

# Zeitschrift für Geophysik

Band 35

1969

Heft 3

## Inhaltsverzeichnis

Übersichtsartikel: ROEMER, M.: Das raumzeitliche Verhalten der Hochatmosphäre, erschlossen aus Bahnänderungen künstlicher Satelliten . . . . .	217
ASHOUR, A. A.: The Effect of the Earth's Conductivity on Ionospheric Shielding . . . . .	269
BROCKAMP, B., und H. RÜTER: Die Abhängigkeit der elastischen Parameter des Eises vom hydrostatischen Druck bis zu 400 bar . . . . .	277
PROS, Z., J. VANĚK, K. KLÍMA und V. BABUŠKA: Experimentelle Untersuchung des Wellenbildes bei der Ultraschall-Durchstrahlung einer Kugel . . . . .	287
SCHÖDEL, J. P.: On the Existence of Sometimes Considerable Transport Effects in the Nighttime Ionosphere . . . . .	297
NITZSCHE, P.: The dependence of ionospheric absorption of radio waves on equivalent frequency, with special emphasis on the winter anomaly . . . . .	303
Berichtigung und Ergänzung: HASSE, L.: Zum Einfluß von Instrumententrägheit	311
Briefe an den Herausgeber: NIX, N.: Anreicherungsverfahren für atmosphärische Ionen mittels elektrostatischer Linse . . . . .	313
Kurzmitteilung . . . . .	315



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

# ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

als zweimonatliche Publikation herausgegeben im Auftrag der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

W. Dieminger, Lindau/Harz

und

J. Untiedt, Göttingen (als Stellvertreter)

unter Mitwirkung von

B. Brockamp †, Münster i. W. — A. Defant, Innsbruck — W. Hiller, Stuttgart — K. Jung, Kiel — W. Kertz, Braunschweig — E. A. Lauter, Kühlungsborn — O. Lucke †, Berlin — H. Menzel, Hamburg — O. Meyer, Hamburg — F. Möller, München — St. Müller, Karlsruhe — H. Reich, Göttingen

Veröffentlicht werden Originalarbeiten aus dem gesamten Gebiet der Geophysik und aus den Grenzgebieten in deutscher, englischer oder französischer Sprache. Außerdem erscheinen mehrmals im Jahr auf Einladung hin verfaßte Übersichtsartikel.

Jede Originalarbeit beginnt mit einer deutschen und einer englischen oder französischen Zusammenfassung.

Für kurze Mitteilungen, bei denen Interesse an raschem Erscheinen besteht, gibt es neben den normalen Veröffentlichungen die „Briefe an den Herausgeber“ (ohne Zusammenfassung). Sie werden nach Möglichkeit im nächsten Heft gebracht.

Die Autoren erhalten 50 Sonderdrucke ihrer Arbeit kostenlos. Weitere Exemplare können vom Verlag gegen Berechnung geliefert werden. Eine Honorierung der Beiträge erfolgt nicht.

Es wird gebeten, die Manuskripte in Maschinenschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln druckfertig einzureichen und gesondert eine „Anweisung für den Setzer“ beizufügen, aus der zu ersehen ist, wie kursiver, gesperrter oder fetter Satz und griechische, gotische oder einander ähnliche Typen und Zeichen kenntlich gemacht sind (z. B. durch farbige Unterstreichung). Die Vorlagen für die Abbildungen sollen reproduktionsfertig (Tuschzeichnung) möglichst im Maßstab 2:1 eingesandt werden.

Die Zitate sollen entsprechend folgendem Beispiel angefertigt werden:

Im Text: Bei der ersten Zitierung [JUNG, MENZEL und ROSENBACH 1965], bei jeder folgenden Zitierung [JUNG et al. 1965].  
Im Literaturverzeichnis: JUNG, K., H. MENZEL und O. ROSENBACH: Gravimetermessungen im Nördlinger Ries. Z. Geophys. 31, 7—26, 1965.

Manuskripte sind zu senden an Prof. Dr. WALTER DIEMINGER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau/Harz

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

2 Hamburg 13, Binderstr. 22. Postscheckkonto: Hamburg 55983

Bank: Neue Sparcasse, Hamburg 24/11528

Aufgenommen werden nur Arbeiten, die weder im In- noch im Ausland veröffentlicht wurden und die der Autor auch anderweitig nicht zu veröffentlichen sich verpflichtet. Mit der Annahme des Manuskriptes geht das ausschließliche Nutzungsrecht an den Verlag über.

Es ist ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, fotografische Vervielfältigungen, Mikrofilme, Mikrofotos u. ä. von den Zeitschriftenheften, von einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen.

Bezugspreis je Band (6 Hefte) 68,— DM, Einzelheft je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Band, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Jahresende vorliegt.

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

---

Bekanntmachung lt. Bayer. Pressegesetz : Verlag : PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebig K.-G., D 87 Würzburg, Werner-von-Siemens-Straße 5.  
Pers. haft. Ges. : Arnulf Liebig und Hildgund Holler, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditistin: Gertrud Liebig, Würzburg.

Druckerei: R. Oldenbourg, Graph. Betriebe GmbH, München

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1969

# **Das raumzeitliche Verhalten der Hochatmosphäre, erschlossen aus Bahnänderungen künstlicher Satelliten<sup>1), 2)</sup>**

Von M. ROEMER, Bonn<sup>3)</sup>

Eingegangen am 8. Juli 1968

*Zusammenfassung:* Das raumzeitliche Verhalten der Hochatmosphäre oberhalb von 150 km Höhe wird beschrieben, wie es mit der Methode der Analyse von Bahnänderungen künstlicher Satelliten über einen Zeitraum von zehn Jahren untersucht wurde. Das Verfahren zur Berechnung der Gasdichte aus Umlaufzeitänderungen wird skizziert. Neben der Beschreibung der globalen Verteilung von Dichte und Temperatur liegt das Schwergewicht auf der Diskussion der systematischen Variationen mit charakteristischen Zeitskalen von einem Tag bis zu elf Jahren. Behandelt werden Dichtefluktuationen während geomagnetischer Störungen, die 27-Tage-Variation in Dichte und Temperatur, der halbjährliche Effekt und die langzeitige Schwankung im Sonnenfleckenzyklus.

*Summary:* The dynamical behaviour of the upper atmosphere above a height of 150 km as derived from the analysis of satellite drag during the last ten years is reviewed. The method of deriving atmospheric density from satellite drag is discussed including limitations in accuracy and scope. A description of the global distribution of density and temperature, i. e. the diurnal and seasonal variation, is given. Emphasis is placed on systematic variations in the upper atmosphere induced by variable solar activity: density fluctuations during geomagnetic disturbances, the 27-day variation in the upper atmosphere, the semiannual variation and the long-term solar cycle effect.

## **Einführung**

Mit dem ersten erfolgreichen Start eines künstlichen Erdsatelliten im Jahre 1957 ist es möglich geworden, die Gasdichte der oberen Erdatmosphäre durch die Analyse der Umlaufzeitänderung zu bestimmen. Der überwiegende Teil der Ergebnisse wurde dabei als Nebenprodukt der Satellitenstarts gewonnen. Denn die meisten Satelliten, die später zur Erforschung des Zustandes und des raum-zeitlichen Verhaltens der oberen Atmosphäre herangezogen wurden, waren zu völlig anderen Zwecken gestartet worden. Die Auswertung der durch den aerodynamischen Widerstand verursachten Bahn-

---

1) Vom Vorstand der DGG erbetener Übersichtsartikel.

2) Mitteilungen der Astronomischen Institute Bonn, Nr. 99.

3) Dr. MAX ROEMER, Astronomische Institute Bonn, Institut für Astrophysik und extra-terrestrische Forschung der Universität, 53 Bonn, Poppelsdorfer Allee 49.

störungen bildete dabei die grundlegende Methode, der wir alle wesentlichen neuen Erkenntnisse über das dynamische Verhalten der Erdatmosphäre oberhalb von etwa 200 km Höhe verdanken. Messungen mit Höhenforschungsraketen und Satelliten, die mit Manometern und Massenspektrometern ausgerüstet sind, haben unser heutiges Bild der Hochatmosphäre vervollständigt.

Zehn Jahre der Analyse von Bahnänderungen lieferten eine ziemlich exakte Beschreibung einer im hohen Maße dynamischen oberen Atmosphäre, die in weitem Umfange von der zeitlich variablen Aktivität der Sonne im extremen Ultraviolett und in der Korpuskularstrahlung gesteuert wird. Im Zuge der Untersuchungen stellte es sich heraus, daß Gasdichte und Temperatur mehreren systematischen Variationen mit verschiedener charakteristischer Zeitskala unterliegen. Da wir nur die Atmosphäre beobachten, die allen Variationen gleichzeitig unterworfen ist, und da wir uns nicht in der Position des Experimentalphysikers befinden, der Experimente mit einer beschränkten Anzahl von Ursache-Wirkung-Beziehungen planen kann, sind wir immer noch davon entfernt, die eigentlichen physikalischen Ursachen und Mechanismen aller beobachteten Variationen bestimmt zu haben. Ein Weg zu diesem Ziel ist die sorgfältige Untersuchung des zeitlichen Ablaufes der verschiedenen Variationen und die Reduktion der vielfältigen Beobachtungsdaten, d. h. die Kondensation der Erfahrung auf möglichst wenige Beziehungen. Ein weiterer Weg führt über die Konstruktion von Modell-Atmosphären, wobei unter steter Berücksichtigung der Beobachtungsergebnisse der theoretische Ansatz komplexer und die Zahl der Parameter größer geworden sind. Ausgehend von einfachen statischen Modellen über die Lösung der zeitabhängigen Wärmeleitungsgleichung bei Berücksichtigung nur einer Raumkoordinate führte die Entwicklung zu Versuchen, Modellatmosphären durchzurechnen, die alle drei Raumkoordinaten und die Zeit einschließen. Dazu werden die größten und schnellsten Elektronenrechner benötigt, die gerade erst zum Einsatz kommen. Zur Veranschaulichung des Schwierigkeitsgrades sei als Beispiel der folgende Beobachtungsbefund erwähnt: Die totale Variation der Gasdichte in 500 km Höhe kann zwischen dem tageszeitlichen Maximum zur Zeit hoher Sonnenaktivität und dem tageszeitlichen Minimum bei niedriger Sonnenaktivität den Faktor 1000 überschreiten.

Weitere detaillierte Beobachtungen auf der Basis der Analyse der Umlaufzeitänderungen unter stärkerem Einschluß von in-situ-Messungen der Gasdichte, der chemischen Zusammensetzung und der Temperatur verbunden mit einer Weiterentwicklung der theoretischen Ansätze werden notwendig sein, um über eine phänomenologische Beschreibung hinaus zu einem vollen Verständnis der Vorgänge in der Hochatmosphäre oberhalb von 120 km Höhe während eines ganzen Sonnenfleckenzyklus zu gelangen.

In dieser Übersicht ist das Schwergewicht gelegt auf das dynamische Verhalten der Hochatmosphäre, wie es sich aus der Beobachtung ergibt. Im 1. Teil ist die Methode zur Bestimmung der Gasdichte aus Umlaufzeitänderungen beschrieben. Dazu werden im Kapitel 1.1 die Störungen diskutiert, denen ein Satellit auf einer erdnahen Umlaufbahn unterliegt. Kapitel 1.2 bringt eine Zusammenfassung der Wechselwirkung des

Satelliten mit der Atmosphäre. Neben dem aerodynamischen Widerstand (Kap. 1.2.1) und der Wechselwirkung Satellit—Plasma unter Berücksichtigung seiner elektrischen Ladung (Kap. 1.2.2) wird die daraus resultierende Abbremsung des Satelliten in Kap. 1.2.3 skizziert. Den Abschluß des ersten Teiles bildet ein Abriß des Verfahrens zur Berechnung der Gasdichte aus Umlaufzeitänderungen in Kap. 1.3. Im 2. Teil sind die Ergebnisse über Gasdichte und Temperatur in der Hochatmosphäre zusammengefaßt. Zunächst werden die Verhältnisse unter ungestörten Bedingungen behandelt. In Kap. 2.1 wird der beobachtete Abfall der Dichte mit der Höhe und in Kap. 2.2 die globale Verteilung der Dichte und Temperatur beschrieben. Die letzten vier Kapitel befassen sich mit der Hochatmosphäre unter dem Einfluß der variablen Sonnenaktivität, und zwar mit Dichtefluktuationen während geomagnetischer Unruhe (Kap. 2.3.1), mit der 27-Tage-Variation (Kap. 2.3.2), mit dem halbjährlichen Effekt (Kap. 2.3.3) und schließlich mit der langzeitigen Variation im Sonnenfleckenzyklus (Kap. 2.3.4).

## **1. Bestimmung der Gasdichte der Hochatmosphäre aus Umlaufzeitänderungen künstlicher Satelliten**

Der weitaus größte Teil unserer heutigen Kenntnis über Struktur und Dynamik der irdischen Hochatmosphäre ist erhalten worden aus der Analyse der Bahnänderungen künstlicher Satelliten. Zusätzliche Informationen sind gewonnen worden durch Satelliten, die mit Druckmessern und Massenspektrometern ausgerüstet waren. Manometer an Bord von Sputnik 3 [MIKHNEVICH, DANILIN, REPNEV und SOKOLOV 1961] und Samos 2 [SHARP, HANSON und MCKIBBON 1962] erbrachten die ersten begrenzten Meßreihen, die zum damaligen Zeitpunkt eine wertvolle Überprüfung derjenigen Resultate gestatteten, die aus der Abbremsung künstlicher Satelliten gewonnen worden waren. Im Jahre 1963 folgte dann der mit Massenspektrometern und Manometern ausgerüstete Satellit Explorer 17, der umfangreiches und detailliertes Beobachtungsmaterial lieferte. Die daraus gewonnenen Variationen der Gasdichte der oberen Atmosphäre stimmen mit denen überein, die aus Umlaufzeitänderungen erschlossen worden waren. Jedoch liegen die Absolutwerte der Dichte, die mit Hilfe von Explorer 17 gemessen worden sind, etwa um den Faktor 2 niedriger als die aus der Bahnanalyse gewonnenen Dichtewerte [NEWTON, HOROWITZ und PRIESTER 1965].

Massenspektrometrische Messungen an Bord von Höhenforschungsraketen unterhalb von 200 km Höhe ergaben ebenfalls Dichtewerte, die systematisch tiefer liegen als die Dichten in Modellatmosphären, die im wesentlichen auf den aus der Bahnanalyse in größeren Höhen gewonnenen Dichten basieren. Die Tatsache, daß Massenspektrometer und Manometer an Bord von Forschungsraketen und Satelliten Absolutwerte der Dichte liefern, die systematisch von den aus der Bahnanalyse erschlossenen Werten abweichen, hat die Diskussion um Vor- und Nachteile der in-situ Messungen und der Methode der Umlaufzeitänderungen angeregt [z. B. FRIEDMAN 1966; COOK 1967; MOE and MOE 1967].

## 1.1 Störungen der Satellitenbahn

Bahnänderungen künstlicher Satelliten bildeten seit 1958 die Grundlage für die Bestimmung der Gasdichte in der Atmosphäre oberhalb von etwa 150 km Höhe. Aber die durch die Atmosphäre verursachte Reibung ist nur eine von mehreren Störungen, die auf einen Satelliten wirken. Weitere Störkräfte entstehen durch Strahlungsdruck, durch Anziehung von Mond und Sonne und durch Abweichungen des irdischen Gravitationsfeldes von dem einer Punktmasse.

Die einzelnen Störkräfte wirken auf verschiedene Weise auf die Bahn eines Satelliten, und die Auswirkungen auf ein gegebenes Bahnelement stehen nicht in Beziehung zu ihren relativen Intensitäten. Dieser glückliche Umstand erlaubt die Bestimmung der Gasdichte der Atmosphäre mit großer Genauigkeit trotz der Vielzahl der unterschiedlichen Störkräfte. Obwohl z. B. im Falle des Satelliten Vanguard 1 die Abweichung des Erdkörpers von der Kugelsymmetrie eine Störkraft der Größenordnung 1 dyn hervorruft, verursacht die verhältnismäßig kleine atmosphärische Reibungskraft von nur  $10^{-5}$  dyn eine beträchtliche säkulare Abnahme der großen Halbachse, während die Gravitationsanomalien die große Halbachse praktisch ungestört lassen [JACCHIA 1963 a, b].

Um die Gasdichte der Hochatmosphäre zu bestimmen, werden „langsame“ Variationen der anomalistischen Umlaufzeit untersucht. Mit „langsamer Variation“ bezeichnet man hier die Überlagerung der säkularen Störungen und der Störungen mit Perioden, die größer sind als eine Revolution. In diesem Bereich konkurrieren solarer Strahlungsdruck und atmosphärischer Widerstand miteinander als wichtigste Störkräfte. Der solare Strahlungsdruck ändert die anomalistische Periode in einer exzentrischen Bahn, wenn der Satellit beim Erdumlauf für einen Bruchteil der Periode in den Erdschatten taucht. Eine vollständige Beschreibung der Störungen, die durch den solaren Strahlungsdruck verursacht werden, findet man in mehreren Arbeiten, so z. B. bei BRYANT [1961], WYATT [1961 a, 1963], KAULA [1962] und SHAPIRO [1963]. Bei Gasdichten kleiner als  $10^{-16} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$  kann der solare Strahlungsdruck den aerodynamischen Widerstand übertreffen. Daher muß zu allen Zeiten im Sonnenfleckenzyklus der solare Strahlungsdruck bei Bahnen mit Perigäumshöhen oberhalb von 400 km berücksichtigt werden, um die Gasdichte der Atmosphäre mit einer Genauigkeit von 10% oder besser bestimmen zu können.

Gleichzeitig mit dem solaren Strahlungsdruck wirkt der terrestrische Strahlungsdruck auf den Satelliten. Die kugelsymmetrische Komponente der von der Erde reflektierten oder re-emittierten Strahlung wirkt sich wie eine geringfügige Erniedrigung der Erdanziehung aus und führt nicht zu einer Störung der Umlaufzeit. Aber die gesamte Strahlungsmenge, die von der Erdoberfläche und den Wolkenschichten stammt, wird im allgemeinen nicht symmetrisch zu einer gegebenen Satellitenbahn sein.

Deshalb müssen wir sowohl kurzperiodische als auch säkulare Störungen der Umlaufzeit erwarten. WYATT [1963] hat verschiedene Modelle der terrestrischen Strahlung diskutiert und abgeschätzt, daß der Effekt des terrestrischen Strahlungsdruckes etwa

10% der Störung durch den solaren Strahlungsdruck erreichen kann. Bis heute ist der terrestrische Strahlungsdruck bei der Bestimmung der atmosphärischen Dichte aus Bahnänderungen vernachlässigt worden. Neuere Beobachtungen kugelförmiger Satelliten auf Bahnen in Höhen, in denen der solare Strahlungsdruck sehr viel größer ist als der aerodynamische Widerstand, lieferten unerwartete und irreguläre Ergebnisse [FEA 1967; JACCHIA 1966 b]. Bei Satellitenumläufen im dauernden Sonnenschein — in diesem Fall sollte die Umlaufzeit nicht durch den solaren Strahlungsdruck beeinflusst werden — nahm die anomalistische Periode zu. Es bleibt die Frage zu klären, ob diese Abweichungen auf den terrestrischen Strahlungsdruck zurückzuführen sind oder auf eine von FAHR [1968 a] vorgeschlagene Wechselwirkung zwischen Satellit und schnellen Wasserstoffatomen interstellaren Ursprungs.

## 1.2 Der atmosphärische Widerstand

Die Ableitung der Dichte der Hochatmosphäre aus der Analyse der Umlaufzeitänderung basiert auf der Wechselwirkung des Satelliten mit dem umgebenden Gas. Ein Körper mit der effektiven Querschnittsfläche  $A$ , der sich mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  durch ein Gas der Dichte  $\varrho$  bewegt, unterliegt einer Kraft, dem aerodynamischen Widerstand, die gegeben ist durch

$$\vec{D} = -C_D \cdot A \cdot \frac{1}{2} \varrho \cdot v \cdot \vec{v}, \quad (1.1)$$

wobei  $C_D$  der sogenannte Widerstandskoeffizient, eine dimensionslose Größe ist. Bevor wir die durch diesen Widerstand verursachte Abbremsung ableiten, sollten wir zwei Größen in Gl. (1.1) erörtern, die in direkter Beziehung zu den physikalischen Eigenschaften eines Satelliten stehen, nämlich die effektive Querschnittsfläche  $A$  und den Widerstandskoeffizient  $C_D$ .

### 1.2.1 Effektive Querschnittsfläche und Widerstandskoeffizient

Während seines Umlaufs um die Erde führt ein künstlicher Satellit Bewegungen um seinen Massenmittelpunkt aus, die durch Drehmomente erzeugt werden, die auf folgende Kräfte zurückzuführen sind: atmosphärischer Widerstand, Strahlungsdruck, Schwerkraftgradienten, magnetische Kräfte und auch Kräfte, die bei der Injektion in die Umlaufbahn entstehen. Wegen dieser Bewegung um den Massenmittelpunkt werden Körper ohne Kugelsymmetrie dem einfallenden Strom von Gasmolekülen zu verschiedenen Zeiten verschiedene Querschnittsflächen bieten. Die mittlere Querschnittsfläche eines regellos orientierten Körpers ist ein Viertel der Gesamtoberfläche unter der Voraussetzung, daß jeder Schnitt durch den Satelliten konvex ist [RADZIYEVSKIY und RAZBITNAJA 1963]. Jedoch ist das Auftreten von statistischen Drehbewegungen bei langgestreckten Satelliten in Erdumlaufbahnen nicht sehr wahrscheinlich. Sowohl theoretische Betrachtungen als auch verschiedene Beobachtungen ergeben, daß nicht-kugelförmige Satelliten nach größenordnungsmäßig hundert Umläufen um die Achse

mit dem größten Trägheitsmoment rotieren. Da im allgemeinen die Orientierung der Rotationsachse im Raum unbekannt ist, nimmt man den Mittelwert der beiden extremen wirksamen Flächen, die sich bei der Drehung um eine Achse in Flugrichtung (Propellerbewegung) und um eine Achse senkrecht dazu (Überschlagen) ergeben. Aus einer Statistik der Satelliten, die vor 1961 zur Bestimmung der Gasdichte herangezogen worden waren, schlossen KING-HELE und WALKER [1961], daß der mittlere Fehler dieses Mittelwertes für die effektive Fläche der Zylindersatelliten von der Größenordnung 5–10% ist. Wegen dieser Unsicherheit bevorzugt man kugelförmige oder fast kugelförmige Satelliten für die Analyse der Abbremsungsdaten.

Während die mittlere wirksame Fläche  $A$  in erster Näherung von den strukturellen Eigenschaften des Satelliten allein abhängt, ist der aerodynamische Widerstandskoeffizient  $C_D$  eine Funktion der Satellitenkonfiguration und der Einzelheiten der Wechselwirkung zwischen dem Satelliten und dem Gas. Da der Widerstandskoeffizient ein wesentlicher Faktor in Gl. (1.1) ist, sollte er, wenn immer möglich, experimentell bestimmt werden. Jedoch sind die bisher im Laboratorium realisierten Bedingungen so verschieden von denen, die ein Satellit auf seiner Umlaufbahn vorfindet, daß der Widerstandskoeffizient für Satelliten nur theoretisch berechnet werden kann.

Ein wichtiger Parameter in dieser Berechnung ist die mittlere freie Weglänge der Atmosphären-Moleküle im Verhältnis zu der charakteristischen Ausdehnung des bewegten Körpers. Das Verhältnis von mittlerer freier Weglänge  $\lambda_0$  zur Ausdehnung  $L$  wird die Knudsen-Zahl  $K$  genannt. Ist  $K$  sehr viel größer als 1 — oder genauer  $K \gg (v_i/v_r)$ , wobei  $v_i$  die Geschwindigkeit der auf den Satelliten treffenden Partikeln und  $v_r$  die der re-emittierten sind —, so herrscht freie Molekularströmung vor, bei der der auftreffende Gasstrom nicht durch Stöße mit re-emittierten oder reflektierten Teilchen gestört wird. Der andere Extremfall wird durch kleine Knudsen-Zahlen gegeben, bei denen eine Annäherung an die Verhältnisse der Kontinuums-Aerodynamik gegeben ist. Der Übergangsbereich (transition regime) zwischen diesen beiden Extremen ist gekennzeichnet durch Stöße reflektierter Moleküle mit Molekülen der freien einfallenden Strömung und durch den Aufbau einer Abschirmung. Ein Satellit, dessen größte Ausdehnung 1 m beträgt, erfüllt die Bedingung freier Molekularströmung (free molecular flow, FMF) in allen Höhen oberhalb von 140 km. Aber für große Trägerraketen auf Bahnen in Höhen unterhalb von 200 km dürfte wohl der Widerstandskoeffizient für den Übergangsbereich (transition regime) gelten.

COOK [1965, 1966 a] und STIRTON [1960] untersuchten neben anderen Autoren die Satellitenabbremsung im freien Molekularstrom. Die Größe des Widerstandskoeffizienten hängt ab von

- a) der FMF-Machzahl  $M_\infty$  bzw. dem Molekül-Geschwindigkeitsverhältnis  $s$ ,
- b) dem Reflexionsmechanismus der Moleküle,
- c) der Energie-Akkommodation,
- d) der Oberflächentemperatur des Satelliten  $T_W$ ,
- e) der Dissoziation beim Aufprall.

Die Theorie der freien Molekularströmung gründet sich auf die kinetische Gastheorie. Für die Moleküle der freien Strömung setzt man eine MAXWELLSche Geschwindigkeitsverteilung an. Das Verhältnis von Satellitengeschwindigkeit  $v$  zur wahrscheinlichsten Molekülgeschwindigkeit  $v_m$  heißt das Molekül-Geschwindigkeitsverhältnis  $s$  oder die FMF-Machzahl  $M_\infty$

$$s = \frac{v}{v_m} = \frac{v}{\sqrt{\frac{2RT}{M}}} \quad (1.2)$$

wobei  $T$  die Temperatur der Atmosphäre bedeutet,  $M$  das Molekulargewicht und  $R$  die universelle Gaskonstante. Aus den Werten von  $T$  und  $M$  in der COSPAR International Reference Atmosphere CIRA 1965 folgerte COOK [1965, 1966 a], daß das Molekül-Geschwindigkeitsverhältnis  $s$  für Perigäumshöhen unter 700 km immer größer als 5 ist. In diesem Fall vernachlässigt man zweckmäßigerweise die thermische Bewegung der auftreffenden Gasmoleküle und betrachtet den Gasstrom als hyperthermisch, d. h. man läßt in der Formel für den Widerstandskoeffizienten  $s$  gegen unendlich gehen [SCHAMBERG 1959]. In größeren Höhen, d. h. bei kleinerem  $s$ , muß man jedoch die thermische Bewegung im einfallenden Gasstrom in Betracht ziehen. Bei Berücksichtigung des molekularen Geschwindigkeitsverhältnisses  $s$  in dem Ausdruck für den Widerstandskoeffizienten erhält man einen größeren Wert als in der Theorie der hyperthermischen Gasströmung.

Sehr erwünscht sind Laboratoriumsexperimente, in denen die Verteilung der reflektierten Moleküle in dem den Bedingungen auf der Umlaufbahn angemessenen Energieintervall zwischen 0.2 eV und 12 eV gemessen wird. Als extreme Verhältnisse bei der Wechselwirkung zwischen Gas und Satellit werden im allgemeinen spiegelnde Reflexion und diffuse Re-emission der Gasmoleküle von der Satellitenoberfläche angenommen. An technischen Oberflächen ist eine spiegelnde Reflexion äußerst unwahrscheinlich, weil spiegelnde Reflexion nur dann aufzutreten scheint, wenn die Projektion der Oberflächenrauigkeit auf die Einfallrichtung kleiner ist als die DE-BROGLIE-Wellenlänge des auftreffenden Molekularstrahls, die in der Größenordnung von  $10^{-8}$  cm liegt [SÄNGER 1954]. Wie COOK [1966 a] ausführte, ergaben Experimente mit Molekularstrahlen niedriger Energie eine diffuse Reflexion an Oberflächen mit Zimmertemperatur. Die Oberflächentemperatur der Satelliten liegt in dieser Größenordnung [BUWALDA und HIBBS 1958; SAMIR und WILLMORE 1966].

Wie im Falle des Reflexionsmechanismus sind auch für die Energie-Akkommodation keine experimentellen Werte in dem in Frage kommenden Energiebereich bekannt. Da die Annahme diffuser Re-emission ziemlich realistisch zu sein scheint, ist die größte Unsicherheit im Widerstandskoeffizienten bedingt durch unsere unvollständige Kenntnis der Energie-Akkommodation. Bezeichnet man die mittlere kinetische Energie der einfallenden Moleküle mit  $E_i$  und die der re-emittierten Moleküle mit  $E_r$ , und ist  $E_W$

die mittlere kinetische Energie eines Moleküls, das mit einer der Oberflächentemperatur  $T_W$  entsprechenden Geschwindigkeit die Oberfläche verläßt, dann definiert man den Akkommodations-Koeffizienten  $\alpha$  durch

$$\alpha = \frac{E_i - E_r}{E_i - E_W} \quad (1.3)$$

$\alpha$  variiert zwischen Null bei fehlender Akkommodation, wenn die reflektierten Moleküle dieselbe mittlere Energie besitzen wie die auftreffenden Moleküle, und eins, wenn  $E_r = E_W$  ist, d. h. die Bedingung vollständiger Akkommodation erfüllt ist.

Bisher kann keines der experimentellen Meßergebnisse, die von WACHMANN [1962] diskutiert wurden, auf die Bedingungen eines Satelliten in der Umlaufbahn angepaßt werden. Die neuesten Ansätze der Theorie der Energie-Akkommodation wurden von COOK [1965, 1966 a] analysiert, und für eine ausführliche Behandlung dieses Themas verweisen wir auf diese Veröffentlichungen.

Cook [1966a] zieht die Schlußfolgerung, daß unter der Annahme eines einzigen Mittelwertes des Akkommodationskoeffizienten für die gesamte Oberfläche eines gegebenen Satelliten der Widerstandskoeffizient für Höhen bis zu 800 km ziemlich sicher in das gestrichelte Gebiet der Abb. 1 fallen wird. Die obere Grenze dieses Gebietes entspricht vollständig diffuser Reflexion, während für die untere Grenze angenommen wurde, daß ein viertel der Moleküle, die die Satellitenoberfläche verlassen, spiegelnder Reflexion mit Bezug auf den Bahnbewegungsvektor unterliegen. Die linksseitige Grenze des schraffierten Bereiches für  $\alpha = 0,5$  bezieht sich auf ein Massenverhältnis von 0,25 zwischen den Atomen des einfallenden Gases und denen der Satellitenoberfläche, ist also charakteristisch für Bedingungen in der Exosphäre, wo Heliumatome auf eine sauerstoffreiche Satellitenwand treffen. Über einen weiten Bereich des Massenverhältnisses,  $0,25 \leq \mu \leq 1$ , entsprechend der schraffierten Fläche in Abb. 1 könnte man den Widerstandskoeffizienten darstellen durch den konstanten Wert  $C_D = 2,34$  mit einem Maximalfehler von 12%.

Cook [1965] gibt ferner die Veränderung des Widerstandskoeffizienten einer Kugel mit der Höhe an. Bis zu einer Höhe von 400 km ist der Widerstandskoeffizient zu jeder Tages- und Nachtzeit während des gesamten Sonnenfleckenzyklus konstant und kann durch  $C_D = 2,24$  mit einem Maximalfehler von 8% dargestellt werden. Ferner ergab sich, daß der Widerstandskoeffizient für Höhen um 700 km sich genauer für Zeiten niedriger Sonnenaktivität angeben läßt. Oberhalb von 800 km kann die thermische Bewegung im einfallenden Gastrom nicht länger vernachlässigt werden, was zu einer Vergrößerung von  $C_D$  führt.

Zum Schluß dürfen wir feststellen, daß die Berechnung des Widerstandskoeffizienten für Satelliten mit einigen Unsicherheiten behaftet ist, die auf unsere beschränkte Kenntnis über die Wechselwirkung von Gas und Oberfläche zurückzuführen sind. Unser heutiger Wissensstand erlaubt es uns sicher nicht, einen Standard-Widerstandskoeffizienten  $C_D = 2,2$  für alle Satelliten beizubehalten. Aufgrund früherer Analysen

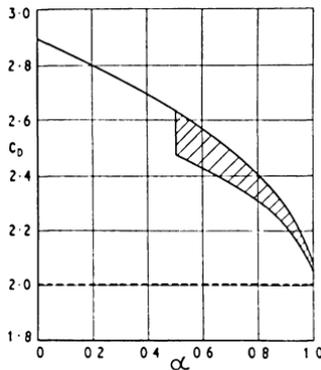


Abb. 1: Widerstandskoeffizient einer Kugel im hyperthermischen molekularen Freiflug.

Der Widerstandskoeffizient  $C_D$  ist gegen den Energie-Akkommodationskoeffizienten  $\alpha$  für zwei verschiedene Reflexionsbedingungen aufgetragen: Die gestrichelte Gerade bei  $C_D = 2.0$  gilt für akkommodierte spiegelnde Reflexion, die ausgezogene Kurve gibt die Verhältnisse bei völlig diffuser Re-emission wieder. Die untere Grenze des schraffierten Bereiches entspricht einem 25prozentigen Anteil spiegelnder Reflexion [aus: COOK 1966 a].

Drag coefficient of a sphere in hyperthermal free-molecule flow. The drag coefficient  $C_D$  is plotted versus the energy accommodation coefficient  $\alpha$  for accommodated specular reflexion (dotted line at  $C_D = 2.0$ ) and for diffuse re-emission (solid curve). The lower boundary of the shaded region corresponds to 25% reflexion along the specular ray [from COOK 1966 a].

der fraglichen Parameter hatte man in der Vergangenheit diesen Wert der Mehrzahl der Untersuchungen der Bahnänderungen zugrunde gelegt. Dieser Wert ist sogar für Satelliten mit Perigäumshöhen unter 400 km eher zu niedrig als zu hoch, weil dabei eine relativ vollständige Energie-Akkommodation mit  $\alpha = 0,95$  vorausgesetzt war.

### 1.2.2 Wechselwirkung des Satelliten mit dem Plasma

Bisher haben wir die Wechselwirkung zwischen einem Satelliten und den Teilchen des umgebenden Gases ohne Berücksichtigung der elektrischen Ladung des Satelliten diskutiert. Strenggenommen ist die Hochatmosphäre in einigen hundert Kilometern Höhe ein Plasma mit sehr großem Neutralanteil, der mit der Höhe abnimmt. Drei Prozesse außer dem aerodynamischen Widerstand könnten in einem Plasma einen Beitrag zur Abbremsung leisten. Der erste Mechanismus ist der *Coulomb-Widerstand*, der dadurch entsteht, daß Ionen durch die elektrische Ladung des Satelliten von ihren Flugbahnen abgelenkt werden ohne Stoß mit dem Satelliten, und daß die effektive Querschnittsfläche für Ionen-Stöße größer ist als für Stöße der Neutralkomponente mit dem Satelliten. Diesen Effekt diskutierten mehrere Autoren [JASTROW und PEARSE 1957; CHOPRA 1961; DAVIS und HARRIS 1961; HOHL und WOOD 1963]. Der

zweite Effekt ist der *Induktions-Widerstand*, der durch die Wechselwirkung des Erdmagnetfeldes mit elektrischen Strömen innerhalb des elektrisch leitenden Satelliten verursacht wird. Diese Ströme selbst werden durch Potentialgradienten erzeugt, die das Erdmagnetfeld induziert [BEARD 1959; BEARD und JOHNSON 1960, 1961]. Die Abbremsung durch beide Effekte, Coulomb-Widerstand und Induktions-Widerstand, ist klein für verhältnismäßig kleine Satelliten, die herangezogen werden, um die Dichte der Atmosphäre zu bestimmen. HOHL und WOOD [1963] berechneten den durch diese Effekte vergrößerten Widerstand und folgerten, daß die Vergrößerung bezogen auf den rein aerodynamischen Widerstand bei einem Satelliten mit 4 m Durchmesser in 1500 km Höhe bei mittlerer Sonnenaktivität nur 3,5% beträgt. Aber der Induktions-Widerstand wächst mit der Satellitengröße. Deshalb könnte dieser Effekt bei großen Satelliten in Höhen über 1000 km wirksam werden. Der dritte Effekt der nicht-neutralen Wechselwirkung wird dem *Wellen-Widerstand* zugeschrieben. Die Bewegung eines elektrisch geladenen Satelliten bewirkt im Plasma eine Ladungstrennung. Dadurch erhalten die separierten Teilchen eine vergrößerte potentielle Energie, die als Welle im Plasma abgestrahlt werden kann. CHOPRA [1961] hat die verschiedenen möglichen Wellenformen diskutiert; DRELL, FOLEY und RUDERMANN [1965] haben die Erzeugung von ALFVÉN-Wellen als einen Vorgang untersucht, der ihrer Ansicht nach zu einer wirksamen Abbremsung großer Satelliten führt. Aber es ist nicht geklärt, ob selbst Satelliten mit einem Durchmesser wie Echo 1 und Echo 2 groß im Sinne der DRELLSchen Theorie der ALFVÉN-Wellen sind.

Es gibt hinreichend Beweise dafür, daß man sicher bis zu einer Höhe von etwa 700 km den nicht-neutralen Widerstand vernachlässigen kann, da Satelliten mit beträchtlichen Unterschieden hinsichtlich ihrer Größe, Gestalt und elektrischen Eigenschaften in verschiedenen Höhen konsistente Werte der atmosphärischen Dichte liefern [KING-HELE 1966a]. Auch scheint der Induktions- und Wellen-Widerstand großer Satelliten oberhalb von 700 km Höhe klein zu sein, wie COOK [1967] durch den Vergleich der Abbremsung der Satelliten Echo 2 und Calsphere 1 zeigen konnte, die sich im Durchmesser um einen Faktor 114 unterscheiden. Das gesamte vorliegende Material erlaubt offenbar die Schlußfolgerung, daß die Nichtberücksichtigung der Plasmaeffekte bei der Bestimmung der Dichte der Hochatmosphäre nicht eine Hauptfehlerquelle darstellt.

### 1.2.3 Die zeitliche Änderung der Umlaufzeit

Der aerodynamische Widerstand in Gl. (1.1) ist eine dissipative Kraft, die eine Änderung der Bahnenergie eines Satelliten bewirkt. In einer nicht-rotierenden Atmosphäre wirkt der Widerstand genau entgegengesetzt zur Bewegungsrichtung des Satelliten auf seiner Umlaufbahn, so daß die Bahnebene unbeeinflusst bleibt. In einer rotierenden Atmosphäre werden alle Bahnelemente gestört, und die Geschwindigkeit  $\dot{v}$  in Gl. (1.1) ist nicht identisch mit der Bahngeschwindigkeit des Satelliten. Mehrere Autoren, darunter STERNE [1959] und COOK, KING-HELE und WALKER [1960], haben die Änderung

der Bahnelemente in einer rotierenden Atmosphäre bestimmt. Das gesamte Beobachtungsmaterial über die Rotation der irdischen Hochatmosphäre ist kürzlich von KING-HELE und Mitarbeitern [KING-HELE 1965; KING-HELE und ALLAN 1966; KING-HELE und SCOTT 1967] analysiert worden mit dem Ergebnis, daß die Atmosphäre in Höhen zwischen 200 km und 500 km ein wenig schneller rotiert als die Erde. Da die Rotationsgeschwindigkeit der Atmosphäre klein ist im Vergleich zur Bahngeschwindigkeit des Satelliten, sind auch alle diese Störungen klein im Vergleich zu jenen, die in der Position des Satelliten in der Umlaufbahn auftreten, d. h. in der mittleren Anomalie. Änderungen der mittleren Anomalie treten als Änderung der Bahnperiode auf, und daher geht man von der Umlaufzeitänderung  $\dot{P}$  aus, um die atmosphärische Dichte aus der Bahnbewegung abzuleiten.

Bewegt sich ein Satellit auf seiner Bahn um das Weegelement  $d\vec{s}$ , so leistet die aerodynamische Kraft nach Gl. (1.1) die Arbeit:

$$dW = -C_D \cdot A \cdot \frac{1}{2} \rho \cdot v (\vec{v} \cdot d\vec{s}). \quad (1.4)$$

Die Arbeit während eines vollen Umlaufs  $\Delta W$  ist gleich der Abnahme der Bahnenergie  $\Delta E$  und wird gegeben durch:

$$\Delta E = -\frac{A}{2} \oint_{\text{orbit}} C_D \cdot \rho \cdot v (\vec{v} \cdot d\vec{s}) \quad (1.5)$$

wobei der Widerstandskoeffizient  $C_D$ , die Gasdichte  $\rho$  und die Relativgeschwindigkeit gegenüber der Atmosphäre  $v$  von der Position in der Umlaufbahn abhängen. Ziehen wir die Beziehung zwischen der anomalistischen Periode  $P$  und der Bahnenergie  $E$  auf einer KEPLER-Bahn heran, so erhalten wir

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{dP}{dt} = -\frac{3}{2} \cdot \frac{A}{m} \cdot \frac{a}{\mu} \cdot \rho_\pi \oint C_D \cdot \frac{\rho}{\rho_\pi} \cdot v (\vec{v} \cdot d\vec{s}), \quad (1.6)$$

wobei  $m$  die Satellitenmasse,  $\rho_\pi$  die Gasdichte im Perigäum,  $a$  die große Halbachse und  $\mu$  die Gravitationskonstante im Erdfeld sind. (1.6) stellt die Grundgleichung dar, aus der man die Dichte der Atmosphäre im Perigäum  $\rho_\pi$  aus der beobachteten zeitlichen Änderung der anomalistischen Periode  $\dot{P}$  bestimmt.

Zur Bestimmung der Umlaufzeitänderung  $\dot{P}$  aus Einzelbeobachtungen hat JACCHIA [1963 a, b] ein komplexes Verfahren zur Erzielung hoher Genauigkeit beschrieben.  $\dot{P}$ -Werte gewinnt man nach diesem Verfahren aus im Labor vermessenen Photographien, die mit den BAKER-NUNN-Kameras des Beobachtungsnetzes des Smithsonian Astrophysical Observatory gewonnen werden. Diese Werte besitzen eine äußere Genauigkeit von 5% [ROEMER 1966], während der relative Fehler von  $\dot{P}$  im Rahmen der Untersuchung eines gegebenen Satelliten beträchtlich kleiner ist. Außer den Beschleunigungen, die man auf diese Weise berechnet, war man in der Vergangenheit oft gezwungen, ungenauere Werte für  $\dot{P}$  heranzuziehen, die entweder Nebenprodukte der

Bahnrechnung waren oder durch das Verhältnis  $\Delta P/\Delta t$  gegeben waren, wobei  $\Delta t$  groß im Vergleich zu  $P$  ist. Diese  $\Delta P/\Delta t$ -Werte gestatten zwar auf Grund ihrer geringen Zeitauflösung keine detaillierte Analyse von Dichtevariationen mit kurzer charakteristischer Zeitskala, reichen aber aus, um z. B. die tageszeitliche Variation der Dichte zu bestimmen. Sie sind insbesondere deswegen von Interesse, weil sie erheblich früher und für eine größere Anzahl von Satelliten zugänglich sind als die  $\dot{P}$ -Daten aus BAKER-NUNN-Beobachtungen.

### 1.3 Die Bestimmung der Dichte aus der Umlaufzeitänderung

Bei Annahme einer nicht-rotierenden, kugelsymmetrischen Erdatmosphäre mit einem exponentiellen Dichteprofil können Lösungen von Gl. (1.6) mit Hilfe von Besselfunktionen imaginären Arguments angegeben werden [GROVES 1958; STERNE 1958; COOK et al. 1960]. Bei nicht zu kleiner Exzentrizität der Satellitenbahn können wir die asymptotische Entwicklung der BESSELFunktionen heranziehen. Dann ergibt sich für die Dichte im Perigäum:

$$\varrho_{\pi} = -\frac{\dot{P}}{3C_D} \frac{m}{A} \sqrt{\frac{2e}{\pi aH}} \cdot \left\{ 1 - 2e - \frac{H}{8ae} + 0 \left( e^2, \frac{H^2}{a^2 e^2} \right) \right\} \quad (1.7)$$

wobei  $H$  die Skalenhöhe der Dichte und  $e$  die numerische Exzentrizität der Satellitenbahn bedeuten. Diese Formel ist in der Vergangenheit oft benutzt worden, um die Dichte der Atmosphäre zu berechnen. Korrekturen für Gl. (1.7), die die Abplattung und Rotation der Erdatmosphäre und in erster Näherung das Anwachsen der Dichteskalenhöhe mit der Höhe sowie die tageszeitliche Variation der Dichte berücksichtigen, sind von mehreren Autoren abgeleitet worden [STERNE 1959; JACCHIA 1960a; COOK, KING-HELE und WALKER 1961; GROVES 1961a; WYATT 1961b; DAVIES 1963]. Aus Gl. (1.7) folgt, daß die Umlaufzeitänderung  $\dot{P}$  im wesentlichen proportional zu  $\varrho_{\pi} \cdot \sqrt{H}$  ist. Daher wird jeder Fehler in der angenommenen Skalenhöhe in der resultierenden Dichte  $\varrho_{\pi}$  einen relativen Fehler hervorrufen, der halb so groß ist wie  $\Delta H/H$ . Da der aerodynamische Widerstand nicht nur im Perigäum selbst, sondern auch in der Umgebung des Perigäums merklich ist (s. Abb. 2), erhält man eine größere Genauigkeit bei der Bestimmung der Dichte mit Hilfe von Formeln des Typs (1.7), wenn man die Dichte in einer gewissen Höhe oberhalb des Perigäums berechnet [KING-HELE 1966a]. Wenn man die Dichte in der Nähe des gewichteten Mittels des Höhenbereiches berechnet, in dem der Widerstand wirksam ist, wird der Fehler in der Dichte, der auf eine Unsicherheit in der angenommenen Skalenhöhe zurückzuführen ist, stark reduziert. Zum Beispiel beträgt bei einer Unsicherheit in  $H$  von 50% der Einfluß auf die Dichte in einer Höhe, die eine halbe Skalenhöhe über dem Perigäum liegt, nur 3% [JACCHIA 1963b].

Die Auswertung der Satelliten-Abbremsungsdaten hat schon in den ersten Jahren ergeben, daß die Dichte der Erdatmosphäre nicht nur von der Höhe, sondern auch von der Lage relativ zum subsolaren Punkt abhängt. Deshalb sieht im allgemeinen die

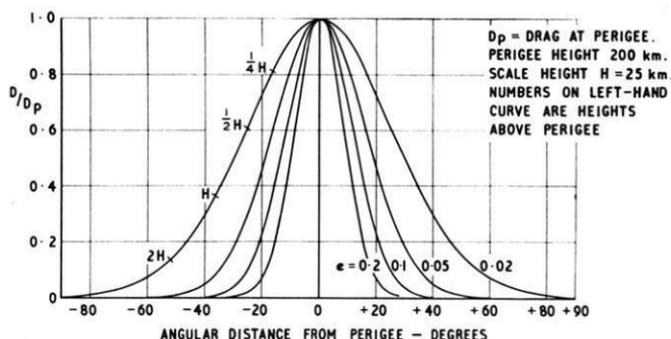


Abb. 2: Der aerodynamische Widerstand in Abhängigkeit vom Winkelabstand vom Perigäum.

Das Verhältnis des momentanen Widerstandes  $D$  zum Widerstand im Perigäum  $D_p$  ist als Funktion des Winkelabstandes für mehrere Exzentrizitäten  $e$  gezeichnet. Den Berechnungen liegen eine Perigäumshöhe von 200 km und eine Skalenhöhe der Dichte von 25 km zugrunde [aus: KING-HELE 1966].

Variation of the drag as function of the angular distance from perigee. The ratio of the drag  $D$  to the drag at perigee  $D_p$  is plotted for several eccentricities  $e$  [from KING-HELE 1966].

Dichteverteilung entlang der Satellitenbahn ganz anders als die, die man auf Grund einer nur höhenabhängigen Dichte erwartet. Diese Tatsache kann vor allem bei Satellitenbahnen geringer Exzentrizität zu beträchtlichen Fehlern bei der Dichtebestimmung führen, wenn man den oben besprochenen Gleichungstyp verwendet. Wir schließen uns JACCHIA [1963b] an und stellen fest, daß es für eine analytische Lösung vom Typ (1.7) ein aussichtsloses Unterfangen ist, gleichzeitig alle Abweichungen von der sphärischen Symmetrie in der Hochatmosphäre zu berücksichtigen. Deshalb scheint eine numerische Lösung von Gl. (1.6), d. h. eine numerische Integration der Bremskraft auf den Satelliten entlang der tatsächlichen Bahn, das sicherste Verfahren zu sein [JACCHIA und SLOWEY 1962; ROEMER 1963]. Bestimmt man die Gasdichte im Perigäum durch einen Iterationsprozeß, so ist der Einfluß des vorausgesetzten Atmosphärenmodells auf die Ergebnisse vernachlässigbar klein, und man wird auch der Notwendigkeit entoben, die Dichte in einer Höhe oberhalb des Perigäums zu berechnen. Die numerische Integration der Bremskraft ist ein besonders schnell konvergierender Iterationsprozeß, wie es sich bei der Wahl extremer und sogar unrealistischer Anfangsbedingungen für die Dichteverteilung der Erdatmosphäre gezeigt hat. In der numerischen Methode zur Bestimmung der Dichte im Perigäum kann jedes Modell der Erdatmosphäre vorausgesetzt werden, auch die einfachen Modelle, von denen man in der „analytischen Methode“ ausgeht. Außerdem läßt sich auf einfache Weise die Änderung des Widerstandskoeffizienten entlang der Bahn im Programm einfügen [ROEMER 1966]; bisher wurde der Widerstandskoeffizient stillschweigend als konstant für die gesamte Bahn betrachtet.

Im Gegensatz zu in-situ-Messungen unterliegt die Methode, die Dichte aus der Bahnschrumpfung zu bestimmen, zwei Einschränkungen, der relativ groben Orts- und Zeitauflösung. Wie man aus Abb. 2 entnehmen kann, stellt ein aus der Abbremsung berechneter Dichtewert einen Mittelwert über einen Bahnbogen von mindestens  $30^\circ$  dar. Entsprechend Gl. (1.6) liegt die Grenze der Zeitauflösung bei einem Umlauf, d. h. etwa zwei Stunden, da bei dieser integralen Methode die Umlaufzeitänderung während eines ganzen Umlaufs ausgewertet wird. Aber in der Praxis lag die höchste Zeitauflösung bisher bei 5 Stunden für Absolut-Werte [JACCHIA und SLOWEY 1964a; ROEMER 1966] und bei 2,5 Stunden für Relativ-Werte der Dichte [JACCHIA, SLOWEY und VERNIANI 1966; ROEMER 1967]. Glücklicherweise erlaubt die langsame Apsidendrehung eine detaillierte Untersuchung der atmosphärischen Dichteschwankungen mit kurzer charakteristischer Zeitskala wie etwa bei der tageszeitlichen Variation sogar mit Hilfe von  $\dot{P}$ -Daten mit einer beträchtlich schlechteren Zeitauflösung als den angegebenen 5 Stunden. Daher ist die Beschränkung in der zeitlichen Diskriminierung bei dieser Methode nur für die Analyse der vorübergehenden Dichteschwankungen von Bedeutung, z. B. bei geomagnetischen Stürmen.

Zusätzlich zu diesen methodischen Beschränkungen unterliegt die Methode der Dichtebestimmung aus der Bahnanalyse noch Einschränkungen in der Genauigkeit. In seiner letzten kritischen Übersicht schätzt KING-HELE [1966a] die Standardabweichung in der Dichte ab, die sich aus den verschiedenen Fehlerquellen ergibt. Diese Standardabweichung liegt in einem Bereich zwischen 8% und 13%; der kleinere Wert bezieht sich dabei auf kugelförmige Satelliten und exakte Bahnen, der größere auf Zylindersatelliten und Bahnen durchschnittlicher Genauigkeit. HARRIS und PRIESTER schätzten in Teil III der „COSPAR International Reference Atmosphere“ (CIRA 65) auf der Grundlage der Ergebnisse von ROEMER [1963] den Fehler, der bei der Bestimmung der Dichte aus der Bahnanalyse gemacht wird, ab zu  $\pm 10\%$ .

## 2. Die beobachtete Dichte und Temperatur in der Hochatmosphäre

Die Untersuchung der Umlaufzeitänderung erbringt Informationen über die Dichte der Erdatmosphäre in der Nähe der Perigäums. Da die Perigäumshöhe bei vernachlässigbar kleiner Störung durch den solaren Strahlungsdruck nur sehr wenig während der ersten 90% der Lebensdauer eines Satelliten abnimmt [KING-HELE 1966a], liefert ein einzelner Satellit ohne Unterbrechung Werte in einem einzelnen festen Höhenbereich. Einerseits ist dies eine Einschränkung, andererseits ein Vorteil, weil in einer gegebenen Höhe über lange Zeiten die Dichte mit gleichbleibender Gesamtgenauigkeit und ohne Eich- und Drift-Probleme „gemessen“ wird. So konnte z. B. mit Hilfe des Satelliten Explorer 1 bisher zehn Jahre lang in einer Höhe von 350 km die Dichte der Atmosphäre bestimmt werden. Die zeitliche Änderung seiner Bahnperiode hat uns eine Fülle von Daten über die atmosphärische Dichte und ihre Variationen geliefert.

Satelliten, deren Perigäumshöhe durch den Einfluß des solaren Strahlungsdrucks über einen beträchtlichen Bereich variiert wie etwa bei Echo 1, bieten den Vorteil, die

Atmosphäre während ihrer Lebensdauer in einem breiten Höhenband zu untersuchen. Gewöhnlich werden einzelne Dichtewerte, die zu verschiedenen Zeiten und unter verschiedenen Bedingungen beobachtet wurden, auf Dichtewerte in einer Standardhöhe reduziert, um Einzelheiten der verschiedenen Schwankungen in der Hochatmosphäre zu bestimmen. Bei fast konstantem Perigäumsabstand bedeutet diese Reduktion nur eine kleine Korrektur, jedoch kann sie bei Satelliten, deren Bahnen beträchtlich durch den solaren Strahlungsdruck gestört werden, einen nicht unbedeutenden Fehler einführen. Zur Reduktion der Dichte, die in der Höhe  $Z$  beobachtet wurde, auf eine Standardhöhe  $Z_0$  zieht man ein geeignetes Atmosphärenmodell heran, dessen Dichteprofil in dem betreffenden Höhenbereich durch ein Exponentialgesetz mit der Skalenhöhe  $H$  approximiert werden kann. Eine Unsicherheit  $\Delta H$  in der modellabhängigen Skalenhöhe erzeugt den relativen Fehler in der Dichte  $\varrho_0$  in Standardhöhe [z. B. ROEMER 1963]

$$\frac{\Delta \varrho_0}{\varrho_0} = \frac{\Delta H}{H} \cdot \frac{Z_0 - Z}{H}. \quad (2.1)$$

Aus dieser Beziehung ist klar ersichtlich, daß die Standardhöhe  $Z_0$  so nahe bei der tatsächlichen Höhe  $Z$  liegen sollte, daß das Verhältnis  $(Z_0 - Z)/H$  klein gegen 1 ist. Anderenfalls kann der Fehler der Dichte in der Standardhöhe — dieser Fehler ist auf die Parameter der Modellatmosphäre zurückzuführen — die Unsicherheit, mit der die Dichte im tatsächlichen Perigäum behaftet ist, maximal um eine Größenordnung übersteigen. Aus diesen Gründen ist es oft unmöglich, für Bahnen, die durch den solaren Strahlungsdruck merklich gestört werden, eine einzelne Standardhöhe anzugeben.

Aus der Diskussion in Abschnitt 1.2 ist klar ersichtlich, daß kugelförmige Satellitenergebnisse mit der höchsten Genauigkeit liefern. Aber die Anzahl sphärischer Objekte, deren Querschnittsbelastung genügend klein ist, so daß die Umlaufzeitänderung deutlich von Null verschieden ist, und für die genügend gute Beobachtungen vorliegen, war in der Vergangenheit sehr klein. Deshalb wurden auch langgestreckte Satelliten von der Form eines Kreiszyinders herangezogen. Dieser Umstand hat gewiß nicht den Vergleich der Dichtewerte für verschiedene Höhen, Zeiten und Sonnenaktivität untereinander erleichtert und kann eine zusätzliche Unsicherheit in die Ergebnisse eingeführt haben.

## 2.1 Das Dichteprofil der Hochatmosphäre

Die Grundinformation aus den Abbremsungsdaten eines Satelliten ist die Dichte der Erdatmosphäre in einer mehr oder weniger konstanten Höhe. Zusätzlich können wir noch weitere Eigenschaften der Hochatmosphäre dadurch ableiten, daß die Dichten, die man zur selben Zeit von mehreren Satelliten in verschiedenen Höhen erhält, miteinander kombiniert werden. Ausführlich sind die sich daraus ergebenden Dichteprofile von KING-HELE und seinen Mitarbeitern untersucht worden [KING-HELE und

WALKER 1961; KING-HELE und REES 1963; KING-HELE und QUINN 1965]. Abb. 3 zeigt die Dichteprofile für den Höhenbereich zwischen 180 und 800 km. Diese Dichteprofile wurden aus den Daten von 46 Satelliten für die Zeit zwischen Sonnenfleckenmaximum und -minimum gewonnen [KING-HELE und QUINN 1965 a].

Das Dichteprofil enthält eine zusätzliche Information über die Eigenschaften der Erdatmosphäre. Auf Grund einfacher Annahmen wie der des hydrostatischen Gleichgewichts und der Gültigkeit der idealen Gasgleichung liefert die Dichte-Skalenhöhe eine Information über das Verhältnis der Temperatur zum mittleren Molekulargewicht  $T/M$ . Zusätzliche Annahmen über das Temperaturprofil führen dann zu der Ableitung des mittleren Molekulargewichts und umgekehrt.

Außer den Dichtebestimmungen diene die Analyse der Abbremsungsdaten der Ableitung der Temperatur in der Hochatmosphäre mit Hilfe geeigneter Atmosphärenmodelle. Aber im Gegensatz zu der eigentlichen Dichtebestimmung ist die so hergeleitete Temperatur eine Sekundärinformation mit einer größeren Unsicherheit, die auf den Einfluß des zugrunde gelegten Modells zurückzuführen ist. Dies gilt im besonderen für die Absolutwerte der Neutralgas-Temperatur. Überdies kann die Umrechnung der Gasdichte auf die Gastemperatur nicht mit konstanter Genauigkeit für alle Höhen durchgeführt werden. Wenn  $\partial \rho / \partial T$  sehr klein oder sogar null ist, wird die Bestimmung der Temperatur aus der Dichte mit Hilfe eines passenden Modells unmöglich. Wir finden diese Situation in Höhen unter 200 km zur Zeit des Sonnenfleckenminimums und bis zu Höhen von 350 km im Sonnenfleckenmaximum. Abschließend sei noch einmal festgestellt, daß die Dichte der Atmosphäre die Grundinformation darstellt, die sich aus den Abbremsungsdaten herleitet, und daß die Temperatur eine sekundäre Größe ist, die nur mit Hilfe zusätzlicher Annahmen abgeleitet werden kann. Solange jedoch anzunehmen ist, daß der Gradient der Neutralgas-Temperatur in der Exosphäre Null oder nahe Null ist, bestimmt die Temperatur an der Thermopause bei gegebenen Randbedingungen an der unteren Grenze eindeutig das Dichteprofil zu einer gegebenen Tageszeit. Aus diesem Grunde ist die Exosphärentemperatur ein sehr bequemes Maß für die Gasdichte, das vor allem den Vergleich zwischen Einzelwerten an verschiedenem Ort und zu verschiedener Zeit wesentlich erleichtert.

Abb. 3: Tag-Nacht-Effekt und langzeitige Variation der Dichte im Sonnenfleckenzyklus, abgeleitet aus Bahnen von 46 Satelliten.

In der Abbildung sind mittlere Dichteprofile gegeben, die die Phase abklingender Sonnenaktivität von 1958 bis 1964 kennzeichnen. Als Funktion der Höhe (in km auf der Ordinate) sind Mittelwerte der Dichte (auf der Abszisse in  $\text{g/cm}^3$ ) für Tages- und Nachtbedingungen gezeichnet [aus: KING-HELE und QUINN 1965 a].

Long-term variation and day-night-effect in the atmosphere, as derived from drag data of 46 satellites. Presented are mean density profiles for day and night in the years 1958 through 1964 [from KING-HELE and QUINN 1965 a].

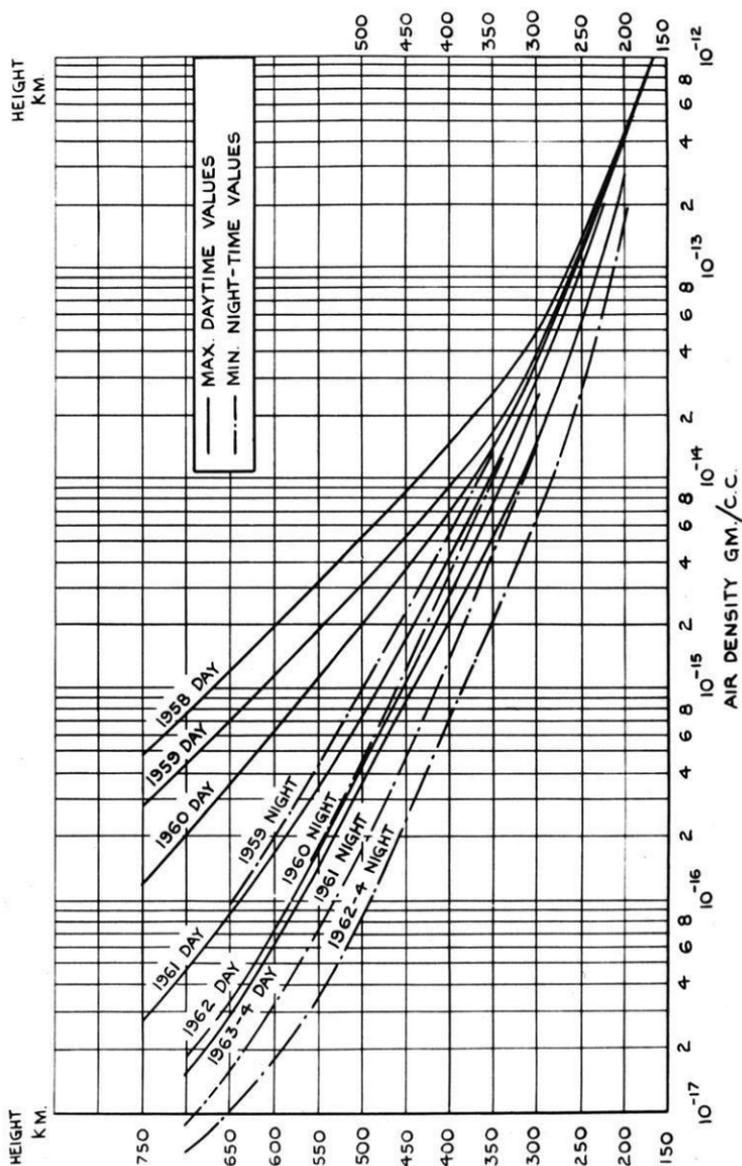


Abb. 3.

## 2.2 Globale Verteilung von Dichte und Temperatur in der Hochatmosphäre: Tageszeitliche und jahreszeitliche Variation

Der Dichteunterschied zwischen der Schattenseite der Erde und der von der Sonne beschienenen Halbkugel, den man in Abb. 3 den mit „night“ und „day“ bezeichneten Profilen desselben Jahres entnehmen kann, wird häufig als tageszeitlicher oder Tag-Nacht-Effekt bezeichnet. Häufig ist die Ortszeit (local solar time) als Parameter benutzt worden, gegen den die atmosphärischen Dichten aufgetragen werden, um diesen Effekt zu untersuchen. Frühe Untersuchungen [JACCHIA 1959a; WYATT 1959; PRIESTER und MARTIN 1960; PRIESTER, MARTIN und KRAMP 1960] legten das charakteristische Aussehen des tageszeitlichen Effektes fest: die Dichte in einer gegebenen Höhe oberhalb von 200 km zeigt etwa um 14<sup>h</sup> Ortszeit ein scharfes Maximum, und etwa um 5<sup>h</sup> erreicht sie ihr Minimum (s. Abb. 4).

Weitere Untersuchungen wiesen nach, daß die Amplitude der tageszeitlichen Dichtevariation mit der Höhe wächst, bis der Heliumgürtel (helium belt) der Atmosphäre er-

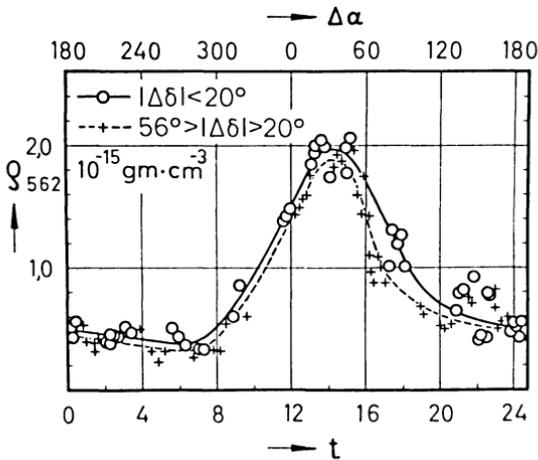


Abb. 4: Tageszeitliche Dichtevariation am Beispiel des Satelliten Vanguard 2.

Die Dichte  $\rho$  in 562 km Höhe (in  $10^{-15} \text{ g/cm}^3$ ) ist als Funktion der Ortszeit  $t$  (in Stunden) am unteren Rand und der Rektaszensionsdifferenz  $\Delta\alpha$  zwischen Perigäum und Sonne am oberen Rand aufgetragen. Das Verhältnis zwischen der Dichte um 14<sup>h</sup> Ortszeit und der Dichte um 5<sup>h</sup> Ortszeit beträgt etwa 5. Die individuellen Daten sind in zwei Gruppen aufgeteilt entsprechend der Deklinationsdifferenz  $\Delta\delta$  zwischen Perigäum und Sonne [aus: PRIESTER, MARTIN und KRAMP 1960].

Diurnal variation derived from the Vanguard 2 satellite. The density at 562 km is plotted versus local time  $t$  in hours and the difference in right ascension  $\Delta\alpha$  between perigee and sun. The density ratio between 14<sup>h</sup> and 5<sup>h</sup> local time is 5. The densities are plotted in two groups according to the difference in declination  $\Delta\delta$  [from PRIESTER, MARTIN and KRAMP 1960].

reicht wird. Im Jahre 1958 ergaben die Beobachtungen von Sputnik 3 eine tageszeitliche Amplitude von ungefähr 15% für eine Höhe von 200 km [PRIESTER et al. 1960; MAY 1963].

In 560 km Höhe erreichte die Amplitude der tageszeitlichen Dichteveriation in den Jahren 1959/60 einen Faktor 5 (Abb. 4) und in 660 km Höhe während des Zeitraums 1958/60 einen Faktor 8 [PRIESTER et al. 1960]. Dies läßt sich nach Daten von Echo 1 für 1960/61 mit einer tageszeitlichen Amplitude von 4 in 1200 km Höhe, der größten Höhe, in der bisher die tageszeitliche Variation ausführlich untersucht werden konnte, vergleichen [ROEMER 1964].

Neben dieser Höhenabhängigkeit der tageszeitlichen Dichteveriation stellte man fest, daß während des 11jährigen Zyklus der Sonnenaktivität die Amplitude für jede Höhe vom Grad der Sonnenaktivität abhängt. Dieses Verhalten fällt besonders in 200 km Höhe auf. 1958 ergaben die Beobachtungen von Sputnik 3 eine tageszeitliche Amplitude von ungefähr 15%. Als 1963 die Sonnenaktivität schon in der Nähe ihres Minimums war, lieferte die Bahnanalyse mehrerer Kosmos-Satelliten durch MAROV [1965] in 200 km Höhe ein Tag-Nacht-Dichteverhältnis von 1,9. Die Abbremsungsdaten von Explorer 17 [SLOWEY 1964] ergaben 1963 ein tageszeitliches Dichteverhältnis von 2,1 in 270 km Höhe (s. Abb. 5). In den Jahren 1958/59 war dieses Verhältnis nur 1,5, was sich durch Interpolation zwischen den Daten von Sputnik 3 und Explorer 1 [MARTIN, NEVELING, PRIESTER und ROEMER 1961] zeigen läßt. Aus der Analyse der Bahndaten von 18 sowjetischen Satelliten, hauptsächlich aus der Kosmos-Reihe, erhielt MAROV [1968] für 1964—1965 in der Minimumsphase der Sonnenaktivität folgende Tag-Nacht-Verhältnisse der Dichte: 2,2 in 280 km Höhe, 1,5 in 200 km Höhe und 1,0 in 150 km Höhe. In den Jahren 1966—1967 finden MAROV und ALPHEROV [1968] bei angestiegenem Niveau der Sonnenaktivität Amplituden der tageszeitlichen Dichteschwankung, die sehr gut durch das dem Niveau der Sonnenaktivität entsprechende Modell 5 der COSPAR International Reference Atmosphere CIRA 1965 wiedergegeben werden, und zwar eine Amplitude von 1,8 in 270 km Höhe, 1,6 in 250 km und 1,2 in 200 km Höhe.

Etwa in 150 km Höhe erwartet man auf Grund theoretischer Überlegungen eine Schicht konstanter Dichte (isopycnic layer) während des gesamten Tages. Interessanterweise finden jedoch KING-HELE und HINGSTON [1967], daß Anfang 1967 die Dichte in 155 km Höhe am Tage 1,7mal höher ist als in der Nacht. Dies steht im Gegensatz zu den Modellatmosphären, die auf Grund des Beobachtungsmaterials oberhalb von 200 km annehmen, daß die Dichte während der Nacht geringfügig höher ist als zur Tageszeit. Das von KING-HELE und HINGSTON [1967] beobachtete Nacht-Minimum tritt zur Zeit des halbjährlichen Minimums (Dezember/Januar) auf und ebenso das beobachtete Tages-Maximum im März—April, der Zeit des halbjährlichen Maximums.

Beide Extremwerte stimmen in ihrer Phasenlage etwa mit der in größeren Höhen besonders gut beobachteten halbjährlichen Variation überein (s. Abb. 12). Nach JACCHIA, SLOWEY und CAMPBELL [1968] hatte die halbjährliche Temperatur-Variation

um diese Zeit eine Amplitude von  $60^\circ\text{K}$ . Eine Berücksichtigung der daraus folgenden Dichteänderung würde die tageszeitliche Dichteschwankung auf den Faktor 1,4 bringen [JACCHIA 1968]. Diese tageszeitliche Amplitude stimmt eher überein mit Resultaten von Kosmos-Raketen in 180 km Höhe [KING-HELE und QUINN 1966]. Auch innerhalb der unteren Exosphäre können wir die Abhängigkeit der Amplitude der tageszeitlichen Dichtevariation von der Phase des Sonnenfleckenzyklus untersuchen. Während Echo 1 während der Jahre 1960/61 in 1200 km Höhe eine Amplitude von 4 lieferte, ist es unwahrscheinlich, daß die Amplitude in 1130 km Höhe für 1964/65, wie aus den Daten von Echo 2 abgeleitet wurde, einen Faktor 2 übersteigt [COOK und SCOTT 1966]. Im Jahre 1966 lag die Amplitude in dieser Höhe zwischen 2 und 3 [COOK und SCOTT 1967].

Bisher erörterten wir die tageszeitliche Variation nur als Funktion der Ortszeit, was im Fall einer Welle mit einer longitudinalen Front die richtige Beschreibung darstellen würde. Außer der Abhängigkeit der Dichte in einer bestimmten Höhe von der Ortszeit müssen wir eine Abhängigkeit in Richtung senkrecht zur Äquatorebene erwarten.

Der Unterschied zwischen der gestrichelten und der ausgezogenen Kurve für 562 km Höhe in Abb. 4 weist auf eine solche Abhängigkeit hin. An Stelle der beiden Koordinaten in der Äquatorebene und in der Ebene senkrecht dazu analysierten JACCHIA und Mitarbeiter den Tag-Nacht-Effekt in Abhängigkeit vom geozentrischen Winkel zwischen Perigäum und dem Zentrum der tageszeitlichen „Gasglocke“ (atmospheric bulge). Ausgehend von einer rotationssymmetrischen Gasglocke (bulge) als Arbeitsmodell [JACCHIA 1960b] führte die Analyse der genauesten verfügbaren Daten schließlich zu einer analytischen Beschreibung der tageszeitlichen Variation unter Berücksichtigung der beobachteten Asymmetrie in longitudinaler Richtung, die sich als ein steiler Anstieg zum Maximum und langsamerer Abfall zum Minimum hin während der Abend- und Nachtzeit zeigt, wenn man die Ergebnisse gegen die Ortszeit aufträgt. JACCHIA [1965a] leitete für die Temperatur der Thermopause die

Abb. 5: Die Gasdichte in 270 km Höhe von April bis Oktober 1963.

Die Daten sind als Funktion der Ortszeit  $t$  (in Stunden) am unteren Rande gezeichnet. Das zugehörige Datum der Werte ist am oberen Rand im bürgerlichen Kalender und als Modifizierte Julianische Tage (MJD) gegeben. Zum Vergleich mit den Dichtewerten ( $\log \rho_s$ ) sind der solare 10.7-cm-Strahlungsfluß  $F$  und der planetare geomagnetische Index  $A_p$  in den beiden oberen Teilen wiedergegeben. Die durch die beobachteten Dichtewerte gezogene Kurve stellt das CIRA 1965-Modell  $S = 90$  dar [aus: PRIESTER 1965].

Densities at a height of 270 km for April to October 1963. The data are plotted as a function of local time  $t$  in hours. The corresponding dates are given at the top, also as MJD (Modified Julian Date). For comparison, the geomagnetic planetary index  $A_p$  and the solar 10.7-cm-flux  $F$  are presented. The curve drawn through the observed densities represents the CIRA 1965 model  $S = 90$  [from PRIESTER 1965].

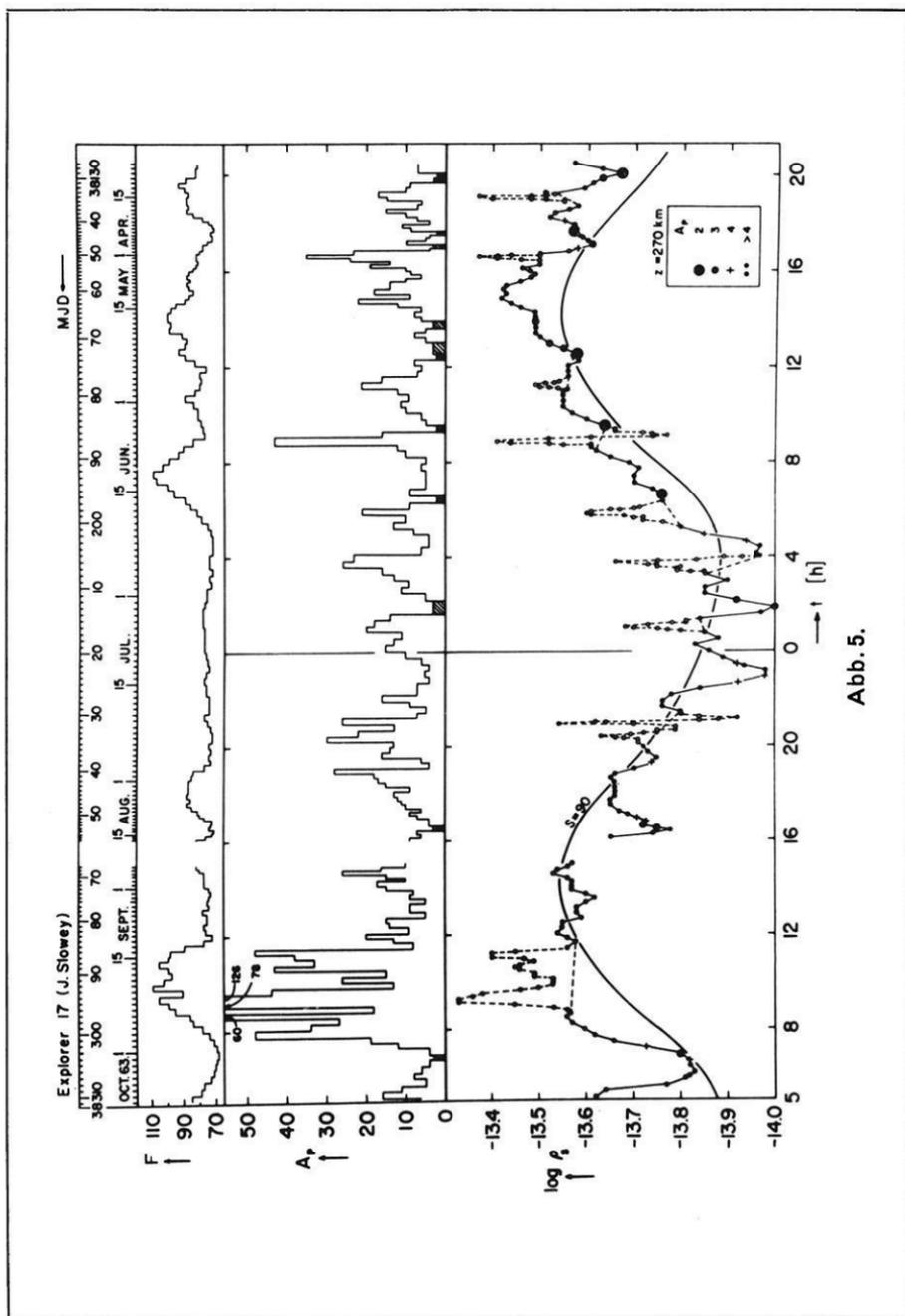


Abb. 5.

folgende Formel ab

$$T = T_0 (1 + R \sin^m \theta) \left( 1 + R \frac{\cos^m \eta - \sin^m \theta}{1 + R \sin^m \theta} \cos^n \frac{1}{2} \tau \right) \quad (2.2)$$

mit

$$\eta = \frac{1}{2} (\varphi - \delta_{\odot})$$

$$\theta = \frac{1}{2} (\varphi + \delta_{\odot})$$

$$\tau = H + \beta + p \cdot \sin(H + \gamma)$$

wobei  $T_0$  die kleinste auf der Nachtseite auftretende Temperatur,  $\varphi$  die geographische Breite,  $\delta_{\odot}$  die Deklination der Sonne, und  $H$  der Stundenwinkel der Sonne bedeuten. Die Konstante  $\beta$  bestimmt den Betrag der Verzögerung, mit der das Temperaturmaximum nach der Kulmination der Sonne erreicht wird, während  $p$  eine Asymmetrie, deren Lage durch  $\gamma$  bestimmt wird, in die Temperaturkurve hineinbringt.

Mit Hilfe der Parameter in Gl. (2.2) läßt sich eine Vielfalt von Formen der globalen tageszeitlichen Temperaturverteilung darstellen. Besonders  $m$  und  $n$  sind wichtige Parameter, da sie die Kontur der Schnitte durch die Temperaturverteilung in Nord-Süd-Richtung bzw. in longitudinaler Richtung bestimmen. Aus dem gesamten Beobachtungsmaterial, daß bis 1964 mit Hilfe von Satelliten niedriger und mittlerer Bahnneigung zusammengetragen worden war, bestimmte JACCHIA [1965 b] die folgenden numerischen Werte für die Parameter der Gl. (2.2):

$$R = 0,28$$

$$m = n = 2,5$$

$$\beta = -45^{\circ}$$

$$p = 12^{\circ}$$

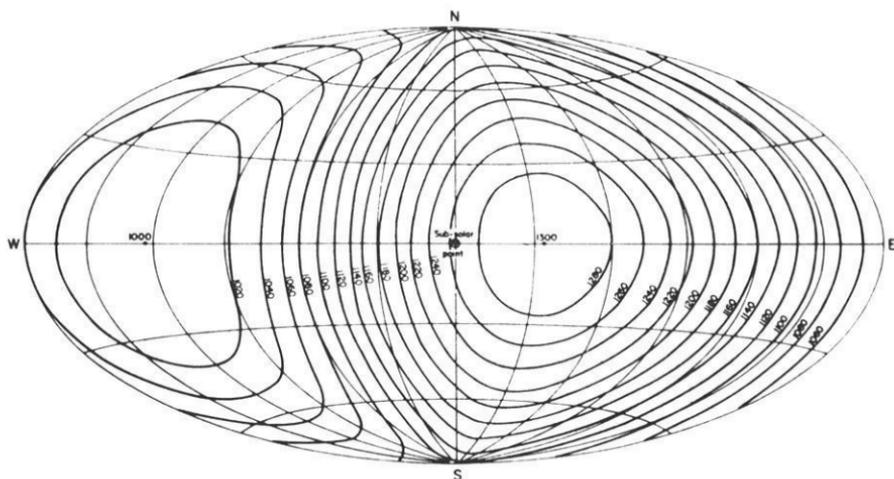
$$\gamma = 45^{\circ}$$

Abb. 6: Globale Temperaturverteilung oberhalb der Thermopause.

Isothermen der Temperaturverteilung sind in AITOFFS flächentreuer Abbildung eingezeichnet; Längen- und Breitenkreise sind im  $30^{\circ}$ -Abstand gegeben. Das obere Bild zeigt die Temperaturverteilung zur Zeit des Äquinoktiums, das untere Bild zur Zeit des Sommer-Solstitiums [aus: JACCHIA 1965 b].

Isotherms on the globe above the thermopause. AITOFFS equal-area projection; meridians and parallels are drawn  $30^{\circ}$  apart. Top, equinoxes; bottom, at summer solstice [from JACCHIA 1965 b].

EXOSPHERIC TEMPERATURE DISTRIBUTION AT THE EQUINOXES  
FOR  $T_e = 1000^\circ \text{K}$



EXOSPHERIC TEMPERATURE DISTRIBUTION AT SUMMER SOLSTICE  
FOR  $T_e = 1000^\circ \text{K}$

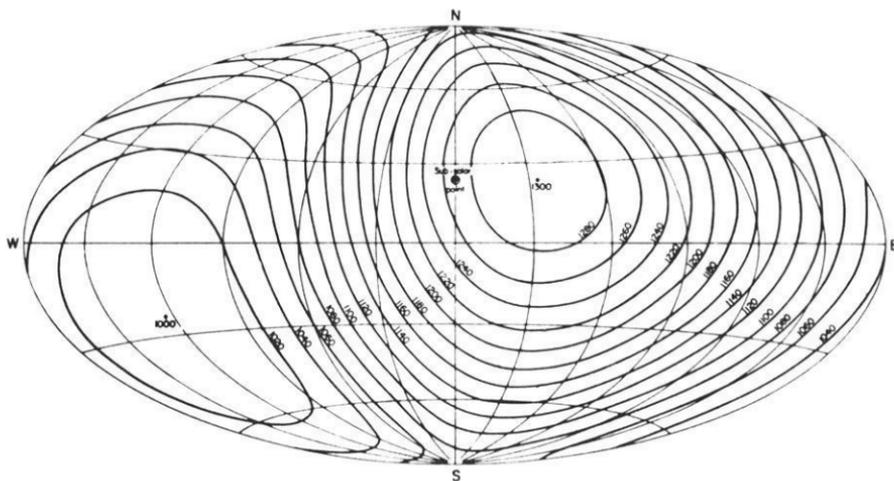


Abb. 6.

Das Maximum der globalen Temperaturverteilung liegt in der geographischen Breite des subsolaren Punktes und wird 2,2 Stunden nach der Kulmination der Sonne, also um 14,2<sup>h</sup> Ortszeit erreicht. Diese tageszeitliche Temperaturverteilung ist in besonderer Weise gekennzeichnet durch die Breitenwanderung des Maximums während der Jahreszeiten und einen nahezu symmetrischen Temperaturabfall vom Maximum. Abb. 6 gibt die Verteilung der Temperatur an der Thermopause zur Zeit des Äquinoktiums und des Nordsommer-Solstitiums wieder, wie sie sich aufgrund von Gl. (2.2) mit  $R = 0,30$  ergibt. Die Analyse der Daten des Satelliten 1958a, Explorer 1, der aufgrund seiner geringen Bahnneigung und der großen Anzahl durchlaufener Tageszyklen sehr gut geeignet ist (s. Abb. 7), ergab für die Zeit des Maximums 14,3<sup>h</sup> und des Minimums 3,7<sup>h</sup> in sehr guter Übereinstimmung mit diesem Modell [JACCHIA und SLOWEY 1967b].

Um Jacchias Beschreibung der tageszeitlichen Gasglocke (diurnal bulge) zu bringen [JACCHIA 1965a, b], sind wir stillschweigend vom Begriff der tageszeitlichen Dichteveriation abgegangen und haben den Temperaturbegriff eingeführt. Aufgrund theoretischer Überlegungen, die sich in erster Linie auf die Annahme des Diffusions-Gleichgewichts in der Heterosphäre stützen, können wir wie früher beschrieben Gasdichten in Temperaturen umrechnen. Für diese Umrechnung sind Atmosphären-Modelle von NICOLET [1961 b], von HARRIS und PRIESTER [1962] und von JACCHIA [1965 b] herangezogen worden. Oberhalb von 200 km Höhe bedeutet im Rahmen der erwähnten theoretischen Annahmen eine vergrößerte Dichte gleichzeitig eine höhere Temperatur. Daher spiegelt die Temperaturvariation im Laufe eines Tages die Dichteveriation wieder.

Wie bereits früher erwähnt, stieg die Amplitude der tageszeitlichen Dichteveriation in einer gegebenen Höhe innerhalb der Thermosphäre stetig während der Phase

Abb. 7: Gasdichte in 350 km Höhe und Exosphärentemperatur für den Zeitraum 1958 – 1963.

Als Funktion der Zeit sind in den oberen beiden Teilen der Logarithmus der Dichte  $\log \rho_{st}$  (in  $\text{g/cm}^3$ ) und die Temperatur an der Thermopause  $T_{ex}$  (in  $^{\circ}\text{K}$ ) eingezeichnet. Zum Vergleich sind weiter gegeben: die normalisierte tageszeitliche Variation nach Gl. (2.2), die normalisierte halbjährliche Variation, der solare 10.7-cm-Strahlungsfluß (in  $10^{-22} \text{ W/m}^2 \text{ Hz}$ ) und der planetare geomagnetische Index  $A_p$ . Während die Amplitude der tageszeitlichen Dichteveriation in 350 km mit abnehmender Sonnenaktivität zunimmt, bleibt das Temperaturverhältnis zwischen Tag und Nacht ziemlich konstant bei 1.28 [aus: JACCHIA 1966 a].

Exospheric temperature and density at a height of 350 km. The top two strips present the logarithm of the density and the exospheric temperature plotted versus time. For comparison the normalized diurnal variation according to equ. (2.2) and the normalized semiannual variation are plotted in addition to the solar 10.7-cm-flux and the geomagnetic planetary index  $A_p$ . While the diurnal density ratio increases with declining solar activity the temperature ratio remains remarkably constant at 1.28 [from JACCHIA 1966 a].

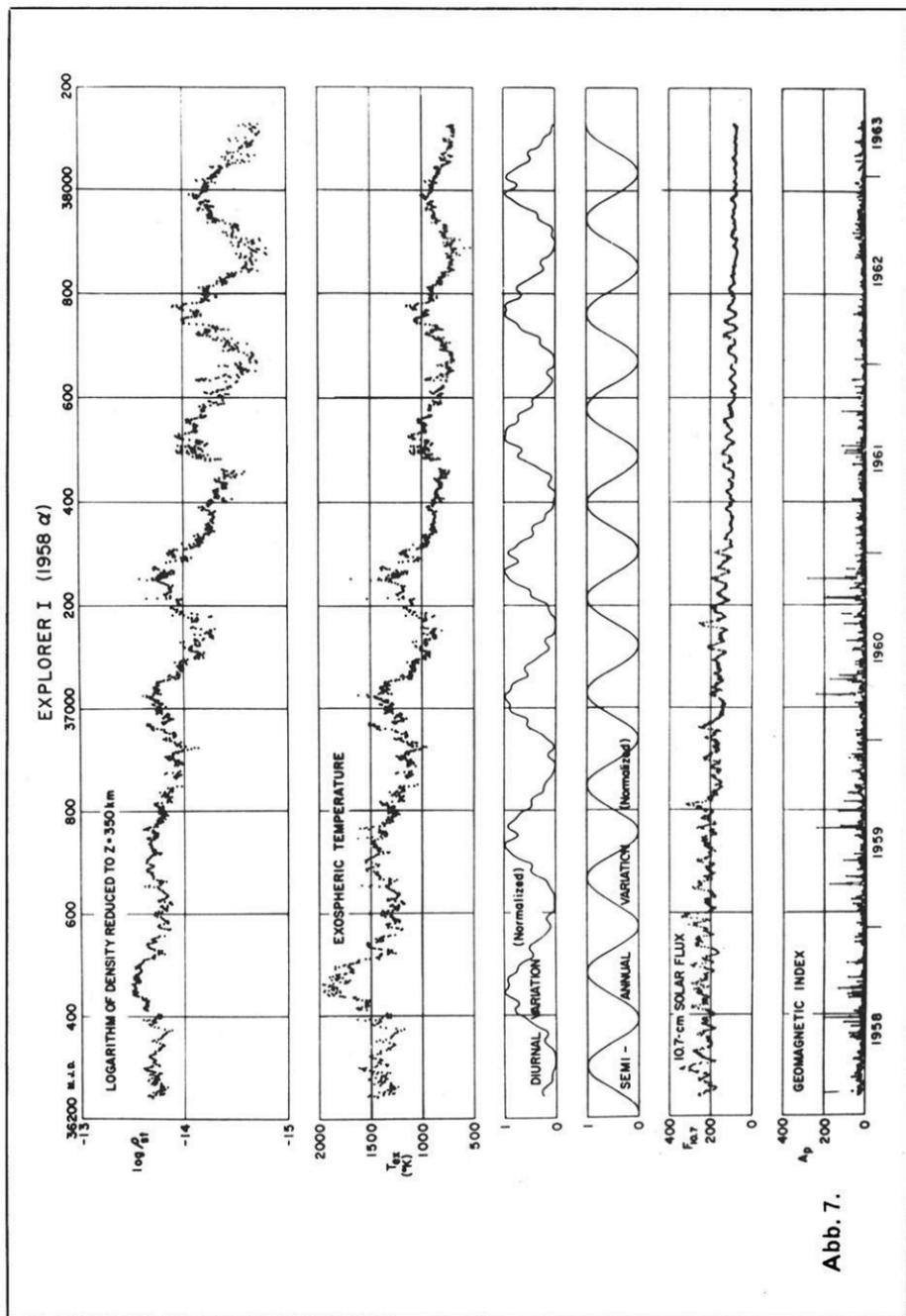


Abb. 7.

abnehmender Sonnenaktivität an. Gleichzeitig änderte sich das Verhältnis von maximaler Tagestemperatur zu minimaler Nachttemperatur relativ wenig. Dies zeigen die beiden obersten Teile der Abb. 7 recht gut, die die Atmosphärendichte in 350 km Höhe und die Temperatur oberhalb der Thermopause darstellen, wie sie aus Daten des Satelliten Explorer 1 über mehr als fünf Jahre von JACCHIA und SLOWEY [1967a] abgeleitet wurden.

Aus der detaillierten Analyse der Daten von drei Satelliten für die Zeit von 1958 bis 1966 zogen JACCHIA und SLOWEY [1967b] über das Verhältnis von maximaler Tagestemperatur zur minimalen Nachttemperatur ( $1 + R$ ) folgende Schlüsse:

1. Die relative Amplitude ( $1 + R$ ) der tageszeitlichen Temperaturvariation ist nicht konstant;
2.  $R$  unterliegt unregelmäßigen Fluktuationen;
3. die Variationen von ( $1 + R$ ) können nicht unmittelbar mit dem solaren Dezimeterstrahlungsfluß in Beziehung gebracht werden;
4. ein zuverlässiger Mittelwert für  $R$  ist 0,30.

Welchen numerischen Wert das Temperaturverhältnis zwischen Tag und Nacht annimmt, hängt vom Atmosphärenmodell ab, das man zur Ableitung der Temperaturen aus den beobachteten Dichten heranzieht. Mit Hilfe des statischen Modells (J 65) von JACCHIA [1965b] ergibt sich dieses Verhältnis im Mittel zu 1,30, wie aus den Daten mehrerer Satelliten in der Zeit von 1958 bis 1966 abgeleitet wurde [JACCHIA 1965b; JACCHIA und SLOWEY 1967b]. Die COSPAR International Reference Atmosphere CIRA 1965 liefert im wesentlichen dieselben Nachttemperaturen, fordert aber eine sehr viel größere Temperaturschwankung zwischen Tag und Nacht, um dieselben beobachteten Dichten zu erklären: In CIRA 1965 ist die relative Amplitude der Temperaturvariation 1,5.

Der bisher diskutierte Aufbau der tageszeitlichen Atmosphären-glocke (diurnal bulge) ist mit Hilfe von Satelliten in Bahnen niedriger bis mittlerer Inklination bestimmt worden. Erst seit 1964 konnten Satelliten in Bahnen hoher Inklination, die mit ausreichender Genauigkeit beobachtet wurden, zur Erforschung der Hochatmosphäre oberhalb der Polgebiete herangezogen werden, um die Modelle für die globale tageszeitliche Temperaturvariation zu prüfen. Dichten, berechnet aus der Abbremsung der Satelliten Explorer 19 und Explorer 24 [JACCHIA 1966a; KEATING und PRIOR 1967] ließen erkennen, daß die Temperatur der polaren Hochatmosphäre jahreszeitliche Abweichungen von jenen Temperaturen zeigte, die mit Hilfe des J65-Modells der tageszeitlichen Atmosphären-glocke berechnet worden waren. Diese Abweichungen und ebenso solche aus den Daten hoher Genauigkeit des Satelliten Explorer 9 [ROEMER 1966] wurden zuerst als jahreszeitliche Schwankungen zusätzlich zu der von der Wanderung der subsolaren Punkte ausgelösten interpretiert.

JACCHIA und SLOWEY [1967b] zogen 8 Satelliten heran, die den Höhenbereich von etwa 200 bis 670 km umspannen und deren Bahnneigung zwischen  $33^\circ$  und  $82^\circ$  liegt.

Die drei Satelliten mit dem umfangreichsten Beobachtungsmaterial, Explorer 1 [1958 $\alpha$ ], Vanguard 2 [1959 $\alpha$ 1] und Explorer 8 [1960 $\zeta$ 1] mit Perigäumshöhen von 345, 560 bzw. 420 km, gehören zur Gruppe der Satelliten mit niedriger bis mittlerer Bahnneigung. Die aus ihrer Abbremsung mit Hilfe eines statischen Diffusions-Modells der Atmosphäre [JACCHIA 1965 b] gewonnenen Temperaturen wurden verglichen mit zwei Versionen der „theoretischen“ Temperaturverteilung vom Typ (2.2), einmal mit einer in Nord-Süd-Richtung elongierten Verteilung, bei der das Maximum während des gesamten Jahres in der Äquatorebene bleibt ( $m = 1,5$ ,  $n = 2,5$ ,  $\eta = \theta = \varphi/2$ ), zum anderen mit einer „wandernden“ Temperaturverteilung ( $m = n = 2,5$ ;  $\eta = (\varphi - \delta_{\odot})/2$ ;  $\theta = (\varphi + \delta_{\odot})/2$ ), wie sie vor der Analyse von Satelliten mit hoher Bahnneigung angenommen worden war. Dabei zeigte sich, daß die tatsächlichen, aus den Beobachtungen abgeleiteten Temperaturmittelwerte über 10 Tage viel besser mit dem Modell der Temperaturverteilung [JACCHIA 1965 b; im folgenden auch als J65-Modell bezeichnet] übereinstimmen, die nicht in Nord-Süd-Richtung elongiert ist und deren Maximum sich mit der Sonne während der Jahreszeiten relativ zum Äquator bewegt [JACCHIA und SLOWEY 1967 b].

Interessanterweise liegt die Perigäumshöhe von Vanguard 2 mit 560 km zwischen denen von Explorer 19 und Explorer 24, deren Daten zu der Hypothese der stationären, elongierten Temperaturverteilung geführt hatten. Dagegen stützen die Ergebnisse des Satelliten Injun 3, eines weiteren Satelliten mit hoher Bahnneigung, jedoch mit einer Perigäumshöhe von nur 250 km, die Annahme einer wandernden, nicht-elongierten Temperaturverteilung [JACCHIA und SLOWEY 1967], wie sie aus den Daten von Satelliten mit niedriger bis mittlerer Bahnneigung ermittelt worden war. Die jahreszeitlichen, von der Breite abhängenden Abweichungen vom J65-Modell, wie sie bei den Satelliten mit großer Bahnneigung Explorer 19 und Explorer 24 auftraten [JACCHIA 1966 a; JACCHIA und SLOWEY 1967 a; KEATING und PRIOR 1967, 1968], zeigten sich auch beim Satelliten Explorer 9 mit einer Bahnneigung von  $39^{\circ}$  [ROEMER 1966]. Offenbar ist die Perigäumshöhe und damit implizit die chemische Zusammensetzung, besonders der Anteil von Helium, ein wichtiger Parameter dafür, ob und in welchem Umfang diese Abweichungen auftreten [KEATING und PRIOR 1967, 1968; JACCHIA und SLOWEY 1967 b].

Ohne im Detail auf die Abhängigkeit des Dichteanstiegs relativ zum J65-Modell vom Partialdruck des Heliums einzugehen, wie es KEATING und PRIOR [1968] getan haben, berücksichtigen JACCHIA und SLOWEY [1967 b] diese Abweichungen dadurch, daß zur Exosphärentemperatur im J65-Modell der Term

$$\Delta_S T = A \left\{ \left( \frac{\varepsilon - \delta_{\odot}}{2\varepsilon} \right)^B \sin^C \left( \frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2} \right) + \left( \frac{\varepsilon + \delta_{\odot}}{2\varepsilon} \right)^B \sin^C \left( \frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right) \right\} \quad (2.2 a)$$

addiert wird. Dabei sind  $A$ ,  $B$  und  $C$  willkürliche Konstante,  $\varepsilon$  die Schiefe der Ekliptik,  $\delta_{\odot}$  die Deklination der Sonne und  $\varphi$  die geographische Breite. Die Abweichung  $\Delta_S T$  hat zwei Komponenten; die eine (der erste Term in der Klammer) symbolisiert eine

Aufheizung der Nordpolarzone, die zweite die der Südpolarzone. Der erste Term ist am größten im Dezember und der zweite im Juli. Auf diese Weise entsteht eine zusätzliche Dichteglocke (density bulge) in der Winterhemisphäre;  $A$  bestimmt ihre Größe,  $B$  ihre Dauer und  $C$  ihre Ausdehnung in geographischer Breite.

Für die drei oben genannten Satelliten erhielten JACCHIA und SLOWEY [1967 b] die Werte:

$$\text{Explorer 19 } (z \approx 650 \text{ km}): A = 180^\circ, B = 2,5, C = 6$$

$$\text{Explorer 24 } (z \approx 550 \text{ km}): A = 90^\circ, B = 2,5, C = 6$$

$$\text{Injun 3 } (z = 250 \text{ km}): A = 0^\circ,$$

die eine deutliche Abhängigkeit von der Höhe zeigen. Wäre die zusätzliche Winter-Dichteglocke thermischen Ursprungs, dann sollte  $A$  unabhängig von der Höhe sein. Tatsächlich sind die oben genannten Werte von  $A$  ungefähr proportional zum relativen Helium-Gehalt in den drei Höhen. Die Konzentration von Helium in großen Höhen reagiert sehr empfindlich auf Änderungen der Höhe der Turbopause, derjenigen Höhe, in der der molekulare Diffusionsprozeß beginnt [KOCKARTS und NICOLET 1962]. Eine Änderung der Turbopausenhöhe während des Jahres ist auch von COOK [1967] als eine Möglichkeit angeführt worden, die anomal große halbjährliche Dichteveriation (semi-annual variation) in 1100 km Höhe zu erklären. Damit könnten auch die jahreszeitlichen Dichteabweichungen vom J 65-Modell eventuell auf eine jahreszeitliche, breitenabhängige Turbopausenvariation zurückgeführt werden. Eine qualitative Stützung der Interpretation von KEATING und PRIOR [1968], daß die jahreszeitliche Variation der Dichte in großen Höhen und hohen geographischen Breiten durch eine Änderung des relativen Heliumgehalts erklärt werden kann, erfolgte durch ein völlig andersartiges Meßverfahren. Messungen der  $2^3 P$ - $2^3 S$ -Emission bei 10830 Å von Helium im metastabilen  $2^3 S$ -Zustand, die TINSLEY [1968] in den Jahren 1965/67 bei 34° nördlicher geographischer Breite durchführte, zeigten, daß die Emissionsrate im Winter 1966/67 ein Maximum hatte und daß die Emissionsrate aus nördlicher Richtung deutlich über der aus südlicher Richtung lag. In einer Diskussion der Messungen der 10830 Å-Heliumemission schlägt SHEFOV [1968] eine Hypothese KRASSOVSKYS vor, nach der der zusätzliche Helium-Gehalt über dem Winterpol dadurch entsteht, daß Helium-Ionen aufgrund elektrischer Potentialgradienten von der Sommerhemisphäre in die Winterhemisphäre wandern, wo sie neutralisiert werden.

Für die empirische Beschreibung der globalen Temperatur- und Dichteverteilung dürfte der Darstellung mit Hilfe von (2.2) und (2.2a) durch JACCHIA und SLOWEY [1967] der Vorzug gegeben werden wegen der Einbeziehung von Satelliten mit geringer Bahnneigung und niedrigeren Höhen über einen größeren Teil des Sonnenfleckenzyklus. Weitere Analysen auf Grund eines möglichst weiten Spektrums von Satellitenbahnen über das kommende Sonnenfleckenmaximum hinaus werden nötig sein, um das Bild der globalen Dichte- und Temperaturverteilung im Höhenbereich von 200 bis 1000 km zu vervollständigen und zu festigen.

## 2.3 Die Hochatmosphäre unter dem Einfluß der variablen Sonnenaktivität

Wie die tageszeitliche Variation zeigt, steht die Hochatmosphäre unter starkem Einfluß der Sonne. Ein Tag-Nacht-Effekt in der Hochatmosphäre würde auf Grund der Ko-Rotation der Erdatmosphäre auch dann auftreten, wenn die Ausstrahlung der Sonne im gesamten Spektralbereich zeitlich konstant wäre. Da die Sonne jedoch eine beträchtliche Aktivität in der Emission elektromagnetischer und korpuskularer Strahlung zeigt, kann man neben dem tageszeitlichen Effekt auch weitere Variationen in der Hochatmosphäre erwarten, die mit der Sonnenaktivität gekoppelt sind. Tatsächlich sind solche Variationen bei der Analyse der Abbremsungsdaten von den ersten Tagen des „Satelliten-Zeitalters“ an gefunden worden. Die verschiedenen Effekte könnten in chronologischer Reihenfolge nach ihrer Entdeckungsgeschichte dargestellt werden, oder es könnte eine Klassifizierung nach den Energiequellen, die die Variationen verursachen, vorgenommen werden. Der Wert einer chronologischen Darstellung ist zweifelhaft, während eine Klassifikation nach Energiequellen auf einige Probleme stößt, die auf unsere beschränkte Kenntnis der Vorgänge, die die Variationen in der Atmosphäre verursachen, zurückzuführen sind. Deshalb gehen wir anders vor und stellen die mit der Sonnenaktivität gekoppelten Variationen entsprechend ihrer charakteristischen Zeitskala dar.

### 2.3.1 Dichtefluktuations während geomagnetischer Störungen

Im Jahre 1959 wurde zweimal eine vorübergehende Verstärkung der Abbremsung des Satelliten 1958  $\delta$  1 festgestellt; diese beiden Ereignisse stimmten im Zeitpunkt ihres Auftretens und in ihrer Dauer mit zwei intensiven geomagnetischen Stürmen überein [JACCHIA 1959 b]. Seit dieser Zeit sind kurzzeitige atmosphärische Dichte- und Temperaturfluktuationen mit einer typischen Dauer von ein oder zwei Tagen im Zusammenhang mit schwachen und starken geomagnetischen Störungen aus den Umlaufzeitänderungen mehrerer Satelliten im Höhenbereich zwischen 160 km und 1000 km abgeleitet worden und unter der Bezeichnung „geomagnetischer Effekt“ (geomagnetic activity effect) bekannt geworden [GROVES 1961 c; JACCHIA 1961 a; JACCHIA und SLOWEY 1964; JACCHIA, SLOWEY und VERNIANI 1966; JACOBS 1966; MOE 1966; ROEMER 1966, 1967]. NEWTON, HOROWITZ und PRIESTER [1965] untersuchten den geomagnetischen Effekt in der Atmosphäre an Hand der in situ-Messungen mit den Manometern des Satelliten Explorer 17.

Die Amplitude der Dichteveriationen während geomagnetischer Störungen wächst mit der Höhe auf ähnliche Weise an wie die Amplitude der 27-Tage-Variation in Gasdichte und Temperatur, die höchstwahrscheinlich auf die variable Emission der Sonne im extremen Ultraviolett (EUV) zurückgeht (s. Kap. 2.3.2). Bei beiden Effekten wächst die Amplitude mit der Höhe bis zu einem Maximalwert und nimmt nach Erreichen des Heliumgürtels (helium belt) wieder ab. Daraus schloß JACCHIA [1966 a], daß die Energie-Dissipation, die für die beiden Erscheinungen verantwortlich ist, in einer vergleichbaren Höhe auftreten muß. Während des letzten Maximums der Sonnenaktivität

wurden die mit den geomagnetischen Störungen zusammenhängenden Dichtefluktuationen oft durch die 27-Tage-Variation überdeckt. So ließen sich in den Jahren 1958 bis 1960 nur Reaktionen der Atmosphäre auf schwere geomagnetische Stürme nachweisen. Während des Minimums der Sonnenaktivität tritt eine Umkehrung der Verhältnisse ein, da die 27-Tage-Variation auf Grund fehlender Sonnenflecken bedeutungslos wird. Dann lassen sich sogar Dichtefluktuationen in Verbindung mit kleinen Störungen im geomagnetischen Feld feststellen. Abb. 8 stellt ein Beispiel für die Situation bei abklingender Sonnenaktivität dar, wenn zusätzlich zur tageszeitlichen Variation sich Fluktuationen, die mit geomagnetischen Variationen niedriger Intensität verknüpft sind, klar aus den Daten von Injun 3 für eine Höhe von 250 km herausheben. Zwei Eigenschaften des geomagnetischen Effektes, nämlich die Intensität der Aufheizung und die Reaktionszeit der Atmosphäre, könnten eventuell einen Einblick in die Energiequellen und den Prozeß vermitteln, der die Dichtefluktuationen verursacht. Um die Zeit zu bestimmen, um die die Reaktion der Atmosphäre hinter dem Maximum der geomagnetischen Störung zurückbleibt, ist es zweckmäßig, die Dichtedaten oder noch besser die Beschleunigungswerte selbst zu analysieren. Aber um die Intensität der atmosphärischen Reaktion zu untersuchen, ist es oft nötig, die Dichteveränderungen in Temperaturvariationen umzurechnen, um verschiedene Einzelereignisse in verschiedenen Höhen miteinander verknüpfen zu können. Diese Umrechnung wird mit Hilfe eines geeigneten Atmosphärenmodells durchgeführt. Die Konversion kann nicht als fehlerfrei angesehen werden, da die bisherigen Atmosphärenmodelle von Gleichgewichtsbedingungen ausgehen, die bei einer so kurzlebigen Erscheinung wie der Reaktion der Atmosphäre auf einen geomagnetischen Sturm sich wahrscheinlich noch nicht eingestellt haben oder gar nicht gelten. Deshalb sollte beachtet werden, daß die Temperatur in diesem Zusammenhang im wesentlichen nur ein zweckmäßiges Maß für die Dichte der Atmosphäre darstellt.

Abb. 8: Der Dichteverlauf in 250 km Höhe von Dezember 1962 bis Juni 1963.

Die Gasdichte im unteren Teil ist in logarithmischem Maß als Funktion der Ortszeit  $t$  (in Stunden) dargestellt. Die Zahlen an einigen Punkten geben die geographische Breite des Perigäums an. Zusätzlich zu den einzelnen Werten sind Profile eingezeichnet, die die CIRA-Modelle  $S = 90$  (ausgezogen) und  $S = 100$  (gestrichelt) repräsentieren. Am oberen Rand ist die Zeit im bürgerlichen Kalender und als modifiziertes Julianisches Datum (MJD) abgetragen. Zum Vergleich sind der planetare geomagnetische Index  $A_p$  und der solare 10.7-cm-Strahlungsfluß  $F$  als Funktion der Zeit aufgetragen [aus: PRIESTER 1965].

Densities at a height of 250 km for the time interval December 1962 to June 1963. The data are plotted as function of local time  $t$ . The corresponding dates are given at the top, also as MJD (Modified Julian Date). For comparison the geomagnetic index  $A_p$  and the solar 10.7-cm-flux  $F$  are presented. The numbers on the densities indicate the geographic latitude of perigee. The curves represent the CIRA 1965-models  $S = 90$  and  $S = 100$  [from PRIESTER 1965].

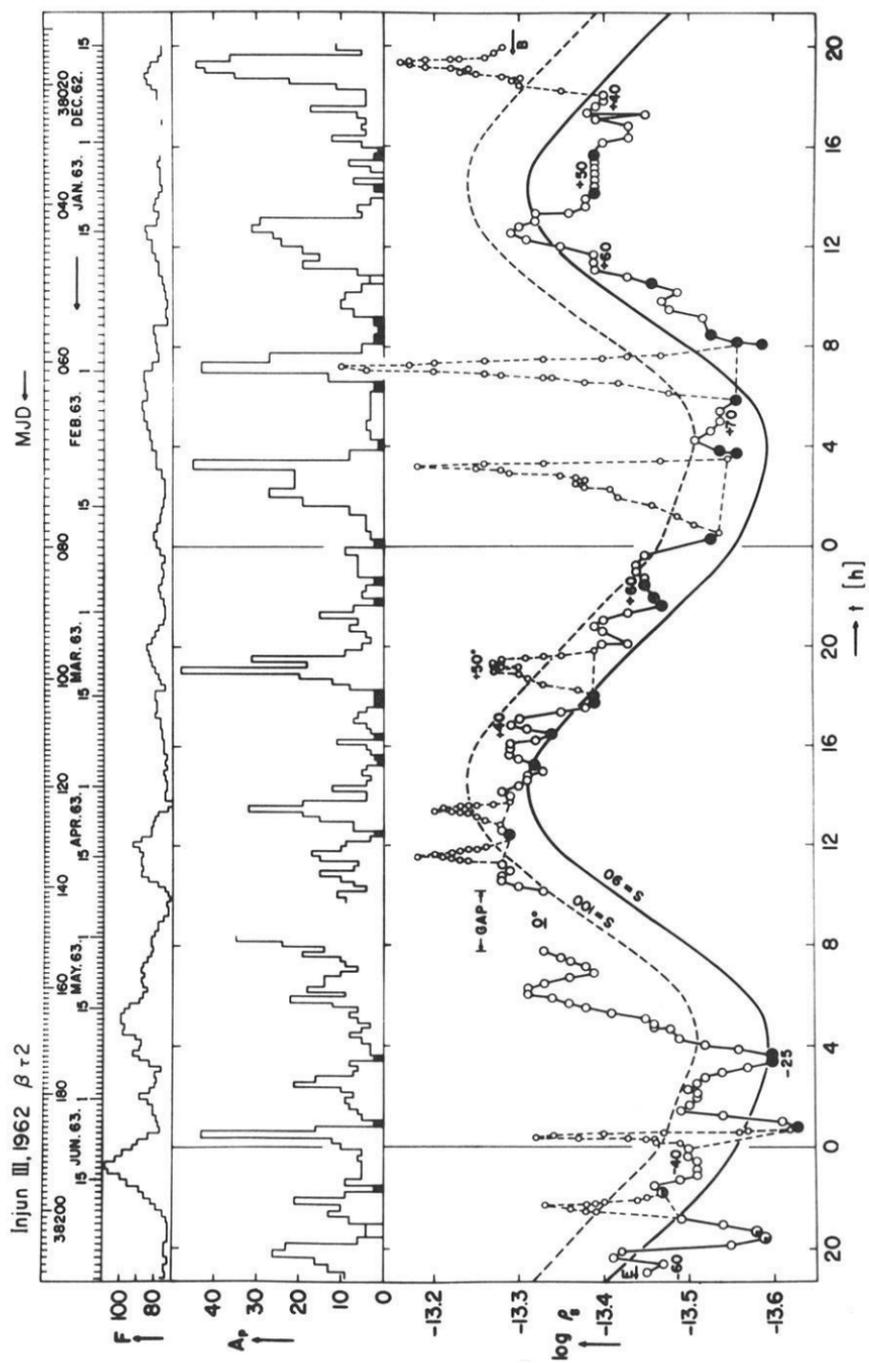


Abb. 8.

Die neueren Untersuchungen über den geomagnetischen Effekt in der Hochatmosphäre offenbarten eine sehr interessante Eigenschaft [JACCHIA und SLOWEY 1964 c; NEWTON et al. 1965]: Die frühe Statistik, die nur auf den Reaktionen aufbaute, die im Zuge von starken geomagnetischen Stürmen beobachtet worden waren, hatte ergeben, daß der Temperaturanstieg proportional zum 3stündigen planetaren geomagnetischen Index  $a_p$  ist [JACCHIA und SLOWEY, 1964 a]:

$$\Delta T \propto a_p. \quad (2.3)$$

Dagegen erbrachte die Analyse von Dichtefluktuationen im Zusammenhang mit geomagnetischen Störungen geringer Intensität ( $a_p < 80$ ), daß der Temperaturanstieg linear mit dem Index  $K_p$  korreliert ist [JACCHIA und SLOWEY 1964 c; NEWTON et al. 1965]:

$$\Delta T \propto K_p. \quad (2.4)$$

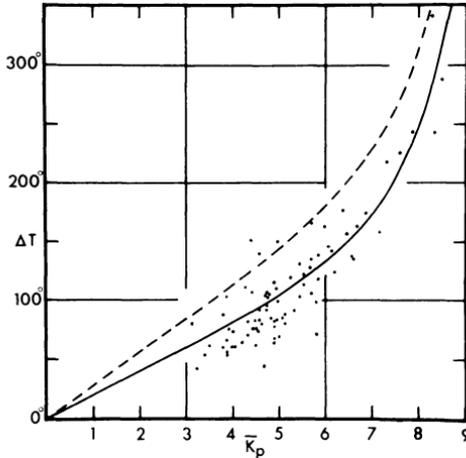


Abb. 9: Temperaturanstieg während geomagnetischer Störungen.

Der Temperaturanstieg während eines geomagnetischen Sturmes der Intensität  $K_p$  (gleitendes Mittel über 0.4 Tage) ist mit den individuellen Ergebnissen von Explorer 9 wiedergegeben. Die ausgezogene Kurve stellt die Beziehung (2.5), die gestrichelte Kurve die Beziehung (2.6) dar. Die Abbildung basiert auf Resultaten von JACCHIA, SLOWEY und VERNIANI [1966] und ROEMER [1967 b].

Temperature increment as function of the geomagnetic index  $K_p$ . Plotted is the temperature increase  $\Delta T$  during a geomagnetic disturbance of intensity  $\bar{K}_p$  (0.4-day running mean) as compared to completely quiet conditions. In addition to the individual data derived from Explorer 9 (dots) relations (2.5) and (2.6) are represented by the solid curve and the dashed curve, respectively. The diagram is based on results given by JACCHIA, SLOWEY and VERNIANI [1966] and by ROEMER [1967 b].

Im Jahre 1966 sind Präzisionsdaten des Satelliten Explorer 9 [ROEMER 1967 b] und von vier Satelliten in Bahnen großer Inklination — Injun 3, Explorer 17, Explorer 19 und Explorer 24 — untersucht worden [JACCHIA, SLOWEY und VERNIANI 1966]. Die Temperaturerhöhung, wie sie sich für die Jahre von 1961 bis 1963 aus den Daten des Explorer 9 für eine mittlere Perigäumshöhe von 620 km ergibt, läßt sich ausdrücken durch

$$\Delta T = 20^\circ \cdot \bar{K}_p + 0^\circ.03 \cdot \exp(\bar{K}_p) \quad (2.5)$$

wobei  $\Delta T$  die Temperaturzunahme und  $\bar{K}_p$  das Mittel der  $K_p$ -Indizes über 0,4 Tage ist [ROEMER 1967 b]. Die Analyse der Daten der vier obengenannten Satelliten hoher Inklination in den Jahren von 1963 bis 1965 ergab für den Höhenbereich von 250 km bis 615 km:

$$\Delta T = 28^\circ \cdot K_p + 0^\circ.03 \cdot \exp(K_p). \quad (2.6)$$

Dies gilt für niedrige bis mittlere Breiten ( $|\varphi| < 55^\circ$ ) bei ähnlicher Mittelung der  $K_p$ -Werte [JACCHIA et al. 1966]. Zur Ableitung der Beziehungen (2.5) und (2.6) wurde die Temperaturskala des J 65-Modells herangezogen. In Abb. 9 sind die einzelnen Ergebnisse von Explorer 9 und die Beziehungen (2.5) und (2.6) eingetragen. Der Unterschied zwischen (2.5) und (2.6) ist nicht auf systematische Differenzen bei den angewandten Verfahren zurückzuführen [ROEMER 1968] und stellt eventuell zwei verschiedene Phasen des Sonnenfleckenzyklus dar. Der Temperaturanstieg in der polaren Atmosphäre pro  $K_p$ -Einheit ist systematisch größer als der Wert aus Gleichung (2.6); aber für eine quantitative Beschreibung der Breitenabhängigkeit benötigt man noch weitere Daten [JACCHIA et al. 1966]. Das Ansteigen der Aufheizung in den Polarlicht-Zonen über den Effekt in niedrigen Breiten hinaus — es wurde zuerst von JACCHIA und SLOWEY [1964 b] veröffentlicht — scheint geringer als ein Faktor 2 zu sein.

Abbremsungsdaten hoher zeitlicher Auflösung sind untersucht worden, um die Zeit zu bestimmen, um die das Maximum der atmosphärischen Dichte hinter dem maximalen Wert des geomagnetischen Sturms zurückbleibt. Ein Beispiel des Profils eines geomagnetischen Sturmes und der sich anschließenden Erhöhung der atmosphärischen Abbremsung des Satelliten Explorer 9 ist in Abb. 10 gegeben. Die Zeit, zu der die Umlaufzeitänderung  $\dot{P}$  ihr Maximum erreicht, ist verglichen worden mit den Zeiten, zu denen die Maxima der geomagnetischen Variation für die ursprünglichen 3-Stunden- $a_p$ -Indizes, für die laufenden Mittel über 0,2 Tage (ausgezogener Pfeil) und für die laufenden Mittel über 0,4 Tage (gestrichelter Pfeil) auftreten. Im allgemeinen unterscheiden sich diese drei Zeitdifferenzen  $\Delta t$  untereinander während eines individuellen magnetischen Sturms, und der Betrag der Differenz hängt vom Profil des Sturms ab. Aber im Mittel hängt die Zeitverzögerung nicht vom Glätten der  $a_p$ -Indizes ab. Aus rund 100 Ereignissen während der Lebensdauer von Explorer 9 leitete ROEMER [1967 b] eine mittlere Zeitverzögerung  $\Delta t = 0,22 \pm 0,015$  Tage (entsprechend  $\Delta t = 5,3 \pm 0,4$  Stunden) ab in Übereinstimmung mit früheren Ergebnissen basierend auf Daten ge-

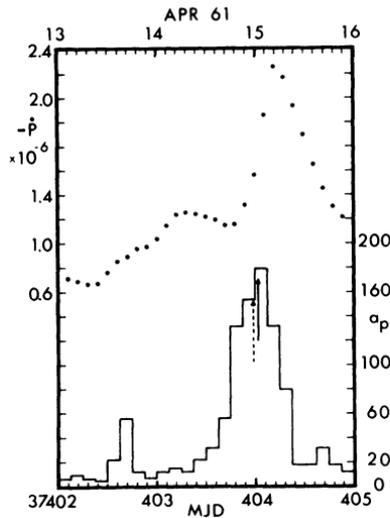


Abb. 10: Abbremsung des Satelliten Explorer 9 während eines geomagnetischen Sturms.

Die Umlaufzeitänderung  $\dot{P}$  ist in Intervallen von 0.1 Tagen gegen die Zeit aufgetragen. Zum Vergleich ist das Profil des magnetischen Sturms durch die 3stündigen  $a_p$ -Indizes dargestellt zusammen mit dem Maximum des gleitenden Mittels von  $a_p$  über 0.2 Tage (ausgezogener Pfeil) und dem des 0.4-Tage-Mittels (gestrichelter Pfeil) [aus: ROEMER 1967 b].

Increase of the atmospheric drag on Explorer 9 during a geomagnetic storm. The rate of change of the period  $\dot{P}$  is plotted in 0.1 day intervals versus time and compared with the 3-hourly  $a_p$ -indices and with the maximum of the 0.2-day running mean of  $a_p$  (solid arrow) and the 0.4-day mean (dotted arrow) [from ROEMER 1967 b].

ringerer Zeitauflösung (JACCHIA und SLOWEY 1964 a; ROEMER 1966). Aus ungefähr 80 Werten von den vier Satelliten hoher Inklination bestimmten JACCHIA, SLOWEY und VERNIANI [1966] die Verzögerungszeit. Sie stellten fest, daß die zeitliche Verzögerung in niedrigen und mittleren geographischen Breiten ( $|\varphi| < 55^\circ$ ;  $\Delta t = 0,30 \pm 0,01$  Tage) größer ist als in hohen Breiten ( $|\varphi| \geq 55^\circ$ ;  $\Delta t = 0,24 \pm 0,02$  Tage). JACOBS [1966] bestimmte aus den Daten von elf Satelliten in Höhen zwischen 165 km und 215 km nach der Methode der kleinsten Quadrate eine Zeitverzögerung von 0,23 Tagen ohne signifikante Abhängigkeit von der geographischen Breite. Dieses Ergebnis unterscheidet sich von dem Ergebnis, das JACCHIA und Mitarbeiter erhielten, aber es muß dabei berücksichtigt werden, daß die von JACOBS [1966] untersuchten Bahnen extrem niedrige Extenzritäten besaßen, die Schlußfolgerungen bezüglich einer Breiten-Abhängigkeit fraglich machen.

Während es eine Breitenabhängigkeit der Verzögerung zu geben scheint, läßt sich keine Abhängigkeit von der Tageszeit nachweisen [JACCHIA et al. 1966; ROEMER 1967 b]. Eine weitere Tatsache könnte einen Hinweis auf den Prozeß geben, durch den die

Atmosphäre zur Zeit geomagnetischer Störungen aufgeheizt wird: in Höhen zwischen 165 und 770 km ist bisher keine signifikante Abhängigkeit der Reaktionszeit von der Höhe beobachtet worden. Die Satelliten in diesem Höhenbereich erfahren eine verstärkte Abbremsung, die durch die vergrößerte Gasdichte in Umgebung des Perigäums verursacht wird, die sich in rund sechs Stunden nach dem Maximum der geomagnetischen Störung global aufgebaut hat.

Auf Grund der an Bord von Mariner 2 und den IMP-Satelliten gemessenen Korrelationen zwischen den Schwankungen des geomagnetischen Feldes und den Variationen des Sonnenwindes, der auf die Magnetosphäre auftrifft, sind wir sicher, daß die ursprüngliche Energiequelle für den geomagnetischen Effekt in der Hochatmosphäre der Sonnenwind ist. Nach DESSLER [1958] wird die Energie von hydromagnetischen Wellen durch die Magnetosphäre transportiert. Dann findet zwischen diesen Wellen und der Bewegung des Neutralgases ein Energieaustausch statt, und Wärmeleitungswellen werden erzeugt, die ihre Energie in der Thermosphäre verlieren [VOLLAND 1967]. Dieses Arbeitsmodell kann die beobachtete Zeitverzögerung, die fehlende Höhenabhängigkeit der Zeitverzögerung in dem bisher untersuchten Höhenbereich und qualitativ die Variation der Dichteamplitude mit der Höhe erklären.

### 2.3.2 27-Tage-Variation

Bei der Analyse der Umlaufzeitänderungen fand man als ersten Effekt eine Variation mit einer Periode von ungefähr 27 Tagen [JACCHIA und BRIGGS 1958], die einer Schwankung der Sonnenaktivität, gemessen durch den Strahlungsfluß der Dezimeterstrahlung, parallel läuft [PRIESTER 1959; JACCHIA 1959]. Ein Charakteristikum der Sonnenaktivität ist, daß während der meisten Zeit die Ausstrahlung durch Gruppen von Aktivitätszentren, wie z. B. Sonnenflecken, chromosphärischen Fackeln oder Koronakondensationen, auf der einen Hemisphäre der Sonne stärker ist. Daher ändern sich bei Beobachtung von der Erde aus die Indizes der Sonnenaktivität mit der Rotationsperiode der Sonne.

Die Korrelation zwischen der Gasdichte der Atmosphäre und der solaren 10,7-cm-Strahlung kann man aus Abb. 7 entnehmen. Dieses Diagramm zeigt auch das Abklingen der 27-Tage-Variation nach 1961, als die Sonne sich ihren Minimumsbedingungen näherte. Die 27-Tage-Variation während eines Teils des Jahres 1961 ist neben anderen Variationen in Abb. 11 zu erkennen, die Dichte und Temperatur mit einer wesentlich besseren Zeitauflösung als in Abb. 7 wiedergibt.

Es war natürlich von Anfang an klar, daß die Dezimeterstrahlung nur ein Indikator für die tatsächliche Energiequelle darstellt. Die wirkliche Wärmequelle ist zum größten Teil die solare extreme Ultraviolettstrahlung, unterhalb von 912 Å. Nach WALDMEIER und MÜLLER [1950] entsteht ein Teil der langsam variablen Komponente der solaren Dezimeterstrahlung durch thermische Emission aus Koronakondensationen, die Quellen weicher Röntgenstrahlen und extremer Ultravioletter Strahlung (EUV) sind [ELWERT 1965].

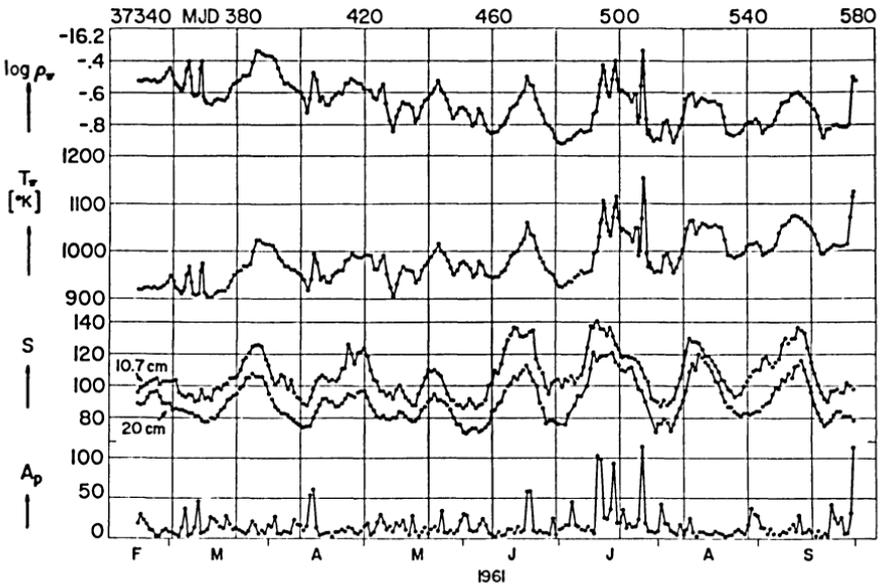


Abb. 11: Die 27-Tage-Variation in Dichte und Temperatur.

Die Dichte im Perigäum  $\log \rho_{\pi}$  in logarithmischem Maßstab und die Temperatur  $T_{\pi}$  aus Daten des Satelliten Explorer 9 sind in Abhängigkeit von der Zeit in den beiden oberen Kurven dargestellt. Dichte und Temperatur zeigen eine enge Korrelation mit dem solaren Strahlungsfluß  $S$  bei 10,7 cm und 20 cm Wellenlänge. Der 27-Tage-Variation überlagert sind gelegentlich Spitzen, die mit Störungen im Erdmagnetfeld repräsentiert durch den planetaren Index  $A_p$  korreliert sind [aus: JACCHIA und SLOWEY 1962].

27-day variation in density and temperature derived from Explorer 9. Both temperature  $T_{\pi}$  and density  $\log \rho_{\pi}$  show a close correlation with the solar flux at 10,7 and 20 cm wavelength. In addition spikes in density and temperature connected to perturbations in the geomagnetic index  $A_p$  can be seen. The date on the lower axis is also given in Modified Julian Days (MJD) on the top [from JACCHIA and SLOWEY 1962].

Diese theoretischen Betrachtungen wurden durch Messungen von OSO 1 im März und April 1962 bestätigt. Jene Messungen ergaben einen engen Zusammenhang zwischen dem integrierten EUV-Strahlungsfluß in mehreren Emissions-Linien zwischen 50 Å und 400 Å und dem 10,7-cm-Strahlungsfluß [NEUPERT, BEHRING und LINDSAY 1964].

Quantitative Unterschiede in den Amplituden von Linien wie die Fe XV- und die Fe XVI-Linie in bezug auf die intensive He II-Linie (304 Å) lassen sich durch die Tatsache erklären, daß nicht nur die aktiven Gebiete der Sonne, sondern auch die Scheibe zu Emission der 304-Å-Linie beitragen, während die anderen Linien nur in

den aktiven Gebieten entstehen [PURCELL, GARRETT und TOUSEY 1964]. Die langsam variable Dezimeterstrahlung besteht auch aus einer Komponente der aktiven Zonen mit der typischen 27-Tage-Variation und aus einer Komponente der Scheibe mit Schwankungen während des 11jährigen Sonnenfleckenzyklus [HACHENBERG 1965]. Daher erwartet man, daß die über mehrere Rotationsperioden gemittelte Dezimeterstrahlung ein guter Indikator für eine mögliche Langzeit-Variation der Atmosphäre sein sollte. Tatsächlich hat man diese Langzeitvariation gefunden (Kap. 2.3.4). Während wir etwas über die Variation der Scheibenkomponente der Dezimeterstrahlung während des Sonnenfleckenzyklus wissen, muß eine mögliche Langzeit-Variation der EUV-Scheibenkomponente noch gemessen werden, um eine quantitative Beziehung zwischen den solaren EUV-Variationen und der Reaktion der Atmosphäre aufzustellen. Aber die Dezimeterstrahlung hat sich in der Hochatmosphäre als ein zuverlässiger Index für die Sonnenaktivität erwiesen.

Die 27-Tage-Variation ist sowohl in der Gasdichte als auch in der abgeleiteten Temperatur der Thermopause untersucht worden. Bei Analyse der Dichteveränderungen erwies sich der Ansatz

$$\Delta \log \rho = m(z, t) \cdot (\log F - \log \bar{F}) \quad (2.7)$$

als erfolgreich.  $\rho$  bedeutet dabei die atmosphärische Dichte,  $F$  den täglichen 10,7-cm-Strahlungsfluß in Einheiten von  $10^{-22} \text{ W/m}^2 \cdot \text{Hz}$ ,  $\bar{F}$  einen Mittelwert von  $F$  über mehrere Rotationsperioden der Sonne und  $m(z, t)$  einen empirischen Koeffizienten, der eine Funktion der Höhe und der Ortszeit ist [MARTIN et al. 1961; JACCHIA 1961 b; PRIESTER 1961; ROEMER 1963]. Seit der Existenz geeigneter Atmosphärenmodelle stellte es sich als zweckmäßiger heraus, die 27-Tage-Variation der Dichte auf die Temperatur umzurechnen und einen Zusammenhang zwischen der Variation der solaren Dezimeterstrahlung und der Exosphärentemperatur herzustellen. Mit Hilfe des J 65-Modells [JACCHIA 1965 b] läßt sich die Variation der Nachttemperatur  $\Delta T_N$  darstellen durch:

$$\Delta T_N = 1^\circ \cdot 8 (F - \bar{F}), \quad (2.8)$$

wobei  $F$  der tägliche 10,7-cm-Strahlungsfluß und  $\bar{F}$  das Mittel über mehrere Rotationsperioden sind. Mit dem CIRA 1965-Atmosphärenmodell kann die beobachtete 27-Tagevariation durch

$$\Delta T_N = 1^\circ \cdot 9 (F - \bar{F}) \quad (2.9)$$

beschrieben werden. Der numerische Koeffizient in (2.8) und (2.9) ist am Tage größer, z. B. gleich  $2,4^\circ$  in der Temperaturskala des J 65-Modells für  $14^{\text{h}}$  Ortszeit.

Spektroskopische Messungen des Photonenflusses von Raketen aus [HINTEREGGER 1962] hatten nachgewiesen, daß die von der Sonne ausgestrahlte Energie im extremen Ultraviolett ausreicht, um die Aufheizung der Atmosphäre zum größten Teil zu erklären. Diese Energie wird gerade in jenem Höhenbereich der Atmosphäre absorbiert,

der im Rahmen der bisherigen theoretischen Ansätze für die Erklärung der Amplituden der Dichteveränderungen nötig ist, die in verschiedenen Höhen beobachtet werden. Deshalb erscheint die Annahme vernünftig, daß die variable EUV-Strahlung der Sonne bei der Erzeugung der 27-Tage-Variation der Dichte dominiert.

Diese Annahme ist von MACDONALD [1963] angezweifelt worden, der für die 27-Tage-Variation der Atmosphäre auf Grund einer beobachteten Zeitverzögerung von 2,3 Tagen gegenüber der Variation der solaren Dezimeterstrahlung ausging. Da der solare Wind bei einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von 750 km/s etwa zwei Tage für seinen Weg von der Sonne bis zur Erde braucht, schloß MACDONALD, daß die 27-Tage-Variation der Atmosphäre auf den solaren Wind zurückzuführen ist. Mehrere Einwände gegen die Hypothese sind vorgebracht worden. JACCHIA [1965 a] wies darauf hin, daß auf Grund von Messungen der Mariner 2 [SNYDER, NEUGEBAUER und RAO 1963] die Geschwindigkeit des solaren Windes in Erdnähe mit dem geomagnetischen Index  $K_p$  und nicht mit der Dezimeterstrahlung korreliert ist und daß die mittlere Geschwindigkeit bei 450 km/s liegt. Darüber hinaus analysierte MACDONALD [1963] Daten, die nicht vom geomagnetischen Effekt befreit waren. Viele der wiederkehrenden geomagnetischen Störungen (recurrent disturbances) entstehen in den Gebieten auf der Sonne, die die verstärkte Dezimeterstrahlung aussenden. Diese Störungen machen sich mit Verzögerungen von einem oder zwei Tagen auf der Erde bemerkbar, und eine systematische Verzögerung dieser Größenordnung kann durch die Überlagerung der mit den geomagnetischen Störungen zusammenhängenden Dichte-Variationen und der reinen 27-Tage-Variation der Atmosphäre entstehen [JACCHIA 1966 a].

Auf der anderen Seite lieferte die Bestimmung der Reaktionszeit der Atmosphäre innerhalb der 27-Tage-Variation — für diese Rechnungen wurde das Datenmaterial aus dem Zeitraum von 1958 bis 1961 von sechs Satelliten zugrunde gelegt — eine mittlere Reaktionszeit für den Höhenbereich von 355 km bis 710 km von  $1,0 \pm 0,12$  Tagen [ROEMER 1967 a]. Dieses Ergebnis stimmt mit der Untersuchung der Zeitverzögerung zwischen der Exosphärentemperatur und dem integrierten EUV-Fluß überein, der von OSO 1 gemessen wurde [BOURDEAU, CHANDRA und NEUPERT 1964; PRIESTER 1965]. Eine Reaktionszeit in der Größenordnung von einem Tag läßt sich nicht durch den solaren Wind als Ursache für die 27-Tage-Variation der Atmosphäre erklären, weil damit eine viel zu große Geschwindigkeit des solaren Windes verbunden wäre. Außerdem scheint die mittlere Verzögerung auf der Basis der Daten von sechs Satelliten während des Tages kleiner zu sein. Dies weist auf einen Zusammenhang mit der von Tageslicht bestrahlten Hemisphäre hin. Diese Ergebnisse unterstützen die dominierende Funktion der solaren EUV-Strahlung als Energiequelle bei der 27-Tage-Variation der Atmosphäre. Außerdem zeigte BLUM [1967], daß es unter Berücksichtigung der Absorption der solaren EUV-Strahlung als alleiniger Wärmequelle auf der Basis existierender Atmosphärenmodelle [VOLLAND 1966] möglich ist, eine Zeitverzögerung von 0,6 Tagen in der 27-Tage-Variation zu erhalten. Dieser theoretisch ermittelte Wert liegt sehr gut innerhalb des Streubereiches von  $\pm 1$  Tag um den Mittelwert aller bisher ausgewerteten Zeitverzögerungen der 27-Tage-Variation.

### 2.3.3 Halbjährliche Variation

PAETZOLD und ZSCHÖRNER [1960] waren die ersten, die eine Variation der Dichte mit einer charakteristischen Zeitskala von einem halben Jahr nachwies. Seitdem konnte diese halbjährliche Variation in den Abbremsungsdaten von Satelliten in Höhen zwischen 200 km und 1500 km nachgewiesen werden. Im Gegensatz zu den anderen Variationen steht diese in keiner direkten Beziehung zur geomagnetischen oder zur solaren Aktivität oder auch zur Stellung der Sonne in bezug auf eine Position in der Atmosphäre zu einer bestimmten Zeit, d. h. in bezug auf „astrogeographische“ Parameter.

Bevor wir die verschiedenen Hypothesen bezüglich der Energiequelle und des Mechanismus dieses Effektes erwähnen — unter allen Variationen versteht man diese am wenigsten —, fassen wir die Beobachtungsergebnisse zusammen. Die halbjährliche Dichte- und Temperaturvariation verläuft bemerkenswert glatt. Die Amplitude der Temperaturvariation ändert sich im Laufe des Sonnenfleckenzyklus und ist der ge-glätteten Dezimeterstrahlung proportional [JACCHIA 1965 a]. Die Situation wird durch die Tatsache verwickelt, daß das Oktober-Maximum systematisch höher ist als das April-Maximum und daß das Juli-Minimum niedriger als das Januar-Minimum ist [z. B. PAETZOLD und ZSCHÖRNER 1961; ROEMER 1963; JACCHIA 1965 a]. Die Zeiten, zu denen die Maxima und Minima auftreten, schwanken von Jahr zu Jahr um etwa einen Monat. Diese Eigenschaften sind in Abb. 12 deutlich zu erkennen; diese Abbildung zeigt die Ergebnisse von sechs Satelliten über einen Zeitraum von acht Jahren. Aufgrund der detaillierten Analyse kommen JACCHIA, SLOWEY und CAMPBELL [1968] zu folgenden Schlußfolgerungen über die Eigenschaften der halbjährlichen Variation im Höhenbereich von 250 bis 650 km:

1. Die halbjährliche Variation ist eine stabile Erscheinung in der Thermosphäre.
2. Das Profil der Temperaturvariation ist veränderlich von Jahr zu Jahr.
3. Die individuellen Temperaturprofile, erhalten aus Daten jedes einzelnen der sechs Satelliten, sind streng in Phase und zeigen dieselbe Amplitude unabhängig von der Höhe. Jede Besonderheit der Kurve — so z. B. ein Maximum, das besonders hoch oder breit ist oder spät auftritt — kann man in allen Profilen erkennen, die den betrachteten Zeitraum überspannen.
4. Die Amplitude der Variation war groß im Sonnenfleckenmaximum (1958 bis 1959) und nahm zum Sonnenfleckenminimum ab (1963 bis 1965).
5. Die Amplitude der halbjährlichen Dichtevvariation bis zu Höhen von 650 km läßt sich als Resultat von Temperaturschwankungen in der Thermosphäre verstehen.

Eine Reihe von Hypothesen für die halbjährliche Variation sind aufgestellt worden, und die Ursache ist beim Sonnenwind und bei jahreszeitlichen Schwankungen der planetaren Zirkulation in der Thermosphäre gesucht worden. Die Vor- und Nachteile der verschiedenen zur Diskussion gestellten Mechanismen und Energiequellen sind

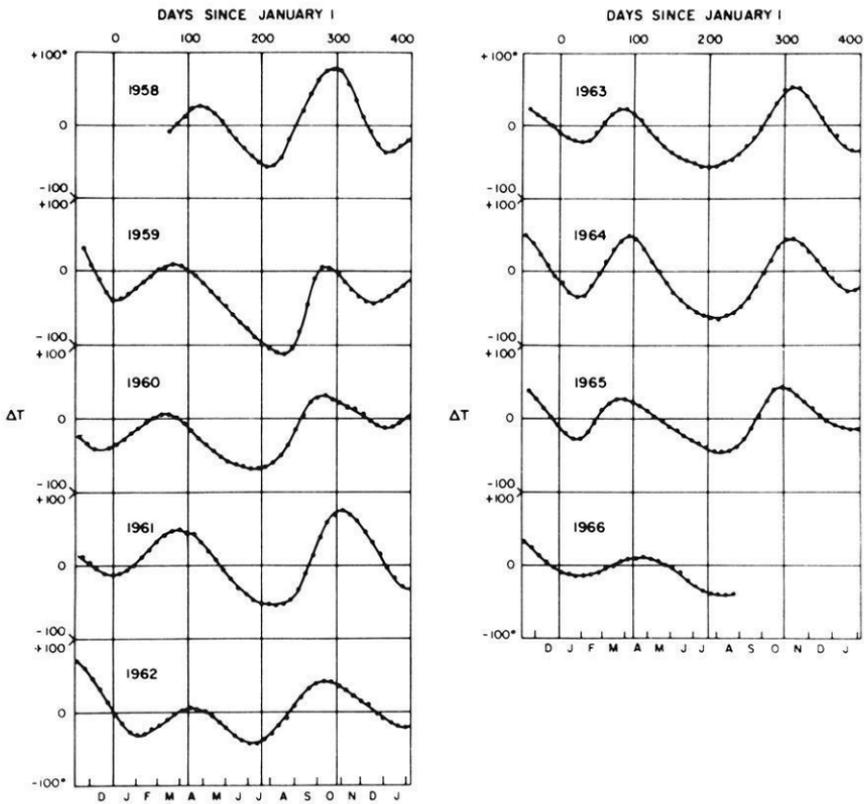


Abb. 12: Halbjährliche Variation in der Nachttemperatur der Thermopause.

Jeweils über ein Jahr aufgetragen ist die halbjährliche Variation der Exosphären-temperatur, wie sie aus Daten von sechs Satelliten für die Zeit von 1958 bis 1966 folgt. Die Temperaturvariation in den einzelnen Jahren ist auf ein festes Niveau der Sonnenaktivität reduziert gegeben durch den mittleren 10.7-cm-Strahlungsfluß von  $100 \cdot 10^{-22} \text{ W/m}^2 \text{ Hz}$  [aus: JACHIA, SLOWEY und CAMPBELL 1968].

The semiannual temperature variation, year by year. Plotted is the mean exospheric temperature variation as derived from data of six satellites for the years 1958 to 1966. The temperature difference  $\Delta T$  from the annual mean in each year is reduced to a standard level of solar activity given by the 10.7-cm-solar flux  $100 \cdot 10^{-22} \text{ W/m}^2 \text{ Hz}$  [from JACCHIA, SLOWEY and CAMPBELL 1968].

ausführlich von JACCHIA [1965 a, 1966 a, b], PRIESTER [1963] und NEWELL [1968] erörtert worden. Zur Erklärung der Ergebnisse, die von Satelliten in Höhen unter 600 km gewonnen wurden, schien die Hypothese einer jahreszeitlichen Schwankung der planetaren Zirkulation in Höhe der Thermosphäre erfolversprechend zu sein.

Aber aus den Ergebnissen der Untersuchung der Abbremsung des Satelliten Echo 2 durch COOK und SCOTT [1966, 1967] muß man schließen, daß die halbjährliche Variation nicht allein thermischen Ursprungs sein kann. In 1130 km Höhe wird die Amplitude der halbjährlichen Dichteveriation ganz beträchtlich (Abb. 13). In der Nähe des Sonnenfleckenminimums erreicht die Amplitude fast einen Faktor 3 und übersteigt die Amplitude der Dichteänderung, die man aufgrund einer Temperaturvariation in der Thermosphäre im J 65-Modell erwartet, um mehr als eine Größenordnung. PRIESTER [1967] fand jedoch, daß die von COOK ermittelte Amplitude nicht viel größer ist als die, die man erhält, wenn die auf Grund der Daten von JACCHIA, SLOWEY und CAMPBELL [1968] berechnete Temperaturschwankung in Verbindung mit dem CIRA 1965-Modell gebraucht wird. Ein Teil der Diskrepanz zwischen den J 65- und CIRA-Modellen läßt sich auf ihre unterschiedliche Wasserstoffkonzentrationen bei niedriger Temperatur zurückführen, die durch ihre verschiedenen Extrapolationen der Wasserstoff-Dichten von KOCKARTS und NICOLET [1962, 1963] verursacht werden. Da die Dichte des Wasserstoffes in einer gegebenen Höhe abnimmt, wenn die Temperatur zu-

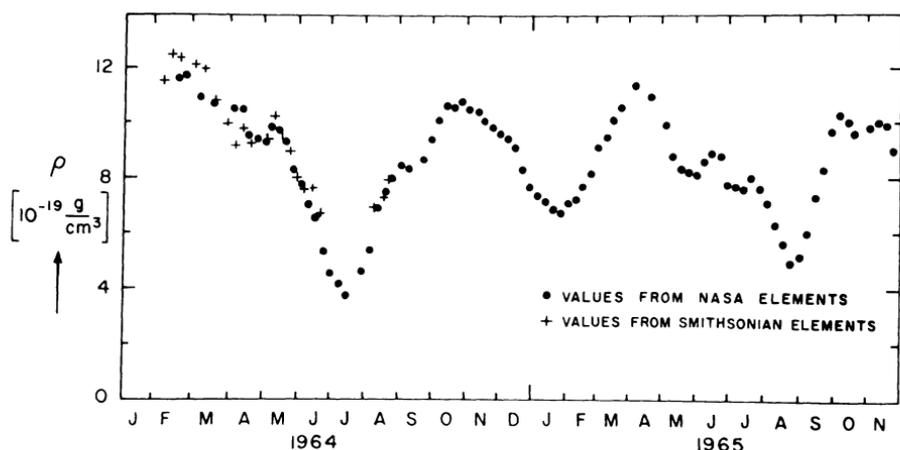


Abb. 13: Halbjährliche Dichteveriation in 1130 km Höhe aus Daten von Echo 2.

Geglättete Werte der Dichte (in  $10^{-19} \text{ g/cm}^3$ ) sind gegen die Zeit aufgetragen. Deutlich ist der halbjährliche Effekt zu erkennen mit einer Amplitude, die fast den Faktor 3 erreicht [aus: COOK und SCOTT 1966].

Semiannual density variation at a height of 1130 km derived from Echo 2. Smoothed density values are plotted versus time, in units of  $10^{-19} \text{ g/cm}^3$ . The amplitude of the variation reaches a factor of almost 3 [from COOK and SCOTT 1966].

nimmt, während Helium sich umgekehrt verhält, kann eine geeignete Kombination von Wasserstoff und Helium jede Dichtevariation thermischen Ursprungs eliminieren, wenn beide Komponenten allein die Atmosphäre aufbauen. Genau diese Situation tritt im J 65-Modell in etwa 1100 km Höhe auf, wenn die Exosphärentemperatur etwa  $650^{\circ}\text{K}$  beträgt [JACCHIA 1967]; dagegen ist die Wasserstoffkonzentration im CIRA 1965-Modell unter denselben Bedingungen um eine Größenordnung kleiner.

Dennoch reicht die Erklärung durch den unterschiedlichen Wasserstoffgehalt nicht allein aus. Eventuell spielt sich in der Exosphäre ein zusätzlicher halbjährlicher Effekt ab, der in der Thermosphäre nicht bemerkt wird oder nicht auftritt. COOK [1967] schlägt daher als Mechanismus vor, daß die halbjährliche Variation in der Thermosphäre von einer Höhenänderung der Helium-Turbopause, d. h. der Höhe, in der die molekulare Diffusion des Heliums einsetzt, begleitet wird. Da die Heliumkonzentration in großen Höhen sehr empfindlich auf eine Änderung der Turbopausehöhe reagiert, könnte so eine Verstärkung der halbjährlichen Dichtevariation innerhalb des Heliumgürtels möglich sein. Ungeklärt bleibt bei dieser Hypothese, wieso die Turbopausehöhe eine halbjährliche Variation zeigen soll. Dies ist sicher schwerer verständlich als eine rein jahreszeitliche Variation der Turbopausehöhe, die als Arbeitshypothese zur Erklärung der jahreszeitlichen Dichtevariation in großen Höhen herangezogen worden ist. Als weitere Lösungsmöglichkeit bietet sich die Suche nach einem Prozeß an, der nur oberhalb der Basis der Exosphäre wirkt und der von außen, etwa durch eine Wechselwirkung mit dem interstellaren Gas, ausgelöst wird [FAHR 1968 b].

Überraschend groß war die halbjährliche Dichtevariation in 190 km Höhe in den Jahren 1966/67 mit einem Verhältnis von Maximum zu Minimum von 1,45 [KING-HELE und HINGSTON 1967 b]. Bemerkenswert ist dabei, daß die Variation in 190 km Höhe genau in Phase war mit der Dichtevariation in 1130 km Höhe bei einem Verhältnis von  $10^5$  zwischen den Mittelwerten der Dichte. Insgesamt gesehen verdient die halbjährliche Variation das Prädikat rätselhaft als erste unter den beobachteten Variationen in der Hochatmosphäre. Der halbjährliche Effekt tritt jedoch als solcher in der Hochatmosphäre zweifellos auf. Er war in der Vergangenheit Gegenstand von Diskussionen, die seine Realität betrafen. Auch A. D. ANDERSONS Hypothese, daß der halbjährliche Effekt eine verschleierte Breitenvariation ist, läßt sich nicht aufrechterhalten. ANDERSON [1966] erhob Einwände gegen den Effekt, wie er sich aus den Satelliten in Bahnen niedriger bis mittlerer Inklination ergab. Aber KING-HELE [1966 b] zog einen Satelliten mit einer Bahn hoher Inklination und kleiner Exzentrizität (Samos 2 mit einem Perigäum von 500 km) heran und bestätigte, daß der halbjährliche Effekt tatsächlich als ein zeitabhängiger Effekt existiert.

### 2.3.4 Langzeitige Variation im Sonnenfleckenzyklus

Die Variation der Hochatmosphäre mit der längsten charakteristischen Zeitskala läuft der geglätteten Variation der Sonnenaktivität während ihres elfjährigen Zyklus parallel. Diese Variation hat man während der abnehmenden Phase der Sonnenaktivi-

tät in den Dichtedaten gefunden [z. B. KING-HELE und WALKER 1961; JACCHIA und SLOWEY 1962; KING-HELE und REES 1963; ROEMER 1963; KING-HELE und QUINN 1965 a]. Abb. 3 gibt die Änderung der mittleren Dichte in dem Höhenbereich zwischen 200 km und 750 km für die Zeit zwischen dem Sonnenfleckenmaximum und dem Minimum wieder, basierend auf den Daten von 46 Satelliten [KING-HELE und QUINN 1965 a]. Bei Umrechnung der Dichtewerte mit dem J 65-Modell erhält man im Mittel eine lineare Beziehung zwischen der mittleren Exosphärentemperatur und dem geglätteten solaren 10,7-cm-Strahlungsfluß [JACCHIA 1965 b]. In Abb. 14 sind die Ergebnisse von mehr als fünf Satelliten dargestellt, die JACCHIA [1965 b] erhielt. Ein Vergleich zwischen der Kurve für die Dezimeterstrahlung und derjenigen für die Dichte und Temperatur — in jeder Darstellung wurde die Zeit als Abszisse gewählt — zeigt, daß der langzeitige Trend in den Dichte- und Temperaturkurven zweimal so groß ist wie in der Strahlungsflußkurve. JACCHIA [1963 c], PAETZOLD [1963], ROEMER [1963] und HARRIS und PRIESTER [1962] untersuchten das unterschiedliche Verhalten der 27-Tage-Variation und der langzeitigen Variation, die offenbar eine elfjährige Periode besitzt. Der beste Weg zur Beschreibung des Phänomens besteht darin, den solaren 10,7-cm-Strahlungsfluß über einen Zeitraum von drei bis fünf Monaten zu mitteln, dieses Mittel  $\bar{F}$  dann als Index für den Sonnenfleckenzyklus und die täglichen Werte des Strahlungsflusses  $F$  als Index für die 27-Tage-Variation zu nehmen [ROEMER 1963; JACCHIA 1965]. Damit läßt sich das Nachtminimum der Exosphärentemperatur aus  $\bar{F}$  und  $F$  in Einheiten von  $10^{-22} \text{ W/m}^2 \cdot \text{Hz}$  berechnen:

$$T_{04} = 3.40 \bar{F} + 460 + 1.9 (F - \bar{F}) [^{\circ}\text{K}]. \quad (2.10)$$

Diese Daten stellen die Temperatur im CIRA 1965-Modell dar. Im Rahmen der Harris-Priester-Modelle (1962) in der verbesserten Version [ROEMER 1963] erhält man die Nachttemperatur in der langzeitigen Variation zu:

$$T_{04} = 3.46 \bar{F} + 465 + 1.9 (F - \bar{F}). \quad (2.11)$$

Das J 65-Modell ergibt für die Nachttemperatur der Thermopause:

$$T_{04} = 3.60 \bar{F} + 418 + 1.8 (F - \bar{F}). \quad (2.12)$$

Die Unterschiede zwischen diesen Formeln sind vernachlässigbar klein. Sie bleiben in gesamten möglichen Bereich von  $\bar{F}$  kleiner als etwa  $25^{\circ}\text{K}$  [PRIESTER 1965].

Wie bei der 27-Tage-Variation nimmt man an, daß die solare EUV-Strahlung die Hauptwärmequelle im langzeitigen Effekt (solar cycle effect) ist. Die Formeln (2.10) bis (2.12) lassen sich folgendermaßen interpretieren: Ungefähr 50% der veränderlichen Wärmequelle verhalten sich wie der tägliche Strahlungsfluß der Dezimeterstrahlung, d. h. die EUV-Strahlung, die diesen Teil der Wärmequelle ausmacht, ent-

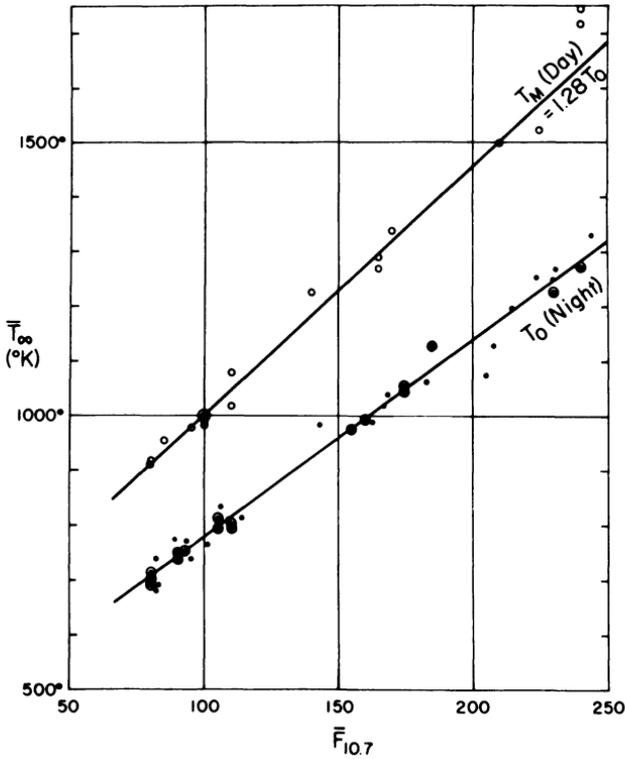


Abb. 14: Langzeitige Variation der mittleren Exosphärentemperatur für Tages- und Nachtbedingungen.

Temperaturen oberhalb der Thermopause, geglättet über zwei bis drei Sonnenrotationen,  $\bar{T}_\infty$ , ermittelt aus den Daten von mehr als fünf Satelliten, sind als Funktion des mittleren 10.7-cm-Strahlungsflusses  $\bar{F}_{10,7}$  (in Einheiten von  $10^{-22} \text{ W/m}^2 \text{ Hz}$ ) gezeichnet. Offene Kreise stellen individuelle tageszeitliche Maxima dar, eingekreiste Punkte individuelle Minima; Punkte repräsentieren Temperaturwerte, die auf tageszeitliche Minimumsbedingungen reduziert sind, wenn die halbjährliche Variation nahe beim jährlichen Durchschnitt war. Die Gerade für  $T_0$  gibt die Beziehung (2.12) wieder [aus JACCHIA 1965 b].

Day-time maximum and night-time minimum temperature above the thermopause as function of the smoothed 10.7-cm-flux. Open circles: individual maxima in the diurnal variation; dotted circles: individual minima; dots: temperatures reduced to night-time minimum conditions at times when the semiannual variation was close to the annual average. The line for  $T_0$  represents equ. (2.12) [from JACCHIA 1965 b].

steht in Koronakondensationen. Die übrigen 50% der Wärmequelle erfahren eine langzeitige Variation, ohne Schwankungsperioden von einigen Tagen zu zeigen. Die Prozentzahlen sollte man mit einiger Vorsicht betrachten, da sie von der speziellen Wahl der Parameter für die Sonnenaktivität abhängen. Seitdem jedoch mit Hilfe von OSO 1 der enge Zusammenhang zwischen den Spektrallinien im EUV-Bereich und der 10,7-cm-Strahlung nachgewiesen worden ist, ist der Dezimeterstrahlungsfluß als Index für die Sonnenaktivität solange brauchbar und zweckmäßig, bis eventuell in Zukunft kontinuierliche Messungen der EUV-Strahlung durch Satelliten vorliegen. Wir werden dann in der Lage sein, den Hilfsparameter für die solare Aktivität durch direkte Meßwerte des EUV-Strahlungsflusses zu ersetzen.

### Schlußbetrachtung

Die Untersuchung der Bahnstörungen hat im wesentlichen unsere gegenwärtige Kenntnis einer sehr dynamischen Hochatmosphäre begründet. Der tageszeitliche Effekt und die oben diskutierten Variationen wurden zuerst aus den Abbremsungsdaten abgeleitet. In Verbindung mit theoretischen Betrachtungen lassen sich die Abbremsungsdaten, die in erster Linie eine Berechnung der Gesamtdichte des Gases liefert, dazu verwenden, um die Temperatur und das mittlere Molekulargewicht abzuleiten. Aus dem mittleren Molekulargewicht, das aus den Daten des Satelliten Echo I [ROEMER 1961] berechnet wurde, und aus der Höhenabhängigkeit der Amplitude des geomagnetischen Effektes [JACCHIA 1961 b], schloß NICOLET [1961 c], daß Helium der Hauptbestandteil der unteren Exosphäre ist. Ein weiteres Beispiel für Rückschlüsse auf die Gaszusammensetzung sind die Arbeiten von KEATING und PRIOR [1966, 1967] über den erhöhten Heliumgehalt über dem Winterpol.

Zusätzlich zu den Abbremsungsdaten liefern Satelliten und Raketen, die für aeronomische in-situ-Messungen ausgerüstet sind, Daten hoher Orts- und Zeitauflösung für den Druck, die Dichte, die chemische Zusammensetzung, die Temperaturen usw. Obwohl die Dichten, die an Bord des Explorer 17 gemessen wurden, bis zu einem Faktor 2 niedriger sind als die Dichten, die aus der Abbremsung berechnet wurden, sollte man diesen Unterschied nicht überbewerten. Es bleibt zu hoffen, daß zahlreiche neue Ergebnisse mit verbesserter Genauigkeit sowohl von instrumentierten als auch von passiven Satelliten unsere Kenntnis über die Hochatmosphäre während der gegenwärtigen Phase zunehmender Sonnenaktivität vervollständigen.

### Literatur

- ANDERSON, A. D.: Existence of a significant latitudinal variation in density from 200 to 800 kilometers. *Nature* 209, 656—661, 1966
- BEARD, D. B.: Induction drag on satellites. Rand-Rept. R-339, 17-1, 1959
- BEARD, D. B., und F. S. JOHNSON: Charge and magnetic field interactions with satellites. *J. Geophys. Res.* 65, 1—7, 1960

- BEARD, D. B., und F. S. JOHNSON: Ionospheric limitations on attainable satellite potential. *J. Geophys. Res.* 66, 4113–4122, 1961
- BLUM, P. W.: The delay between solar activity and density changes in the upper atmosphere. *Planet. Space Sci.* 16, 1427–1440, 1968
- BOURDEAU, R. E., S. CHANDRA und W. M. NEUPERT: Time correlation of extreme ultraviolet radiation and thermospheric temperature. *J. Geophys. Res.* 69, 4531–4535, 1964
- BRYANT, R. W.: The effect of solar radiation pressure on the motion of an artificial satellite. *Astron. J.* 66, 430–432, 1961
- BUWALDA, E. P., und A. R. HIBBS: Satellite temperature measurements for 1958 alpha. NAS, IGY satellite report, Series No. 3, May 1, 1958
- CHOPRA, K. P.: Interactions of rapidly moving bodies in terrestrial atmosphere. *Rev. Mod. Phys.* 33, 153–189, 1961
- COOK, G. E.: Satellite drag coefficients. *Planet. Space Sci.* 13, 929–946, 1965
- : Drag coefficients of spherical satellites. *Ann. Géophys.* 22, 53–64, 1966
- : Comparison of air densities obtained from orbital decay and instruments. *Phil Trans. Roy. Soc., A*, 262, 172–184, 1967 a
- : The large semi-annual variation in exospheric density: A possible explanation. *Planet. Space Sci.* 15, 627–632, 1967 b
- COOK, G. E., und D. W. SCOTT: Exospheric densities near solar minimum from the orbit of Echo 2. *Planet. Space Sci.* 14, 1149–1165, 1966
- , —: Variation in exospheric density at heights near 1100 km, derived from satellite orbits. *Planet. Space Sci.* 15, 1933–1956, 1967
- COOK, G. E., D. G. KING-HELE und D. M. C. WALKER: The contraction of satellite orbits under the influence of air drag. Part. I: With spherically symmetrical atmosphere. *Proc. Roy. Soc. A*, 257, 224–249, 1960
- , —, —: The contraction of satellite orbits under the influence of air drag. Part. II: With oblate atmosphere. *Proc. Roy. Soc., A*, 264, 88–121, 1961
- COSPAR, Members of Working Group IV: CIRA 1965, COSPAR International Reference Atmosphere 1965, North Holland, Amsterdam, 313 pp.
- DAVIES, M. J.: The determination of small changes in the orbital elements of an earth satellite due to drag. in: *Dynamics of Satellites* (M. ROY, ed.), Berlin, pp. 111–122, 1963.
- DAVIES, A. H., und I. HARRIS: Interaction of a charged satellite with the ionosphere. NASA Techn. Note D-704, 7 pp., 1961
- DESSLER, A. J.: The propagation velocity of worldwide sudden commencements of magnetic storms. *J. Geophys. Res.* 63, 405–408, 1958
- DRELL, S. D., H. M. FOLEY und M. A. RUDERMANN: Drag and propulsion of large satellites in the ionosphere: An Alfvén propulsion engine in space. *J. Geophys. Res.* 70, 3131–3145, 1965
- ELWERT, G.: Röntgenstrahlung koronaler Kondensationen. *Z. Astrophysik* 41, 67–83, 1956

- FAHR, H. J.: On the influence of neutral interstellar matter on the upper atmosphere. *Astrophys. Space Sci.* 2, 474—495, 1968 a
- : Neutral corpuscular energy-flux by charge transfer collisions in the vicinity of the sun. *Astrophys. Space Sci.* 2, 495—503, 1968 b
- FEA, K.: Satellite accelerations and air densities at extreme altitudes. *Phil. Trans. Roy. Soc.* A, 262, 200—202, 1967
- FRIEDMAN, M.: A critical survey of upper atmosphere density measurements by means of ionization gauges. *Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep. No. 217*, 22 pp., 1966
- GROVES, G. V.: Effect of the earth's equatorial bulge on the life-time of artificial satellites and its use in determining atmospheric scale-height. *Nature* 181, 1055, 1958
- : Methods of calculating atmospheric densities from satellite orbit data. *Planet. Space Sci.* 5, 314—320, 1961 a
- : Correlation of upper atmosphere density with geomagnetic activity, November 1960. *Space Research II* (H. C. van de Hulst et al., ed.), pp. 751—753, 1961 b
- HACHENBERG, O.: Radio frequency emission of the sun in the centimeter wavelength range: The slowly varying sunspot component. In: *Solar System Radio Astronomy* (J. Aarons, ed.), New York, pp. 95—108, 1965
- HARRIS, I. und W. PRIESTER: Time-dependent structure of the upper atmosphere. *J. Atmosph. Sci.* 19, 286—301, 1962 a
- , —: Theoretical models for the solar-cycle variations of the upper atmosphere. *J. Geophys. Res.* 67, 4585—4591, 1962 b
- HINTEREGGER, H. E.: Absorption spectrometric analysis of the upper atmosphere in the EUV region. *J. Atmosph. Sci.* 19, 351—368, 1962
- HOHL, F. und G. P. WOOD: The electrostatic and electromagnetic drag forces on a spherical satellite in a rarefield partially ionized atmosphere. *Rarefied Gas Dynamics* (J. A. Laumann, ed.) pp. 45—64, 1963
- HUNT, D. C. und T. E. VAN ZANDT: Photoionization heating in the F region of the atmosphere. *J. Geophys. Res.* 66, 1673—1682, 1961
- JACCHIA, L. G.: Solar effects on the acceleration of artificial satellites. *Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep. No. 29*, 15 pp., 1959 a
- : Two atmospheric effects in the orbital acceleration of artificial satellites. *Nature* 183, 526—527, 1959 b
- : The effect of a variable scale height on determinations of atmospheric density from satellite accelerations. *Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep. No. 46*, 6 pp., 1960 a
- : A variable atmospheric density model from satellite accelerations. *J. Geophys. Res.* 65, 2775—2782, 1960 b
- : The atmospheric drag of artificial satellites during the November 1960 events. *Space Research II* (H. C. van de Hulst et al., ed.), pp. 747—750, 1961 a
- : A working model for the upper atmosphere. *Nature* 192, 1147—1148, 1961 b

- JACCHIA, L. G.: The determination of atmospheric drag on artificial satellites. In: *Dynamics of Satellites* (M. Roy., ed.), Berlin, pp. 136—142, 1963 a
- : Variations in the earth's upper atmosphere as revealed by satellite drag. *Rev. Mod. Phys.* 35, 973—991, 1963 b
- : Electromagnetic and corpuscular heating of the upper atmosphere. *Space Research III* (W. Priester, ed.), pp. 3—18, 1963 c
- : The temperature above the thermopause. In: *Space Research V* (P. Muller, ed.), pp. 1152—1174, 1965 a
- : Static diffusion models of the upper atmosphere with empirical temperature profiles. *Smithson. Contrib. Astrophys.* 8, 215—257, 1965 b
- : Density variations in the heterosphere. *Ann. Géophys.* 22, 75—85, 1966 a
- : Recent results at the Smithsonian Astrophysical Observatory. Vortrag, Discussion Meeting on Orbital Analysis, Roy. Soc., London, October 1966. (1966 b)
- : Properties of the upper atmosphere determined from satellite orbits. *Phil. Trans. Roy. Soc., A*, 262, 157—171, 1967 a
- : Recent results in the atmospheric region above 200 km and comparisons with CIRA 1965. *Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep. No. 245*, 25 pp. 1967 b
- JACCHIA, L. G. und R. E. BRIGGS: Orbital acceleration of satellite 1958 Beta 2. *SAO Spec. Rep. No. 18*, 1958 and *Smithson. Contrib. Astrophys.* 6, 13—15 (1963)
- JACCHIA, L. G.: The neutral atmosphere above 200 km: A progress report. Vortrag, 9. COSPAR International Space Science Symposium, Tokyo. May 1968
- JACCHIA, L. G. und J. SLOWEY: Accurate drag determinations for eight artificial satellites; atmospheric densities and temperatures. *Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep.*, No. 100, 117 pp., 1962
- , —: An analysis of the atmospheric drag of the Explorer IX satellite from precisely reduced photographic observations. *Space Research IV* (P. Muller, ed.), pp. 257—270, 1964 a
- , —: Atmospheric heating in the auroral zones: a preliminary analysis of the atmospheric drag of the Injun 3 satellite. *J. Geophys. Res.* 69, 905—910, 1964 b
- , —: Temperature variations in the upper atmosphere during geomagnetically quiet intervals. *J. Geophys. Res.* 69, 4145—4148, 1964 c
- , —: The shape and location of the diurnal bulge in the upper atmosphere. *Space Res. VII* (R. L. Smith-Rose, ed.), pp. 1077—1090, 1967 a
- , —: Diurnal and seasonal-latitudinal variations in the upper atmosphere. *Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep. No. 242*, 32 pp. 1967 b
- JACCHIA, L. G., J. SLOWEY und F. VERNIANI: Geomagnetic perturbations and upper atmosphere heating. *Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep. No. 218*, 27 pp., 1966
- JACCHIA, L. G., J. SLOWEY und I. G. CAMPBELL: A study of the semiannual density variation in the upper atmosphere from 1958 to 1966, based on satellite drag analysis. *Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep. No. 265*, 20 pp. 1968.

- JACOBS, R. L.: Atmospheric density derived from the drag of eleven low altitude satellites. Lockheed Missile and Space Company, Tracking Note No. 80, 30 pp., 1966
- JASTROW, R. und C. A. PEARSE: Atmospheric drag on the satellite. *J. Geophys. Res.* 62, 413, 1957.
- KAULA, W. M.: Celestial geodesy. in: *Advances of Geophysics IX* (H. E. Landsberg et al., ed.), New York, pp. 192—295, 1962
- KEATING, G. M. und E. J. PRIOR: Latitudinal and seasonal variations in atmospheric densities obtained during low solar activity by means of the inflatable air density satellites. *Space Research VII* (R. L. Smith-Rose, ed.), pp. 1119—1131, 1967
- , —: The winter helium bulge. *Space Res. VIII* (A. P. Mitra et al., ed.), pp. 982—995, 1968.
- KING-HELE, D. G.: The rotational speed of the upper atmosphere determined from changes in satellite orbits. *Space Res. V* (D. G. King-Hele et al., ed.), pp. 779—780, 1965
- : Methods of determining air density from satellite orbits. *Ann. Géophys.* 22, 40—52, 1966 a
- : The semi-annual variation in upper atmosphere density, as revealed by Samos 2. *Planet. Space Sci.* 14, 863—869, 1966 b
- KING-HELE, D. G. und D. M. C. WALKER: Upper-atmosphere density during the years 1957 to 1961, determined from satellite orbits. In: *Space Research II* (H. C. van de Hulst et al., ed.), pp. 918—952, 1961
- KING-HELE, D. G. und J. M. REES: The decrease in upper-atmosphere density between 1957 and 1963, as revealed by satellite orbits. *Journ. Atmos. Terr. Phys.* 25, 495—506, 1963
- KING-HELE, D. G. und E. QUINN: The variation of upper atmosphere density between sunspot maximum (1957—58) and minimum (1964). *Journ. Atmos. Terr. Phys.* 27, 197—209, 1965 a
- , —: Air density at heights of 150—300 km in the years 1962—1964. *Planet. Space Sci.* 13, 693—705, 1965 b
- , —: Upper atmosphere density determined from the orbits of Cosmos rockets. *Planet. Space Sci.* 16, 1023—1033, 1966
- KING-HELE, D. G. und R. R. ALLAN: The rotational speed of the upper atmosphere: A review. *Space Sci. Rev.* 6, 248—272, 1966
- KING-HELE, D. G. und J. HINGSTON: Variations in air density at heights near 150 km from the orbit of the satellite 1966—101 G. *Planet. Space Sci.* 15, 1883—1893, 1967 a
- , —: Air density at heights near 190 km in 1966—67 from the orbit of secor 6. *Planet. Space Sci.* 16, 675—691, 1967 b
- KING-HELE, D. G. und D. W. SCOTT: Further determinations of upper-atmosphere rotational speed from analysis of satellite orbits. *Planet. Space Sci.* 15, 1913—1931, 1967
- KOCKARTS, G. und M. NICOLET: Le problème aéronomique de L'hélium et de L'hydrogène neutres. *Ann. Géophys.* 18, 260—290, 1962
- KOCKARTS, G., und M. NICOLET: L'hélium et l'hydrogène atomique au cours d'un minimum d'activité solaire. *Ann. Géophys.* 19, 370—385, 1963.

- KOZAI, Y.: Effects of solar radiation pressure on the motion of an artificial satellite. *Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep.*, No. 56, pp. 25–33, 1961
- MACDONALD, G. F. C.: The escape of helium from the earth's atmosphere. *Rev. Geophys.* 1, 305–349, 1963
- MAROV, M. Ya.: Density of the upper atmosphere from data of Soviet satellite drag. *Space Research V* (D. G. King-Hele et al., ed.), pp. 1140–1149, 1965
- : Soviet data on densities and scale heights at altitudes greater than 150 km. *Space Research VIII* (A. P. Mitra et al., ed.), pp. 811–820, 1968
- MAROV, M. Ya. und A. M. ALPHEROV: Temperature and density of the thermosphere in 1966–67. *Vortrag 9. COSPAR International Space Science Symposium*. Tokyo, May 1968
- MARTIN, H. A., W. NEVELING, W. PRIESTER und M. ROEMER: Model of the upper atmosphere from 130 through 1600 km derived from satellite orbits. *Space Research II* (H. C. van de Hulst et al., ed.), pp. 902–917, 1961
- MAY, B. R.: A note on the feature and cause of the diurnal variation of neutral air density at 205 km. *Planet. Space Sci.* 11, 1273–1275, 1963
- MIKHNEVICH, V. V., B. S. DANILIN, A. I. REPNEV und V. A. SOKOLOV: Some results of the determination of the structural parameters of the atmosphere using the third Soviet artificial satellite. *Iskusstv. Sputniki Zemli* 3, 84. (*Artificial earth satellites*, ed. L. V. Kurnosova, New York, pp. 119–136, 1961), 1959
- MOE, K.: Absolute atmospheric densities determined from spin and orbital decay of Explorer VI. *Planet. Space Sci.* 14, 1065–1075, 1966
- MOE, K. und M. M. MOE: The effect of adsorption on densities measured by orbiting pressure gauges. *Planet. Space Sci.* 15, 1329–1332, 1967
- NEUPERT, W. M., W. E. BEHRING und J. C. LINDSAY: The solar spectrum from 50 to 400 Å. *Space Research IV* (P. Muller, ed.), pp. 719–729, 1964
- NEWELL, R. E.: Semiannual variation in thermospheric density. *Nature* 217, 150–151, 1968
- NEWTON, G. P., R. HOROWITZ und W. PRIESTER: Atmospheric density and temperature variations from the Explorer XVII satellite and a further comparison with satellite drag. *Planet. Space Sci.* 13, 599–616, 1965
- NICOLET, M.: Structure of the thermosphere, *Planet. Space Sci.* 5, 1–32, 1961 a
- : Density of the heterosphere related to temperature. *Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep.* No. 75, 1961 b
- : Helium, an important constituent in the lower exosphere. *J. Geophys. Res.* 66, 2263–2264, 1961 c
- PAETZOLD, H. K.: Solar activity effects in the upper atmosphere deduced from satellite observations. *Space Research III* (W. Priestler, ed.), pp. 28–52, 1963
- PAETZOLD, H. K. und H. ZSCHÖRNER: Bearings of Sputnik III and the variable acceleration of satellites. *Space Research I* (H. Kallmann-Bijl, ed.), pp. 24–36, 1960

- PAETZOLD, H. K. und H. ZSCHÖRNER: The structure of the upper atmosphere and its variations after satellite observations. *Space Research II* (H. C. van de Hulst et al., ed.), pp. 958—973, 1961
- PRIESTER, W.: Sonnenaktivität und Abbremsung der Erdsatelliten. *Naturwissenschaften* 46, 197—198, 1959
- : Solar activity effect and diurnal variation in the upper atmosphere. *J. Geophys. Res.* 66, 4143—4148, 1961
- : Discussion of atmospheric heat sources based on the analysis of satellite drag data. In: *Dynamics of Satellites* (M. Roy., ed.), Berlin, pp. 143—157, 1963
- : On the variations of the thermospheric structure. *Proc. Roy. Soc., A*, 288, 493—509, 1965
- : Density and temperature variations above 150 km. Vortrag Symposium on Meteorological Investigations above 70 km, Miami Beach, Florida. May 31—June 2, 1967
- PRIESTER, W. und H. A. MARTIN: Solare und tageszeitliche Effekte in der Hochatmosphäre aus Beobachtungen künstlicher Erdsatelliten. *Forschungsbericht des Landes NRW (Köln)*, Nr. 547, 53 pp., 1960
- PRIESTER, W., H. A. MARTIN und K. KAMP: Diurnal and seasonal density variations in the upper atmosphere. *Nature* 188, 202—204, 1960
- PURCELL, J. D., D. L. GARRETT und R. TOUSEY: Spectroheliograms in the extreme ultraviolet. *Astronom. J.* 69, 147, 1964
- RADZIJEVSKIY, V. V. und E. I. RAZBITNAJA: Acceleration of non-spherical objects by solar radiation pressure. *Astron. Zhurnal* 30, 616—618, 1953
- ROEMER, M.: Terrestrial exosphere at heights of 1000 to 1700 km. *Nature* 191, 238—240, 1961
- : Die Dichte der Hochatmosphäre und ihre Variationen während der Phase abklingender Sonnenaktivität 1958—1962. Veröff. Univ. Sternwarte Bonn, No. 68, 146 pp, 1963
- : Exospheric densities deduced from satellite drag data. In: *Space Research IV* (P. Muller, ed.), pp. 244—256, 1964
- : Atmospheric densities and temperatures from precisely reduced observations of the Explorer IX satellite. *Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep. No. 199*, 82 pp., 1966
- : Geomagnetic activity effect and 27-day variation: response time of the thermosphere and lower exosphere. *Space Research VII* (R. L. Smith-Rose, ed.), pp. 1091—1099, 1967 a
- : Geomagnetic activity effect derived from Explorer IX drag data. *Phil. Trans. Roy. Soc., A*. 262, 185—194, 1967 b
- : The response of the upper atmosphere during geomagnetic disturbances derived from the orbits of six satellites. Vortrag, 9. COSPAR International Space Science Symposium, Tokyo 1968
- SÄNGER, E.: Zur Kinetik des konvektiven Wärmeübergangs und der Strömungsreibung an spiegelnden Oberflächen. *Z. Naturforschg.* 9 a, 410, 1954
- SAMIR, U. und A. P. WILLMORE: The equilibrium potential of a spacecraft in the ionosphere. *Planet. Space Sci.* 14, 1131—1137, 1966

- SCHAMBERG, R.: A new analytic representation of surface interaction for hyperthermal free molecule flow with application to neutral-particle drag estimates of satellites. RAND Research Memo RM-2313. 88 pp., 1959
- SHAPIRO, I. I.: The prediction of satellite orbits. In: Dynamics of Satellites (M. Roy, ed.), pp. 257–312, 1963
- SHARP, G. W., W. B. HANSON und D. D. MCKIBBON: Atmospheric density measurements with a satellite-borne microphone gage. Journ. Geophys. Res. 67, 1375–1382, 1962
- SHEFOV, N. N.: Helium bulge of the upper atmosphere in the winter hemisphere — Twilight helium emission during low and high geomagnetic activity. Vortrag, 9. COSPAR Space Science Symposium, Tokyo, May 1968
- SLOWEY, J.: Atmospheric densities and temperatures from the drag analysis of the Explorer 17 satellite. Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep. No. 157, 16 pp, 1964
- SNYDER, C. W., M. NEUGEBAUER und U. R. RAO: The solar wind velocity and its correlation with cosmic-ray variations and with solar and geomagnetic activity. J. Geophys. Res. 68, 6361–6370, 1963
- STERNE, T. E.: Formula for inferring atmospheric density from the motion of artificial earth satellites. Science 127, 1245, 1958
- : Effect of the rotation of a planetary atmosphere upon the orbit of a close satellite. ARS J. 29, 777–782, 1959
- STIRTON, R. J.: The upper atmosphere and satellite drag. Smithsonian Contr. Astrophys. 5, 9–15, 1960
- TINSLEY, B. A.: Measurements of twilight helium 10830 Å emission. Planet. Space Sci. 16, 91–99, 1968
- VOLLAND, H.: A two dimensional dynamic model of the diurnal variation of the thermosphere. Part. I: Theory. J. Atmosph. Sci. 23, 799–807, 1966
- : Heat conduction waves in the upper atmosphere. Journ. Geophys. Res. 72, 2831–2841, 1967
- WACHMANN, H. Y.: The thermal accommodation coefficient: A critical survey. ARS Journal 32, 2–12, 1962
- WALDMEIER, M. und H. MÜLLER: Die Sonnenstrahlung im Gebiet von  $\lambda = 10$  cm. Z. Astrophys. 27, 58–72, 1950
- WYATT, S. P.: Solar effects in the motion of Vanguard. Nature 184 Suppl., 351–352, 1959
- : The effects of radiation pressure on the secular acceleration of satellites. Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep. No. 60, 16 pp., 1961 a
- : Effect of the diurnal atmospheric bulge on satellite accelerations. Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep. No. 63, 17 pp., 1961 b
- : The effect of terrestrial radiation pressure on satellite orbits. In: Dynamics of Satellites (M. Roy, ed.), Berlin, pp. 180–196, 1963

# The Effect of the Earth's Conductivity on Ionospheric Shielding

By A. A. ASHOUR, Cairo<sup>1)</sup>

Eingegangen am 24. August 1968

*Summary:* Calculations are made of the magnetic field of the currents induced in a non-uniformly conducting ionospheric shell and a concentric perfectly conducting core by an external periodic magnetic field. The model considered here is the same as that has been treated earlier by ASHOUR and PRICE except that now the conductivity of the earth is taken into account. The results show that the introduction of the core has a considerable effect on the observed field. The shielding of the ionosphere to changes in the earth's field originating from external sources and the difference between the screening of the day and night hemispheres are reduced due to the coupling between the earth and the ionosphere.

*Zusammenfassung:* Das Magnetfeld der Ströme wird berechnet, die in einer als unendlich dünn betrachteten Ionosphäre mit veränderlicher höhenintegrierter Leitfähigkeit und in einem gleichzeitig vorhandenen, unterhalb einer gewissen Tiefe ideal leitenden Erdkörper durch ein periodisch schwankendes äußeres Magnetfeld induziert werden. Das hier behandelte Modell unterscheidet sich von dem bereits von ASHOUR und PRICE untersuchten durch die Berücksichtigung des Einflusses des gut leitenden Erdkörpers. Das Ergebnis der Rechnungen zeigt, daß der ideal leitende Kern des Modells einen wesentlichen Einfluß auf das beobachtete Magnetfeld ausübt. Die abschirmende Wirkung der Ionosphäre gegenüber äußeren Schwankungen des Erdmagnetfeldes und die Differenz dieser Abschirmung zwischen der Tag- und Nachtseite werden durch die elektromagnetische Kopplung zwischen Ionosphäre und Erdkörper verringert.

## 1. Introduction

Ionospheric shielding to variations of the geomagnetic field originating from field changes outside the ionosphere has been discussed by several writers. ASHOUR and PRICE (1948)<sup>2)</sup> considered the currents induced in an isotropic ionospheric shell of non-uniform conductivity, being higher on the sunlit hemisphere than on the night hemisphere. They estimated, on the basis of their calculations, the mean integrated conductivity of the ionosphere to be about  $10^{-7}$  e. m. u. They also suggested explanations for some known features of micropulsations and the diurnal variation of the frequency of sudden commencements of magnetic storms. ASHOUR and FERRARO (1962, 1964) considered electromagnetic induction in an anisotropic non-uniform

<sup>1)</sup> Professor ATTIA A. ASHOUR, Department of Applied Mathematics, Cairo University, Cairo, UAR.

<sup>2)</sup> This paper will be referred to as [1] in what follows.

shell having a belt of high conductivity running along the equator to simulate the equatorial electrojet. They considered sudden changes in the inducing field and found that the antisymmetric part of the induced current system rotates about the geomagnetic axis. FERRIS and PRICE (1962, 1965) also considered the induction of electric currents in a non-uniform anisotropic ionosphere by periodic and aperiodic fields and found that the ionosphere would have a resonance property due to its anisotropic conductivity. This resonance property is associated with ASHOUR and FERRARO's rotation phenomenon.

In all these works however, the ionospheric models considered did not allow for the conductivity of the earth. The purpose of the present paper is to obtain an idea about the contribution to the modification of the field changes observed at the earth's surface, by the mutual coupling between the earth and the ionosphere. For this purpose, the non-uniform shell of [1] is again considered but with a perfectly conducting concentric shell inside to represent the conductivity of the earth. The representation of the conducting core of the earth by a perfectly conducting shell of radius smaller than that of the earth is justified by the analysis of LAHIRI and PRICE (1939) and has been adopted by several writers in connection with other investigations (see for example, RIKITAKE (1961), CHAPMAN (1964), ASHOUR and PRICE (1965)).

The results show that the introduction of the inner shell has a considerable effect on the observed total field (external and due to induced currents in the outer shell alone). Although the calculations are performed for a special model of the ionosphere which does not take into account the anisotropy of its conductivity, they show that the effect of the conductivity of the earth should be taken into account when considering electromagnetic induction in any ionospheric model. This effect may modify the physical results obtained on the basis of theories which do not allow for it, but such modifications are not discussed here.

## 2. The mathematical problem

We consider a thin non-uniform spherical shell of radius  $a$  and integrated conductivity  $k$  given by

$$k^{-1} = \varrho = \varrho_0 (1 + \varepsilon \cos \theta) \quad (1)$$

where  $\varrho_0$  and  $\varepsilon$  are constants,  $\varrho$  is the surface resistivity of the shell and  $(r, \theta, \Phi)$  are spherical polar coordinates with origin the centre of the shell. We also consider a concentric perfectly conducting shell of radius  $b = \nu a$  ( $0 \leq \nu < 1$ ). If  $\nu = 0$ , we have only the non-uniform shell and the model reduces to that considered in [1]. We shall also assume that the inducing field is of external origin and that it can be derived from a potential  $\Omega^{(e)}$  represented by one harmonic only, namely

$$\Omega^{(e)} = E(t) a \zeta^N P_N^M(\cos \theta) \cos M \Phi \quad (2)$$

where  $E(t)$  is a time factor,  $P_N^M(u)$  is the LEGENDRE associated function of degree  $N$  and order  $M$  in  $u$  and  $\zeta = r/a$ . The potential of the induced currents (in both shells)  $\Omega^{(i)}$  is then given by

$$\Omega_1^{(i)} = a \sum_{n \geq M} \{e_n + f_n v^{-n}\} \zeta^n P_n^M(\cos \theta) \cos M \Phi \quad (0 \leq r < b) \tag{3a}$$

$$\Omega_2^{(i)} = a \sum_{n \geq M} \{e_n \zeta^n - (n/n+1) f_n v^{n+1} \zeta^{-n-1}\} P_n^M(\cos \theta) \cos M \Phi \quad (b < r < a) \tag{3b}$$

and

$$\Omega_3^{(i)} = -a \sum_{n \geq M} (n/n+1) \{e_n + f_n v^{n+1}\} \zeta^{-n-1} P_n^M(\cos \theta) \cos M \Phi \quad (r > a) \tag{3c}$$

where  $e_n, f_n$  are unknown functions of the time to be determined in terms of  $E(t)$ . The expressions (3a–c) are solutions of LAPLACE's equation satisfying the boundary conditions at infinity and at the origin and also ensure the continuity of the normal (radial) component of the field at the surface of both shells. A further condition to be satisfied is the vanishing of the normal component of the total field (inducing + induced) at the surface of the perfectly conducting shell  $r = b$ . This condition gives

$$\left. \begin{aligned} f_n &= -e_n v^n & n \neq N \\ f_N &= -v^N (e_N + E) \end{aligned} \right\} \tag{5}$$

Substituting from (5) into (3), we get

$$\Omega_1^{(i)} = -a E \zeta^N P_N^M(\cos \theta) \cos M \Phi = -\Omega^{(e)} \tag{6a}$$

$$\begin{aligned} \Omega_2^{(i)} &= a \sum_{n \geq M} e_n \{ \zeta^n + (n/n+1) v^{2n+1} \zeta^{-n-1} \} P_n^M(\cos \theta) \cos M \Phi \\ &+ a E (N/N+1) v^{2N+1} \zeta^{-N-1} P_N^M(\cos \theta) \cos M \Phi \end{aligned} \tag{6b}$$

$$\begin{aligned} \Omega_3^{(i)} &= -a \sum_{n \geq M} (ne/n+1) (1 - v^{2n+1}) \zeta^{-n-1} P_n^M(\cos \theta) \cos M \Phi \\ &+ a E (N/N+1) v^{2N+1} \zeta^{-N-1} P_N^M(\cos \theta) \cos M \Phi \end{aligned} \tag{6c}$$

The potential of the induced currents in the outer shell alone will be given in the region 2 ( $b < r < a$ ) by

$$\Omega_{(a)2}^{(i)} = -a \sum_{n \geq M} e_n \zeta^n P_n^M(\cos \theta) \cos M \Phi \tag{7}$$

PRICE (1949) gave the condition to be satisfied at the surface of the non-uniform shell. In the present case, this condition takes the form

$$\left\{ \frac{d\rho}{d\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} + \frac{\rho}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left( \sin\theta \frac{\partial}{\partial\theta} \right) + \frac{\rho}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2}{\partial\Phi^2} \right\} (\Omega_3^{(i)} - \Omega_2^{(i)}) = -4\pi a^2 \frac{\partial^2}{\partial t \partial r} (\Omega^{(e)} + \Omega_3^{(i)}) \quad \text{at } r = a \tag{8}$$

Noting that at  $r = a$

$$\Omega_3^{(i)} - \Omega_2^{(i)} = -a \sum_{n \geq M} \{ (2n+1)/(n+1) \} e_n P_n^M(\cos\theta) \cos M\Phi, \tag{9}$$

and that any surface harmonic  $S_n(\theta, \Phi)$  satisfies the equation

$$\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left( \sin\theta \frac{\partial S_n}{\partial\theta} \right) + \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2 S_n}{\partial\Phi^2} + n(n+1) S_n = 0, \tag{10}$$

equation (8) can be put in the form

$$\sum_{n \geq M} \left\{ \varepsilon \sin\theta \frac{\partial}{\partial\theta} + (1 + \varepsilon \cos\theta) n(n+1) \right\} \left( \frac{2n+1}{n+1} \right) e_n P_n^M(\cos\theta) = -\frac{4\pi aD}{\rho_0} \left\{ NE(1 - v^{2N+1}) P_N^M(\cos\theta) + \sum_{n \geq M} n e_n (1 - v^{2n+1}) P_n^M(\cos\theta) \right\} \tag{11}$$

where  $D$  denotes the operator  $d/dt$ . Also noting that

$$(2n+1) \sin\theta \frac{d}{d\theta} P_n^M(\cos\theta) = n(n-M+1) P_{n+1}^M(\cos\theta) - (n+1)(n+M) P_{n-1}^M(\cos\theta)$$

$$(2n+1) \cos\theta P_n^M(\cos\theta) = (n-M+1) P_{n+1}^M(\cos\theta) + (n+M) P_{n-1}^M(\cos\theta) \tag{12}$$

equation (11) can be reduced to

$$\varepsilon n^{-1} (n^2 - 1)(n - M) e_{n-1} + \{ n(2n+1) + 3\lambda nD(1 - v^{2n+1}) \} e_n + \varepsilon n(n+M+1) e_{n+1} = 0 \quad \text{if } n \neq N \tag{13}$$

$$= -3\lambda DNE(1 - v^{2N+1}) \quad \text{if } n = N,$$

where

$$\lambda = 4\pi a/3 \rho_0 \tag{14}$$

Equations (11) and (13) are very similar to the corresponding equations given in [1] and actually reduce to them when  $v = 0$ . The method of calculation given by PRICE (1949) and by ASHOUR and PRICE [1] will be followed here.

If  $\varepsilon = 0$ , i. e. if the outer shell is of uniform integrated conductivity  $\rho_0^{-1}$ , the analysis is simplified and the potential of the induced currents will be represented by one harmonic only. In this case

$$\begin{aligned}
 e_n &= 0 \quad \text{if } n \neq N, \\
 e_N &= -[1 + (2N + 1) \{3\lambda D(1 - v^{2N+1})\}^{-1}] E
 \end{aligned}
 \tag{15}$$

### 3. Uniform inducing field

If in (2) we take  $N = 1$ , then we have a uniform inducing field which is either parallel or normal to the axis of harmonics according to whether  $M = 0$  or 1 respectively. In this case, (13) can be written as

$$\left. \begin{aligned}
 e_{n+1} &= a_n \varepsilon^{-1} e_n + b_n e_{n-1} & n > 1 \\
 e_2 &= a_1 \varepsilon^{-1} e_1 - 3\varepsilon^{-1} \lambda D(1 - v^3) E / (M + 2)
 \end{aligned} \right\}
 \tag{16}$$

where

$$\left. \begin{aligned}
 a_n &= -\{2n + 1 + 3\lambda D(1 - v^{2n+1})\} / (n + M + 1) \\
 b_n &= -(n^2 - 1)(n - M) / \{n^2(n + M + 1)\}
 \end{aligned} \right\}
 \tag{17}$$

It can easily be verified that (16) may be replaced by

$$e_{n+1} = q_n e_1 - 3\varepsilon^{-1} \lambda D(1 - v^3) p_n E(t) / (M + 2)
 \tag{18}$$

where

$$\left. \begin{aligned}
 p_n &= \varepsilon^{-1} a_n p_{n-1} + b_n p_{n-2} \quad (n \geq 2), \quad p_0 = 0, \quad p_1 = 1, \\
 q_n &= \varepsilon^{-1} a_n q_{n-1} + b_n q_{n-2} \quad (n \geq 2), \quad q_0 = 1, \quad q_1 = \varepsilon^{-1} a_1
 \end{aligned} \right\}
 \tag{19}$$

For the convergence of the series in (7)  $e_n$  must tend to zero as  $n$  tends to infinity. Hence if

$$l_n = p_n / q_n \rightarrow l \text{ as } n \rightarrow \infty,$$

then

$$\left. \begin{aligned}
 e_1 &= 3l\varepsilon^{-1} \lambda D(1 - v^3) E(t) / (M + 2) \\
 e_{n+1} &= q_n e_1 \{1 - (l_n / l)\}
 \end{aligned} \right\}
 \tag{20}$$

### 4. Numerical values

For the sake of comparison, we shall assume here the same numerical values considered in [1]. These correspond to a shell of average integrated conductivity  $10^{-7}$  e. m. u. (with  $\varepsilon = 0.9$ ), and of radius  $6.44 \cdot 10^8$  cm. The period of the inducing field

is taken either 20 min or 10 min. Three values of  $\nu$  have been considered, namely  $\nu = 0.9, 0.8$  and zero. The latter case should yield results identical with those obtained in [1].

## 5. Calculations and results

In part of their work, ASHOUR and PRICE [1] calculated the total field (inducing + induced) just inside the non-uniform shell at the two points<sup>1)</sup> of minimum ( $A$ ) and maximum ( $B$ ) conductivity for the case of a uniform inducing field normal to the axis of harmonics and having periodic variations of periods 20 and 10 minutes. Corresponding calculations are made here for both the two cases when the inducing field is perpendicular to the axis of harmonics ( $M = 1$ , the case considered in [1]) or parallel to it ( $M = 0$ ). It must be emphasized however that for the sake of comparison, we calculate the inducing field + the field of the currents induced in the ionospheric shell only (whose potential is given by the series in (7)).

The method used for calculating the coefficients  $e_n$  is the same as that utilized by ASHOUR and PRICE [1]. It corresponds to approximating to the infinite series of the potential by a finite series. In each of the cases considered, the convergents  $l_n$  are calculated and successive approximations for  $e_1$  are found. The other coefficients are calculated using (20) once a satisfactory approximation for  $e_1$  has been reached. The details of the calculations are not given here.

The results of the calculations for the inducing field normal to the axis are given in tables 1a, 1b. Those for the inducing field parallel to the axis are given in tables 2a and 2b. These tables also show the corresponding results for a uniform shell with the same total conductivity. The first row in table 1 contains the results for  $\nu = 0$  and these agree very well with ASHOUR and PRICE's previous calculations (cf. fig. 2 in [1]).

The results, for an inducing field of period 10 min and normal to the axis of harmonics (table 1a), show that at the point of lowest conductivity ( $A$ ), the amplitude of the total field is increased by about 40 percent for  $\nu = 0.8$  and by more than 50 percent for  $\nu = 0.9$ , from its value for  $\nu = 0$ . This increase is even more pronounced for the point of maximum conductivity where the field is increased to more than double its value if the inner shell is not there. It will also be seen that there is a reduction in the phase difference from the inducing field. The corresponding results when the field has a period of 20 min (table 1b) show the same features although the increase in the amplitude of the total field is less in this case. Another important feature which is clear from the tables is that the effect of the higher conductivity of the sunlit hemisphere is reduced by the presence of the inner conductor. The results for the case when the inducing field is parallel to the axis (tables 2a, 2b) follow the same pattern and show the same features.

To summarize, the coupling between the earth and ionosphere appears to reduce the shielding of the ionosphere to changes in the earth's field which originate from

<sup>1)</sup> The field is horizontal at these points.

Tables 1 and 2: The total field  $H$  (inducing field + field of induced currents in outer shell) just inside the shell at the points of minimum (A) and maximum (B) conductivity, and at the equatorial circle of a uniform shell of the same total conductivity.  $H = RE \cos(\alpha t - \beta)$ , the inducing field is of uniform intensity  $E \cos \alpha t$ .

Table 1: Inducing field normal to the axis of harmonics.

a. Period  $(2\pi/\alpha) = 10$  minutes  $H/E = R \cos(\alpha t - \beta)$

$\nu$	A		B		Uniform Shell	
	$R$	$\beta$ (deg.)	$R$	$\beta$	$R$	$\beta$
0.0	0.6153	43.6	0.1729	79.3	0.3335	70.5
0.8	0.8434	33.2	0.4285	61.3	0.5467	56.9
0.9	0.9524	23.4	0.6184	39.2	0.7942	37.4

b. Period 20 minutes  $H/E = R \cos(\alpha t - \beta)$

$\nu$	A		B		Uniform Shell	
	$R$	$\beta$	$R$	$\beta$	$R$	$\beta$
0.0	0.8034	29.6	0.3578	75.6	0.5803	54.6
0.8	0.9620	22.1	0.6022	38.2	0.7942	37.5
0.9	0.9912	14.1	0.7493	19.1	0.9339	16.0

Table 2: Inducing field parallel to the axis of harmonics.

a. Periods 10 minutes  $H/E = R \cos(\alpha t - \beta)$

$\nu$	A		B		Uniform Shell	
	$R$	$\beta$	$R$	$\beta$	$R$	$\beta$
0.0	0.6251	39.8	0.3053	92.5	0.3335	70.5
0.8	0.8667	31.4	0.4765	71.8	0.5467	56.9
0.9	0.9600	23.0	0.5125	48.2	0.7942	37.4

b. Period 20 minutes  $H/E = R \cos(\alpha t - \beta)$

$\nu$	A		B		Uniform Shell	
	$R$	$\beta$	$R$	$\beta$	$R$	$\beta$
0.0	0.8588	13.5	0.4596	98.3	0.5803	54.6
0.8	0.9726	21.6	0.4722	52.8	0.7942	37.5
0.9	0.9964	14.3	0.6028	25.2	0.9339	16.0

external sources and to lessen the difference between the screening effects of the day and night hemispheres.

## 6. Acknowledgments

This work was started while the writer was a visitor at the University of Exeter, 1963. I am indebted to Professor A. T. PRICE for his hospitality and for his interest in this work. Mr. D. H. STONE programmed the problem for the computer at Exeter University. The paper was completed while the writer was visiting the Institute for Geophysics and Meteorology, Braunschweig University. I am grateful to the Director Professor W. KERTZ for providing facilities and for the German Ministry for Scientific Research for supporting my stay financially.

## References

- ASHOUR, A. A., and V. C. A. FERRARO: Induction of electric currents in a uniform anisotropic ionosphere. *Nature*, 196, p. 260, 1962.
- , —: The induction of electric currents in an anisotropic ionosphere with a belt of high conductivity running along the equator. *J. of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 26, p. 509—523, 1964.
- ASHOUR, A. A., and A. T. PRICE: The induction of electric currents in a non-uniform ionosphere. *Proc. Roy. Soc. London, A*, 195, p. 198—224, 1948.
- , —: Night-time earth currents associated with the daily magnetic variations. *Geophysical J.*, 10, p. 1—15, 1965.
- CHAPMAN, S.: The energy of magnetic storms, *Geophysical J.*, 8, p. 514—536, 1964.
- FERRIS, G. A. J., and A. T. PRICE: A resonance property of the ionosphere due to its anisotropic conductivity. *Nature*, 196, p. 258—260, 1962.
- , —: Electric currents induced in an anisotropic ionosphere. *Geophysical J.*, 9, p. 285—308, 1965.
- LAHIRI, B. N., and A. T. PRICE: Electromagnetic induction in non-uniform conductors and the determination of the conductivity of the earth from terrestrial magnetic variations. *Phil. Trans. Roy. Soc. London, A*, 237, p. 509—540, 1939.
- PRICE, A. T.: The induction of electric currents in non-uniform thin sheets and shells. *Quart. J. Mech. and Appl. Math.*, 2, p. 283—308, 1949.
- RIKITAKE, T.: The effect of the ocean on rapid geomagnetic changes. *Geophysical J.*, 5, p. 1—15, 1961.

# Die Abhängigkeit der elastischen Parameter des Eises vom hydrostatischen Druck bis zu 400 bar

Von B. BROCKAMP † und H. RÜTER, Münster<sup>1)</sup>

Eingegangen am 26. August 1968

*Zusammenfassung:* Es wird über Messungen der Abhängigkeit der elastischen Eigenschaften des Eises vom hydrostatischen Druck bis zu 400 bar berichtet. Die Geschwindigkeit der longitudinalen Wellen nimmt im angegebenen Bereich linear um etwa  $0,8^0/00$  (also um etwa 3 m/s) pro 100 bar zu, während die Geschwindigkeiten der transversalen Wellen um etwa  $1,2^0/00$  (etwa 2,2 m/s) pro 100 bar abnehmen. Die Druckabhängigkeit der elastischen Konstanten wird abgeleitet. Sie wird mit Hilfe der von VOIGT und REUSS angegebenen Verfahren auf polykristallines luftfreies Eis umgerechnet. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse mit der von ROBIN angegebenen „Geschwindigkeits-Dichte-Beziehung“ erlaubt eine Abschätzung der Druckabhängigkeit der *P*-Wellen-Geschwindigkeit in polykristallinem lufthaltigen Eis.

*Summary:* This paper is based on the measurements of the elastic properties of ice in dependence on hydrostatic pressure up to 400 bars. The velocity of longitudinal waves shows a linear increase of about  $0.8^0/00$  (3 m/s) per 100 bars within the assigned range, whereas the velocities of transversal waves indicates a fall of about  $1.2^0/00$  (2.2 m/s) per 100 bars. The pressure-dependencies of elastic constants are calculated. The calculated values are reduced to polycrystalline air free ice by the methods of VOIGT and REUSS. An application of ROBIN'S "density-versus-velocity-relation" to the own results leads to an estimation of the pressure-dependence of the *P*-wave-velocity of polycrystalline air containing ice. (English headlines are added to tables and figures.)

## 1. Einleitung, Meßtechnisches

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit seismischer Wellen im Inlandeis ist von einer Reihe von Parametern, wie z. B. Dichte und Temperatur abhängig. Eine genaue Messung der Schallgeschwindigkeit im Eis gestattet daher umgekehrt, einen dieser Parameter zu bestimmen, wenn die Einflüsse der übrigen eliminiert werden können. So ist bei der seismischen Bestimmung der Temperatur [BROCKAMP, 1935] der Einfluß des hydrostatischen Druckes zu berücksichtigen.

Die hierzu notwendigen Labormessungen der Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeiten vom Druck wurden nicht an Proben aus dem Inlandeis oder an Gletscherproben durchgeführt: Erstens standen sie nicht zur Verfügung und zum anderen führten sie für Druckversuche zu unhandlichen Probengrößen von einigen Dezimetern. Eine Vollraumwelle kann sich im polykristallinen Aggregat nämlich nur ausbilden,

<sup>1)</sup> Prof. Dr. B. BROCKAMP, vormalig Institut für Reine und Angewandte Geophysik der Universität Münster. 44 Münster, Steinfurter Straße 107.

H. RÜTER, Institut für Reine und Angewandte Geophysik der Universität Münster. 44 Münster, Steinfurter Straße 107.

wenn die Probenabmessungen groß sind gegen die Wellenlänge, und diese ihrerseits groß gegenüber den Gletscherkörnern. Deshalb wurden die Untersuchungen an See-Eis, also an Eis-Einkristallen [BROCKAMP und QUERFURTH, 1965] vorgenommen und die Ergebnisse auf polykristallines luftfreies und lufthaltiges Eis umgerechnet.

Zur Messung der Druckabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit werden zylindrische Proben (Länge 120 mm, Durchmesser 78 mm) in einer mit einer hydraulischen Handpumpe verbundenen Druckzelle von einem Ultraschallimpuls durchlaufen. Der 2-Mhz-Impuls wird von getrennten piezoelektrischen Ultraschallköpfen ausgesendet bzw. empfangen. Einer der Schallköpfe ist in einem beweglichen Kolben untergebracht, der so dimensioniert ist, daß durch die Kräfteverteilung am Kolben ein sicheres automatisches Anliegen an der Probe auch bei deren Verkleinerung durch Kompression gewährleistet ist. Das Empfangssignal wird auf einem Oszillographen dargestellt, der über eine veränderliche Ultraschall-Wasser-Verzögerungsstrecke getriggert wird. Mittels einer an der Verzögerungsstrecke angebrachten Meßuhr lassen sich Laufzeitänderungen auf 1–2 nsec genau bestimmen.

## 2. Ergebnisse

Die erhaltenen Druckabhängigkeiten der normierten Schallgeschwindigkeiten (Bezeichnungen siehe Tabelle 1) sind in Tabelle 2 und Abbildung 1 wiedergegeben. Die Normierung erfolgte mit den bei BROCKAMP und QUERFURTH [BROCKAMP et al., 1965] angegebenen Schallgeschwindigkeiten für Atmosphärendruck. Die mit VP und VS bezeichneten Geraden entsprechen den im folgenden noch genauer erläuterten Werten für polykristallines luftfreies Eis.

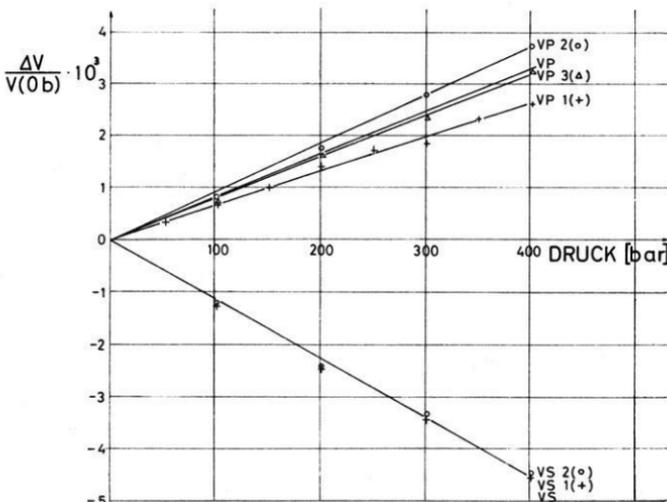


Abb. 1: Druckabhängigkeit der Geschwindigkeiten. — Pressure-Dependence of Velocities.

Tabelle 1: Benennung der Geschwindigkeiten.

Symbols Used for Different Types of Velocities.

Bezeichnung	Wellenart	Ausbreitungsrichtung zur C-Achse	Polarisationsrichtung zur C-Achse
<i>VP</i>	longitudinal	in polykristallinem Eis	
<i>VS</i>	transversal	in polykristallinem Eis	
<i>VP1</i>	longitudinal	parallel	parallel
<i>VP2</i>	longitudinal	senkrecht	senkrecht
<i>VP3</i>	quasi-longitudinal	45 Grad	etwa 45 Grad
<i>VS1</i>	transversal	senkrecht	parallel
<i>VS2</i>	transversal	senkrecht	senkrecht
<i>VS3</i>	transversal	45 Grad	senkrecht
<i>VS4</i>	quasi-transversal	45 Grad	etwa 45 Grad

Tabelle 2: Druckabhängigkeit der Schallgeschwindigkeiten.

Pressure-Dependence of Sound-Velocities.

Bezeichnung	$\frac{1}{V(0b)} \cdot \frac{dV}{dP}$ (Mbar <sup>-1</sup> )
<i>VP1</i>	6,5
<i>VP2</i>	9,0
<i>VP3</i>	7,8
<i>VS1</i>	-12,4
<i>VS2</i>	-12,4

Der mittlere Fehler ist bei allen Angaben  $\pm 0,2$  Mbar<sup>-1</sup>.

Tabelle 3 zeigt die nach BROCKAMP und QUERFURTH [BROCKAMP et al., 1965] übernommenen elastischen Konstanten bei  $-20,5^\circ\text{C}$  und Atmosphärendruck und die daraus berechneten elastischen Moduln. Es wurden nun die Druckabhängigkeiten der elastischen Konstanten aus denjenigen der Schallgeschwindigkeiten berechnet und mit den in Tabelle 3 angegebenen Werten normiert. Die in Tabelle 4 und Abbildung 2 wiedergegebenen Werte sind im Bereich von  $-5^\circ\text{C}$  bis  $-20^\circ\text{C}$  innerhalb der angegebenen Genauigkeit nicht temperaturabhängig.

Aus den erhaltenen Werten für Eis-Einkristalle wurden die Druckabhängigkeit der Schallgeschwindigkeiten und die der elastischen Konstanten für polykristallines luftfreies (isotrop-homogenes) Eis nach den Verfahren von VOIGT und REUSS [VOIGT, 1910] berechnet. Bei der angestrebten Genauigkeit genügten diese nur näherungsweise

Tabelle 3: Elastische Konstanten und Moduln des Eises bei  $-20,5\text{ }^{\circ}\text{C}$  und Atmosphärendruck.

Elastic Constants and Modulus of Ice at  $-20.5\text{ }^{\circ}\text{C}$  and Atmospheric Pressure.

Indizes $ij$	Konstanten $C_{ij}$ (kb)	Moduln $S_{ij}$ (Mbar $^{-1}$ )
11	137,0	10,15
12	67,3	— 4,20
13	51,9	— 2,07
33	149,2	8,14
44	30,7	32,57
66	34,9	28,69

Tabelle 4: Druckabhängigkeit der elastischen Konstanten.

Pressure-Dependence of Elastic Constants.

Indizes $ij$	$\frac{1}{C_{ij}(0b)} \cdot \frac{dC_{ij}}{dP}$ (Mbar $^{-1}$ )	$\frac{dC_{ij}}{dP}$ (dimensionslos)
11	29,8	4,09
12	88,5	5,96
13	76,3	3,96
33	24,8	3,70
44	— 12,6	— 0,39
66	— 12,6	— 0,94

Tabelle 5: Druckabhängigkeit der Schallgeschwindigkeiten und der elastischen Moduln von polykristallinem luftfreien Eis.

Pressure-Dependence of Sound-Velocities and Elastic Modulus of Polycrystalline Air Free Ice.

	$\frac{1}{VP} \cdot \frac{dVP}{dP}$ (Mbar $^{-1}$ )	$\frac{1}{VS} \cdot \frac{dVS}{dP}$ (Mbar $^{-1}$ )	$\frac{dK}{dP}$ (—)	$\frac{1}{K} \cdot \frac{dK}{dP}$ (Mbar $^{-1}$ )	$\frac{dG}{dP}$ (—)	$\frac{1}{G} \cdot \frac{dG}{dP}$ (Mbar $^{-1}$ )
VOIGT	8,3 <sup>1)</sup>	— 12,5	4,41	51,7	— 0,48	— 13,2
REUSS	7,9 <sup>1)</sup>	— 13,9	4,39	51,7	— 0,56	— 15,9

$K$  ist der Kompressionsmodul;  $G$  der Schermodul (Rigkeit),

<sup>1)</sup> Mit diesen Werten kann der von THYSSEN 1967 angegebenen empirischen Formel, die die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von Temperatur [ $T$  in  $^{\circ}\text{C}$ ], Geometrie [ $v \cdot H$ ,  $v$  in Hz,  $H$  in m] und Wassergehalt [ $b$  in  $0/_{00}$ ] angibt, ein druckabhängiger Term hinzugefügt werden. Die von THYSSEN abgeleitete Formel:

$$V_p = 3,75 - 0,5 \cdot e^{-9 \cdot 10^{-5} v \cdot H} - 4,5 \cdot 10^{-3} T - 6 \cdot 10^{-3} b \quad [\text{km/s}]$$

lautet, um das Druckglied erweitert:

$$V_p = 3,75 - 0,5 \cdot e^{-9 \cdot 10^{-5} v \cdot H} - 4,5 \cdot 10^{-3} T - 6 \cdot 10^{-3} b + 3 \cdot 10^{-5} P \quad [\text{km/s}].$$

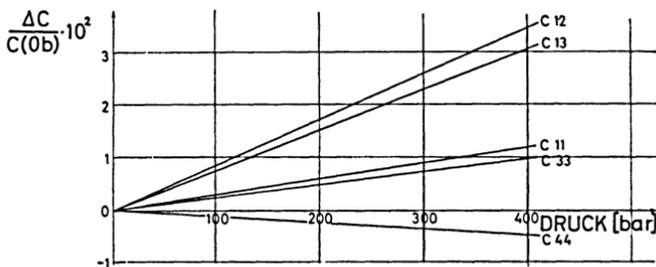


Abb. 2: Druckabhängigkeit der elastischen Konstanten.

Pressure-Dependence of Elastic Constants.

gültigen Verfahren, die nur eine obere bzw. untere Grenze des Schermoduls angeben. Es wurden daher keine moderneren Verfahren [KRÖNER, 1958] mit herangezogen. Die so erhaltenen Ergebnisse zeigt Tabelle 5.

Die Volumenelastizität des Eises nimmt also mit steigendem Druck zu, während die Formelastizität abnimmt; d. h. das Eis setzt mit wachsendem Druck Volumenänderungen einen stärkeren Widerstand entgegen, während der Widerstand gegenüber Formänderungen nachläßt.

### 3. Polykristallines lufthaltiges Eis (Gletscher Eis)

Wie Druckmessungen von Lufteinschlüssen in Inlandeisproben zeigen (das Eis hat beim Übergang Eis—Firn einen durchschnittlichen Luftgehalt von 10%), ist der Innendruck der Proben, auch wenn das Eis schon lange Zeit höheren Drucken ausgesetzt ist nicht ganz gleich dem Belastungsdruck<sup>1</sup>). Nach BADER [1965] gilt für die Änderung der Porosität  $n$  bei einer Druckänderung zur Zeit  $t = 0$ :

$$\frac{dn}{dt} = -C \cdot n \cdot \Delta P$$

wobei  $C$  eine rheologische Konstante des Eises ist, die BADER aus dem Vergleich theoretischer und gemessener Dichtprofile zu  $C = 2 \cdot 10^{-3}/\text{Jahr} \cdot \text{bar}$  (abgerundet) bestimmte.

Durch Integration folgt:

$$n(t) = \frac{n_0}{\Delta P + 1} (1 + \Delta P \cdot e^{-C \cdot (\Delta P + 1) \cdot t})$$

In Abbildung 3 ist  $n = f(t)$  nach obiger Formel mit  $n_0 = 0,1$  und  $\Delta P$  als Kurvenparameter dargestellt.

<sup>1</sup>) Auch bei Entlastung stellt sich der Blasendruck nicht ganz auf die neuen Verhältnisse ein. So bestimmten KOCH und WEGENER 1912/13 den Überdruck der Eisblasen wenige Meter unter der Oberfläche des Störstrom (Ostgrönland) zu 40 atü.

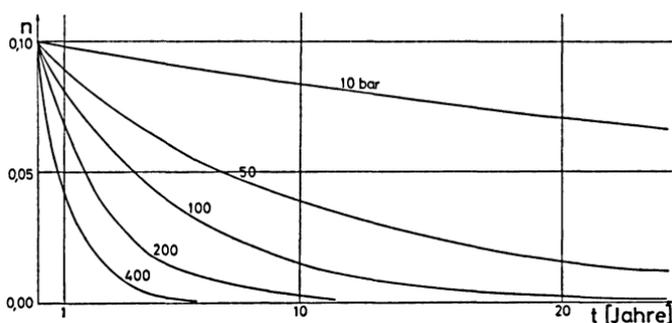


Abb. 3: Zeitliche Änderung der Porosität nach einer plötzlichen Druckänderung.  
Variation of Porosity Caused by a Sudden Change in Pressure.

Aus der Kurvenschar ist zu sehen, daß der Innendruck der Blasen bei Laboruntersuchungen praktisch gleich dem Atmosphärendruck bleibt. Die Druckabhängigkeiten lufthaltigen Eises sind also bei unseren Labormessungen nicht direkt meßbar. Eine Abschätzung ist dennoch möglich. Obige Formel geht für  $t \rightarrow \infty$  in das BOYLE-MARIOTTESCHE Gesetz über:

$$n = \frac{n_0}{P} = \frac{n_0}{\Delta P + 1} \quad \text{also} \quad \varrho = \varrho_0 \left( 1 - \frac{n_0}{\Delta P + 1} \right)$$

Setzen wir dies in die von ROBIN [1958] angegebene Dichte-Geschwindigkeitsbeziehung

$$\varrho = 2,3 \cdot 10^{-4} \text{ s/m} \cdot VP(0b) + 0,026 \text{ g/cm}$$

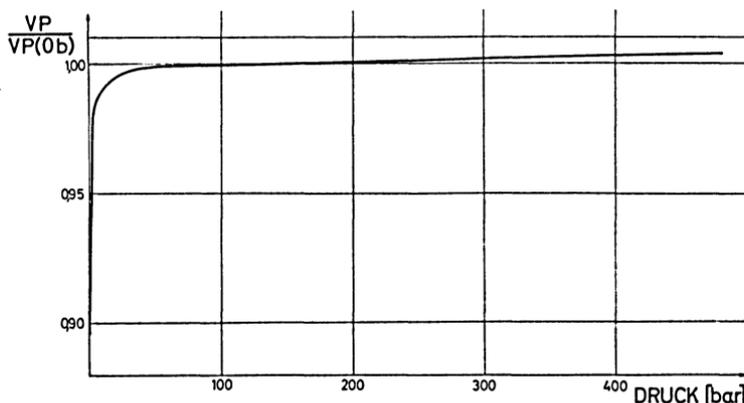


Abb. 4: Druckabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit in polykristallinem lufthaltigem Eis.  
Pressure-Dependence of Sound-Velocity in Polycrystalline Air Containing Ice.

ein, so ergibt sich:

$$VP = \left[ \frac{1}{2,3} \cdot 10^4 \text{ m/s} \left( 0,917 \left( 1 - \frac{n_0}{\Delta P + 1} \right) - 0,026 \right) \right] \left[ 1 + \frac{1}{V(0b)} \cdot \frac{dV}{dP} \cdot \Delta P \right]$$

Diese Funktion ist für  $n_0 = 0,1$  und

$$\frac{1}{V(0b)} \cdot \frac{dV}{dP} = 8,1 \text{ Mbar}^{-1}$$

in Abbildung 4 wiedergegeben.

#### 4. Schlußbemerkungen

Die Druckabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit in polykristallinem lufthaltigen Eis ist, wie in der Einleitung dargestellt, für die Auswertung seismischer Feldmessungen von unmittelbarem Interesse. Sie ist im Zusammenhang zu sehen mit der Untersuchung des Einflusses anderer Größen auf die Schallgeschwindigkeit bzw. auf die Form- und Volumenelastizität des Eises. Tabelle 6 (s. S. 284) gibt einen Überblick über hierzu von Angehörigen des Institutes für Reine und Angewandte Geophysik der Universität Münster durchgeführten Untersuchungen.

In Tabelle 7 (s. S. 285) nach BIRCH [1942] sind die Druckabhängigkeiten der elastischen Konstanten einiger anderer Stoffe im Vergleich zu den hier gefundenen Werten angegeben. Es fällt auf, daß neben Eis auch bei einigen anderen kristallinen Stoffen wie Sylvin oder Quarz zumindest eine der Transversalgeschwindigkeiten mit steigendem Druck abnimmt. Bei Gläsern scheint diese Abnahme, die bei kristallinen Stoffen eine Ausnahme ist, die Regel zu sein.

An dieser Stelle sei auf folgendes hingewiesen:

Die Geschwindigkeitsverteilung elastischer Wellen in der Erdkruste und im oberen Mantel führt trotz monotoner Zunahme von Druck und Temperatur zu einem schichtigen Aufbau, was durch viele seismischen Messungen bestätigt wird. Scharfe Schichtgrenzen können durch Materialwechsel und/oder Phasenwechsel bedingt sein. Die auftretenden Kanäle niedrigerer Geschwindigkeit werden nach den derzeit erarbeiteten Ergebnissen meist auf eine Überkompensation des Druckeinflusses durch steigende Temperatur zurückgeführt. Diese Kanäle sind für  $S$ -Wellen besonders ausgeprägt. Im Institut für Reine und Angewandte Geophysik sind Untersuchungen geplant, um zu klären, inwieweit negative Druckabhängigkeit, wie wir sie hier für Eis gefunden haben und, wie sie nach Tabelle 7 auch für andere Stoffe insbesondere Gläser angegeben werden, in der Erdkruste und im oberen Mantel von Einfluß sind.

Tabelle 6: Untersuchungen über die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von weiteren Parametern durchgeführt am Institut für Reine und Angewandte Geophysik der Universität Münster.

Investigations on the Dependence of the Sound-Velocity on Other Parameters Carried Out by the Institut für Reine und Angewandte Geophysik der Universität Münster.

Parameter	Autor. Literatur	Feld- messung	Labor- messung	nach theor. Überlegungen	Bemerkungen
Temperatur	BROCKAMP 1935	+			Gletscher und Inlandeis
	LOTZE 1957		+		in Schmelzpunkt- nähe
	BROCKAMP, QUERFURTH 1965		+		See-Eis
	BROCKAMP, KOHNEN 1966	+			Inlandeis
	THYSSEN 1967	+			Gletscher und Inlandeis
Geometrie	BROCKAMP, QUERFURTH 1965		+		dünne Eisplatten
	THYSSEN 1967	+			Gletscher
Wassergehalt	THYSSEN 1967	+		+	Gletscher
	BROCKAMP et al. <sup>1)</sup>	+	+		Gletschereis- proben
Hydrostat. Druck	BROCKAMP, RÜTER 1968		+		See-Eis
C-Achsen- Verteilung	RÜTER 1968			+	

<sup>1)</sup> Es wurde an Eisproben der Pasterze morgens (gefroren)  $VP = 3,71$  km/s, mittags (stark schmelzend)  $VP = 3,68$  km/s gemessen.

### Literatur

- BADER, H.: Theory of Densification of Dry, Bubbly Glacier Ice. US Army, CRREL, Hanover, Research Report 141, 1965
- BIRCH, F.: Handbook of Physical Constants. Geol. Soc. America. Spec. Papers 36, 66—86, 1942
- BROCKAMP, B.: Überlegungen zur Temperaturverteilung im Inlandeis und auf Gletschern auf Grund seismischer Ergebnisse. Wissenschaftliche Ergebnisse der deutschen Grönlandexpedition Alfred Wegener. Band III, 1935
- BROCKAMP, B., und H. KOHNEN: Ein Beitrag zu den seismischen Untersuchungen auf dem grönländischen Inlandeis. Z. Polarforschung, B VI, H. 1/2, 2, 1965
- BROCKAMP, B., und H. QUERFURTH: Untersuchungen über die Elastizitätskonstanten von See- und Kunsteis. Z. Polarforschung, B V, H 1/2, 253, 1964
- KRÖNER, E.: Berechnung der elastischen Konstanten des Vielkristalls aus den Konstanten des Einkristalls. Z. Physik 151, 504, 1958

Tabelle 7: Vergleiche mit anderen Stoffen. — Comparisons with other Substances.

Stoff	Kristall Klasse	Dichte (g cm <sup>-3</sup> )	$\frac{dK}{dP}$	$\frac{dC_{11}}{dP}$	$\frac{dC_{12}}{dP}$	$\frac{dC_{44}}{dP}$	$\frac{dC_{66}}{dP}$	$\frac{dG}{dP}$	$\frac{1}{G} \cdot \frac{dG}{dP}$ (Mbar <sup>-1</sup> )
<b>Einkristalle:</b>									
Eis	D <sub>6</sub> h	0,917	4,41	4,09	5,91	— 0,39	— 0,94		
Al	kub. fl. z.	2,70	3,95	8,40	2,20	2,10			
Al	kub. fl. z.	2,70	5,19			2,31	1,62		
Ag	kub. fl. z.	10,5	6,18			2,31	0,64		
Au	kub. fl. z.	19,3	6,43			1,79	0,44		
Cu	kub. fl. z.	8,92	5,59			2,35	0,58		
Cu	kub. fl. z.	8,92	3,91			0,85	0,58		
Ge	O <sub>h</sub> 7	5,35	4,71	5,24	4,54	1,34			
Li	r. z.	0,53				1,03	0,08		
Na	r. z.	0,97	3,60			1,63	0,23		
Mg	hex.	1,74		6,11		1,58	1,36		
Si	O <sub>h</sub> 7	2,4	4,24	4,33	4,19	0,80			
KCl	O <sub>h</sub> 5	1,98	4,8	12,2	1,0	— 0,5	5,36		
NaCl	O <sub>h</sub> 5	2,16	6,04	12,2	2,7	2,7	4,7		
LiF	O <sub>h</sub> 5	2,30				1,41	3,60		
MgO	O <sub>h</sub> 5	3,65				1,03	3,34		
SiO <sub>2</sub>	D <sub>3</sub> 4	2,65				2,9	— 2,7		
<b>Polykristalline Gemische:</b>									
Eis			4,41					— 0,46	— 12,9
Cu			4,9					1,4	
Al			3,9					2,2	
Fe			4,0					1,9	
Ni								1,5	
MgO			3,91					2,6	
<b>Gläser:</b>									
Silica Glas									— 10,3
Pyrex Glas									— 8,5
Obsidian									— 5,3

LOTZE, W.: Schallgeschwindigkeitsmessungen an Eis in Abhängigkeit von Druck und Temperatur. Z. Geophys. 23, 243, 1957

RÜTER, H.: Berechnung der Richtungsabhängigkeit der *P*-Wellen-Geschwindigkeit in polykristallinem Eis mit vorgegebener *C*-Achsen-Verteilung aus den elastischen Konstanten des Einkristalls. Z. Polarforschung, B VI, H. 1/2, 175, 1967.

THYSEN, F.: Die Temperaturabhängigkeit der *P*-Wellengeschwindigkeit in Gletschern und Inlandeisen. Z. Geophys. 33, 67, 1967



# Experimentelle Untersuchung des Wellenbildes bei der Ultraschall-Durchstrahlung einer Kugel

Von Z. PROS, J. VANĚK, K. KLÍMA und V. BABUŠKA, Prag<sup>1)</sup>

Eingegangen am 15. November 1968

*Zusammenfassung:* Da für das eingehende Studium der elastischen Anisotropie von Gesteinen kugelförmige Proben benutzt werden müssen, wurde das Wellenbild in einer Kugel experimentell untersucht. Das Wellenbild in einer elastisch anisotropen Kugel ändert sich mit der Durchstrahlungsrichtung und unterscheidet sich wesentlich von dem Wellenbild in einer isotropen Kugel. Trotzdem kann gezeigt werden, daß die für die Geschwindigkeitsbestimmung wichtigste Wellengruppe  $P_1^0$  immer als erste kommt.

*Summary:* The study into the elastic anisotropy of rocks requires to use spherical samples. Therefore the wave pattern produced in an elastic sphere has been investigated. The wave pattern in an anisotropic sphere varies with the direction of wave propagation and substantially differs from that observed in an isotropic sphere. It can be shown, however, that the wave group  $P_1^0$ , important for velocity determinations, arrives always as the first onset of the wave pattern.

## 1. Einleitung

In früheren Arbeiten (PROS und BABUŠKA, 1967, 1968, BABUŠKA, 1968) wurde gezeigt, daß eine physikalisch einwandfreie Bestimmung der Geschwindigkeit elastischer Wellen in Gesteinen ohne genaue Untersuchung der Anisotropie dieser Geschwindigkeit in den meisten Fällen unmöglich ist. Gleichzeitig wurde eine Methode zur Untersuchung der elastischen Anisotropie beschrieben, welche auf der Ausbreitung elastischer Wellen in kugelförmigen Gesteinsproben beruht.

Um die physikalischen Grundlagen dieser Methode zu sichern, haben wir es für notwendig gehalten, das Wellenbild, welches in einer Kugel entsteht, systematisch zu untersuchen. Das Ziel dieser Arbeit ist, über die ersten Ergebnisse der experimentellen Untersuchung dieser Frage zu berichten.

## 2. Methode

Bei der Untersuchung des Wellenbildes wurde dieselbe experimentelle Anordnung benutzt, welche in den Arbeiten von PROS und BABUŠKA (1967, 1968) eingehend beschrieben wurde. Eine Quelle der  $P$ -Wellen befand sich auf der Oberfläche der Kugel und das Wellenbild wurde in einer Epizentralentfernung von  $180^\circ$  beobachtet. Als Sender und Empfänger wurden kreisförmige piezoelektrische Platten aus Bleizirkonat-

<sup>1)</sup> Ing. ZDENĚK PROS CSc, Dr. JIŘÍ VANĚK DrSc, Dr. KAREL KLÍMA CSc, Dr. VLADISLAV BABUŠKA CSc, Geophysikalisches Institut der Tschechoslowakischen Akademie der Wissenschaften, Praha 4-Spořilov, Boční II, Tschechoslowakei.

titanatkeramik mit einer Eigenfrequenz von 2 MHz angewendet. Die aktive Fläche der Geber von 4 mm Durchmesser wurde mit einem Anpassungsglied aus Epoxydharz mit Wolframpulver versehen.

Elastische Wellen wurden durch zwei verschiedene Arten erregt. Die Erregungsart I wird durch einen elektrischen Impuls mit einer steilen Anstiegflanke ( $\tau < 0,1 \mu\text{s}$ ) und einem relativ langsamen Abfall (Zeitkonstante  $T = 8 \mu\text{s}$ ) charakterisiert. Diese Impulsform kann als eine Annäherung des Einheitssprunges für die Grundmode des benutzten Dickenschwingers angesehen werden. Bei der Erregungsart II wird der Sender durch einen Rechteckimpuls erregt, dessen Impulsdauer den Eigenschwingungen des Piezoelementes angepaßt ist. Die Erregungsart I zeigte sich vorteilhafter für die Beobachtung von Oberflächenwellen, indem die Erregungsart II zum Studium von reflektierten Wellen angewendet wurde.

Die Messungen wurden an einer isotropen und einer anisotropen Kugel mit vergleichbarer Absorption vorgenommen.

### 3. Wellenbild in einer Kugel

#### 3a. Isotrope Kugel

Die elastisch isotrope Kugel wurde durch eine Glaskugel aus Flintglas realisiert (Radius  $R = 47,8 \text{ mm}$ , Geschwindigkeit longitudinaler Wellen  $v_P = 4,219 \text{ km s}^{-1}$ , Geschwindigkeit transversaler Wellen  $v_S = 2,570 \text{ km s}^{-1}$ , Dichte  $\rho = 3,65 \text{ g cm}^{-3}$ ). Die Isotropie der Kugel wurde sorgfältig durch Laufzeitmessungen experimentell kontrolliert. Dabei zeigte sich die Kugel wie vollkommen isotrop und homogen.

Das Wellenbild, welches in dieser Kugel beobachtet wurde, zeigt Abb. 1. Vor allem entsteht in der Kugel ein kompliziertes System von reflektierten Wellen, welche wie scharfe kurze Impulse auf dem Oszillogramm erscheinen. Weiter entstehen auf der Kugeloberfläche RAYLEIGH Wellen ( $R_1$ ) und mehrmals umlaufende RAYLEIGH-Wellen ( $R_3, R_5$ , usw.). Es entstehen auch RAYLEIGH-Wellen höherer Moden, welche sich mit größerer Geschwindigkeit als die Grundmode ausbreiten (ALTERMAN und ABRAMOVICI, 1967). Auf dem Oszillogramm in Abb. 1 können diese bei  $50 \mu\text{s}$  beobachtet werden.

Besonders mußte die Frage möglicher Reflexionen einzelner Wellentypen gelöst werden. Allgemein bezeichnen wir die Wellengruppe einer reflektierten Welle mit dem Symbol  $P_i^k S_j$ , wo  $i$  die Anzahl der Wege von  $P$ -Wellen,  $j$  die Anzahl der Wege von  $S$ -Wellen in der Kugel bedeuten. Der Index  $k$  bezeichnet den Typus der reflektierten Wellen. Nach dem Charakter des Weges können wir drei mögliche Typen unterscheiden (siehe Abb. 2, S. 290). Die mit  $k = 0$  bezeichneten Wellen sind reflektierte Wellen in der Durchstrahlungsrichtung (d. h. die Wellen, die sich in der Richtung der kürzesten Verbindungslinie zwischen dem Sender und Empfänger ausbreiten). Die mit  $k = 1$  bezeichneten Wellen sind reflektierte Wellen, welche die Durchstrahlungsrichtung nicht schneiden. Endlich die mit  $k = 2$  bezeichneten Wellen sind reflektierte Wellen, welche die Durchstrahlungsrichtung schneiden (Wellen mit Sternwegen).

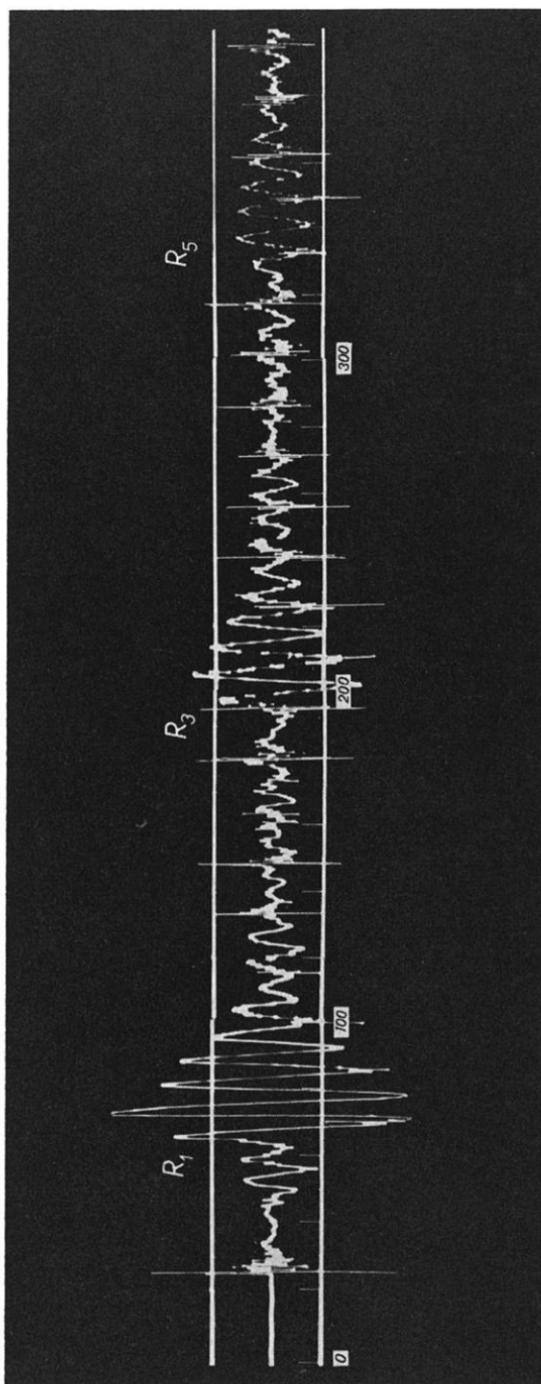


Abb. 1: Das Wellenbild in einer isotropen Glaskugel. Zeitangaben in Mikrosekunden, Epizentralentfernung  $\theta = 180^\circ$ , Erregungsart I.  $R_1$ -RAYLEIGH-Wellen, höhere Moden von RAYLEIGH-Wellen erscheinen bei 50  $\mu$ s.

Wave pattern produced in an isotropic glass sphere. Time in microseconds, epicentral distance  $\theta = 180^\circ$ , excitation I.  $R_1$ -RAYLEIGH-waves, higher modes of RAYLEIGH-waves occur around 50 microseconds.

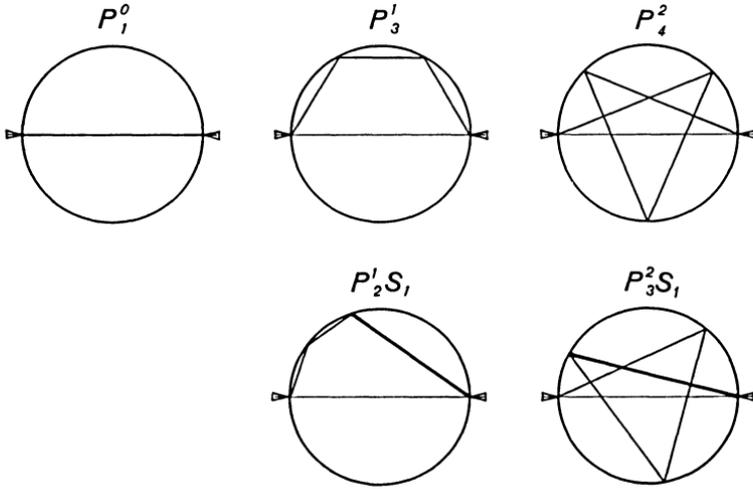


Abb. 2: Mögliche Typen reflektierter Wellen in einer isotropen Kugel für  $\theta = 180^\circ$ .  $P$ -Wellen sind durch schwach,  $S$ -Wellen durch stark ausgezogene Linien bezeichnet.

Possible types of reflected waves in an isotropic sphere for  $\theta = 180^\circ$ .  $P$ -waves are denoted by thin,  $S$ -waves by heavy lines.

Die Laufzeiten aller reflektierten Wellen kann man nach der Beziehung

$$t = 2R (i v_P^{-1} \sin \alpha + j v_S^{-1} \sin \beta) \tag{1}$$

berechnen. Hier bedeutet  $t$  die Laufzeit,  $v_P$  die Geschwindigkeit von  $P$ -Wellen,  $v_S$  die Geschwindigkeit von  $S$ -Wellen,  $R$  den Kugelradius;  $i$  und  $j$  haben dieselbe Bedeutung wie die Indexe bei der Wellenbezeichnung. Die Winkel  $\alpha$  und  $\beta$  sind durch die Beziehungen

$$2 i \alpha + 2 j \beta = \theta + 2 n \pi, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \tag{2}$$

und

$$v_P \cos \beta = v_S \cos \alpha \tag{3}$$

bestimmt.  $\theta$  ist die Epizentralentfernung (in unserer Anordnung  $\theta = 180^\circ$ ) und die Beziehung (3) ist praktisch das Snelliussche Gesetz.

Nach diesen Formeln können Laufzeiten aller möglichen reflektierten Wellen berechnet werden. Welche von diesen reflektierten Wellen wirklich beobachtet werden können, zeigt Abb. 3. Die Wellengruppen der reflektierten Wellen sind durch die entsprechenden Symbole bezeichnet. Wir sehen, daß in einer isotropen Kugel vor allem die Wellen vom Typus 0 vorkommen:  $P_1^0, P_3^0, P_5^0, P_7^0, P_9^0$ . Die Wellen vom Typus 1



können in unserer Anordnung nur verhältnismäßig schwach in ihrem ersten Umlauf beobachtet werden. Das ist von der Richtungscharakteristik von Sender und Empfänger verursacht. Sehr intensiv sind einige Wellengruppen der reflektierten Wellen vom Typus 2 (d. h. Wellen mit Sternwegen). Man kann beobachten, daß das Wellenbild für spätere Laufzeiten eben durch reflektierte Wellen von diesem Typus bestimmt wird.

### 3b. Anisotrope Kugel

Für das Studium des Wellenbildes in einer anisotropen Kugel wurde eine aus einem Quarz-Monokristall geschliffene Kugel benutzt ( $R = 38,0 \text{ mm}$ ,  $v_P^{\text{min}} = 5,37 \text{ km s}^{-1}$ ,  $v_P^{\text{max}} = 7,10 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\rho = 2,63 \text{ g cm}^{-3}$ ). Die Geschwindigkeitsverteilung in der  $Z$ - $Y$ -Ebene für  $P$ -Wellen zeigt Abb. 4. Das Wellenbild wurde für diese Ebene in 22 Richtungen aufgezeichnet. Die Deutung des Wellenbildes ist in diesem Falle viel komplizierter als für eine isotrope Kugel. Wir müssen beachten, daß nicht nur die Geschwindigkeit in verschiedenen Richtungen verschieden ist, aber daß die Berechnung der Laufzeit von reflektierten Wellen in diesem Falle wie eine räumliche Aufgabe gelöst

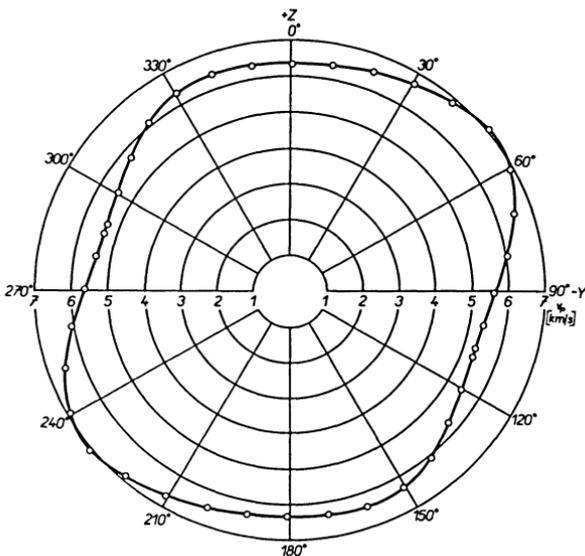


Abb. 4: Geschwindigkeitsverteilung von  $P$ -Wellen in der  $Z$ - $Y$ -Ebene für eine aus Quarz-Monokristall geschliffene Kugel. Die Richtung maximaler Geschwindigkeit ist in  $50^\circ$ , die Richtung minimaler Geschwindigkeit in  $107^\circ$ .

Velocity distribution of  $P$ -waves in the  $Z$ - $Y$  plane for an anisotropic sphere cut from a monocrystal of quartz. The directions of maximum and minimum velocity are at  $50^\circ$  and  $107^\circ$ , respectively.

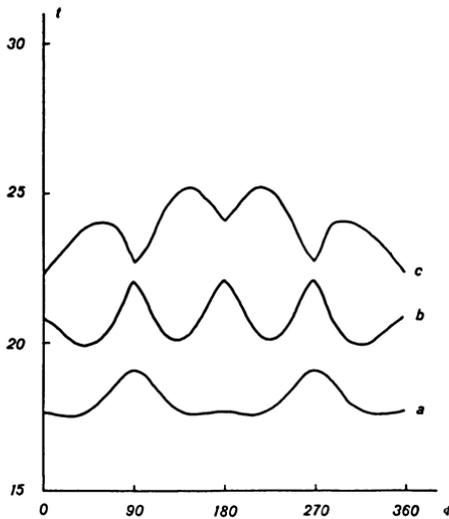


Abb. 5: Laufzeiten reflektierter Wellen  $P_2^1$  (Kurve a),  $P_1^1 S_1^I$  (Kurve b) und  $P_1^1 S_1^{II}$  (Kurve c) für die anisotrope Quarzkugel in Abhängigkeit von dem Winkel  $\Phi$  für den Fall, daß sich die Geber in der Richtung maximaler Geschwindigkeit von  $P$ -Wellen in der  $Z$ - $Y$ -Ebene befinden; Laufzeit in Mikrosekunden.

Travel times of reflected waves  $P_2^1$  (curve a),  $P_1^1 S_1^I$  (curve b) and  $P_1^1 S_1^{II}$  (curve c) in an anisotropic quartz sphere versus the angle  $\Phi$ , if the transducers are located in the direction of maximum velocity of  $P$ -waves in the  $Z$ - $Y$  plane; travel time in microseconds.

werden muß. Als Beispiel werden die Laufzeiten von Wellengruppen  $P_2^1$ ,  $P_1^1 S_1^I$  und  $P_1^1 S_1^{II}$  für die Richtung maximaler Geschwindigkeit in der  $Z$ - $Y$ -Ebene in Abhängigkeit von dem Winkel  $\Phi$  in Abb. 5 gegeben; die Indexe I und II entsprechen den zwei Geschwindigkeiten von  $S$ -Wellen und  $\Phi$  ist der Winkel in der zur Durchstrahlungsrichtung senkrechten Ebene, welcher die Lage der Reflexionsebene bestimmt. An der völligen Lösung dieser Aufgabe wird gegenwärtig noch gearbeitet. Deshalb wird an dieser Stelle nur das Wellenbild für zwei Richtungen in Abb. 6 und 7 (s. S. 294/295) gegeben.

Abb. 6 zeigt das Wellenbild in der Richtung der maximalen Geschwindigkeit in der  $Z$ - $Y$ -Ebene. In diesem Falle ist das beobachtete Wellenbild verhältnismäßig sehr einfach, viel einfacher als für die isotrope Kugel. Es kommen nur die Wellen vom Typus 0 vor, also die Wellengruppen  $P_1^0$ ,  $P_3^0$ ,  $P_5^0$ ,  $P_7^0$ ,  $P_9^0$ . Abb. 7 zeigt das Wellenbild für die Richtung der minimalen Geschwindigkeit. Hier ist das Wellenbild schon viel komplizierter und seine Deutung kann erst nach der Berechnung von möglichen Laufzeiten reflektierter Wellen vorgenommen werden. Man sieht, daß in diesem Falle auch die RAYLEIGH-Wellen vorkommen.

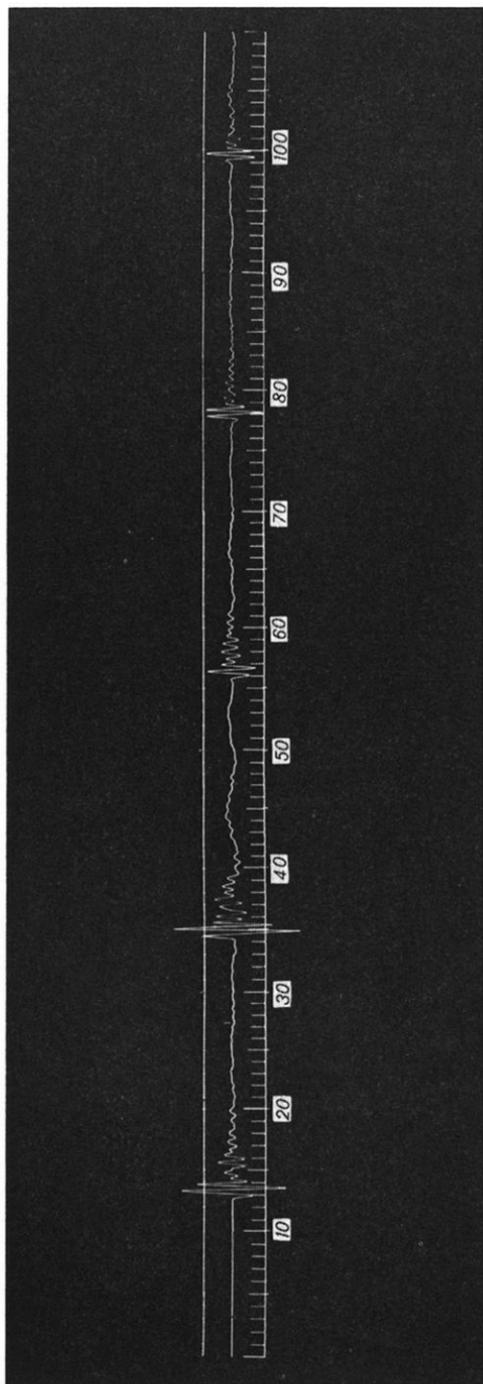


Abb. 6: Das Wellenbild in der Richtung maximaler Geschwindigkeit  $v_P$  in der  $Z$ - $Y$ -Ebene für die Quarzkugel. Zeitangaben in Mikrosekunden, Epizentralentfernung  $\theta = 180^\circ$ , Erregungsart II.

Wave pattern in the direction of maximum velocity  $v_P$  in the  $Z$ - $Y$  plane for a quartz sphere. Time in microseconds, epicentral distance  $\theta = 180^\circ$ , excitation II.

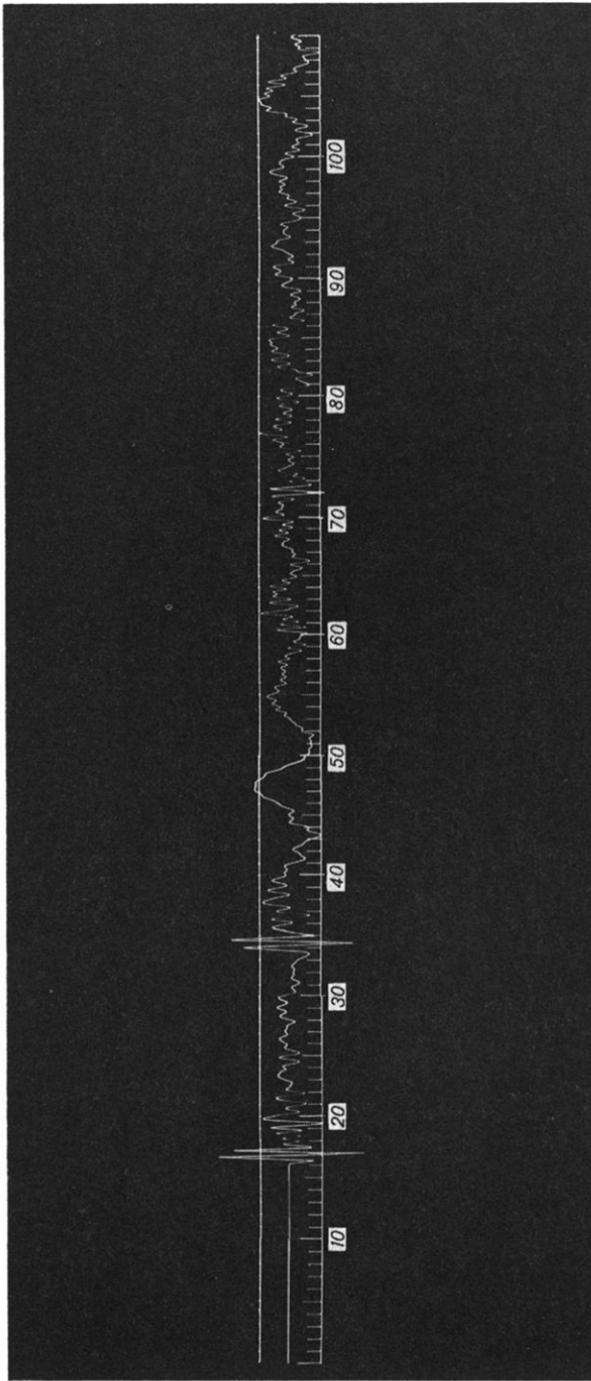


Abb. 7: Das Wellenbild in der Richtung minimaler Geschwindigkeit  $v_P$  in der Z-Y-Ebene für die Quarzkugel.  
Zeitangaben in Mikrosekunden, Epizentralentfernung  $\theta = 180^\circ$ , Erregungsart II.  
Wave pattern in the direction of minimum velocity  $v_P$  in the Z-Y plane for a quartz sphere.  
Time in microseconds, epicentral distance  $\theta = 180^\circ$ , excitation II.

#### 4. **Schlusfolgerungen**

Das bisherige Studium des Wellenbildes in Kugeln zeigt, daß die in früheren Arbeiten (PROS und BABUŠKA, 1967, 1968) beschriebene Methode zur Untersuchung der elastischen Anisotropie von Gesteinen in allen Fällen physikalisch einwandfreie Geschwindigkeitswerte gibt. Das wird nicht nur durch die Tatsache bestätigt, daß als erste immer die Wellengruppe  $P_1^0$  beobachtet wird, sondern daß auf Grund der durch diese Wellengruppe bestimmten Geschwindigkeit auch das ganze Wellenbild erklärt werden kann. Gleichzeitig zeigt es sich, daß die Deutung des gesamten Wellenbildes zur Untersuchung der elastischen Anisotropie neue nützliche Informationen bringen kann.

#### **Literatur**

- ALTERMAN, Z., and F. ABRAMOVICI: The motion of a sphere caused by an impulsive force and by an explosive point-source. *Geophys. Journ.* 13, 117—148, 1967
- BABUŠKA, V.: Elastic anisotropy of igneous and metamorphic rocks. *Studia geophys. et geod.* 12, 291—303, 1968.
- PROS, Z., and V. BABUŠKA: A method for investigating the elastic anisotropy on spherical rock samples. *Z. Geophys.* 33, 289—291, 1967
- PROS, Z., and V. BABUŠKA: An apparatus for investigating the elastic anisotropy on spherical rock samples. *Studia geophys. et geod.* 12, 192—198, 1968

## **On the Existence of Sometimes Considerable Transport Effects in the Nighttime Ionosphere**

Von J. P. SCHÖDEL, Lindau (Harz)<sup>1)</sup>

Eingegangen am 31. Oktober 1968

*Summary:* Faraday rotation measurements have been carried out with the geostationary satellite ATS-3. Two examples of nighttime transport effects in the ionosphere are shown and an estimate is made of the direction of transport and the order of magnitude of transported ionization.

*Zusammenfassung:* Es wurden Beobachtungen des ionosphärischen Faraday-Effektes mit Hilfe des geostationären Satelliten ATS-3 durchgeführt. Dabei traten Anzeichen dafür auf, daß nachts ein gelegentlich beträchtlicher Transport von Elektronen in der Ionosphäre stattfindet. Zwei Beispiele werden gezeigt und eine Abschätzung über Richtung des Transportes und seine Größenordnung durchgeführt.

Theoretical considerations suggest transport effects in the ionosphere [STUBBE, 1966]. It appears that Faraday rotation measurements with geostationary satellites can prove this theory.

For four weeks Faraday rotation measurements of the equatorial ionosphere were made by means of the geostationary satellite ATS-3. The observing station was on board the German research ship "Meteor", while she was cruising off the West African coast between 13 and 23 degrees north. The satellite's position was about 60 degrees west above the equator. The measurements were made with a commercially built Polarimeter at a frequency of 137.35 MHz.

The Faraday rotation angle  $\Omega$  of a plane polarized electromagnetic wave can be described by [GARRIOTT, 1960]

$$\Omega = \frac{2.97 \cdot 10^{-2}}{f^2} \cdot M \cdot \int N dh \quad (1)$$

$f$ : frequency,  $M$ : factor which contains the component of the earth's magnetic field in the direction of propagation,  $N$ : electron density in the ionosphere,  $h$ : height.

---

<sup>1)</sup> Dipl.-Phys. J. P. SCHÖDEL, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Abteilung für Weltraumphysik, 3411 Lindau/Harz.

$M$  can be exactly calculated as

$$M = \frac{\int F \cdot \cos \theta \cdot \sec \chi \cdot N \, dh}{\int N \, dh} \quad (2)$$

$F$ : intensity of the earth's magnetic field,  $\theta$ : angle between ray and magnetic field,  $\chi$ : zenith angle of the satellite,  $N$ : electron density,  $h$ : height.

$\int N \, dh$  is called the electron content of the ionosphere.

Examples of diurnal changes of  $\Omega$  are shown in the figures. Figure 1 represents measurements made while the "Meteor" was at Bathurst (Gambia) at 13.45 degrees north. Because the overall (non-diurnal) changes of  $\Omega$  are small due to a small  $M$ , no transport effects can be seen (if there were any). During the 25th to the 27th of May 1968 the "Meteor" went to the north (figure 2). As the factor  $M$  increases, the overall (non-diurnal) changes in  $\Omega$  become greater and the measurements are sensitive to small changes in the electron content.

Figure 3 shows an increase of  $\Omega$  by  $3.5 \pi$  from night to day. But superimposed on this diurnal variation is a relative maximum during the night of May 27, 1968 of  $0.4 \pi$  and two relative maxima during the night of May 28 of  $0.33 \pi$ .

It is unlikely that at these times production of electrons took place because ionospheric regions of interest were not illuminated by the sun. Assuming that no other production processes took place, these nighttime maxima of  $\Omega$  have to be ascribed to transport effects in the ionosphere which increase the electron content. To show that the ray path through the earth's magnetic field remained nearly the same, the factor  $M$ , taken at a height of 400 km, is tabulated:

Date	Time [UT]	$M$ [GAUSS]
May, 27th, 1968	23 00	0.22806
	24 00	0.22802
May, 28th, 1968	00 06	0.22802
	03 48	0.22802
	05 36	0.22903
	20 00	0.22911
May, 29th, 1968	00 54	0.22911
	02 00	0.23052
	03 00	0.23282
	04 00	0.23511
	05 00	0.23743
	06 00	0.23978
	07 00	0.24198
	07 48	0.24353

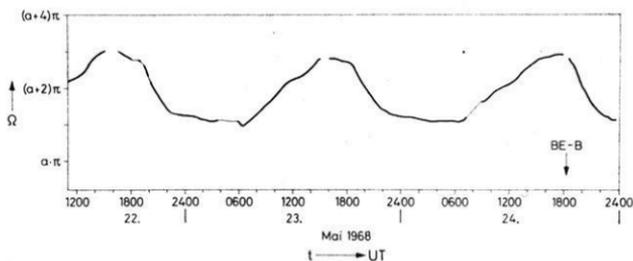


Fig. 1: Faraday rotation angle  $\Omega$  as a function of time. BE-B refers to a time where a calibration of  $\Omega$  has been carried out by means of the Beacon Explorer BE-B (Explorer 22).

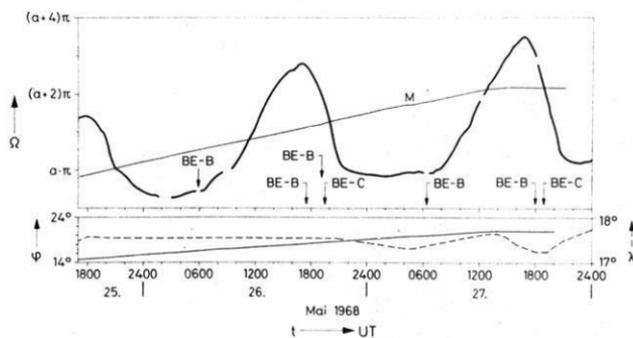


Fig. 2:  $\Omega$  as a function of time and of  $M$ .  $M$  gives the influence of the earth's magnetic field on  $\Omega$ . — The lower part represents latitude and longitude of the ship's position. BE-C refers to Beacon Explorer BE-C (Explorer 27).

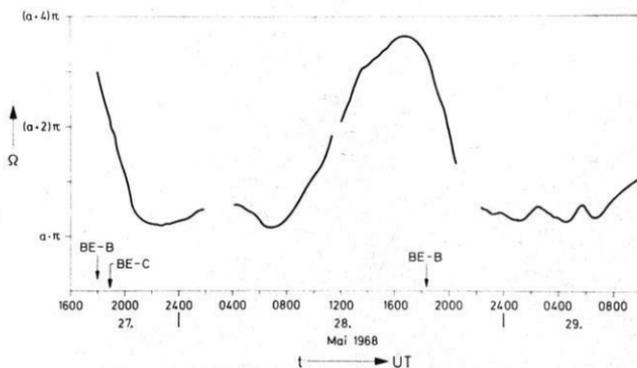


Fig. 3: Examples of nighttime enhanced  $\Omega$  caused by transport effects in the ionosphere.

Assuming two simple cases of transport directions (vertical and horizontal), an estimate can be made of the order of magnitude of transported electrons which would cause the changes in  $\Omega$ .

*First case: vertical transport*

If the total electron content were constant during the nighttime, a vertical transport of the total  $N$ -profile would cause an increase of  $\Omega$  according to equation 2. In the case of the night 27th to 28th of May an electron density with the maximum electron density  $N_m$  at a height  $h_m$  of 500 km which would come down to 200 km (in order to let  $M$  increase) would increase  $\Omega$  by a factor of approximately 1.1. This is a sufficiently high factor to explain the increase of  $\Omega$ . But as vertical movements of ionospheric layers over a height range of 300 km are not likely, vertical transport should be dismissed.

*Second case: horizontal transport*

Assuming a distribution of electrons in the ionosphere which is normalized so that  $M$  is constant during the time of measurement, the following estimate can be made

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{2.97 \cdot 10^{-2}}{f^2} \left\{ \frac{dM}{dt} \int N dh + M \frac{d}{dt} \int N dh \right\} = \frac{2.97 \cdot 10^{-2}}{f^2} M \cdot \frac{d}{dt} \int N dh.$$

Taking  $M = 0.228$ , we get

$$\frac{d\Omega}{dt} = 1.253 \cdot 10^{-16} \cdot 0.228 \cdot \frac{d}{dt} \int N dh,$$

and

$$\Delta\Omega = 1.253 \cdot 10^{-16} \cdot 0.228 \Delta \int N dh.$$

From this equation we find that  $\Delta\Omega = 0.4 \pi$  (first night) corresponds to

$$\Delta \int N dh = 4.4 \cdot 10^{16} m^{-2}.$$

The second night ( $M = 0.239$  and  $\Delta\Omega = 0.33 \pi$ )

$$\Delta \int N dh = 3.5 \cdot 10^{16} m^{-2}$$

The purpose of this estimate is to show that electrons may be transported in a horizontal direction in the ionosphere. If vertical transport were responsible for the effect,  $h_m$  would change considerably more than is evident from ionograms. For example,

during magnetic bay disturbances  $h_m$  changes by at most 100 km [RÜSTER, 1967], which is not sufficient to explain the increase of  $\Omega$ .

Only two cases of transport directions were discussed. A third case, a direction between vertical and horizontal, was omitted because of low probability. A remark should be made about the vertical transport being considered negligible: the estimate is based on an assumption of constant electron content which (or some parts of it) moves downwards. A vertical or nearly vertical flow of electrons from the protonosphere into the ionosphere would increase  $\Omega$  too.

This is due to the weighting effect of the earth's magnetic field according to equation 2.

Assuming a vertical flow of  $2 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  within one hour and negligible loss processes during this time, this flow would give

$$\Delta \int N dh = 7.2 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2},$$

which is insufficient by far to explain the observed increases of  $\Omega$  although loss processes were neglected and no depletion of the protonosphere was taken into account. Even the flow of  $2 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  is too high by a factor of  $10^2$  [HANSON, PATTERSON, 1964].

A group of stations would be a good means of proving the horizontal transport of electrons and would further give the azimuth of the transport direction.

The work described here was sponsored by the German Ministry of Scientific Research under the research grant WRK 153.

### References

- STUBBE, P.: Theoretische Beschreibung des Verhaltens der nächtlichen F-Schicht. Mitteilungen aus dem Max-Planck-Institut für Aeronomie, Nr. 26, 1966
- GARRIOTT, O. K.: The Determination of Ionospheric Electron Content and Distribution from Satellite Observations Part I. Theory and Analysis. Journal of Geophysical Research 65, 1960, p. 1139
- RÜSTER, R.: Lösung von Beweglichkeitsgleichungen und Kontinuitätsgleichung der F-Schicht mit speziellen Anwendungen auf erdmagnetische Baistörungen. Mitteilungen aus dem Max-Planck-Institut für Aeronomie, Nr. 32, 1967
- HANSON, W. B., I. N. L. PATTERSON: The Maintenance of the Night-time F-layer. Planet. Space Sci. 12, 1964, 979



# The dependence of ionospheric absorption of radio waves on equivalent frequency, with special emphasis on the winter anomaly

Von P. NITZSCHE, Berlin<sup>1)</sup>

Eingegangen am 13. September 1968

*Summary:* The height variation of the absorption index  $A$  (db MHz<sup>2</sup>) for sunspot minimum conditions has been derived from absorption data obtained by the methods of field strength recordings (A3), vertical pulse sounding (A1), and cosmic-noise measurements (A2) at medium latitudes. For this purpose, the absorption index is presented as a function of equivalent frequency,  $f_e$ , showing fairly regular trends, markedly different for summer and winter conditions. The index of excessive winter absorption,  $\Delta A$  (db MHz<sup>2</sup>), increases steeply with frequency between  $f_e = 750$  kHz and  $f_e = 1500$  kHz, and becomes nearly constant for  $f_e > 2500$  kHz. This supports the suggestion that the phenomenon of winter anomaly is situated relatively high in the mesopause and lower thermosphere region (85—100 km).

*Zusammenfassung:* Aus den Daten von Absorptionsmessungen mit den Methoden der Feldstärkeregistrierung (A3), der vertikalen Impuls Sondierung (A1) und der Cosmic-Noise-Messung (A2) in mittleren Breiten wird die Höhenabhängigkeit des Absorptionsindex  $A$  (in db · MHz<sup>2</sup>) abgeleitet. Hierzu wird der Absorptionsindex als Funktion der Äquivalentfrequenz  $f_e$  dargestellt, wobei sich ziemlich regelmäßige, für Sommer und Winter deutlich unterschiedliche Trends ergeben. Der Index für die exzessive Winter-Absorption,  $\Delta A$  (in db · MHz<sup>2</sup>), steigt steil mit der Frequenz zwischen  $f_e = 750$  kHz und  $f_e = 1500$  kHz an und bleibt dann bei  $f_e > 2500$  kHz nahezu konstant. Damit wird die Vorstellung bestätigt, daß das Phänomen der Winteranomalie seinen Sitz ziemlich hoch im Gebiet der Mesopause und unteren Thermosphäre (85—100 km) hat.

## 1. Introduction

Since the discovery of the phenomenon of winter anomaly of ionospheric absorption by APPLETON, in 1937, considerable speculation has persisted about the cause of the excessive absorption, which exceeds the magnitude to be expected from the relationship between ionospheric absorption and solar zenith angle. Recently, the region causing a more or less steady enhanced absorption has been identified to be in the mesopause and lower thermosphere [LAUTER and NITZSCHE, 1967], which does not exclude, however, that single days with extremely high absorption show an enhanced ionization well below these heights. In order to clarify this view of the anomaly, the present paper gives a survey of the general dependence of absorption on frequency, throughout the

<sup>1)</sup> Dr. PETER NITZSCHE, Heinrich-Hertz-Institut, Bereich Physik der Hochatmosphäre, X 1199 Berlin-Adlershof.

medium and short wave bands. With the limited amount of data available, it was not thought desirable to take into account all factors probably modifying the anomaly mechanism. As all the data used have been obtained with transmission paths having their (1-hop-)reflection points or penetration points, respectively, between the geographic latitudes  $48^{\circ}\text{N}$  and  $55^{\circ}\text{N}$ , an effect of the dependence of mean absorption on latitude should not have a severe influence on the present considerations.

## 2. The absorption measurements

In the IQSY period 1964/65, an intensive network of stations in central Europe was operating absorption measurements by A1, A2, and A3 methods, covering a range of equivalent vertical frequencies from 750 kHz to 25 MHz. Details of the propagation paths used in this study are given in Table 1.

Table 1: Data of measuring paths.

Method	Operating Frequency (kHz)	Equivalent vertical frequency (kHz)	Transmitter	Receiving site	Distance (km)	Geogr. coord. of 1 hop refl. point	longit. gyro-frequency (kHz)
A3	1178	750	Hörby	Kühlungsborn	225	$55.0^{\circ}\text{N}; 12.7^{\circ}\text{E}$	840
A3	2775	1000	Kiel-Radio	Panska Ves	525	$52.5^{\circ}\text{N}; 12.4^{\circ}\text{E}$	460
A3	2614	1250	Norddeich Radio	Neustrelitz	395	$53.4^{\circ}\text{N}; 10.1^{\circ}\text{E}$	620
A3	2614	1550	Norddeich Radio	Lindau	295	$52.6^{\circ}\text{N}; 08.6^{\circ}\text{E}$	720
A1	1725	—	Freiburg	Freiburg	—	$48.1^{\circ}\text{N}; 07.6^{\circ}\text{E}$	1200
A3	2775	1950	Kiel-Radio	Neustrelitz	220	$53.9^{\circ}\text{N}; 11.6^{\circ}\text{E}$	900
A1	2050	—	Freiburg	Freiburg	—	$48.1^{\circ}\text{N}; 07.6^{\circ}\text{E}$	1200
A1	2110	—	Juliusruh	Juliusruh	—	$54.6^{\circ}\text{N}; 13.3^{\circ}\text{E}$	1250
A1	2440	—	Freiburg	Freiburg	—	$48.1^{\circ}\text{N}; 07.6^{\circ}\text{E}$	1200
A1	2900	—	Freiburg	Freiburg	—	$48.1^{\circ}\text{N}; 07.6^{\circ}\text{E}$	1200
A1	3450	—	Freiburg	Freiburg	—	$48.1^{\circ}\text{N}; 07.6^{\circ}\text{E}$	1200
A1	3860	—	Juliusruh	Juliusruh	—	$54.6^{\circ}\text{N}; 13.3^{\circ}\text{E}$	1250
A1	4100	—	Freiburg	Freiburg	—	$48.1^{\circ}\text{N}; 07.6^{\circ}\text{E}$	1200
A1	4880	—	Freiburg	Freiburg	—	$48.1^{\circ}\text{N}; 07.6^{\circ}\text{E}$	1200
A2	24 950	20 000	(Polar star method)	Neustrelitz	—	$54.0^{\circ}\text{N}; 13.1^{\circ}\text{E}$	1250

### Data references:

1. Geophysikalische Meßreihen des Observatoriums für Ionosphärenforschung, Kühlungsborn.
2. Beobachtungsergebnisse des Heinrich-Hertz-Instituts Berlin-Adlershof,  
Special Data Bulletin: Ionospheric A1 absorption during IQSY,  
Special Data Bulletin: Ionospheric A3 absorption during IQSY.
3. Ionospheric Data (Absorption Measurements), Ionosphären-Institut Breisach.
4. Ionospheric Data Lindau (Germany), Spec. Data Bull. A3 Absorption 1964—65.
5. Travaux Inst. Géophys. Acad. Tchecoslov. Sci.: Ionospheric A3 Absorption during IQSY.

Table 2: Noon absorption measurements. (Absorption given in decibels, frequencies in kHz).

$f/f_c$ (kHz)	Summer						Winter					
	1964 July/August		1965 July/August		1966 July/August		1964 Dec.	1965 Jan.	1965 Dec.	1966 Jan.	1966 Dec.	1966 Jan.
1178/860	46	41	39	37	51	50	32	32	30	33	33	33
2775/1000	37	36,5	35	36	—	—	33	37	43,5	37	41	45
2614/1250	32	31	32	32	37	35	34	40	39	37	46	49
2614/1550	30	29	30	31	37	34	29	35	38	35	45,5	47
1725	26	27	27	27	35	32	28,5	27	24	30	34	39
2775/1950	—	—	30	32	32	32	24	24	28	30	33	41
2050	29	25	28,5	25	31	31,5	23	26	25	28,5	32	35
2110	—	—	—	—	32	29	—	—	—	—	24	30
2440	28	26	27	24	33	30	24,5	24	25	28	28	40
2900	33	21	29	21	33	29	21	24	20	21	26	35
3450	30,5	24	31	20	36,5	38	18	20	17	18	19,5	27
3860	20	21	22	21	—	—	14	16	16	16	—	—
4100	17	19	20	17	21	22	16	15	15	12,5	18	21
4880	22	—	18,5	—	23	21	—	—	—	—	—	—
24950/20000	—	—	—	—	0,6	0,7	0,35	—	—	—	—	—

Table 2 summarizes the noon absorption values used for the following considerations.

The absorption measurements have been carried out in accord with the general rules for the IQSY. No special reduction is made to separate non-deviative and deviative absorption. The basic physical process involved is, of course, essentially the same at all levels and all over the trajectory, so that, under this view, the division into the deviative and nondeviative types is somewhat arbitrary.

The total absorption loss,  $L(f, \alpha)$ , suffered by the ordinary component of a radio wave of frequency  $f$ , reflected at the ionosphere with an angle of incidence  $\alpha$ , can be described by

$$L(f, \alpha) \cos \alpha = \frac{A}{(f + f_L^*)^2} + CF \left( \frac{f}{f_c} \right), \quad (1)$$

where  $A/(f + f_L^*)^2$  is the APPLETON-HARTREE expression for the non-deviative absorption of plane h. f. radio waves traversing an absorbing layer in the quasi-longitudinal mode. The parameter  $C$  characterizes the role of the deviative absorption in the reflecting layer, represented by the function  $F(f/f_c)$ , where  $f_c$  is the critical frequency of the layer. For oblique-incidence paths, an "effective" longitudinal component,  $f_L^*$ , of the total gyro-frequency,  $f_H$ , has been introduced by

$$f_L^* = \frac{1}{2} f_H (\cos \theta_1 + \cos \theta_2),$$

where  $\theta_1$  and  $\theta_2$  are the angles between the earth's magnetic field and the upgoing and downgoing parts of the propagation path, respectively.

In order to compare roughly the absorption data of different stations, we have neglected, in a first approximation, the deviative type of absorption. As a consequence, we assume that the absorption index  $A$ ,

$$A = (f + f_L^*)^2 L_{\text{total}}(f, \alpha) \cos \alpha \quad (2)$$

is a good relative measure of mean absorption in the ionosphere, if the operating frequency is well below the critical frequency,  $f_c$ , in the vicinity of which the deviative absorption would become an important portion of the total absorption.

### 3. Results

If the main absorbing region lies well below the reflecting levels, the index  $A$  should be nearly independent of frequency, for a given set of measurements, but it will vary with time. In practice, we have found that the calculated value of the  $A$  index varies markedly with frequency. These deviations are definitely in excess of what would be expected from inaccuracies in the measurements or from neglecting deviative absorption. Obviously, it may be due to the systematic change in the thickness of the absorbing layer underneath. The effect is striking. Fig. 1a—b shows, that marked deviations from the continuous trend of the absorption index  $A$  with equivalent frequency occur only in the vicinity of the critical frequency of the  $E$  layer, thus justifying indirectly the validity of the approximation in equation (2). In fig. 1, we have plotted the logarithm of  $A$ , from the mean noon values listed in Table 2, versus the logarithm of  $f_e$ , taking the average of the median absorption in July and August as a characteristics of the summer behaviour, and the average of December and following January as a characteristics of the winter behaviour. The values obtained in this way can be linked fairly well by a smooth curve. The drawing of separate curves for the IQSY-period and for the year 1966 shall take into account the influence of solar activity. The Zurich definite sunspot numbers are indicated in the figures.

Using this method, we find a clear difference of the frequency variations of total absorption index  $A$  between local summer and winter, which may be interpreted as a seasonal variation of the product  $\int N \nu dh$  beneath the reflection level. From a comparison of the summer and winter curves of  $A(f_e)$  in fig. 2 (see p. 308), it may be stated: For  $f_e < 900$  kHz, the total winter absorption is smaller than the mean summer absorption, indicating a decrease of winter anomaly with decreasing frequency. Also for  $f_e > 2000$  kHz the winter absorption is smaller than the summer absorption, which can be interpreted by absorption in the upper  $E$  and lower  $F$  region increasing from winter towards summer. If we explain the variation of absorption index  $A$  with equivalent frequency  $f_e$  as caused by the frequency dependence of the reflection height, i. e. by the variation of effective thickness of the absorbing region, and if we assume that the apparent reflection heights for m. f. and h. f. in winter are probably not higher than in summer, we may draw some conclusions from figs. 1 and 2:

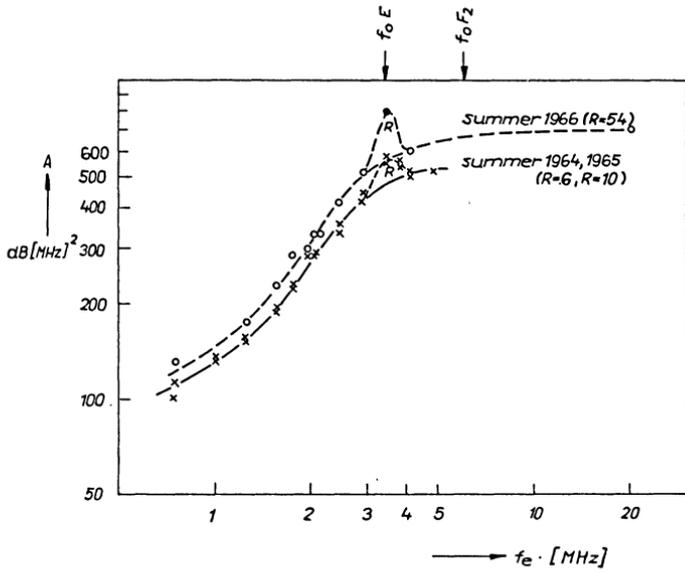


Fig. 1a: Absorption index versus frequency in summer.

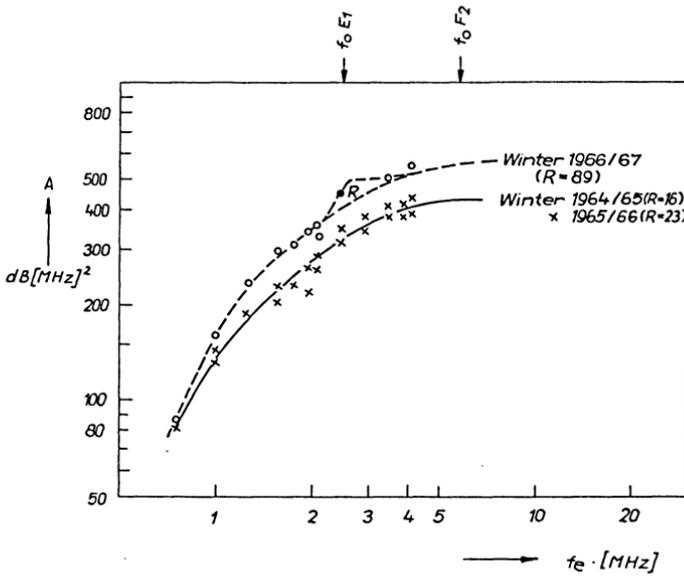


Fig. 1b: Absorption index versus frequency in winter.

The frequency dependence of high attenuation in winter indicates that the normal mechanism of excessive winter absorption (winter anomaly) must be effective mainly in a distinct altitude region of the ionosphere. The increase of absorption index  $A$  with equivalent frequency between  $f_e = 500$  kHz and  $f_e = 1500$  kHz is steeper in winter than in summer (fig. 2), in contrast to what would be expected if the main excessive absorbing layer in winter were well below the reflection levels for these frequencies. Therefore, the observed frequency dependence can be well understood if the phenomenon of anomalous winter absorption becomes more and more effective with increasing height, beginning from the lower  $D$  region, reaches a relative maximum in the  $D-E$  transition region, and disappears in the upper  $E$  region.

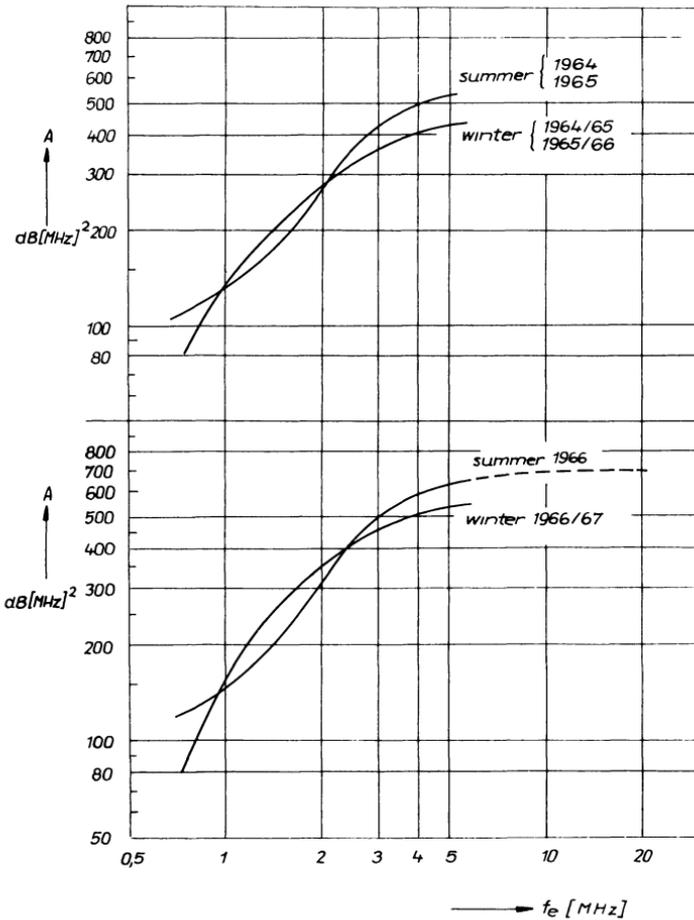


Fig. 2: Comparison of absorption index in summer and winter for periods of different solar activity.

This discussion was restricted to noon absorption. The behaviour of absorption at constant zenith distance  $\cos \chi$  could not be investigated because only a limited amount of data for constant  $\cos \chi$  is available. As an attempt to eliminate the seasonal  $\cos \chi$  variation in the noon absorption data of Table 2, we have normalized the summer noon values ( $\cos \chi = 0.85$ ) to winter noon ( $\cos \chi = 0.30$ ).

So we get the expression

$$\Delta A = A_{\text{winter}} - A_{\text{summer}} \frac{\cos^n \chi_{\text{winter}}}{\cos^n \chi_{\text{summer}}}$$

for the relative mean winter anomaly magnitude of absorption index  $A$ . An exponent  $n = 0.70$  was used [NITZSCHE 1967, BIBL, PAUL and RAWER 1965].

The variation of this winter anomaly index,  $\Delta A$ , with equivalent frequency is plotted in fig. 3. The frequency dependence and consequently also the height dependence of the winter anomaly is evident. For frequencies  $f_e \geq 3000$  kHz, i. e. for frequencies reflected above the  $E$  region at this time, the increase with frequency is only weak, which strongly suggests that the main cause of the excessive absorption lies somewhat below 110 km. For  $f_e < 1000$  kHz, i. e. for frequencies reflected in the  $D-E$  transition region, we see a striking decrease of  $\Delta A$  with decreasing  $f_e$ , which we interpret as a decrease of winter anomaly with decreasing reflection height in the  $D-E$  region.

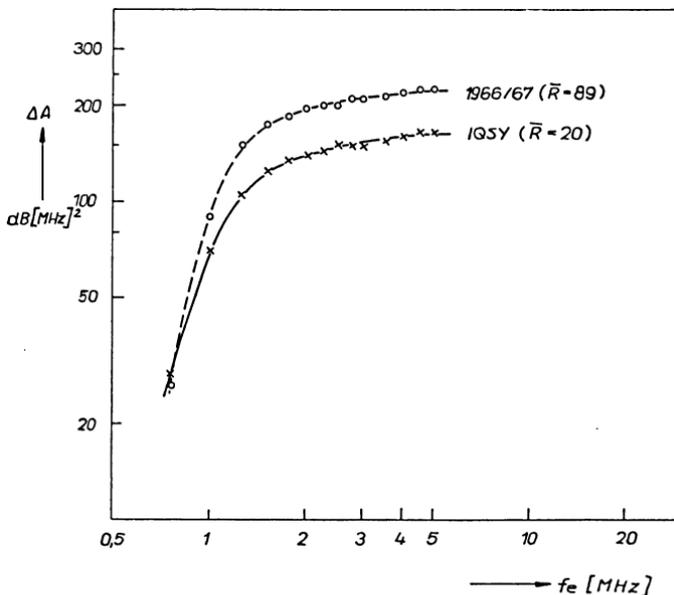


Fig. 3: Amount of winter anomaly of absorption versus frequency for periods of different solar activity.

In conclusion we may say, that the suggested aeronomical and meteorological factors connected with the winter absorption anomaly [KELLOG 1961, GREGORY 1965, LAUTER 1967] should be sought, at least for medium latitudes, in the mesopause and lower thermosphere region (85–100 km).

### **Acknowledgement**

The first version of this paper has been kindly revised by Prof. Dr. LAUTER and Dr. TAUBENHEIM. The author is indebted to Dr. H. SCHWENTEK, Lindau, and Mr. P. TRISKA, Prague, for the communication of data.

### **References**

- BIBL, K., A. PAUL, and K. RAWER: *J. Atmosph. Terr. Phys.* 27, 145, 1965
- GREGORY, J. B.: *J. Atmosph. Sci.* 22, 18, 1965
- KELLOG, W. W.: *J. Meterol.* 18, 373, 1961
- LAUTER, E. A.: *Space Res.*, Vol. VII, 1, p. 212 (1967)
- LAUTER, E. A., and P. NITZSCHE: *J. Atmosph. Terr. Phys.* 29, 533, 1967
- NITZSCHE, P.: *Kleinheubacher Ber.* 12, 315, 1967

## **Berichtigung und Ergänzung**

# **Zum Einfluß von Instrumententrägheit oder Filtern auf die Kreuzkorrelation**

Von L. HASSE, Hamburg<sup>1)</sup>

Eingegangen am 8. November 1968

In dem gleichlautenden Artikel im Jahrgang 1968, Heft 3, ist auf S. 262, Mitte, ein Fehler enthalten. Es muß heißen

$$i\mathfrak{F}[q] = S(f) = 2 \int_0^{\infty} q(\tau) \sin 2\pi f\tau \, d\tau \quad -\infty \leq f \leq \infty$$

Der Hilfssatz lautet dann richtig (Minuszeichen bei  $S_1 S_2$  !)

$$C(f) = C_1 C_2 - S_1 S_2, \quad S(f) = S_1 C_2 + C_1 S_2$$

und entsprechend in folgendem.

Damit erhält man die einfacheren Endformeln

$$C_x = \frac{1}{A_1 A_2} [C_y \cos(\eta_1 - \eta_2) + S_y \sin(\eta_1 - \eta_2)]$$

$$S_x = \frac{1}{A_1 A_2} [S_y \cos(\eta_1 - \eta_2) - C_y \sin(\eta_1 - \eta_2)]$$

Die Aussage des Artikels bleibt unberührt, d. h. es ist zur optimalen Berechnung der Kreuzkovarianz oder des Cospektrums aus Registrierungen zweier träger Instrumente in der Regel nicht das Beste, beide Geräte gleich träge zu machen, wenn dazu die Eigenschaften eines Gerätes verschlechtert werden müssen.

---

<sup>1)</sup> Dr. LUTZ HASSE, Meteorologisches Institut der Universität Hamburg, 2 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6.

Man kann die Verhältnisse etwas besser übersehen, wenn man zwei Probleme unterscheidet:

1. Die Kreuzkovarianz soll ohne Korrekturen aus den Registrierungen zweier „optimal angepaßter“ Geräte berechnet werden.
2. Es soll neben der Kreuzkovarianz das Co- und Quadspektrum berechnet werden.

Im ersten Fall soll das berechnete  $C_y$  möglichst gleich dem ursprünglichen  $C_x$  sein. Es gilt:

$$C_y = A_1 A_2 [C_x \cos(\eta_1 - \eta_2) - S_x \sin(\eta_1 - \eta_2)]$$

$$S_y = A_1 A_2 [S_x \cos(\eta_1 - \eta_2) + C_x \sin(\eta_1 - \eta_2)]$$

Es ist anzustreben, möglichst  $\cos(\eta_1 - \eta_2)$  gleich 1 und  $S_x \sin(\eta_1 - \eta_2)$  klein gegenüber  $C_x$  zu machen, ohne dadurch  $A_1 A_2$  zu klein werden zu lassen. Man muß die Verfälschung durch die Amplitudenreduktion und durch die Phasenverschiebung gegeneinander aufwiegen.

Die Formeln zeigen gleichzeitig, daß durch Phasendifferenzen nur eine Umverteilung der spektralen Energie zwischen Co- und Quadspektrum stattfindet, während durch die Amplitudenreduktion die Energie eben reduziert wird.

Im zweiten Falle ist es besser, diese Umverteilung bei der Berechnung der Spektren  $C_x$  und  $S_x$  aus  $C_y$  und  $S_y$  rückgängig zu machen und eine möglichst geringe Amplitudenreduktion zu haben. Die Amplitudenreduktion kann zwar durch Multiplikation mit  $1/A_1 A_2$  rückgängig gemacht werden, dabei werden aber auch die bei der Registrierung überlagerten Störungen mit verstärkt. In diesem Falle empfiehlt es sich, beide Geräte so flink zu lassen, daß keine nennenswerte Amplitudenreduktion eintritt, soweit das im Hinblick auf aliasing und Registrieraufwand praktisch möglich ist.

Ich danke Herrn Dipl.-Met. G. KRUSPE und D. SCHRIEVER für die Aufklärung des Fehlers und die Anregung zu der Untersuchung.

**Briefe an den Herausgeber**

## **Anreicherungsverfahren für atmosphärische Ionen mittels elektrostatischer Linse**

Von N. Nix, Aachen<sup>1)</sup>

Eingegangen am 13. Januar 1969

Im submikroskopischen Bereich sind die atmosphärischen Schwebestoffe optisch nicht mehr sichtbar, so daß man gezwungen ist, über die elektrischen Eigenschaften der geladenen Teilchen die entsprechende Information zu erhalten. Um hier Meßschwierigkeiten bei der Ionenspektroskopie zu umgehen, muß ein Anreicherungsverfahren erarbeitet werden, das die Ionen in einer höheren Konzentration anbietet, als sie normalerweise in der Luft vorhanden sind. Ein grober Überblick möge das verdeutlichen:

Ein durchschnittlicher Wert für die Konzentration in der Atmosphäre liegt bei 1000 Teilchen/cm<sup>3</sup> für den Größenbereich zwischen 10<sup>-7</sup> und 10<sup>-4</sup> cm. Davon sind z. B. Teilchen von 10<sup>-6</sup> cm Durchmesser nur zu etwa 1% elektrisch geladen, so daß mit 10 Ionen/cm<sup>3</sup> zu rechnen wäre. Bei einer Ansaugmenge von 1 Liter/s wären also 10000 Ionen/s oder ein Strom von etwa 10<sup>-15</sup> A zu erwarten. Dieser Wert liegt an der Meßgrenze der heutigen Elektrometerverstärker. Soll nun, was beabsichtigt ist, für die verschiedenen Größen getrennt, also nicht integral über den ganzen Größenbereich gemessen werden, so erscheint eine Messung mit den derzeitigen Mitteln recht schwierig. Im folgenden soll ein Anreicherungsverfahren für unipolare Ionen im Prinzip erläutert werden, das sich einer abgewandelten Ionenlinse bedient und die geladenen Teilchen fokussiert.

Eine elektrostatische Ionenlinse herkömmlicher Bauart, wie sie z. B. in einem Elektronenmikroskop verwendet wird, besteht im wesentlichen aus drei hintereinander angebrachten Kreisscheiben, die in der Mitte durchbohrt sind. Davon ist die Bohrung der mittleren Kreisscheibe kleiner als die der beiden äußeren. Werden nun die beiden Außenscheiben elektrisch verbunden und zwischen ihnen und der Mittelscheibe eine

---

<sup>1)</sup> Dipl.-Phys. N. Nix, Forschungsstelle für Geophysik und Meteorologie der Technischen Hochschule Aachen, 51 Aachen, Templergraben 55.

Spannung angelegt, so erfahren die Ionen, die durch die Bohrungen dieser „Dreiloch-elektrode“ hindurch gelangen, eine fokussierende Wirkung. Grundsätzliche Voraussetzung ist jedoch, daß die Ionen unter der Wirkung des elektrischen Feldes zwischen den Kreisscheiben stark beschleunigt und wieder verzögert werden können, was nur im Vakuum möglich ist. Die atmosphärischen Ionen befinden sich aber in dem zähen Medium Luft. Dadurch wird eine Bündelungswirkung der Linse verhindert. Sorgt man jetzt aber durch eine mechanische Vorkehrung dafür, daß die Luft und damit die von ihr getragenen Ionen den Erfordernissen entsprechend beschleunigt werden, so kann dieser Mangel behoben werden.

Die Abbildung zeigt prinzipiell eine solche Vorrichtung im Längsschnitt. Dabei wird die folgerichtige Beschleunigung und Verzögerung der Luft und damit der Ionen von einer Venturi-Düse übernommen, die selbst z. B. aus dünnem Glas bestehen kann.

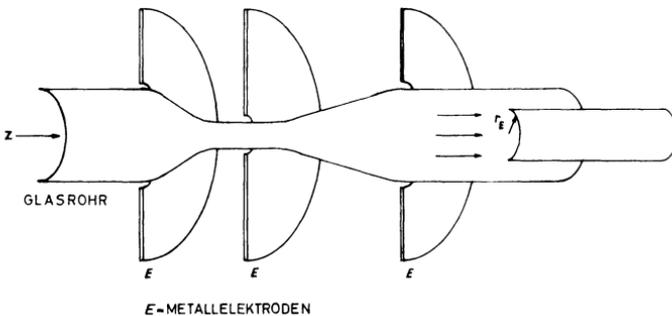


Abb. 1.

An den entsprechenden Stellen sind nun die drei Kreisscheiben um die Düse herum angebracht. Der spezielle Feldverlauf der Dreilochelektrode zusammen mit den Strömungsverhältnissen der Luft in der Venturi-Düse bewirkt nun eine Kraft auf die Ionen eines Vorzeichens zur Mittelachse hin. Diese Kraft senkrecht zur Mittelachse läßt sich aus den Bahngleichungen für Elektronenlinsen herleiten zu

$$K_r = - e r \phi''(z) \quad e = \text{Elementarladung}$$

wobei  $z$  die Düsenmittelachse und  $r$  die dazu senkrechte Koordinate darstellt.  $\phi(z)$  gibt den Potentialverlauf entlang der Mittelachse an. Daraus ist zu ersehen, daß die bündelnde Kraft auf ein Ion um so größer ist, je weiter es sich von der Mittelachse entfernt befindet. Bei hinreichend großem elektrischen Feld werden infolge der Kraft  $K_r$  alle Ionen, die sich vor Eintritt in die Linse in der äußeren radialen Zone befunden haben, nach Verlassen der Linse in einen Schlauch abgedrängt, der im Radius kleiner als  $r_E$  ist. Im folgenden ist dann nur noch für die Ausblendung der äußeren ionenfreien Luft zu sorgen, die sich außerhalb des Luftstromes vom Radius  $r_E$  befindet. Damit ist die gewünschte Konzentrationserhöhung atmosphärischer Ionen erfolgt, was ihre weitere Untersuchung wesentlich vereinfacht.

Der oben beschriebenen fokussierenden Eigenschaft der Linse schließt sich noch eine sehr wichtige zweite an. Der Radius  $r_E$  ist nicht nur von der Stärke des angelegten elektrischen Feldes abhängig, sondern auch von der Größe, d. h. von dem Durchmesser der Ionen. Durch Variation der Feldstärke und des Radius von dem Rohr, welches am Ende der Linse die äußere Luftmasse ausblendet, läßt sich schon eine Größenselektion der Ionen vornehmen. Somit wird durch diese Vorrichtung zusätzlich noch eine Art von Ionenspektroskopie möglich.

---

### **Kurzmitteilung**

Während der vom 29. September bis zum 4. Oktober 1969 in Salzburg/Österreich veranstalteten Physikertagung (gemeinsame Tagung von Physikern und Geophysikern) wird eine **Ausstellung** stattfinden, bei der in internationalem Rahmen zahlreiche Firmen ihre für die Physik oder Geophysik interessanten neu entwickelten Geräte vorführen werden. Nähere Informationen können beim Ausstellungsleiter, Herrn U. DIHLE (6 Frankfurt/Main, Im Trutz 29, Telefon (0611) 72 79 17) eingeholt werden.



# HAMBURGER GEOPHYSIKALISCHE EINZELSCHRIFTEN

Herausgegeben von den geophysikalischen Instituten der Universität Hamburg

---

- PAUL RAETHJEN     **Kurzer Abriss der Meteorologie dynamisch gesehen**  
Teil 2. Wärmehaushalt der Atmosphäre  
50 Seiten. 1950. DM 3,- (Heft 1)
- PAUL RAETHJEN     **Frontalzyklogenesi**  
15 Seiten. 1954. DM 1,- (Heft 2)
- PAUL RAETHJEN     **Kurzer Abriss der Meteorologie, dynamisch gesehen**  
Teil 3. Zirkulationen der Atmosphäre  
82 Seiten. 1954. DM 4,- (Heft 3)
- PAUL RAETHJEN     **Zur Dynamik des jet stream. Gleichgewichtsstörungen im nichtstationären**  
OTTO HÖFLICH     **jet stream. Disturbance of balance in the nonsteady jet stream. – Konvektions-**  
**fronten und Druckfeldänderungen im jet stream. Convection fronts and**  
**development of pressure in the jet stream**  
136 Seiten. 1961. DM 12,- (Heft 4)
- K. STROBACH     **Ein Beitrag zum Problem der Entstehung und der Wellennatur der mikro-**  
**seismischen Bodenunruhe**  
Mit 15 Abbildungen und 108 Kartogrammen. 125 Seiten. 1963. DM 12,-  
(Heft 5)
- H. JESKE     **Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in cm- bis m-Band über dem**  
**Meer**  
Unter besonderer Berücksichtigung der meteorologischen Bedingungen in der  
maritimen Grenzschicht  
Mit 31 Textabbildungen. 164 Seiten. 1966. DM 12,- (Heft 6)
- OTTO HÖFLICH     **Biometeorologische Untersuchungen von Phantomschmerzen**  
Mit 40 Abbildungen und 6 Tabellen. 148 Seiten. 1966. DM 12,- (Heft 7)
- P. RAETHJEN     **Experimentelle und theoretische Untersuchungen über die atmosphärischen**  
M. DUNST     **Zirkulationen, den jet stream und die zyklonalen Störungen**  
K. KNOLLE     **Mit 45 Abbildungen und 1 Tafel. VI, 184 Seiten. 1968. DM 18,-**  
G. FISCHER     **(Heft 8)**
- GEORG DUENSING     **Die Mesostruktur des Windfeldes an der Grenze zwischen Troposphäre und**  
**Stratosphäre**  
Mit 31 Abbildungen. 157 Seiten. 1968. DM 14,- (Heft 9)
- RUDOLF     **Rayleighwellen am Keil mit freien Grenzflächen**  
GUTDEUTSCH     **Mit 37 Abbildungen. X, 117 Seiten. 1969. DM 14,- (Heft 10)**
- L. HASSE     **Zur Bestimmung der vertikalen Transporte von Impuls und fühlbarer**  
**Wärme in der wassernahen Luftschicht über See**  
Mit 8 Abbildungen. X, 70 Seiten. 1969. DM 12,- (Heft 11)
- 



Cram, de Gruyter & Co · Hamburg

**Praktischer  
GEOPHYSIKER**

(mit abgeschlossener  
Hochschulbildung)

**gesucht**

für die Bearbeitung  
geophysikalischer und geologischer  
Aufgaben

**RUDOLF J. RAMMNER**

Büro  
für geophysikalische Erkundung  
und elektronische Entwicklungen  
**7823 Bonndorf (Schwarzwald)**  
Telefon 07703-534

**GEOPHYSICS**

*A Journal of General and Applied Geophysics*

*Published Quarterly by*

**SOCIETY OF EXPLORATION  
GEOPHYSICISTS**

Box 1536 Tulsa, Oklahoma

- The official journal of the leading international group of prospecting geophysicists
- Devoted to current problems in seismograph, gravity, magnetic and other methods of geophysical prospecting for oil and other minerals
- Covers geophysical instrumentation

**SUBSCRIPTION RATES**

ONE YEAR (4 issues) \$ 10.00,  
foreign \$ 10.50 (payment with order)

Also available on microcards



»Journalfranz« Arnulf Liebing, OHG

87 Würzburg, Werner-von-Siemens-Str. 5

*Wir kaufen:*

**GERLANDS Beiträge zur Geophysik**

Band 34—53 oder ähnliche Reihe

**Zeitschrift für Geophysik**

Alles, besonders die Bände 1—19, 22 und 24—25

**Beiträge zur angewandten Geophysik**

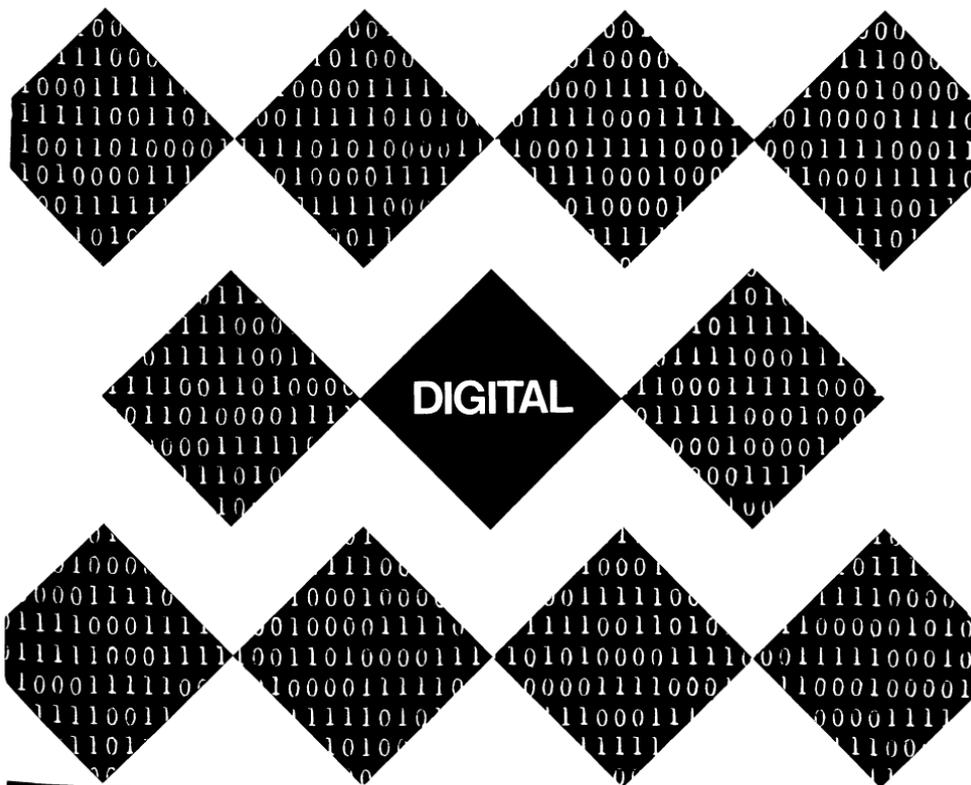
Möglichst vollständige Reihe

Angebote auf weitere Zeitschriften aus allen Wissensgebieten sind uns jederzeit willkommen. Bitte senden Sie uns auch Ihre Desideratenlisten.

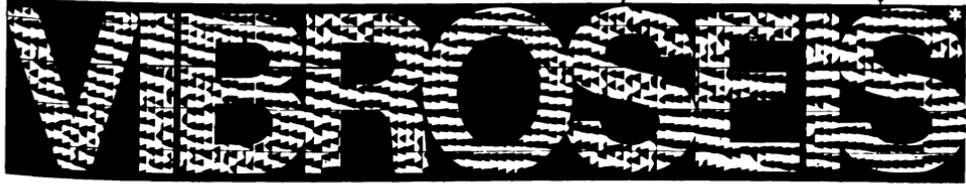
Auf Anforderung erhalten Sie unsere Kataloge

Mineralogie—Geologie—Paläontologie (1260 Nrn.)

Geschichte der Wissenschaften (1991 Nrn.)



**DIGITAL**



**DIGITAL VERTICAL STACKING IN THE FIELD:**

- higher dynamic range
- improved signal-to-noise ratio
- extension of frequency band width to lower frequencies.

**DIGITAL STORAGE OF VARIOUS SWEEP SIGNALS**

- with different frequency ranges ensures
- high flexibility of field operations.

**"VIBRE" - PACKAGE FOR DIGITAL PROCESSING**

- gives full advantage of digitally
- recorded VIBROSEIS\* data.



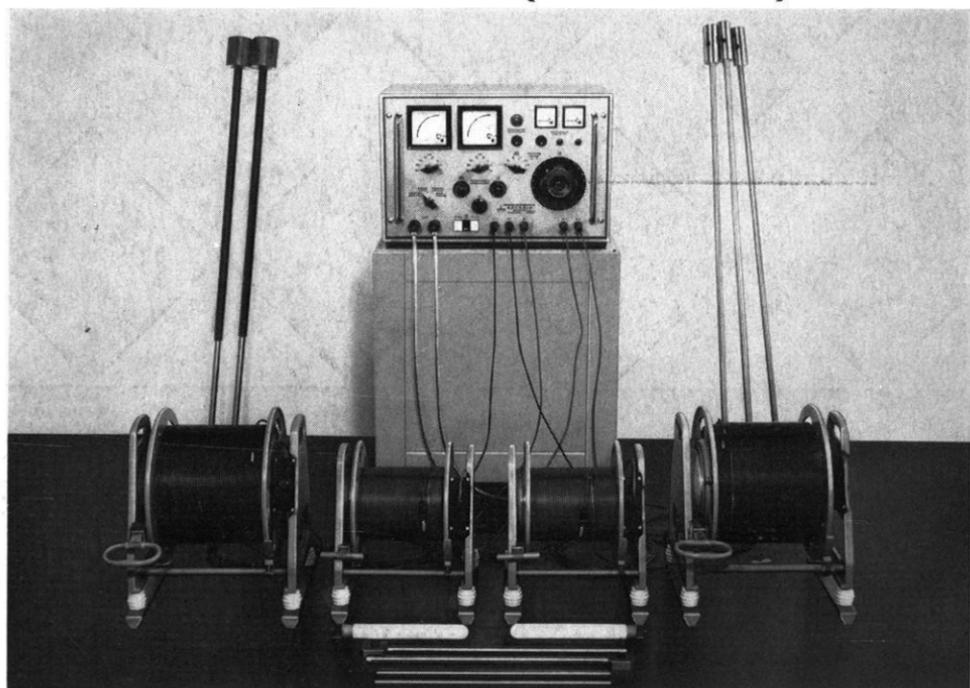
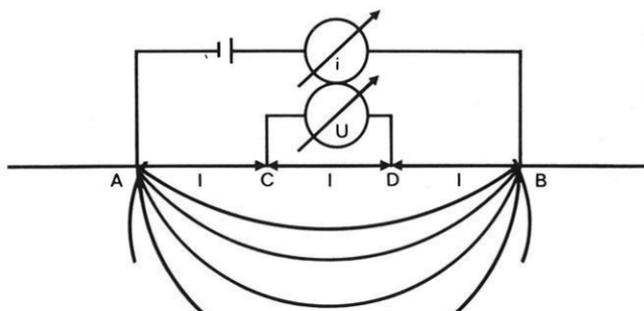
\* Trade and service mark of Continental Oil Co

**PRAKLA GMBH · 3000 HANNOVER 1 · P. O. BOX: 4767 · PHONE: 8 07 21 · TELEX: 92 2847 · CABLE: PRAKLA GERMANY**

Amsterdam · Ankara · Brisbane · Djakarta · Kuala-Belait · Madrid · Rio de Janeiro · Tripoli · Vienna



# Geoelectric DC Equipment



Geophysical investigations are accomplished by means of the geoelectric DC equipment making use of different conductivities. This instrument particularly serves for prospecting mineral deposits and solving hydrological problems. The adaptation of the current and voltage measurement is adjusted to the

range of resistances. Current and voltage are to be determined by means of precision instruments with an uncertainty of 1%. The electrode voltage is continuously adjustable. Unpolarizable potential electrodes, hammering-in type and spiking-in type electrodes as well as cables on proper drums will be supplied.

**CONTI ELEKTRO**

WERK FÜR WISSENSCHAFTLICHE GERÄTE BERLIN  
1 Berlin 42 (Mariendorf), Großbeerenstraße 2-10