{2\pi}{g} \left(\frac{\Delta V}{2}\right)^2 \frac{T^I + T^{II}}{\sqrt{(T^{II} - T^I) + 2 \frac{\kappa - 1}{\kappa R} (T^I + T^{II})}} \quad [39]$$

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v}$$

Das von Haurwitz angeführte Beispiel vom 3. Febr. 1910 zeigt, daß derartige Luftwogen die für CAT erforderliche Größenordnung besitzen können:

$$L_{\text{beobachtet}} = 175 \text{ m}; L_{\text{Gl. (38)}} = 212 \text{ m};$$

$$L_{\text{Gl. (39)}} = 196 \text{ m}.$$

Sekera (204) betrachtet die Bildung von Wellen an einer Übergangsschicht mit kontinuierlicher Windänderung, was den tatsächlichen Gegebenheiten eher entspricht, als die Haurwitz'sche Annahme einer scharfen Diskontinuität. Sekeras Berechnungen nach ordnen sich bei großen Windscherungen die Wogen in Streifen an, die parallel zum Wind gerichtet sind, während Wogenanordnungen quer zur Windrichtung nur bei geringeren Scherungen möglich sind. Dies entspricht den Beobachtungen von Wogenwolken in höheren und tiefen Niveaus. Im Strahlstromniveau findet man die Cirrenbänder meist parallel zur Windrichtung angeordnet. Eine Bedingung für das Auftreten von Wogen, die mit der Windgeschwindigkeit weiterwandern, ist die Existenz einer adiabatischen oder superadiabatischen Schicht unterhalb der Inversion. Eine derartige Strukturierung der Atmosphäre wird von Radiosondenaufstiegen tatsächlich bestätigt (66). Ist die Schicht superadiabatisch, so findet Sekera als Grenzbedingung für Wogenbildung.

$$\gamma - \Gamma \geq 2 T_0 V'^2 / g (1 + \frac{L_x^2}{L_y^2}) \quad [40]$$

V' ist die Windscherung in der Übergangsschicht, und T_0 die Temperatur des Grundstromes. L_x und L_y sind die Wellenlängen parallel und senkrecht zur Grundströmung. γ ist der aktuelle, Γ der adiabatische Temperaturgradient.

Der Exzeß des superadiabatischen Gradienten über den adiabatischen muß eine obere Grenze haben, nämlich dort, wo sich die Reibungskräfte und die der statischen Labilität entsprechenden Kräfte gerade das Gleichgewicht halten. Die Wogenwolken würden demnach ein Zwischenstadium zwischen laminarer und turbulenter Strömung darstellen. In dünnen Schichten kann eine Labilität durch die Reibungskräfte besser erhalten werden als in einer dicken Schicht. Es gilt ungefähr $\gamma - \Gamma$ proportional $\frac{1}{H^4}$, wobei H die Schichtdicke der Übergangsschicht ist. Setzen wir in Gleichung [40] den maximalen Wert der Labilität ein, so erhalten wir als Grenzbedingung

$$1 + \frac{L_x^2}{L_y^2} \geq \frac{2 T_0 V'^2}{g (\gamma - \Gamma)_{\text{max}}} \quad [41]$$

Ist die Windscherung groß, muß die Schichtdicke für die Übergangsschicht ebenfalls groß sein, daher ist $(\gamma - \Gamma)_{\text{max}}$ in diesem Falle klein. In diesem Falle muß also $L_x \gg L_y$ sein, d. h. die Zellen sind annähernd parallel zur Windrichtung orientiert. Für dünne Übergangsschichten und eine entsprechend kleine Windscherung kann u. U. $L_x \leq L_y$ als Grenzbedingung gegeben sein.

Da die Spielweite, welche für γ zwischen maximalen und minimalen Werten zur Verfügung steht, meist nicht sehr groß ist, ist es nicht verwunderlich, wenn geringe Änderungen der äußeren Parameter, wie Temperatur und Windscherung, zu einer radikalen Änderung oder Auflösung der Wogen führen. Dies mag einer der Gründe sein, warum Wogenwolken verhältnismäßig selten beobachtet werden und sich meist rasch verändern. Andererseits könnte auch die vielfach beobachtete Kurzlebigkeit und das relativ seltene Auftreten turbulenter Zonen derartige Ursachen haben.

Sobald aus simultanen Forschungsflügen genügend zuverlässiges Beobachtungsmaterial vorliegt, würde es sich wohl lohnen, zusätzlich zu den in Kapitel 2.2.1. angeführten Labilitätskriterien die Möglichkeit für die Existenz von Schwerewellen zu untersuchen.

2.2.3. Lee-Wellen

Wurden im vorigen Kapitel Schwerewellen betrachtet, welche sich in der Atmosphäre durch zufällig auftretende Störungen (random disturbances) bilden, so sei nunmehr die auf die Grundströmung wirkende Störung durch eine Bodenerhebung verursacht. Wir betrachten speziell die stehenden Wellen, welche sich im Lee eines Gebirges bilden. Es ist zu erwarten, daß die früher abgeleiteten Stabilitätskriterien in gewissem Maße auch über Gebirgen gelten. Da jedoch nunmehr der Anfall an Störungsenergie wesentlich größer ist als bei "random disturbances", muß damit gerechnet werden, daß CAT bereits auftritt, wenn die für „zufällige“ Störungskomponenten abgeleiteten Kriterien noch laminare Strömung andeuten würden.

Die Bildung von Leewellen manifestiert sich in eindrucksvoller Weise durch das Auftreten von stationären Hinderniswolken, den sog. „Moazagotl-Wolken“, die an manchen Gebirgszügen grandiose Ausmaße annehmen können (z. B. Owens-Valley, Sierra Nevada, Californien) (85) (87) (116) (132) (213) (226) (227).

Ein übersichtlicher und zusammenfassender Bericht über das Leewellen-Phänomen wurde von Alaka (3) gegeben. Wir können uns daher hier auf die wesentlichsten Aspekte beschränken, soweit sie für das Auftreten von CAT von Bedeutung sind.

Daß diese Wellenphänomene bis in große Höhen reichen können, wird durch die Beobachtung von Perlmutterwolken belegt (69) (117). Auch gewisse Schwankungen im Ozongehalt der Atmosphäre wurden mitunter als Wirkung stehender Wellen gedeutet, die bis in die Ozonosphäre reichen (153) (Vergl. auch (176)).

Zur Erregung dieser stehenden Wellen sind jedoch nicht unbedingt Hochgebirge erforderlich, die sich einer Strahlströmung in den Weg stellen. Unter günstigen Umständen genügen bereits Hügelketten (43) oder Küstenlinien, um stationäre Wellen in Erscheinung treten zu lassen. Wichtig ist dabei lediglich, daß die durch das orographische Hindernis erzwungene Störung in der Strömung ihre Energie nicht nur beibehält, sondern aus der Labilität der Grundströmung und der atmosphärischen Schichtung weiterhin Energie bezieht und somit trotz der herrschenden Reibungseinflüsse anwachsen kann.

In Kapitel 1. wurde festgestellt, daß CAT von Turbulenzkörpern erzeugt wird, die mindestens etwa 1 Stoß pro Sekunde verursachen, also einen Durchmesser von etwa 200 m besitzen. Die orographisch erzeugten Leewellen haben jedoch meist eine erheblich größere Wellenlänge, könnten also durch die in ihnen auftretenden vertikalen Geschwindigkeiten nur in den Niveaus auf ein horizontal einfliegendes Flugzeug erhebliche Beschleunigungen ausüben, wo ihre Amplitude groß ist, wie etwa im Bereich von Rotoren. Es gilt demnach einerseits die Niveaus großer Amplituden der Leewellen festzustellen, andererseits die Bereiche, in denen labile Schichtungen zur Bildung kleinerer Turbulenzkörper von dem Ausmaß der CAT (< 200 m Durchmesser) beitragen können.

Die Theorie der Leewellen ist schon wiederholt eingehend behandelt worden. In erster Linie verdienen Studien von Lyra (142) und Queney (172) (173) Beachtung, die später noch verfeinert (143) und von Koschmieder (133) übersichtlich zusammen-

gefaßt wurden. Lyra geht dabei, ähnlich wie bei den in Kap. 2.2.1. besprochenen Labilitätskriterien von den linearisierten Störungsgleichungen aus. Der Einfluß des Bodens wird als Randwertproblem behandelt. Die Atmosphäre besitzt nach Lyras Annahme keine interne Grenzflächen, am Boden ist jedoch die kinematische Grenzflächenbedingung erfüllt, wonach die Strömung hier keine Komponente normal zur Bodenoberfläche besitzen darf. Überdies wird angenommen, daß die Höhe der störenden Bodenerhebung klein im Vergleich zur Wellenlänge der resultierenden Störung. Diese Randbedingung kann auch für beliebig steil ansteigende Bodenhänge beibehalten werden, denn schon in geringer Höhe über dem Boden ist die Amplitude der Stromlinien verringert und entspricht der Strömung über einem flacheren Hang.

Auf Einzelheiten der Ableitung der Lyra'schen Wellengleichung kann hier nicht eingegangen werden. Es sei auf das bereits zitierte, ausführliche Lehrbuch von Koschmieder (133) verwiesen. Erwähnt sei lediglich, daß Lyra unter Vernachlässigung des Quadrates der Mach'schen Zahl V^2/c^2 gegenüber 1 (V = Geschwindigkeit der Grundströmung, c = Schallgeschwindigkeit in der ungestörten Atmosphäre) eine Schwingungsgleichung ableitet, für die er in einer polytropen Atmosphäre unter Annahme einer konstanten Mitteltemperatur T und einer homogenen Grundströmung V folgende Näherungslösung für die Vertikalgeschwindigkeit findet (133)

$$w_1 = -2 \bar{V} h k \left[\frac{1}{2} N_1(kr) \sin \vartheta + \sum_{\nu=1}^{\infty} (-1)^\nu C_\nu J_\nu(kr) \frac{\sin \nu \vartheta}{\nu} \right] \quad [42]$$

h ist die Höhe der Bodenerhebung, ϑ und r sind Polarkoordinaten, gegeben durch $x = r \cdot \cos \vartheta$ und $z = r \cdot \sin \vartheta$. Die Wellenzahl k ist gegeben durch

$$k^2 = \frac{\Gamma - \gamma}{T} \frac{g}{V^2} \quad [43]$$

(Γ adiabatischer Temperaturgradient, γ = Temperaturgradient einer polytropen Atmosphäre). C_ν sind willkürliche Konstante $J_\nu(kr)$ stellen „Zylinderfunktionen erster Art“ (Besselfunktionen) ν -ter Ordnung dar, während $N(kr)$ eine „Zylinderfunktion zweiter Art“ erster Ordnung ist.

Die Berechnung der Vertikalgeschwindigkeiten wird durch Tabulierungen der Zylinderfunktionen erleichtert. Trotzdem ist Gleichung [42] für eine routinemäßige Berechnung zu kompliziert. Variationen in der Anströmgeschwindigkeit und in der Temperatur der Atmosphäre gehen zwar durch die Koeffizienten V und k in Gleichung [42] ein, doch wird, wie bereits erwähnt, der Ableitung eine konstante Mitteltemperatur unterlegt. Vertikale Windscherung und vertikale Stabilitätsgradienten bleiben also unberücksichtigt. Greinell (92) berechnete Wellenprofile für Skandinavien und Südamerika (vergl. (86)), doch kommt derartigen Berechnungen einerseits wegen der Schwierigkeiten der Auswertung von Gleichung [42], andererseits wegen der erheblichen Vereinfachungen für die Vorhersage von CAT nur untergeordnete praktische Bedeutung zu.

Während Lyra und Queney die Stromlinien für eine gleichmäßige Strömung berechnen, welche ein Plateau oder einen Bergrücken übersteigt, berücksichtigt Scorer (193) vertikale Scherungen in der horizontalen Grundströmung. Die Rotation der Erde bleibt unbeachtet, somit besitzen die Lösungen der Wellengleichung [44] nur für Wellenlängen < 50 km Gültigkeit

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \left(\frac{g}{z} + \beta \right) \frac{\partial \psi}{\partial z} + \left(\frac{g\beta}{V^2} - K^2 - \frac{1}{V} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) \psi = 0 \quad [44]$$

V ist die horizontale, ungestörte Grundströmung. Die

Störungskomponenten seien periodisch in der x-Richtung, so daß $\frac{\partial}{\partial x} = ik$ und $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ wenn auf die Störungen angewendet. Die Stromfunktion ψ ist definiert durch

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial z} - \frac{g}{c^2} \psi \quad [45]$$

$$w = -ik \psi$$

Die Schallgeschwindigkeit ist gegeben durch $c = \sqrt{\kappa R T}$ β ist die vertikale Stabilität $\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}$.

Der Term $\frac{1}{V} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$ spielt gegenüber $\frac{g\beta}{V^2}$ nur in den untersten Atmosphärenschichten (< 900 m) und in stark scherenden Strömungen eine Rolle (84).

Wenn ein Windgeschwindigkeitsprofil durch eine Lösung der Gleichung

$$\frac{g\beta}{V^2} - \frac{1}{V} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = l^2 = \text{const} \quad [46]$$

angenähert werden kann, so ist Gleichung [44] für konstante Koeffizienten lösbar. Die Lösung lautet

$$\psi = A_1 e^{l_1 z} + A_2 e^{l_2 z} \quad [47]$$

für

$$l_{1,2} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{g\beta}{c^2} + \beta \pm \sqrt{\left(\frac{g\beta}{c^2} + \beta\right)^2 + 4(k^2 - l^2)} \right\} \quad [48]$$

$$\cong \pm \sqrt{(k_2 - l_2)}$$

denn $\frac{g\beta}{V^2} \gg \left(\frac{g\beta}{c^2} + \beta\right)^2$. (195).

Sehen wir von einer trivialen Lösung der Gleichung [46] mit $V = \text{const}$ ab, so ist für $l^2 > 0$ und $\beta = \text{const}$ das Windprofil periodisch. Es besitzt Niveaus maximaler und minimaler Geschwindigkeit. Im Wendepunkt ($\partial^2 V / \partial z^2 = 0$) ist $l^2 = \frac{g\beta}{V^2} \cdot 1$, der sogenannte „Scorer-Parameter“, charakterisiert die dynamischen Eigenschaften der Luft in jedem Niveau. Lösungen der Gleichung [46] sind numerisch zu bestimmen.

Die durch einen Höhenrücken der Form $\zeta = \frac{hb^2}{b^2 + x^2}$ induzierte vertikale Auslenkung der Strömung aus dem ursprünglichen Niveau beträgt (63)

$$\zeta_z = 2\pi h b e^{-k b \left(\frac{V_1}{V_z}\right) \psi_{z,k} \cdot \left(\frac{\partial \psi_{1,k}}{\partial k}\right)^{-1} \sin kx} \quad [49]$$

h ist die Höhe des Rückens, x wird vom Grat des Rückens aus gezählt; b ist der Halbwertsparameter (d. h. die Breite, über welche die Höhe des Gebirges auf die Hälfte der Kammhöhe abnimmt). k ist die Leewellenzahl. Der Index 1 bezieht sich auf die Bodenströmung. Die Stromfunktion ψ erfüllt die vereinfachte Gleichung

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + (l^2 - k^2) \psi = 0 \quad [50]$$

Daß sich Leewellen in der Atmosphäre normalerweise nur bilden, wenn l mit der Höhe abnimmt (wenn also die Windgeschwindigkeit V mit der Höhe zunimmt), zeigt Scorer (193) an Hand eines zweischichtigen Modells, bei dem in jeder Schicht Gleichung [46] erfüllt ist, wobei jedoch l in der oberen und unteren Schicht verschiedene Werte annimmt. Die Bedingung für die Bildung von Leewellen lautet

$$l_1^2 - l_2^2 > \frac{\pi^2}{4h^2} \quad [51]$$

Der Index 1 bezieht sich auf die untere, 2 auf die obere Schicht. h ist die Schichtdicke der unteren Schicht. Ist Gleichung [51] für mehrere Werte von k erfüllt, so werden durch das Hindernis Wellen angeregt, die dem

kleinsten Wert von k entsprechen, denn lange Wellen (kleine Wellenzahl k) werden zu größeren Amplituden angeregt, wie auch aus Gleichung [49] ersichtlich ist. Ebenso bewirken schmale, aber steile Hindernisse größere Amplituden, denn sowohl k als auch b treten im negativen Exponenten von e in Gleichung [49] auf und tragen somit zum Amplitudenfaktor von ζ_z bei.

Scorer's Überlegungen können auch auf mehr als 2 Schichten ausgedehnt werden. Eine kontinuierliche Variation des Parameters l^2 ist ebenfalls möglich (199).

Der Einfluß des Faktors V_1/V_z auf die Wellenamplitude läßt sich ebenfalls aus Gleichung [49] abschätzen. Leewellen sind zwar nur bei einer Abnahme von l^2 mit der Höhe möglich, doch kann diese Abnahme einerseits durch geeignete Stabilitätsverhältnisse, andererseits durch Windscherung erreicht werden. Von zwei identischen l^2 -Profilen wird jenes größere Wellenamplituden erzeugen, das größere Werte des Verhältnisses V_1/V_z aufweist. Sind andererseits die Bodenwinde nur leicht, so werden große Wellenamplituden nur durch geeignete Stabilitätsverhältnisse erreicht.

Untersuchungen von Farkas [79] über Neuseeland bestätigen diese theoretischen Ergebnisse. Bei annähernd gleichen Windverhältnissen differieren die vertikalen Stabilitätsverhältnisse, und damit die vertikale Änderung von l^2 , an Tagen mit und ohne Leewellen. Im Mittel wurde an Tagen mit Wellen in der Schicht 10.000 bis 14.000 Fuß (3.0 — 4.3 km) ein Maximum an Stabilität und l^2 beobachtet.

Die Bildung von Wellen großer Amplitude besitzt beim Vorhandensein einer dünnen, sehr stabilen Schicht höhere Wahrscheinlichkeit, als in einer dickeren Schicht geringerer Stabilität. Theoretische Überlegungen zeigen auch das merkwürdige Ergebnis, daß sich Wellen mit großer Amplitude dann zu bilden beginnen, wenn die kritische Größe von l^2 , welche eine Wellenbildung überhaupt erst möglich macht, nur um ein Geringes überschritten wird. Sind die Stabilitätsverhältnisse in der betrachteten Schicht „günstiger“ als diesen kritischen Verhältnissen entsprechen würde, so ist zwar mit größerer Sicherheit die Bildung von Leewellen zu erwarten, die Amplituden sind jedoch kleiner. Große Amplituden sind also an die Bedingung geknüpft, daß entweder die Dicke oder die Stabilität der Unterschicht gerade den kritischen Wert für Wellenbildung übersteigt, daß ferner der Parameter l^2 mit der Höhe stark abnimmt und in der Oberschicht sehr kleine Werte annimmt. Leewellen mit großer Amplitude sind somit sehr sensitiv gegenüber Änderungen in den Strömungsverhältnissen (63), wobei die Windscherung einen stärkeren Einfluß ausübt als die thermische Stabilität.

Mehrere Niveaus mit Maximalamplituden sind in der Atmosphäre dann zu erwarten, wenn l^2 in seiner vertikalen Verteilung mehrere Maxima aufweist. Beispiele dieser Art werden von Corby (64) angeführt (vergl. auch (3)). Für prognostische Zwecke können die Niveaus mit maximalen Wellenamplituden mit den Schichten, in denen l^2 ein Maximum besitzt, identifiziert werden. Es läßt also auch die Scorer'sche Leewellentheorie große Wellenamplituden innerhalb der stabilen Schichten in der Atmosphäre erwarten, ganz ähnlich wie dies für das Richardson-Kriterium zutrifft.

Nodalflächen, an denen sich das Vorzeichen der Vertikalbewegung umkehrt, können sich in der unteren Schicht ausbilden, wenn folgende Bedingung erfüllt ist

$$l_1^2 - l_2^2 > \frac{\pi^2}{h^2} \quad [52]$$

Nodalflächen existieren an den Stellen, an denen $\sin \nu_1 (h + z) = 0$ ist, wobei $\nu_1 = \sqrt{(l^2 - k^2)}$.

In Bodennähe können dort, wo die Störungskomponente u der Windgeschwindigkeit ein Minimum besitzt, „Rotoren“ mit horizontaler Achse auftreten. Aber auch in größerer Höhe ist die Bildung von Rotoren in Leewellen mit großer Amplitude möglich (203). Ein Rotor existiert überall dort, wo die jeweilige Strömungsrichtung der Richtung des Grundstromes entgegengesetzt ist. Abb. 28 zeigt mehrere Rotoren-Typen.

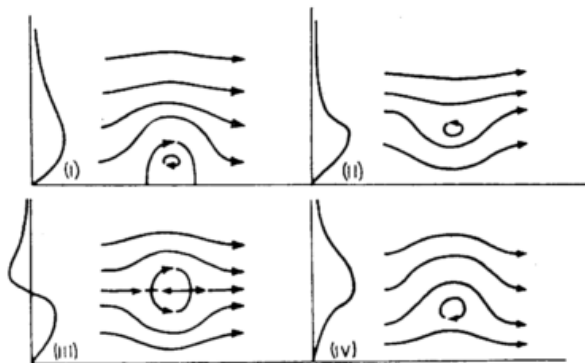


Abb. 28

Bildung von Rotoren in Leewellen großer Amplitude. Im linken Teil jedes Diagrammes ist das ζ -Profil (vertikale Auslenkung der Luftteilchen aus dem ursprünglichen Strömungsniveau) aufgetragen. Rotoren treten in den Niveaus auf, in denen $\partial \gamma / \partial z$ ein Maximum besitzt. Die Rotoren sind geschlossene Zirkulationen, die von der Hauptströmung umflossen werden (203).

Auf der linken Seite jedes Diagramms sind die Profile von ζ , der vertikalen Auslenkung der Luftteilchen aus dem ursprünglichen Niveau, eingetragen. Diese Abbildung zeigt, daß es an Nodalflächen zur Bildung von doppelten, gegenläufigen Rotoren („double-yolked“ rotors) kommen kann, wenn in der Umgebung der Nodalfläche die Wellenamplitude je ein Maximum besitzt. Auch bei einer Phasenverschiebung der Wellen mit der Höhe ist die Bildung von Rotoren möglich, wie Abb. 29 zeigt (vergl. dazu auch (202a)).

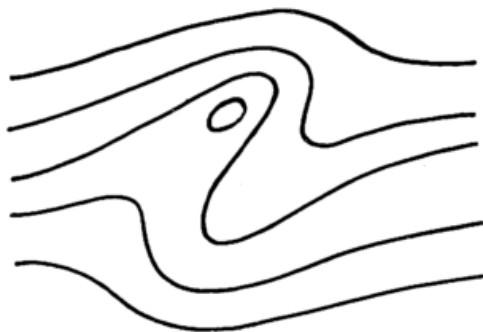


Abb. 29

Bildung eines offenen Rotors durch geeignete Amplitudenverhältnisse und Phasenverschiebung der Welle mit der Höhe (203).

Ist der Rotor in eine stabile Strömung eingebettet, so wird dort, wo die Strömungsrichtung umgekehrt erscheint, ein labiler Temperaturgradient erzeugt. Innerhalb des Rotors wird dann durch Mischungsprozesse eine konstante potentielle Temperatur hergestellt, es ist also im Bereich eines Rotors mit dem Auftreten von CAT zu rechnen. Die Labilität wird erhöht, wenn im oberen Teil des Rotors Kondensation eintritt.

In einem Rotor der Art, wie er in Abb. 29 gezeigt ist, verursacht die Strömung selbst bereits statische Labilität, da der vertikale Gradient der potentiellen Temperatur bei adiabatischen Strömungsverhältnissen im Rotor umgekehrt wird. Eine Strömung dieser Art

könnte nicht stationär bleiben. Es wäre allerdings möglich, daß sich diese Strömungsverhältnisse in einem pulsierenden Vorgang immer wieder neu einstellen, sobald die durchmischten Luftmassen stromabwärts entführt worden sind. Es wäre dies ein Vorgang, ähnlich wie er in brechenden Wasserwellen beobachtet wird.

Daß Rotoren mit starker Turbulenz verbunden sind, wurde während des Mountain Wave Project in den USA festgestellt (41) (108) (109). Während eines dieser Forschungsflüge brach das Segelflugzeug in der starken Turbulenz am stromaufwärts gelegenen Ende des Rotors entzwei. Der Pilot driftete an seinem Fallschirm in der starken westlichen Höhenströmung gegen die Ostseite des Owens-Tales. Etwa 1300 m über Grund trat er in ruhige Luft ein und wurde dann darunter mit etwa 25 Knoten nach Westen abgetrieben. Er landete schließlich auf der Westseite des Tales unterhalb der luvseitigen Kante der Rotorwolke.

In größerer Höhe bei geringer Luftfeuchtigkeit können Rotoren auch ohne das charakteristische Wolkenbild auftreten und u. U. schwere CAT verursachen.

Andere Möglichkeiten für die Bildung von CAT sieht Scorer (197) (200) (201) in stehenden Wellen auch dadurch gegeben, daß aus Diskontinuitäten in $\frac{\partial v}{\partial z}$, also aus Termen, welche die Krümmung der vertikalen Windprofile ausdrücken, Diskontinuitäten in der Störungskomponente u entstehen. Eine Korrelation zwischen der Krümmung vertikaler Windprofile und CAT wurde von Lake (138) tatsächlich gefunden, worauf bereits in Kap. 1.3. hingewiesen wurde. Bessere Korrelationen sind allerdings mit Diskontinuitäten in den vertikalen Temperaturgradienten zu erwarten, da die erforderliche Feinheit der Windmessungen noch sehr zu wünschen übrig läßt (177). Nach neueren Studien (178a) scheint CAT tatsächlich in dünnen, stabilen Schichten konzentriert zu sein.

Aus Untersuchungen im Bereich der Nordamerikanischen Sierra Nevada (Owens Valley) geht hervor, daß Bedingungen für ausgeprägte Leewellen besonders bei der Annäherung einer Kaltfront in einer starken westlichen Höhenströmung gegeben sind. Föhnmauer und Rotorwolken sind auf der zyklonalen Seite eines Strahlstromes, der die Gebirgskette in rechtem Winkel schneidet, am stärksten ausgeprägt. Im Einklang mit den theoretischen Ergebnissen (Gleichung [49]) ist starke Leewellenbildung zu erwarten, wenn die bodennahe, stabile Schicht bis in das Kammniveau reicht. Die vertikale Windscherung soll groß sein, jedoch einen kritischen Wert nicht überschreiten, da sich sonst im Tal stagnierende Luft ansammelt (60) (116).

Den Forschungsflügen des Sierra-Wave Project verdanken wir wertvolle Aufschlüsse über die Flugbedingungen, vor allem über die Turbulenzverhältnisse, in Leewellen. In Segelflugzeugen wurden, wie bereits in Kap. 1.3. erwähnt, vertikale Böengeschwindigkeiten von 50 ft/sec (15.2 m/sec) bis in 12 km Höhe gemessen (137). Schnelle Düsenflugzeuge würden unter extremen Verhältnissen in Leewellen Beschleunigungen von 8 bis 14 g erleiden (116) (117) und schweren Schaden davontragen. Wenn diese Werte vielleicht auch etwas zu hoch geschätzt erscheinen, so lassen sie doch immerhin die erhöhte Turbulenzgefahr im Bereich von Leewellen erkennen. 2 bis 4 g werden immerhin auch von Berenger und Gerbier (27) in Leewellen festgestellt. Pilsbury (161) beobachtete allerdings in nur 20 Fällen von insgesamt 60 Flügen CAT im Bereich von Leewellen über England. Harrison (95) dagegen berichtet über neun Tage mit Wellenbildung

über den Rocky Mountains. Die Turbulenzverhältnisse waren zeitweise so schwer, daß an 4 Tagen Passagiere Verletzungen davontrugen.

Die Turbulenzgefahr ist besonders bei Flügen mit dem Wind akut, weil dann die stehenden Wellen mit größerer Relativgeschwindigkeit durchmessen werden und die Vertikalbeschleunigungen stärker wirksam sind. Der Zusammenbruch der laminaren Strömung und der Übergang zu turbulenten Verhältnissen deutet sich vielfach durch das Zerfasern und Zerreißen der hohen Lenticularis-Wolken an. Ein erfahrener Pilot wird dies als Warnungssignal rechtzeitig erkennen.

Ein Vorhersagediagramm für die Berechnung der Wellenlänge von Leewellen aus Windgeschwindigkeit, Dicke von 100-mb-Schichten und Differenzen der potentiellen Temperatur in diesen Schichten wird von Scorer (198) angegeben. Für die Prognose der CAT gelten dieselben Überlegungen, wie sie bereits in Kap. 2.2.1.3. angestellt wurden: Die Feinstruktur der Atmosphäre, welche die CAT in relativ dünnen Schichten auftreten läßt, kann aus den zur Verfügung stehenden Radiosonden- und Höhenwindmessungen nur höchst unzulänglich erfaßt werden. Der Scorer-Parameter könnte zwar zu einem wertvollen Hilfsmittel in der Wahl eines günstigen Flugniveaus werden, doch kann die Meso- und Mikrostruktur der Höhenströmung trotzdem noch unliebsame Überraschungen mit sich bringen, die aus den makrostrukturellen Berechnungen nicht ersichtlich sind.

3. Vorhersage der "Clear Air Turbulence" und Ausweichmanöver während des Fluges

3.1. Vorhersage

Aus den Beobachtungen der CAT, und aus der Beschreibung der für die Bildung von Turbulenz in Frage kommenden Parameter geht eindeutig hervor, daß eine exakte Prognose der CAT gegenwärtig auf unüberwindliche Schwierigkeiten stößt. Es wurde bereits in Kap. 2.2.1.3. erläutert, daß es sich bei der CAT um ein mikrometeorologisches Phänomen handelt. Die Genauigkeit unserer aerologischen Meßmethode stößt kaum in diesen Mikro-Bereich vor. Über den Meso-Bereich können allerdings schon eher zuverlässige Aussagen gemacht werden.

Da die Prognose eines meteorologischen Parameters nichts anderes ist als eine Extrapolation seines zeitlichen Ablaufes in die Zukunft, müssen wir für den Prognosezeitraum dieselbe Größenordnung ansetzen wie für das aktuelle Phänomen, d. h., eine Prognose der CAT wäre — vorausgesetzt, daß sich die Mikrostruktur der Strömung meßtechnisch genügend genau erfassen ließe — nur bis etwa 10^2 sec sinnvoll. Darüber hinaus würde jede Extrapolation rasch an Zuverlässigkeit verlieren. „Prognosen“, welche diesen kurzen Zeitraum erfassen, lassen sich nur durch unmittelbare, elektronische Verarbeitung der Beobachtungen gewinnen. Das in Kap. 2.1. besprochene „Böenerleichterungssystem“ an Flugzeugen würde dem Bereich dieser „Mikro-Prognosen“ angehören.

Im praktischen Flugverkehr kommen jedoch nur Vorhersagen für einen Zeitraum bis zu etwa 24 Stunden (ca. 10^5 sec) in Frage. Es ist also ein Prognosezeitraum zu bewältigen, welcher eindeutig dem makrometeorologischen Bereich angehört. Eine CAT-Vorhersage kann sich daher nur auf makrostrukturelle Voraussetzungen beschränken, welche in der Atmosphäre die Bildung von Turbulenz fördern. Die CAT "in loco" vorherzusagen ist für Zeiträume des Makrobereichs unmöglich.

Es wurde in den vorangehenden Kapiteln über verschiedene Kriterien referiert, welche eine gewisse Disposition der Atmosphäre für die Bildung von Turbulenz oder Wellenstörungen beinhalten. Abgesehen davon, daß diese Kriterien nichts darüber aussagen, ob die mögliche Turbulenz tatsächlich von CAT-erzeugender Qualität ist, sind die in einem Vorhersagezeitraum von etwa 24 Stunden möglichen Veränderungen in der Grundströmung zu groß, um den Kriterien einen prognostischen Wert zuerkennen zu können, wenn schon die nichtsimultanen Flugzeugbeobachtungen, die nur um wenige Stunden differieren, die Anwendungsmöglichkeit dieser Kriterien ernstlich in Frage stellen.

Somit bleibt als einzige, derzeit praktikable Vorhersagemöglichkeit die Anwendung statistischer Ergebnisse, bereichert um einige theoretische Erkenntnisse, die der ungefähren Reihenfolge ihrer Zuverlässigkeit in folgenden Sätzen zusammengefaßt werden können.

1.) Im Bereich von Strahlströmen ist die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von CAT etwa dreimal so groß, wie in windschwachen Gebieten.

2.) Über welligem Boden ist dort mit dem Auftreten von Leewellen und damit verbundener Turbulenz zu rechnen, wo die Höhenwinde annähernd parallel zu starken hangnormalen Winden im Kammniveau wehen und die Stabilität der Atmosphäre mit der Höhe abnimmt. Derartige Wetterlagen sind im Strahlstrombereich häufig anzutreffen. Maximale Wellenamplituden sind in Schichten maximaler Stabilität zu erwarten. Eine routinemäßige Berechnung des Scorerparameters für Gebirgsstationen in der Nähe von Flugrouten wäre zu empfehlen. Es ist dabei zu bedenken, daß bereits geringe Bodenerhebungen unter günstigen Umständen wellenbildend wirken können.

3.) Im Bereich eines Strahlstromes zeichnen sich besonders 3 Gebiete durch vermehrte Turbulenzhäufigkeit und durch Labilität aus (vgl. Kapitel 2.2.1.5.).

A) Auf der antizyklonalen Seite des Strahlstromes, etwa im Niveau der Strahlstromachse (vgl. Abb. 23).

B) Auf der zyklonalen Seite der Strahlstromachse in der Nähe der Tropopause.

C) Unterhalb der Strahlstromachse im Bereich der baroklinen, statisch stabilen Schicht.

Da die Gebiete A und B auch aus mittleren Querschnitten durch einen Strahlstrom berechnet werden können, sind Turbulenzprognosen auf makrostruktureller Basis für diese beiden Gebiete erfolgversprechend. Die Turbulenz im Gebiet C hängt dagegen zu sehr von der Meso- und Mikrostruktur ab, als daß sie aus derartigen Querschnitten vorhergesagt werden könnte.

4.) An Diskontinuitätsflächen (Fronten, Inversionen, stabilen Schichten, Dunstschichten, Tropopausen) ist mit erhöhter Turbulenzhäufigkeit zu rechnen, insbesondere, wenn diese Diskontinuität mit einem Windsprung in der Vertikalen verbunden ist.

5.) In Übereinstimmung mit den theoretischen Untersuchungen von Sekera (204) sind Schwerewellen im Bereich starker vertikaler Windscherung in Bändern parallel zur Windrichtung orientiert; bei schwacher Scherung dagegen senkrecht zur Windrichtung. Es wäre demnach zu erwarten, daß im Bereich geringer vertikaler Windscherung eher bei Flügen parallel zur Strahlstromachse Turbulenz angetroffen wird, als bei Flügen senkrecht zur Windrichtung. Dies würde vornehmlich für das Turbulenzgebiet A) (siehe Satz 3) zu-

treffen (teilweise auch für das Gebiet B). Bei starker vertikaler Windscherung wäre besonders auf Flügen senkrecht zur Strahlstromachse mit Turbulenz zu rechnen. Dies trifft insbesondere für das Gebiet C, teilweise auch für B, zu.

3.2. Ausweichmanöver während des Fluges

Auf Grund der bisherigen Kenntnisse über die CAT können folgende Ausweichmanöver vorgeschlagen werden, wenn sie mit den geltenden Flugsicherungsbestimmungen vereinbar und im Interesse des Komforts der Flugpassagiere geboten erscheinen:

1.) Verringerung der Fluggeschwindigkeit.

2.) Bei Flügen parallel zum Strahlstrom: Änderung der Flughöhe um etwa 200 — 300 m.

Bei Flügen senkrecht zur Windrichtung: Höhenänderung um etwa 200 — 300 m im Turbulenzgebiet B, wo die Isentropenflächen, und damit die stabilen Zonen, annähernd horizontal verlaufen. Ansonsten ist unter Rücksichtnahme auf die zu erwartende Neigung der Isentropenflächen bei Flügen von der antizyklonalen (warmen) zur zyklonalen (kalten) Seite ein Ausweichen nach unten, bei umgekehrter Flugrichtung ein Ausweichen nach oben vorzuziehen.

3.) Im Bereich starker Leewellen an Gebirgrücken ist eine Kursänderung zu erwägen, die das Flugzeug schräg gegen den Wind bringt. In den meisten dieser Fälle dürfte das Wolkenbild Aufschluß über die günstigste einzuschlagende Richtung geben.

4. Zukünftige Forschung

Die Sammlung weiterer, zuverlässiger CAT-Berichte und ihre Sichtung in Bezug auf Wetterlage und Lokalität bietet gerade zur Zeit des beginnenden Düsenflugverkehrs eine billige und aufschlußreiche Möglichkeit, die statistischen Prognosemethoden und ihre Trefferwahrscheinlichkeit zu verbessern. „Fehlberichte“ geben nicht minder wertvolle Aufschlüsse.

Daneben gilt es wohl in erster Linie, die in den verschiedenen Labilitäts- und Wellenkriterien aufscheinenden Parameter auf ihre zeitliche und räumliche Repräsentanz zu prüfen. Dies kann nur mit einem umfangreichen und zuverlässigen Beobachtungsmaterial, wie etwa mit dem des „Project Jet Stream“ geschehen. Sollten sich gewisse Parameter als zeitlich wenig variant erweisen, so würden dadurch neue Möglichkeiten für eine Prognose erschlossen.

Für Körperschaften, die mit geringeren instrumentellen Mitteln das Auslangen finden müssen, wäre vor allem die Erprobung verschiedener Ausweichmanöver in Zonen mit CAT ein lohnendes Betätigungsfeld. Aus einem derartigen Projekt könnten wertvolle Aufschlüsse über die Ausdehnung turbulenter Gebiete und ihre Lage im Raum, sowie ihre Lebensdauer gewonnen werden. Wir würden dabei wohl auch näheres über eine mögliche Anisotropie der CAT erfahren. Vor allem aber würden Untersuchungen in dieser Richtung für die Flugsicherheit und den Flugkomfort im zivilen Düsenflugverkehr von großem Nutzen sein.

Es wurde bereits in Kapitel 1.3. darauf hingewiesen, daß zur detaillierten Erforschung der atmosphärischen Feinstruktur im Bereich turbulenter Zonen simultane Flüge notwendig sind, welche die Synopsis der Beobachtungen gewährleisten. Es erscheint ferner wünschenswert, die subjektiven Turbulenzanzeigen mit der objektiven Beschleunigungsregistrierung — etwa durch ein Zeitmarkensystem zu Beginn und Ende der subjektiven turbulenten Zonen — zu synchronisieren. Falls technisch durchführbar, wäre auch eine simultane Registrierung der vertikalen Beschleunigungen und horizontalen Fluggeschwindigkeitsänderungen (air speed cell) zweckmäßig, um konklusive Aufschlüsse über den isotropen oder anisotropen Charakter der Turbulenz zu erhalten.

Es sei darauf hingewiesen, daß sämtliche detaillierten Jetstream-Vermessungen über den Kontinenten, vorwiegend über den USA, gewonnen wurden. Ein „Project Jet Stream“ über dem europäisch-nordafrikanischen Raum zur Erforschung des polaren und subtropischen Jet-Stream, fern von der Gebirgsbarriere der Rocky Mountains, wäre eine internationale Anstrengung wert. Die weiten Gebiete der Ozeane wurden bisher — abgesehen von routinemäßigen Wettererkundungsflügen — kaum in die Strahlstromforschung einbezogen. Dieser Mangel an zuverlässigem Beobachtungsmaterial ist wohl in erster Linie auf navigatorische Schwierigkeiten zurückzuführen. Selbst das Doppler-Radar-System scheint für die Ortswindmessung (spot winds) hier noch Mängel an Genauigkeit aufzuweisen. Die Ortsbestimmung selbst ist ebenfalls unzuverlässig. Trotzdem müßte es möglich sein, aus zeitlicher Kontinuität und aus Windmessungen die ungefähre Position von Strahlstrommaxima über den Ozeanen festzustellen. Die hier gemessenen Turbulenzen müßten auf Labilität und „random disturbances“ zurückzuführen sein und Überlegungen, wie sie Scorer anstellte (Kap. 2.2.3.) ausschließen. Ein statistischer Vergleich zwischen CAT über kontinentalen und ozeanischen Gebieten würde den Einfluß einer inhomogenen Unterlage wohl zutage treten lassen.

Im Bereich von (militärischen) Luftstützpunkten mit großer Verkehrsdichte wären Untersuchungen der Turbulenzverteilung nach geographischen Sektoren, ähnlich wie sie von Clodmen und Ball (53) für zwei nordamerikanische Stationen durchgeführt wurden (vgl. Kap. 1.3., Abb. 11 bis Abb. 15) erfolgversprechend, besonders wenn diese Statistiken nach wetterlagenmäßigen Gesichtspunkten weiter ausgebaut würden. Die Ergebnisse derartiger Arbeiten würden besonders über hügeligem Terrain die Ausgabe von etwas zuverlässigeren Turbulenzprognosen zulassen.

Um im Zeitalter des beginnenden zivilen Düsenflugverkehrs den Gefahren der CAT begegnen zu können — ja, um diese Gefahren überhaupt richtig abschätzen zu können — bedarf es einer engen Zusammenarbeit zwischen fliegendem Personal und Meteorologen, denn über weiten Gebieten der Erde stellen die Wetter-, Wind- und Turbulenzbeobachtungen der Verkehrspiloten das einzige aerologische Material dar, auf das der Meteorologe seine Prognosen und seine CAT-Warnungen fußen kann.

Literatur

(Die Zahlen in eckigen Klammern am Ende der einzelnen Referenzen beziehen sich auf die "Meteorological Abstracts and Bibliography", in welchen die betreffende Arbeit referiert wurde.)

- (1) Aanensen, C. J. M.: Turbulence in clear air near a warm front surface. *Meteor. Mag.* **77**, 209-210 (1948)
- (2) Aeroplane: Research into clear gusts. *Aeroplane* **78**, 237-238 (1950) [1.9-99, 3K-157, 5D-174]
- (3) Alaka, M. A.: Aviation aspects of mountain waves. *WMO Techn. Note No. 18* (1958)
- (4) Allen, R. M.: Semi-annual status report, number two. AWS Project Black Sheep, Det. 1, 26th Wea. Sqdn., McDill AFB, Fla. (1953)
- (5) Allen, R. M.: Results of flight investigation on clear air turbulence at low altitude using Meteor Mk 7 aircraft. Farnborough, England, Roy. Aircraft Establishment, Technical Note No. Aero. 2390 (1955) [7.11-213]
- (6) Anderson, A. D.: Free-air turbulence. *J. Meteor.* **14**, 477-494 (1957)
- (7) Anonym: Report of abnormally heavy turbulence along Calcutta-Karachi route on June 4, 1953. *Indian J. Meteor. Geophys.* **5**, 188 (1954) [6.7-224]
- (8) Arakawa, H.: Possible heavy turbulent exchange between the extratropical tropospheric air and the polar stratospheric air. *Tellus* **3**, 208-211 (1951)
- (9) Arakawa, H.: The criterion of dynamic stability of zonal motion including the vertical shear. *Geofis. pura e appl.* **20**, 56-61 (1951) [3.9-91]
- (10) Arakawa, H.: Severe turbulence resulting from excessive wind-shear in tropical cyclones. *J. Meteor.* **9**, 221-223 (1952)
- (11) Arakawa, H.: Clear-air turbulence near the jet stream. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **79**, 162-163 (1953) [4G-120]
- (12) Arakawa, H.: Comments on Herman Lake: Clear-air turbulence associated with negative vertical wind shear. *J. Meteor.* **14**, 188-190 (1957) [8.8-242]
- (13) Arnold, A.: Turbulence in the stratosphere. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **35**, 377 (1954) [6.9-203]
- (14) Ball, F. K.: Long waves, lee waves, gravity waves. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **85**, 297-298 (1959)
- (15) Balzer, M. E.: Clear air turbulence. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **39**, 378 (1958)
- (16) Bannon, J. K.: Meteorological factors in the occurrence of turbulence at high altitudes. Interim report. *Meteor. Res. Pap. No. 436* (1948) [5D-139]
- (17) Bannon, J. K.: A note on a more general criterion of turbulence (after Richardson) and its application to the atmosphere. *Meteor. Res. Pap. No. 437* (1949) [3K-125]
- (18) Bannon, J. K.: Turbulence in clear air and in cloud. *Meteor. Mag.* **78**, 112-118 (1949) [3K-126]
- (19) Bannon, J. K.: Meteorological aspects of turbulence affecting aircraft at high altitude. *Prof. Notes Meteor. Off.* **104** (1951) [4G-60]
- (20) Bannon, J. K.: Severe clear air turbulence experienced at high altitude on 2nd and 7th November, 1950. *Meteor. Res. Pap. No. 631* (1951) [4G-61]
- (21) Bannon, J. K.: Severe turbulence encountered by aircraft near jet streams. *Meteor. Mag.* **80**, 262-269 (1951) [3K-163]
- (22) Bannon, J. K.: Turbulence at high altitude: a further meteorological analysis. *Meteor. Mag.* **80**, 331-332 (1951) [3K-164]
- (23) Bannon, J. K.: Weather systems associated with some occasions of severe turbulence at high altitude. *Meteor. Mag.* **81**, 97-101 (1952) [5D-201]
- (24) Bannon, J. K. and Berggren, R. and Hislop, G. S.: Jet streams and clear air turbulence. *Tellus* **4**, 385-387 (1952)
- (25) Batty, R. P.: Meteorological observations on a flight by a Canberra jet aircraft from England to Australia. *Meteor. Mag.* **81**, 218-220 (1952) [4.5-27]
- (26) Baughman, E. E. Jr.: Turbulence with a stable lapse rate. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **27**, 459-462 (1946)
- (27) Berenger, M. et Gerbier, N.: Les mouvements ondulatoires à St. Auban-sur-Durance (Basses-Alpes); première campagne d'études et de mesures (janvier 1956). *Monogr. Météor. Nat. No. 4* (1956)
- (28a) Berenger, M. et Heissat, J.: Contribution à l'étude statistique et météorologique de la turbulence. *Monogr. Météor. Nat. No. 17* (1959)
- (28) Berggren, R.: The distribution of temperature and wind connected with active tropical air in the higher troposphere and some remarks concerning clear air turbulence at high altitude. *Tellus* **4**, 43-53, 1952 [4E-227]
- (29) Berggren, R. et al.: Observational characteristics of the jet stream. A survey of literature. *WMO Techn. Note Nr. 19* (1958)
- (30) Bhalotra, Y. P. R.: A case of severe clear-air turbulence over North India. *Weather* **10**, 329-330 (1955) [7.2-174]
- (31) Bindon, H. H.: A preliminary report on high level turbulence above 20,000 feet over eastern Canada. *Nat. Res. Council Canada Rep. No. C. C. 125* (1950) [4E-182]
- (32) Bindon, H. H.: Clear-air gusts in the upper troposphere over eastern Canada. *Weather* **6**, 152-153 (1951) [3K-165]
- (33) Bracelin, P.: Notes on jet streams and turbulence at high levels. *Circ. No. 15/52, NWS 161/52* (1952) [5D-203]
- (34) Briggs, J.: Turbulence associated with a jet stream. *Meteor. Mag.* **81**, 119-120 (1952) [3K-191]
- (35) Brundidge, K. C.: Analysis of selected Project Jet Stream flight data. Texas Agr. and Mech. College, Dep. of Meteor. and Oceanogr., Contr. AF 19(604)-559, *Sci. Rep. No. 10* (1956) [8.7-174]
- (36) Brundidge, K. C.: Meso-scale analysis of jet streams. Vortrag beim 161. Nat. Meeting. *Amer. Meteor. Soc.* (1957)
- (37) Brundidge, K. C.: A preliminary study of eleven Project Jet Stream flights: 1956-1957 phase. Texas Agr. and Mech. College, Contr. No. AF 19(604)-1565, *Final Rep. "Wind Field Near the Tropopause"* p. 86-108 (1958)
- (38) Bundgaard, R. C.: Observations on billow clouds and deforming exhaust trails from aircraft. *Amer. Meteor. Soc. Proc. Toronto Conf. Sept. 1953* [6.3-153]

- (39) Byers, H. R. and Braham R. R.: The thunderstorm. Washington 1949
- (40) Calder, K. L.: The criterion of turbulence in a fluid of variable density, with particular reference to conditions in the atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **75**, 71-88 (1949)
- (41) California, Univ. at Los Angeles, Dep. Meteor.: Mountain Wave Project. *Contr. AF 19(122)-263*, Rep. No. 3 (1952) [6.10-200]
- (42) Chambers, E.: Clear air turbulence and civil jet operations. *J. Roy. Aeron. Soc.* **59**, 613-628 (1955) [7.7-61]
- (43) Chambers, E.: Lee waves over green I air route London to south-east Ireland. *Meteor. Mag.* **85**, 43-48 (1956)
- (44) Chilton, R. G.: Some measurements of atmospheric turbulence obtained from flow-direction vanes mounted on an airplane. *Techn. Note Nat. Advis. Comm. Aeron. No. 3313* (1954)
- (45) Clem LeRoy, H.: Clear air turbulence at high levels. *Amer. Meteor. Soc. Proc. Toronto Conf. Sept. 1953* [6.3-154]
- (46) Clem LeRoy, H.: High level clear air turbulence near the jet stream maxima. Washington D. C., Weather Bureau 1954 [5H-114]
- (47) Clem LeRoy, H.: Clear air turbulence near the jet stream maxima. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **36**, 58-60 (1955) [7.4-197]
- (48) Clem LeRoy, H.: Clear-air turbulence from 25,000 to 45,000 feet over the United States. *Techn. Rep. Air Weather Serv. No. 105-147* (1957) [10.5-270]
- (49) Clodman, J.: High level turbulence. *Meteor. Branch, Dep. of Transport, Toronto, TEC 160, CIR 2332* (1953)
- (50) Clodman, J.: Anisotropic high-level turbulence. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **83**, 116-120 (1957) [8.6-247]
- (51) Clodman, J.: Anisotropic high-level turbulence. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **84**, 181-182 [1958]
- (52) Clodman, J.: Contrail dissipation and high-level turbulent diffusion. *Meteor. Branch, Dep. of Transport, Toronto TEC 227, CIR 3088* (1958)
- (53) Clodman, J. and Ball, J. T.: Clear air turbulence. New York University, College of Engineering, Res. Div. Final Rep. *Contr. AF 19(604)-3068* (1959)
- (54) Cole, R. A.: Some atmospheric phenomena and their possible bearing upon transport aeroplanes. *Aeronautics* **31**, 146-155 (1954) [6.5-183]
- (55) Coleman, T. L., and Coe, E. C.: Airplane measurements of atmospheric turbulence for altitudes between 20,000 and 55,000 feet over the western part of the United States. *Res. Mem. Nat. Advis. Comm. Aeron. RML 57G02* (1957)
- (56) Coleman, T. L., and Funk, J.: Preliminary measurements of atmospheric turbulence at high altitude as determined from acceleration measurements on Lockheed U-2 airplane. *Res. Mem. Nat. Advis. Comm. Aeron. RML 57A11* (1957)
- (57) Coleman, T. L., and Schumacher, P. W. J.: An analysis of the normal accelerations and airspeeds of a four-engine airplane type in postwar commercial transport operations on Trans-Pacific and Caribbean-South American routes. *Techn. Note Nat. Advis. Comm. Aeron. No. 2176* (1950)
- (58) Coleman, T. L., and Schumacher, P. W. J.: An analysis of normal-acceleration and airspeed data from a four-engine type of transport airplane in commercial operation on an Eastern United States route from November 1947 to February 1950. *Techn. Note Nat. Advis. Comm. Aeron. No. 2965* (1953)
- (59) Colson, DeVer: An unusual radiosonde flight at Lander, Wyoming indicating large vertical motions. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **31**, 371-374 (1950) [2.7-126]
- (60) Colson, DeVer: Meteorological problems in forecasting mountain waves. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **35**; 363-371 (1954) [6.7-142]
- (61) Cooney, T. V., and Schott, R. L.: Initial results of a flight investigation of the wing and tail loads on an airplane equipped with a vane-controlled gust-alleviation system. *Techn. Note Nat. Advis. Comm. Aeron. No. 3746* (1956)
- (62) Copp, M. R.: Summary of locations, extents, and intensities of turbulent areas encountered during flight investigations of the jet stream from January 7, 1957, to April 12, 1957. *Res. Mem. Nat. Advis. Comm. Aeron. RML 57L12* (1957)
- (63) Corby, G. A., and Wallington, C. E.: Airflow over mountains: the lee wave amplitude. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **82**, 266-274 (1956) [7.11-234]
- (64) Corby, G. A.: The air flow over mountains. Notes for forecasters and pilots. *Meteor. Rep. No. 18, 53* (1957)
- (65) Cunningham, N. W.: A study of the duration of clear-air turbulence near the jet stream and its relation to horizontal temperature gradient. Texas, Agric. and Mech. College, Dep. of Meteor. and Oceanogr., Final Rep. "Wind Field Near the Tropopause", *Contr. No. AF 19(604)-1565* (1958) p. 75-85
- (66) Danielsen, E. F.: The laminar structure of the atmosphere and its relation to the concept of a tropopause. Thesis Univ. Washington (1958/59) und *Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. A* **11**, 293-332 (1959)
- (67) Datta, S. C.: High level moderate to severe turbulence near the I. T. F. Indian J. *Meteor. Geophys.* **5**, 377-378 (1954) [7.3-193]
- (68) Davies, D. E.: Clear air turbulence. *Weather* **12**, 233 (1957) [8.10-181]
- (69) Dietrichs, H.: Über die Entstehung der Perlmutterwolken. *Meteor. Rdsch.* **3**, 208-213 (1950) [2.2-155]
- (70) Donely, P.: Experimental investigation to determine the relative magnitude of vertical and horizontal gusts in the atmosphere. *NACA Mem. Rep.* (1940)
- (71) Donely, P.: Summary of information relating to gust loads on airplanes. *NACA Rep. No. 997* (1950) (Ersetzt *Techn. Note Nat. Advis. Comm. Aeron. No. 1976*)
- (72) Dugstad, I.: A generalization of Richardson's criterion of turbulence. Texas, Agric. and Mech. College, Dep. of Oceanogr. and Meteor., *Sci. Rep. No. 11* (1956), *Contr. AF 19(604)-559*
- (73) Dugstad, I.: Clear air turbulence and bumpiness. Texas, Agric. and Mech. College, Dep. of Oceanogr. and Meteor. Final Rep. "Wind Field Near the Tropopause" *Contr. No. AF 19(604)-1565*, p. 58-74 (1958)

- (74) Durst, C. S.: Measurement of turbulence in the free atmosphere. Meteor. Res. Pap. No. 64 und 122 (1943)
- (75) Durst, C. S.: Meteorological factors in high altitude flight. Aeron. Res. Council London RAFARC 115 (1948)
- (76) Durst, C. S.: The fine structure of wind in the free air. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. **74**, 349-360 (1948) [1.2-132]
- (77) Endlich, R. M., and McLean, G. S.: The structure of the jet stream core. J. Meteor. **14**, 543-552 (1957)
- (78) Estoque, M. A.: Some characteristics of turbulence at high altitudes. GRD Res. Notes No. 4 (1958)
- (79) Farkas, E.: Mountain waves over Banks Peninsula, New Zealand. New Zealand J. Geol. Geophys. **1**, 677-683 (1958)
- (80) Farthing, E. D.: Summary of available material relating to high-level clear-air turbulence. Trans World Airlines, Inc., Meteor. Techn. Bull. No. 57-1 (1957) [8.10-185]
- (81) Fetner, M. W.: Summary of location and extents of turbulent areas encountered during flight investigations of the jet stream from October 1953 to May 1954 and November 1954 to July 1955. Res. Mem. Nat. Advis. Comm. Aeron. RML 55H04a (1956)
- (82) Fleisher, A.: Some spectra of turbulence in the free atmosphere. J. Meteor. **16**, 209-211 (1959)
- (83) Garrick, A.: Case of clear air turbulence at medium altitudes. Austral. Meteor. Mag. **9**, 44-54 (1955) [7.9-179]
- (84) Gazzola, A.: Sur la variabilité avec l'altitude du paramètre I^2 lors de la formation d'ondes de relief. Schweiz. Aero-Revue **32**, 217-220 (1957) [10.3-272]
- (85) Georgii, W.: Beiträge zum Problem der Turbulenz der Strahlströme. DFS-Forsch.-Ber. Nr. 1 (1956)
- (86) Georgii, W.: Flugmeteorologie. Frankfurt a. M. (1956) [9.8-5]
- (87) Georgii, W. u. Reinhardt, M. u. Schurer, M.: Beiträge zum Problem der Turbulenz der Strahlströme. Teil 2, DFS-Forsch.-Ber. Nr. 3 (1957)
- (88) Gifford, F. and Mikesell, A. H.: Atmospheric turbulence and the scintillation of starlight. Weather **8**, 195-197 (1953) [4.11-178]
- (89) Godske, C. L., Bergeron, T., Bjercknes, J. and Bundgaard R. C.: Dynamic meteorology and weather forecasting. Boston 1957
- (90) Godson, W. L.: Generalized criteria for dynamic instability. J. Meteor. **7**, 268-278 (1950)
- (91) Great Britain, Naval Weather Service: Notes on jet streams and turbulence at high levels. Circ. No. 15/52 (1952) [3K-211]
- (92) Greinel, H.: Die praktische Anwendung der Lyra'schen Leewellentheorie. Thermik **2**, 208-211 (1949)
- (93) Harrison H. T. Jr.: Some characteristics of the upper low and the jet stream. United Air Lines Inc., Meteor. Circ. No. 34 (1950) [3K-151]
- (94) Harrison, H. T. Jr.: Some meteorological problems indicated for jet transport operations at 40,000 ft. Aeron. Engng. Rev. **10**, 52-61 (1951) [4E-214]
- (95) Harrison, H. T. Jr.: Synoptic features of the mountain wave at Denver, Colo. United Air Lines, Meteor. Circ. No. 41 (1956)
- (96) Haurwitz, B.: Über die Wellenlänge von Luftwogen. Gerlands Beitr. Geophys. **34**, 213-232 (1931) u. **37**, 16-24 (1932)
- (97) Haurwitz, B.: Wolkenwogen und Luftwogen. Meteor. Z. **48**, 483-484 (1931)
- (98) Haurwitz, B.: Dynamic meteorology. New York 1941
- (99) Heath-Smith, J. R.: Turbulence encountered by Comet 1 aircraft. Farnborough, England, Roy. Aircraft Establishment Rep. Structures 179 (1955) [7.11-70]
- (100) Heath-Smith, J. R.: Atmospheric turbulence encountered by Hermes aircraft. Farnborough, England, Roy. Aircraft Establishment Techn. Note, Structures 214 (1957) [9.9-78]
- (101) Helmholtz, H. v.: Über atmosphärische Bewegungen, I. und II. Sitz.-Ber. Akad. Wiss. Berlin (1888, 1889)
- (102) Helmholtz, H. v.: Die Energie der Wogen und des Windes. Sitz.-Ber. Akad. Wiss. Berlin (1890)
- (103) Hislop, G. S.: Clear air turbulence incident encountered by D-H "Comet" aircraft 14th November, 1949. British European Airways Corp. R.S.D. Note No. 41 Dec. (1949) [4G-21]
- (104) Hislop, G. S.: Gusts — from a clear sky. Aircraft, Melbourne **29**, 18-19, 40-41 (1950) [4E-193]
- (105) Hislop, G. S.: Clear air turbulence over Europe. J. Roy. Aeron. Soc. **55**, 185-225 (1951) [5D-188]
- (106) Hislop, G. S. and Davies, D. M.: An investigation of high altitude clear-air turbulence over Europe using Mosquito aircraft. Great Britain Aeron. Res. Council Rep. and Mem. No. 2737 (1950) [6.2-199]
- (107) Hislop, G. S. and Davies, D. M.: Final Report of the B.E.A. Clear Gust Research. Project. B.E.A. R.S.D. Rep. No. 15, ARC 13316, Juni 1950
- (108) Holmboe, J. and Klieforth, H.: Sierra Wave Project Univ. of California at Los Angeles, Dep. of Meteor., Contr. AF 19(122)-263, Final Rep. July 1954
- (109) Holmboe, J. and Klieforth, H.: Investigations of mountain lee waves and the air flow over the Sierra Nevada. Univ. of California at Los Angeles Dep. of Meteor. Contr. AF 19(604)-728, Final Rep. 1957 [9.1-21]
- (110) Houbolt, J. C. and Kordes, E. E.: Structural response to discrete and continuous gusts of an airplane having wing bending flexibility and a correlation of calculated and flight results. NACA Rep. No. 1181 (1954)
- (111) Hyde, E. A.: Air turbulence at high altitudes. A report by Short Bros. and Harland test pilots. London, Sidney-Barton Ltd. 1954 [6.2-200]
- (112) Hyde, E. A.: Clear air turbulence and its allied phenomena. Shell Aviation News No. 192, 14-15 (1954) [6.7-222]
- (113) Hyde, E. A.: High altitude air turbulence. Flight **65**, 492-493 (1954)
- (114) International Civil Aviation Organization: Atmospheric turbulence in relation to air navigation. ICAO Circ. 44-AN/39 (1955) [8.9-73]
- (115) James, D. G.: An account of one of the methods employed in investigation of clear air turbulence. Meteor. Res. Pap. No. 792 (1953) [5.5-32]

- (116) Jenkins, C. F.: Forecasting the mountain wave. Airforce Surveys in Geophys. No. 15 (1952) [5.1-211]
- (117) Jenkins, C. F.: Flight aspects of the mountain wave. Air Force Surveys in Geophys. No. 35 (1953)
- (118) Jennings, W. G.: Alson, B. A. and Howarth, C.: Investigation of atmospheric turbulence by aircraft carrying accelerometers. Great Britain, Aeron. Res. Comm. Techn. Rep. for the year 1931, 1, 658-663 (1933) [3K-34]
- (119) Jones, D. C. E.: Investigation of high altitude clear air turbulence near jet streams: special flights by R.A.F and R.A.E aircraft. Meteor. Res. Pap. No. 827 (1953) [5.6-163]
- (120) Jones, D. C. E.: Weather systems associated with some occasions of severe turbulence in clear air at high altitude: a further analysis. Meteor. Res. Pap. No. 828 (1953) [5.6-163]
- (121) Jones, D. C. E.: Further investigation of high-level clear-air turbulence. Meteor. Mag. 83, 166-173 (1954) [5.9-184]
- (122) Jones, D. C. E.: Note on exceptionally severe clear-air turbulence and other phenomena 14th April, 1954. Meteor. Res. Pap. No. 868 (1954) [5H-129]
- (123) Jones, D. C. E.: Exceptionally severe clear-air turbulence and other phenomena on April 14, 1954. Meteor. Mag. 84, 107-111 (1955) [6.7-223]
- (124) Junge, Ch.: Turbulenzmessungen in den höheren Atmosphärenschichten. Ann. Hydrogr. 66, 104-109 (1938) [3K-48]
- (125) Junge, Ch.: Zur Anwendung des Richardson'schen Kriteriums in der freien Atmosphäre. Ann. Meteor. 3, 298-301 (1950) [3K-154]
- (126) Jung, K.: Kleine Erdbebenkunde. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1953
- (127) Kano, K.: On the Richardson's criterion concerning the increase or decrease of turbulent energy in the free atmosphere. Geophys. Mag., Tokyo 21, 220-226 (1950) [1.10-60]
- (128) Keitz, E. L.: Differential advection as a factor in clear air turbulence. New York Univ. College of Engng. Res. Div., Dep. of Meteor. and Oceanogr., Contr. AF 19(604)-1387, Sci. Rep. No. 2 (1957) [8.10-105]
- (129) Keitz, E. L.: Differential advection as a factor in clear-air turbulence. J. Meteor. 16, 57-62 (1959)
- (130) Kellogg, W. W.: Turbulence in the upper stratosphere. Univ. of California at Los Angeles Inst. of Geophys., Survey of data and theoretical analysis of the upper atmosphere, Final Rep. (1950) [3K-206]
- (130a) Kikuchi, T., Watanabe, R. and Kikuchi, S.: On the turbulence along the air line of Chitose to Haneda. J. Meteor. Res., Tokyo, 8, 786-788 [10.6-222]
- (131) Klemin, I. A., and Pinus, N. Z.: Methodical instructions for the diagnosis and prognosis of atmospheric turbulence causing pitch and roll of high speed aircraft. Moskau (1954)
- (132) Klieforth, H.: Meteorological aspects of the Sierra Wave. Schweiz. Aero Revue 32, 149-156 (1957) [10.3-273]
- (133) Koschmieder, H.: Dynamische Meteorologie, 3. Aufl. Leipzig 1951
- (134) Kraft, C. C. Jr.: Initial results of a flight investigation of a gust-alleviation system. Techn. Note Nat. Advis. Comm. Aeron. No. 3612 (1956)
- (135) Kramer, M. P., and Rigby, M.: Selective annotated bibliography on atmospheric turbulence and "bumpiness" in flight. Meteor. Abstr. Bibliogr. 3, 1185-1219 (1952) [4G-103]
- (136) Krumhaar, H.: Zusammenfassender Bericht über die Untersuchungen zur Frage der Böenbelastung von Flugzeugen. Mitt. Max-Planck-Inst. Strömungsforsch. u. Aerodyn. Versuchsanst. Göttingen No. 21 (1956)
- (137) Kuettnner, J.: Note on high level turbulence encountered by a glider. Airforce Surveys in Geophys. No. 29 (1952) [6.2-204]
- (138) Lake, H.: Meteorological analysis of clear air turbulence: a report on the U.S. Synoptic High-Altitude Gust Program. Geophys. Res. Pap. No. 47 (1956) [8.5-24]
- (139) Lappi, U. O., Davidson, B., and Notess, C. B.: Analysis of atmospheric turbulence spectra obtained from concurrent airplane and tower measurements. Inst. Aeron. Sci. Rep. No. 59-44 (1959)
- (140) Lettau, H.: Turbulence in the stratosphere. Bull. Amer. Meteor. Soc. 36, 178-179 (1955)
- (141) Ludlam, F. H.: Orographic cirrus clouds. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 78, 554-562 (1952)
- (142) Lyra, G.: Über den Einfluß von Bodenerhebungen auf die Strömung einer stabil geschichteten Atmosphäre. Beitr. Phys. fr. Atm. 26, 197-206 (1940)
- (143) Lyra, G.: Theorie der stationären Leewellenströmungen in freier Atmosphäre. Z. angew. Math. Mech. 23, 1-28 (1943)
- (144) Massachusetts Institute of Technology: Gust loads on aircraft. MIT Rep. on Res. 3 (1952) [3K-198]
- (145) McDougal, R. L. and Coleman, T. L. and Smith, P. L.: The variation of atmospheric turbulence with altitude and its effects on airplane gust loads. Res. Mem. Nat. Advis. Comm. Aeron. RML 53G15a (1953)
- (146) Megaw, E. C. S.: Scattering of electromagnetic waves by atmospheric turbulence. Nature 166, 1100-1104 (1950) [2.3-106]
- (147) Merewether, A. F., and White, F. C.: Storm and clear air turbulence: an analysis of the problem and a search for a solution. Inst. Aeron. Sci. Prepr. No. 361 (1952)
- (148) Mironovitch, V., et Viaut, A.: Turbulence et navigation aeriennne dans la substratosphère. L'Aeronautique 20, 202-206 (1938) [5D-96]
- (149) Molchanov, P.: Die Struktur der Böen in der freien Atmosphäre. Beitr. Phys. fr. Atm. 16, 152-155 (1929) [3.K-25]
- (150) Mook, C. P.: A meteorological analysis of turbulence encountered by aircraft in clear air. Aeron. Engng. Rev. 11, 22-27 (1952) [3K-200]
- (151) Murray, R.: The upper troposphere and lower stratosphere near jet streams: an examination of observations made by the Meteorological Research flight, Farnborough. Meteor. Res. Pap. No. 813 (1953) [5.3-143]
- (152) Namias, J.: Structure of a wedge of continental polar air determined from aerological observations. MIT Meteor. Course Cambridge Prof. Notes No. 6 (1934) [3K-39]
- (153) Paetzold, H. u. Zschörner, H.: Beobachtung eines „Ozonloches“ über den Alpen. Z. Meteor. 9, 250-251 (1955) [8.2-113]

- (154) Panofsky, H. A. and Blackadar, A. K.: On the theory of the formation of turbulence by horizontal wind shear. Paper presented at the National Meeting, Amer. Meteor. Soc., Washington, April 29 - May 2, 1957
- (155) Parker, A. E.: Anisotropic high-level turbulence. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **84**, 180-181 (1958) [10.3-261]
- (156) Peiser, A. M. and Wilkerson, M.: A method of analysis of V-G records from transport operations. NACA Rep. No. 807 (1945)
- (157) Pellisari, L.: Le "raffiche in aria limpida". *Riv. Meteor. Aeron.* **13**, 53-54 (1953) [5.8-164]
- (158) Peppler, W.: Die Böigkeit in der freien Atmosphäre nach den Beobachtungen in den Jahren 1931-1935. *Wiss. Abh. RfW* **5** H. 6 (1938) [2.2-98]
- (158a) Peppler, W.: Böigkeit in der freien Atmosphäre und Wetterlage. *Wiss. Arb. Dt. Meteor. Dienst, Französ. Besatzungsgeb.* **1**, 136-138 (1947) [5.11-122]
- (159) Pettersen, S. and Swinbank, W. C.: On the application of the Richardson criterion to large-scale turbulence in the free atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **73**, 335-345 (1947)
- (160) Phillips, P. E.: Clear air turbulence. *Meteor. Mag.* **80**, 361-362 (1951) [3.6-128]
- (161) Pilsbury, R. K.: A preliminary analysis of standing wave reports received at Northolt during the winter of 1953-54. *Meteor. Mag.* **84**, 313 (1955)
- (162) Pinus, N. Z.: K voprosu ob eksperimental'nom issledovanii poryvistosti vozdukhnykh potokov v sobodnoi atmosfere. (Über die Frage der experimentellen Untersuchung böiger Luftströmung in der freien Atmosphäre) *Meteor. i Gidrol.* **4**, 14-21 (1946) [5H-27]
- (163) Pinus, N. Z.: Ob atmosfernoi turbulentnosti vyzyvaiushchei boltanku samoletov. (Über atmosphärische Turbulenz, welche Flugzeug-"Bumpiness" hervorruft). *Meteor. i Gidrol.* **2**, 52-57 [8.3-211]
- (164) Pinus, N. Z.: K voprosu ob otsenke atmosfernoi turbulentnosti po intensivnosti boltanki skorostnykh samoletov. (Das Problem der Abschätzung atmosphärischer Turbulenz aus der Intensität der Böigkeit eines schnellen Flugzeuges). *Meteor. i Gidrol.* **10**, 33-37 (1956)
- (165) Pinus, N. Z.: Atmospheric turbulence of dimensions which affect aircraft. *Izv. Akad. Nauk SSR Ser. Geofiz. No. 3*, 395-400 (1957)
- (165a) Pinus, N. Z.: Atmosfernaia turbulentnost', soizmerimaia s razmerami samoletov. (Atmosphärische Turbulenz im Vergleich zur Flugzeuggröße.) *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Geofiz. No. 3*, 145-151 (1957) [10.6-98]
- (166) Poncelet, L.: Sur les mouvements de turbulence dans la stratosphère decelés par un ballon-sonde. *Bull. Acad. Roy. Sci. Belg. Cl. Sci. 5e Ser.* **21**, 195-215 (1935) [3K-42]
- (167) Port, W. G. A.: High altitude gust investigation. *Roy. Aircraft Establishment Rep. No. Aero 2341* (1949) [3K-138]
- (168) Potheary, I. J. W.: Clear air turbulence at 20,000 ft. in a frontal zone. *Meteor. Mag.* **82**, 175-178 (1953) [4.10-170]
- (169) Prandtl, L.: *Strömungslehre*. Braunschweig 1956
- (170) Pratt, K. G.: A revised formula for the calculation of gust loads. *Techn. Note Nat. Advis. Comm. Aeron. No. 2964* (1953)
- (171) Press, H., Schindler, M. H. and Thompson, J. K.: Summary of pilots' reports of clear-air turbulence at altitudes above 10,000 feet. *Res. Mem. Nat. Advis. Comm. Aeron. RML 52L30a* (1953) [8.6-248]
- (172) Queney, P.: Ondes de gravité produites dans un courant aerien par une petite chaine de montagnes. *C. R. Acad. Sci.* **1941**, 213-588
- (173) Queney, P.: Theory of perturbations in stratified currents with applications to air flow over mountain barriers. *Univ. Chicago Dep. Meteor., Misc. Rep. No. 23* (1947)
- (174) Radok, U.: Severe turbulence at high level over New South Wales. *Meteor. Mag.* **83**, 48-52 (1954) [5.7-117]
- (175) Raghavan, K.: Influence of orography on the upper winds over Mussooree. *Indian J. Meteor. Geophys.* **7**, 6 (1956)
- (176) Regener, E.: Ozonschicht und atmosphärische Turbulenz. *Ber. Dt. Wetterd. U.S.-Zone Nr. 11*, 47-57 (1949) [3K-140]
- (177) Reiter, E. R.: The layer of maximum wind. *J. Meteor.* **15**, 27-43 (1958)
- (178) Reiter, E. R.: Flugzeuge im Strahlstrom. *Pyramide* **7**, 89-90 (1959)
- (178a) Reiter, E. R.: Die nordamerikanische Strahlstromwetterlage vom 23. bis 27. Januar 1957 an Hand von Forschungsflügen des "Project Jet Stream". *Beitr. Phys. Atm. (im Druck)*
- (178b) Reiter, E. R.: The layer of maximum wind as an aid in flight briefing. Vortrag beim "International Scientific Congress on Jet-Stream and Mountain Waves", Turin, 4.-6. Juni 1959 (im Druck)
- (179) Rhode and Donely: Frequency of occurrence of atmospheric gusts and related loads on airplane structures. *NACA ARR Rep. No. L 4121* (1944)
- (180) Richardson, L. F.: The supply of energy from and to atmospheric eddies. *Proc. Roy. Soc. London A* **97**, 354-373 (1920)
- (181) Riehl, H., Alaka, M. A. et al.: The jet stream. *Meteor. Monogr.* **2**, No. 7 (1954)
- (182) Roberts, O. F. T.: The theoretical scattering of smoke in a turbulent atmosphere. *Proc. Roy. Soc. London A* **104**, 640-654 (1923)
- (183) Rogers, P. and Keller-Hammer, J.: An orographically created jet stream. *Meteor. Mag.* **85**, 277-278 (1956) [8.2-202]
- (184) Rogers, R. R.: Radar measurement of gustiness. *Weather Radar Res. Rep. No. 29* (1957)
- (185) Rohan, P. K.: Investigation into turbulence reported by aircraft over the eastern North Atlantic. *Eire Meteor. Serv. Techn. Note No. 22* (1957) [8.10-55]
- (186) Rutherford, G. T.: Clear air turbulence in Australia. *Austral. Meteor. Mag.* **12**, 61-71 (1956) [8.5-228]
- (187) Sanford, T. E.: A further study of jet stream turbulence. Texas, Agric. and Mech. College, Dep. of Oceanogr. and Meteor. Final Rep. "Wind Field Near the Tropopause" *Contr. No. AF 19(604)-1565*, p. 127-134 (1958)
- (188) Sasaki, Y.: A theory and analysis of clear-air turbulence. Texas, Agric. and Mech. College, Dep. of Oceanogr. and Meteor. Sci. Rep. No. 1 (1958), *Contr. No. AF 19(604)-1565*

- (189) Saucier, W. J.: Project Jet Stream B-47 Flights 2, 6, 9, 11 and 14. Texas, Agric. and Mech. College, Dep. of Oceanogr. and Meteor. Final Rep. "Analysis and Forecasting of the Wind Field Near the Tropopause". Contr. AF 19(604)-559, p. 30-78 (1956)
- (190) Saucier, W. J.: A summary of wind distributions in the jet streams of the Southeast United States investigated by Project Jet Stream. Texas, Agric. and Mech. College, Dep. of Oceanogr. and Meteor. Final Rep. "Wind Field Near the Tropopause". Contr. No. AF 19(604)-1565, p. 6-57 (1958)
- (191) Saudek, V. M. and Eldredge, R. C.: Work carried out by the Southern California Soaring Association, Inc., in Phase II of the Mountain Wave Project, October 1951 — October 1952. Univ. of California at Los Angeles, Dep. of Meteor. Mountain Wave Project, Contr. AF 19(122)-263, Suppl. Rep. No. 3 (1952) [5H-82]
- (192) Schaefer, V. J. and Hubert, W. E.: A case study of jet stream clouds. *Tellus* **7**, 301-307 (1955)
- (192a) Schwerdtfeger, W. and Radok, U.: Hodograph analysis as applied to the occurrence of clear-air turbulence. *J. Meteor.* **16**, 588—592 (1959)
- (193) Scorer, R. S.: Theory of waves in the lee of mountains. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **75**, 41-56 (1949)
- (194) Scorer, R. S.: Clear air turbulence over Europe. *Weather* **6**, 59-60 (1951) [3K-177]
- (195) Scorer, R. S.: Gravity waves in the atmosphere. *Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. A* **4**, 176-193 (1951)
- (196) Scorer, R. S.: On the stability of stably stratified shearing layers. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **77**, 76-84 (1951) [2.7-73]
- (197) Scorer, R. S.: High level winds and temperatures for jet-aircraft operations. Discussion. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **78**, 449 (1952)
- (198) Scorer, R. S.: Forecasting mountain and lee waves. *Meteor. Mag.* **82**, 232-234 (1953) [5.1-91]
- (199) Scorer, R. S.: Theory of airflow over mountains: II — The flow over a ridge. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **79**, 70-83 (1953)
- (200) Scorer, R. S.: Turbulence generated in standing waves. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **80**, 629-630 (1954) [6.3-160]
- (201) Scorer, R. S.: Turbulence generated in standing waves. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **81**, 619 (1955) [7.5-174]
- (202) Scorer, R. S.: Clear air turbulence in the jet stream. *Weather* **12**, 275-282 (1957) [9.2-212]
- (202a) Scorer, R. S.: Air flow over mountains: indeterminacy of solution. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **84**, 182—183 (1958) [10.6 — 242]
- (203) Scorer, R. S. and Klieforth, H.: Theory of mountain waves of large amplitude. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **85**, 131-143 (1959)
- (204) Sekera, Z.: Helmholtz waves in a linear temperature field with vertical wind shear. *J. Meteor.* **5**, 93-102 (1948)
- (205) Sheppard, P. A.: Recent advances in science. Meteorology. The jet stream and related phenomena. *Sci. Progr.* **39**, 483-495 (1951) [3K-208]
- (206) Sinha, K. L.: Evidence of clear air turbulence. *Weather* **9**, 3-8 (1954) [5.9-187]
- (207) Staras, H.: Forward scattering of radio waves by anisotropic turbulence. *Proc. I. R. E.* **43**, 1374-1380 (1955)
- (208) Starkey, R. D.: Analysis of the accelerations and speed recorded on B. O. A. C. Constellation Aircraft. Roy. Aircraft Establishment Techn. Note No. Structures 48 (1949) [3K-141]
- (209) Sugimoto, Y.: Effect of turbulence on aircraft operations. *J. Meteor. Res., Tokyo* **8**, 55-68 (1956) [8.8-84]
- (210) Sutton, O. G.: A theory of eddy diffusion in the atmosphere. *Proc. Roy. Soc. London A* **135**, 143-165 (1932)
- (211) Sutton, O. G.: Atmospheric turbulence. London 1949 [3K-142]
- (212) Sutton, O. G.: Micrometeorology. London 1953
- (213) Tillotson, K. C. and Colson DeVer: Wave-cloud formation at Denver. *Weatherwise* **7**, 34-35 (1954) [6.2-137]
- (214) Trefry, G. R.: Clear air turbulence over Southern Australia. Paper presented at the meeting of Organiz. Sci. Techn. Internat. Voil a Voile, Madrid (1952)
- (215) Turner, H. S.: Clear air turbulence and topography. *Weather* **10**, 294-297 (1955) [7.2-178]
- (216) Ulrich, K. O.: Böen in der höheren Atmosphäre bilden Gefahrenzonen für den Luftverkehr. *Umschau* **54**, 577-580 (1954) [6.2-207]
- (217) U. S. Air Weather Service: Preliminary results of Project Cloud Trail. Techn. Rep. Air Weather Serv. 105-132 (1956)
- (218) U. S. Bureau of Aeronautics: Operational Research into the detailed structure of the jet stream. Project AROWA ((TED-UNL-MA-501, 15), Second Quart. Progr. Rep. Jan. 1 - April 1, Tech. Rep. No. 2 (1955)
- (219) US National Advisory Committee for Aeronautics: Preliminary Analysis of gust measurements. NACA Restr. Bull. (1942) [3K-64]
- (220) Walker, W. G. and Steiner, R.: Summary of acceleration and airspeed data from commercial transport airplanes during the period from 1933 to 1945. Techn. Note Nat. Advis. Comm. Aeron. No. 2625 (1952)
- (221) Walker, W. G.: Gust loads and operating airspeeds for one type of four-engine transport airplane on three routes from 1949 to 1953. Techn. Note Nat. Advis. Comm. Aeron. No. 3051 (1953)
- (222) Walker, W. G.: Summary of revised gust-velocity data obtained from V-G records taken on civil transport airplanes from 1933 to 1950. Techn. Note Nat. Advis. Comm. Aeron. No. 3041 (1953)
- (223) Walker, W. G.: Gust-load and airspeed data from one type of four-engine airplane on five routes from 1947 to 1954. Techn. Note Nat. Advis. Comm. Aeron. No. 3358 (1955)
- (224) Wegener, A.: Studien über Luftwogen. *Beitr. Phys. fr. Atm.* **2**, 55-72 (1906) u. Nachtrag zu den Studien über Luftwogen. *Beitr. Phys. fr. Atm.* **4**, 23-25 (1912)
- (225) Wei, Y. H.: Clear-air turbulence at the tropopause. *Meteor. Bull., Taipei* **3**, 16-19 (1957) [10.2-241]
- (226) Wills, Ph.: Altitude in undress. *Gliding* **6**, 71-75 (1955) [7.2-200]
- (227) Wills, Ph.: Thirty thousand feet high in a sailplane. *Aeroplane* **88**, 600-604 (1955) [7.1-267]
- (228) Woodcock, A. H.: Convection and soaring over the open sea. *J. Marine Res.* **3**, 248-253 (1940)
- (229) Wyatt, W. H.: An interesting encounter with clear-air turbulence. *Weatherwise* **5**, 134-135 (1952) [4.8-148]

