ZEITSCHRIFT

FÜR

GEOPHYSIK

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

B. Brockamp, Münster i. W.

unter Mitwirkung von **A. Defant**, Innsbruck — **W. Dieminger**, Lindau b. Northeim
W. Hiller, Stuttgart — **K. Jung**, Kiel — **O. Meyer**, Hamburg
F. Möller, Mainz — **H. Reich**, Göttingen.

Jahrgang 24
1958

PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

NIEDERSÄCHS.
STAATS- U. UNIV.-
BIBLIOTHEK
GÖTTINGEN

Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten.
Nachdruck und photomechanische Wiedergabe, auch von Teilen, nicht gestattet.

©

PHYSICA-VERLAG · WÜRZBURG 1958
Druck: fotokop Darmstadt
Printed in Germany

Z 1959. 4137

Autorenverzeichnis

Barta, G. 197
Belluigi, A. 380
Bibl, K. 1
Bistricsany, E. 153
Bock, R. 148, 151
Budde, E. 96

Caloi, P. 65
Caputo, M. 359

Dolezalek, H. 268

Egyed, E. 260

Fanselau, G. 320
Förtsch, O. 161
Franke, R. 340
Frölich, F. 228

Geier, S. 326
Graeser, E. 134
Grosse, S. 321

Hahn, A. 106
Hellbardt, G. 34

Israël, H. 277

Kertz, W. 210

Lippmann, H. J. 113
Lode, W. 134
Lucke, O. 240, 284

Neumann, W. 332
Noßke, G. 340

Oliwa, G. 143

Pott, G. 134

Reich, H. 151
Reimer, L. 53
Reusche, H. G. 299
Rische, H. 351
Richter, G. 168

Schulze, R. 318
Schmucker, K. 216
Sparrer, H. 284
Stefanescu, S. 175
Stegena, L. 260
Strobach, K. 369

Untiedt, J. 125

Verö, J. 307
Vogler, G. 184
Volland, H. 222

Sachverzeichnis

I. Physik des festen Erdkörpers

1. Bewegung und Aufbau der Erde, Schwere

P. Caloi: The crust of the earth, from the Apennines to the Atlantic, reconstructed in accordance with the data supplied by seismic surveys. 65

M. Caputo: Ein graphisches Verfahren für die Berechnung der vertikalen Komponente der Anziehungskraft zylindrischer Körper und dessen Anwendung für die Bestimmung der Gestalt von Gletscherbetten. 359

E. Egyed u. L. Stegena: Physical background of a dynamical Earth model. 260

O. Lucke: Über den physikalischen Zustand der Materie im Erdinnern. 240

G. Oliwa: Die Schwere auf dem Niveausphäroid. 143

S. Grosse: Ergebnisse gravimetrischer Regionalvermessungen im Westerzgebirge. 321

R. Schulze: Die modernen Askania-Gravimeter. 318
H. J. Lippmann: Erdmagnetische Induktion in Leitfähigkeitseinlagerungen im Untergrund. 113
U. Schmucker: Einige Ergebnisse der erdmagnetischen Tiefensondierung in Norddeutschland. 216

2. Deformationen, Seismik, Gezeiten

P. Caloi: The crust of the earth, from the Apennines to the Atlantic, reconstructed in accordance with the data supplied by seismic surveys. 65
E. Graeser u. W. Lode u. G. Pott: Die Konstruktion gekrümmter Reflexionshorizonte bei gegebener variabler Geschwindigkeitsverteilung im Raum. 134
E. Bistricsany: On the Problem of magnitude determination. 153
O. Förtsch: Ergebnisse seismischer Untersuchungen auf Gletschern der Ostalpen. 161
G. Richter: Über die Polarisation von SKS. 168
H. Rische: Geschwindigkeitsbestimmung aus reflexionsseismischen Messungen bei Anwendung von Luftschüssen. 351
K. Strobach: Morphologische Untersuchung mikroseismischer Bodenbewegungen nach stereoskopischen Vektorregistrierungen. 369

II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

Erdmagnetismus, Polarlicht, Ionosphäre, Erdströme, Durchdringende Strahlung, Luftelektrizität

G. Fanselau: Über quadratische Mittelwerte des geomagnetischen Potentials. 320
G. Hellbardt: Über die Grenzempfindlichkeit des astatischen Spulenmagnetometers. 34
L. Reimer: Magnetische Eigenschaften dünner ferromagnetischer Schichten. 53
A. Hahn: Erfahrungen mit dem Torsions-Magnetometer Gfz der Askaniawerke, Berlin. 106
H. J. Lippmann: Erdmagnetische Induktion in Leitfähigkeitseinlagerungen im Untergrund. 113
J. Untiedt: Über die direkte Aufzeichnung erdmagnetischer Vektogramme. 125
G. Barta: Über die Säkularbewegung des magnetischen Zentrums. 197
W. Kertz: Tages- und jahreszeitliche Variationen des erdmagnetischen äquatorialen Ringstromes. 210
U. Schmucker: Einige Ergebnisse der erdmagnetischen Tiefensondierung in Norddeutschland. 216
O. Lucke u. H. Sparrer: Die Gerätekonstante des elektrodynamischen Theodoliten des VEB WTBG, Berlin und die Vermessung der Primärspule mit dem Meßgerät des VEB Carl Zeiß, Jena. 284
H.-G. Reusche: Ein absoluter magnetischer Theodolit. 299

W. Neumann: Neue Untersuchungen der irregulären geomagnetischen Anomalien bei Berggießhübel in Sachsen. 332
F. Frölich: Zur magnetischen Stabilität von Erdkrustengesteinen. 228.
H. Volland: Modelle erdmagnetisch induzierter Ströme im inhomogenen Erdinnern. 222
S. Stefanescu: Über die magnetische Wirkung einiger heterogener Medien in der elektrischen Bodenforschung. 175
A. Belluigi: Das skalare durch einen rechteckigen Impuls in einem homogenen Medium erzeugte Potential. 380
G. Vogler: Die Grenzen der Anwendung von Erdungsmessern für Aufgaben in der angewandten Geophysik. 184
S. Geier: Die Berechnung von geoelektrischen Modellkurven bei beliebiger Elektroden-Anordnung auf horizontal geschichteten Medien. 326
G. Noßke u. R. Franke: Einige Erfahrungen bei der geoelektrischen Kartierung von Mineralgängen, Spalten und Verschiebungen im Mittelgebirge. 340
J. Verö: Über einige Ergebnisse des Erdstrom-Observatoriums bei Nagycenk in Ungarn. 307
K. Bibl: Zur Dynamik der Ionosphäre. 1
H. Dolezalek: Die Problematik luftelektrisch-synoptischer Betrachtung. 268
H. Israël: Die Luftelektrische Unruhe. 277
E. Budde: Bestimmung des Beweglichkeitskoeffizienten der Radiumemanation in Lockergesteinen. 96

V. Angewandte Geophysik

E. Budde: Bestimmung des Beweglichkeitskoeffizienten der Radiumemanation in Lockergesteinen. 96
G. Noßke u. R. Franke: Einige Erfahrungen bei der geoelektrischen Kartierung von Mineralgängen, Spalten und Verschiebungen im Mittelgebirge. 340
S. Geier: Die Berechnung von geoelektrischen Modellkurven bei beliebiger Elektroden-Anordnung auf horizontal geschichteten Medien. 326
S. Stefanescu: Über die magnetische Wirkung einiger heterogener Medien in der elektrischen Bodenforschung. 175
A. Belluigi: Das skalare durch einen rechteckigen Impuls in einem homogenen Medium erzeugte Potential. 380
G. Vogler: Die Grenzen der Anwendung von Erdungsmessern für Aufgaben in der angewandten Geophysik. 184
A. Hahn: Erfahrungen mit dem Torsions-Magnetometer Gfz der Askaniawerke, Berlin. 106
W. Neumann: Neue Untersuchungen der irregulären geomagnetischen Anomalien bei Berggießhübel in Sachsen. 332
S. Geier: Die Berechnung von geoelektrischen Modellkurven bei beliebiger Elektroden-Anordnung auf horizontal geschichteten Medien. 326
M. Caputo: Ein graphisches Verfahren für die Berechnung der vertikalen Komponente der Anziehungskraft zylindrischer Körper und dessen Anwendung für die Be-

stimmung der Gestalt von Gletscherbetten. 359
S. Grosse: Ergebnisse gravimetrischer Regionalvermessungen im Westerzgebirge. 321
R. Schulze: Die modernen Askania-Gravimeter. 318
E. Graeser u. W. Lode u. G. Pott: Die Konstruktion gekrümmter Reflexionshorizonte bei gegebener variabler Geschwindigkeitsverteilung im Raum. 134
H. Rische: Geschwindigkeitsbestimmung aus reflexionsseismischen Messungen bei Anwendung von Luftschüssen. 351
O. Förtsch: Ergebnisse seismischer Untersuchungen auf Gletschern der Ostalpen. 161

VI. Instrumentelles

R. Schulze: Die modernen Askania-Gravimeter. 318
A. Hahn: Erfahrungen mit dem Torsions-Magnetometer Gfz der Askaniawerke, Berlin. 106
J. Untiedt: Über die direkte Aufzeichnung erdmagnetischer Vektogramme. 125
O. Lucke u. H. Sparrer: Die Gerätekonstante des elektrodynamischen Theodoliten des VEB WTBG, Berlin und die Vermessung der Primärspule mit dem Meßgerät des VEB Carl Zeiß, Jena 284
H.-G. Reusche: Ein absoluter magnetischer Theodolit. 299
G. Vogler: Die Grenzen der Anwendung von Erdungsmessern für Aufgaben in der angewandten Geophysik. 184

ZEITSCHRIFT

FÜR

GEOPHYSIK

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

B. Brockamp, Münster i. W.

unter Mitwirkung von **A. Defant**, Innsbruck — **W. Dieminger**, Lindau b. Northeim
W. Hiller, Stuttgart — **K. Jung**, Kiel — **O. Meyer**, Hamburg
F. Möller, Mainz — **H. Reich**, München.

Jahrgang 24 1958 Heft 1

PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

8° Z. Nat. 2148

INHALTSVERZEICHNIS

Bibl, K.: Zur Dynamik der Ionosphäre 1

Hellbardt, G.: Über die Grenzempfindlichkeit des astatischen Spulenmagnetometers . . . 34

Reimer, L.: Magnetische Eigenschaften dünner ferromagnetischer Schichten 53

Die ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint in Jahrgängen zu je 6 Heften. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang 34,— DM, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrganges vorliegt.

In der Zeitschrift werden Originalarbeiten, die weder im In- noch im Ausland veröffentlicht wurden und die der Autor auch anderweitig nicht zu veröffentlichen sich verpflichtet, aus dem Gebiet der reinen und angewandten Geophysik sowie aus den Grenzgebieten aufgenommen. Mit der Annahme des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht an den Verlag über.

Die Autoren werden 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 Beschriftung der Abbildungen soll auf einem lose vorgeklebten, durchsichtigen Papier erfolgen. Fußnoten sind fortlaufend zu numerieren und am Ende des Manuskriptes zusammenzustellen; bei Zitaten sind neben Autorennamen, Titel und Zeitschriftentitel, auch Bandnummer, Erscheinungsjahr und Seitenzahl anzugeben.

Jeder Arbeit ist eine „Zusammenfassung" in deutscher und englischer oder französischer Sprache beizufügen.

Der Verfasser liest von der Arbeit in der Regel nur eine Korrektur: etwaige Autorenkorrekturen können nur als Fußnoten bzw. am Schluß des Artikels gebracht werden. Umfangreiche Änderungen bedürfen der Zustimmung des Herausgebers und können nur gebracht werden, wenn sich der Autor bereit erklärt, die Korrekturkosten zumindest teilweise zu tragen.

Von seiner Arbeit erhält der Verfasser 50 Sonderdrucke ohne Umschlag kostenlos. Weitere Sonderdrucke liefert der Verlag gegen Erstattung der Selbstkosten. Eine Honorierung der Beiträge erfolgt nicht.

Für die **Zeitschrift für Geophysik** bestimmte Manuskripte und redaktionelle Anfragen bitten wir an den Herausgeber zu richten:

Prof. Dr. Bernhard Brockamp, Münster (Westfalen), Steinfurter Straße 107

Anschrift der **Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft**:

Hamburg 13, Rothenbaumchaussee 80, Postscheck: Hamburg Nr. 55983

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.

Bekanntmachung lt. Bayr. Pressegesetz: Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebing K.-G., Würzburg, Münzstr. 12. Pers. haft. Ges.: Rudolf Liebing, Arnulf Liebing und Hildgund Holler, sämtliche Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Gäbler, Buchhändler u. Charl. Kuhnert, beide Würzburg. Verantwortl. f. d. Anzeigenteil: Arnulf Liebing.

Typoskript: Physica-Verlag, Würzburg, Offsetdruck: fotokop, Darmstadt

Printed in Germany

©

PHYSICA-VERLAG Würzburg 1958

Zur Dynamik der Ionosphäre [1)]

Von K. Bibl, Breisach a. Rh. [2)]

Zusammenfassung:

A. In der Einleitung soll die kurze Beschreibung einer neuen vielseitigen Panorama-Ionosonde die Meßmethode und die Eigenart der gewonnenen Meßwerte verständlich machen. Verschiedene Verwendungsmöglichkeiten des Gerätes werden geschildert.

B. Im zweiten Teil werden die mit diesem Gerät hergestellten Ionosphärenfilme beschrieben. Darin sind die immer gleichsinnigen Wanderungen von Störungen (Transitoria) besonders gut sichtbar. Sie stellen sich später als kennzeichnende Begleiterscheinungen von schwingungsartigen Vorgängen in der hohen Atmosphäre heraus.

Die daraus gewonnenen Erkenntnisse für die Dynamik der Ionosphäre und die Definition der Meßgrößen sind ein wesentliches Ergebnis.

C. Zwei neue Verfahren zur statistischen Erfassung der Ionisationsschwankungen in der F-Region, die zum Teil durch die in den Ionosphärenfilmen sichtbaren Phänomene angeregt wurden, werden hier dargestellt.

Die MUF 3000-F zeigt sich als besonders empfindliche Meßgröße für die Ionisationsschwankungen.

Die gefundenen Perioden von 1/2 bis 10 Std. legen den Zusammenhang der Schwankungen mit Schwingungen der hohen Atmosphäre nahe.

Abstract:

A. In the introduction the short description of a new panoramic Ionosonde has to show the measuring method and the speciallity of the measured values. Several kinds of apparatus' use are discussed.

B. In the second part films of the ionosphere are described which had been made by this apparatus. Extremely good visible are the always equidirectioned movements of disturbances (transitories). Later on they can be determined as characterising phenomena always accompanying oscillation-like effects in the hight atmosphere.

---

1) Dissertation der Nat.-math. Fakultät der Universität Freiburg i. Breisgau. Der erste technische Teil ist stark gekürzt. Die Technik der Panorama-Ionosonde soll an anderer Stelle in wesentlich erweiterter Form veröffentlicht werden.

2) Bisher: Ionosphärenstation Neuershausen des S.P.I.N., France; jetzt: Ionosphäreninstitut Breisach am Rhein des F.T.Z.

These informations for the dynamic of the ionosphere and definition of measured values are an essential result of the present study.

C. Two new proceedings for statistical determination are discussed which partially had been stimulated by phenomena observed in the ionospheric records.

For fluctuations of ionisation the MUF 3000-F is a highly sensible indicator.

The found periods of an 1/2 to 10 hours suggest a relation of the fluctuations with variations of high atmosphere.

A. Die Panorama-Ionosonde

Die für die Ionosphärenforschung bisher verwendeten Apparaturen liefern ein außerordentlich umfangreiches und genaues, aber auch sehr einseitiges Material von Meßwerten.

Wegen der Schwierigkeit der Interpretation sind die Meßgrößen in der Ionosphärenforschung bisher überwiegend phänomenologisch und nicht physikalisch definiert, die Messungen selbst sind durch die Notwendigkeit der Funkvorhersage angeregt worden.

Es ist deshalb nicht verwunderlich, daß die verschiedenen Theorien der Vorgänge in der hohen Atmosphäre wegen des Mangels an physikalischen Daten noch nicht zu einer allgemeingültigen Anschauung konvergieren. Anderseits können in vielen Fällen die Meßergebnisse durch stark idealisierte Theorien nicht interpretiert werden.

Das Geophysikalische Jahr ist geschaffen, die Lücke zwischen den für die Theorie wichtigen Daten und den vorhandenen Meßergebnissen auf breiter Front zu schließen; doch besteht die Gefahr, daß es zu sehr in der Routine stecken bleibt, die für manche Zwecke unentbehrlich ist.

Diese Arbeit versucht durch Einführung neuer Gesichtspunkte, die Verbindung zwischen Theorie und Experiment zu verbessern. Sie soll vor allem zu einer Abwandlung und Intensivierung der Messungen anregen, aus denen die interessierenden Phänomene ausgewählt werden können. Ein wichtiges, aber noch viel zu wenig eingesetztes Bindeglied ist der Ionosphärenfilm. Er kann dem Theoretiker zur Anregung und Kontrolle dienen und den Stationen als Grundlage zur Interpretation der Registrierung, aus der die Meßwerte gewonnen werden. Zwanzig Jahre Monatsmittel für viele Beobachtungsstationen haben nur wenig Klarheit für die Theorie der Schichtbildung und des Zustands der hohen Atmosphäre gebracht. Doch die Bewegungsvorgänge werden einen wichtigen Beitrag leisten, wenn es gelingt, zwischen Änderung der Ionisation, Deionisation und echten Bewegungen zu unterscheiden. Mit der Panorama-Ionosonde [1,2] ist der Ionosphärenforschung ein vielseitiges Instrument in die Hand gegeben, ver-

gleichbar mit einem vollautomatischen Spektrographen. Sie erlaubt eine dauernde, durch keine äußeren Einflüsse unterbrochene Abtastung der ionisierten Schichten und zeigt in Sekundenschnelle ein Bild ihrer Form. Dieses läßt sich durch die Aufnahme auf Film beliebig lange konservieren und mit einer Zeitraffung von 1 : 100 – 1 : 1000 reproduzieren. Der Spektralbereich ist ungefähr 1 – 20 MHZ (300 – 15 m Wellenlänge); das bedeutet, daß noch ungefähr 1/4000 der maximalen Elektronendichte gemessen

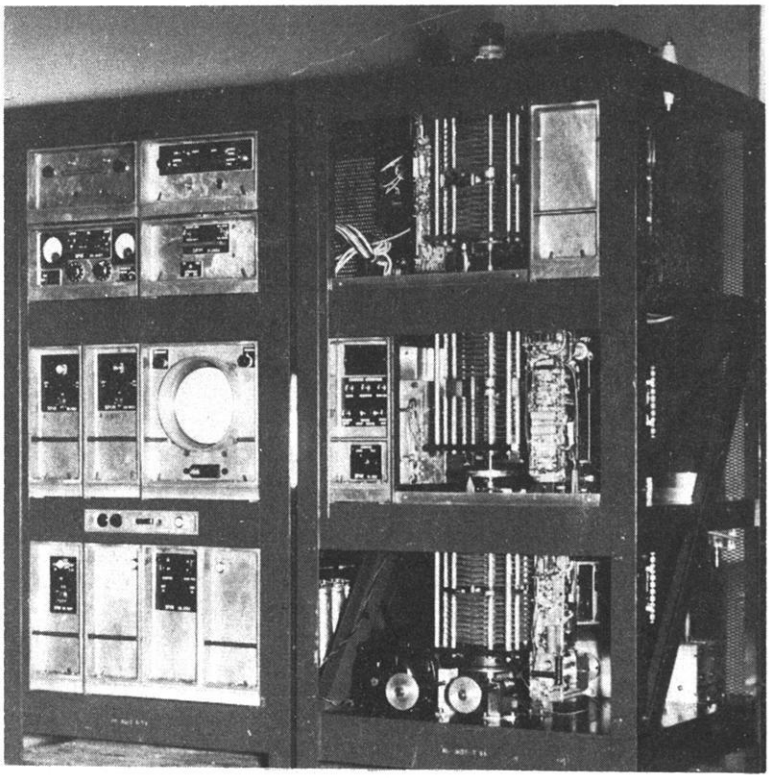


Abb. 1: Die neue Panorama-Ionosonde. Oben: Abstimm-Einheit für Empfang und Sendung. Dahinter: Endstufe und Stromversorgung für Frequenzsweep (nicht sichtbar). Darunter von links nach rechts: Kippteil, Quarzstufe, Zwischenfrequenzverstärker und Kommando-Gerät. Unten: Sicht-Gerät, 3 Gleichstrom-Netzteile, Impuls-Netzteil. Die Registrierung ist etwas abgesetzt

Fig. 1: The new panoramic Ionosonde. Above: tuning system for reception and transmission. Behind: output stage and power supply for frequency sweep (invisible). Mean from left to right: sow tooth generator, quartz stage, intermediate-frequency-amplifier and signalling gear. Below: osciloscope, three direct current alimentation and pulse power supply. The recorder is installed at some distance from the main apparatus

werden kann. Alle Ionosonden haben einen wesentlichen Nachteil: Die Schichten werden nur von ihrer Vorderseite beleuchtet, die Zwischenminima nicht direkt ausgelotet und die reflektierten Impulse, die das Bild aufbauen, durch die reflektierenden Schichten selbst verzögert. Das Ionogramm ist also eine komplizierte Funktion der Elektronenverteilung in der Ionosphäre. Zur richtigen Interpretation gehört eine große Auswerte-Erfahrung. Wichtige Ereignisse können im Einzelbild unsichtbar bleiben, andererseits verwirren oft unwesentliche Phänomene den Auswerter. Hier kann der Panoramafilm wesentliche Hilfe bringen. Doch muß man auch dessen Nachteil bedenken: Die Bildqualität der Einzel-Ionogramme ist durch die schnelle Abtastung verringert. Die Bilder gewinnen nur bei schnellem Abspielen wesentlich an Klarheit. Das Auge, das ja in Bezug auf Ort und Zeit differenziert, sieht Veränderungen nur in einem begrenzten Geschwindigkeitsbereich als Bewegung. Die notwendige Aufnahmefolge und Zeitraffung hängt von der Geschwindigkeit der zu untersuchenden Erscheinung ab.

Eine Ionosonde besteht immer aus einem Impulssender mit stetig variierender Trägerfrequenz, einem auf diesen abgestimmten Empfänger, der die an den Ionosphärenschichten reflektierten Echo-Zeichen verstärkt und einem Registriergerät, das diese Zeichen auf einem Bildschirm sichtbar macht und auf Film registriert.

In der Panorama-Ionosonde (Abb. 1) nimmt eine 16 mm-Kamera jedes Ionogramm als Einzelbild auf.

Die Bildfolge ist normalerweise 5 Ionogramme pro Minute, kann aber auch beschleunigt oder verlangsamt werden. Als Zusatzeinrichtungen sind vorgesehen, Geräte zur kontinuierlichen Registrierung der wichtigsten Ionosphärendaten: Minimalhöhen und Grenzfrequenzen. Diese Registrierungen wurden in Japan [3] entwickelt.

Auf gleiche Weise kann man, wie ich früher [4] gezeigt habe, durch Einführung einer speziellen Kippspannung auch die Meßgröße MUF 3 000-F registrieren. Diese "maximum usable frequency" für eine Funk-Übertragung von 3 000 km ist eigentlich eine ionosphärische Meßgröße, die ausschließlich für die Zwecke der Funkausbreitung eingeführt wurde. Daß sie auch eine physikalische Kenngröße ist, werde ich im zweiten Teil des Berichts zeigen. Dadurch gewinnt die Dauerregistrierung dieser Charakteristik einen Sinn auch für qualifizierte Stationen.

Für Stationen mit schwacher Besetzung ist die tägliche sofortige Auswertung der Ionogramme eine große Belastung. Von allen Seiten wird diese Arbeit zwar für wichtig gehalten, da sie dazu dient, den optimalen Betriebszustand der Ionosonde aufrecht zu erhalten, und alle Meßwerte in einem Gang liefert. Doch sind dazu neben der technischen Überwachung

zwei ausgebildete Personen nötig, die sich gegenseitig ersetzen können. Sind diese aber nicht vorhanden, kann die Panorama-Ionosonde große Dienste leisten. Wenn die Zusatz-Einrichtung richtig ausgebaut ist, kann sie die wichtigsten Ionosphärendaten: scheinbare Höhe, Grenzfrequenz und MUF 3000 kontinuierlich schreiben. Die Auswertearbeit wird dadurch bedeutend vereinfacht und kann sogar an einem anderen Ort vorgenommen werden. Dagegen müssen die Geräte besonders sorgfältig überwacht werden, da die sozusagen selbsttätige Kontrolle durch die Ionogramme wegfällt, wenn letztere nicht beachtet werden. Davon abgesehen ist der automatische Frequenz- und Höhenschrieb bestechend. Die größere Anfälligkeit für Fremdstörungen verhindert die Anwendung nur selten, da solche schwachbesetzten Stationen auch meist in "funkleeren" Gebieten liegen.

Der ursprüngliche Verwendungszweck der Panorama-Ionosonde ist aber der Überblick über die Ionosphäre. Dies kann auf zwei Arten geschehen:

1) Die Panorama-Ionosonde erlaubt die direkte Betrachtung der Ionosphäre auf dem Nachleuchtschirm des Beobachtungsgerätes. Dadurch ist sie für die Funkwarnung bei Ionosphärenstörungen und zur Auswahl der Einsatzzeit von speziellen Registrierungen von großem Wert. Wie ein Radarbild erscheint auf dem Leuchtschirm das Ionogramm. Man kann es ja als verzerrte Darstellung der Elektronendichte in Abhängigkeit von der Höhe auffassen. Nur muß man sich immer im Klaren sein, daß wegen der starken Verzögerungen die "scheinbaren" Höhen wesentlich reduziert werden müssen. Dies gelingt aber – wenigstens qualitativ – dem geübten Beobachter schon in Gedanken bei der Betrachtung des Bildes.

2) Die schönste Anwendung aber liegt in der Herstellung von Panorama-Filmen. Bei der Abspiel-Geschwindigkeit von 25 Bildern in der Sekunde ergibt sich eine Zeitraffung 1 : 300. Sie gestattet, die Tagesvariation der Ionosphäre in wenigen Minuten vorzuführen. Eine qualifizierte Station kann sich so von jedem Monat einen oder zwei repräsentative Filme aufnehmen und durch Austausch von Kopien mit anderen Stationen auf einfache Weise ein umfassendes Archiv von Ionosphärenfilmen anlegen. Durch die Panoramafilme kann auch der Laie leicht einen Einblick in die Veränderungen der Ionosphäre gewinnen und der Theoretiker auf angenehme Weise an die wirklichen Meßwerte herangebracht werden. So viele Mißverständnisse zwischen verschiedenen Bearbeiter-Gruppen sind in der Vergangenheit dadurch entstanden, daß wegen der fehlenden Definitionen ionosphärische Meßgrößen physikalisch falsch interpretiert wurden. Für den Auswerter sind die Ionosphärenfilme besonders wertvoll. Sie ermöglichen ihm, Schräg- und Streu-Echos von den gewünschten Vertikal-Echos abzusondern, wichtige von unwichtigen Erscheinungen zu trennen und der Wirklichkeit angepaßte Definitionen zu finden.

Der Auswerter gewinnt so die Überzeugung, daß er über die Routine hinaus seine *Erfahrungen* in Zahlenwerte umgießen muß, damit sie für andere verwendbar werden.

Schon die erstmalige Vorführung guter Panorama-Filme zeigt jedem Betrachter Erscheinungen, die früher von niemandem vermutet wurden. Dies liegt in der außerordentlichen Empfindlichkeit des Auges in Bezug auf Bewegungsvorgänge. Wir kommen damit in ein Gebiet, aus dem ich im zweiten Teil dieser Arbeit berichten möchte. Dazu ist hier zu sagen, daß die Veränderungen verschiedene Geschwindigkeiten haben. Um alle Vorgänge gut erfassen zu können, müssen die Aufnahme- und Abspielgeschwindigkeiten variiert werden, da das Auge und das Gedächtnis sehr langsame und sehr schnelle Vorgänge nicht richtig aufnehmen.

Als besonders schnelle Phänomene, für deren Auflösung die bisherige Registriergeschwindigkeit noch nicht ausreicht, sind z.B. anzusehen:

1) Polarisationsfadings an Unregelmäßigkeiten in der E- und F-Region, wie ich sie erstmalig im Dezember 1955 bei Djibouti (Französisch Somaliland) registriert habe mit einer Antenne, die die normal polarisierten Reflexionen der ordentlichen Komponente ausschloß.

2) ganz kurzzeitige sehr starke Es-Ionisation in niedriger Höhe (40 – 60 km), die ich im Mai 1954 bei Bergen in Norwegen aufgenommen zu haben glaube.

Von besonderem Wert ist die Panorama-Ionosonde während Sonnenfinsternissen. Die große Zahl von Aufnahmen ermöglicht eine Auswahl in beliebiger Weise, eine Trennung der transitorischen von den speziellen Veränderungen und einen plastischen Einblick in die Strukturveränderungen der Schichten während und nach der Verfinsterung.

Eine weitere Anwendungsmöglichkeit ist folgende:

Ersetzt man den üblichen Vertikal-Rhombus durch eine Antenne mit flachem Abgangswinkel und Richtungsbündelung, so erhält man außer den nun schwächeren Vertikalechos im Ionogramm bei höheren Frequenzen Schräg-Reflexion aus großen Entfernungen. Dabei sieht man sozusagen die Erdoberfläche über die als "Spiegel" dienende Ionosphäre [5]. Mit geringem Reflexionskoeffizienten wird nämlich eine Welle auch bei flachem Einfall an der Erdoberfläche in sich selbst reflektiert.

Solche "Backscatter"-Registrierungen mit variabler Frequenz hat *Silberstein* gemacht [6]. In England wurde eine Backscatter-Anlage auf fester Frequenz mit Drehstrahl (drehbare Richtantenne) entwickelt. Das Gerät registriert auf Schmalfilm und macht die Änderung der Scattergebiete durch Zeitraffung sichtbar [7].

Die Methoden der variierten Frequenz und des variierten Drehwinkels würde ich gerne kombinieren. Die von *Rawer* in der neuen Ionosphärensta-

tion Breisach vorgesehene Rhombus-Stern-Antenne wäre dafür gut geeignet, da sie eine Breitbandantenne mit umschaltbarer Bündelungsrichtung darstellt. Die Frage, ob man die noch fehlende Koordinate, Frequenz bezw. Winkel durch den in den Filmen noch freien Parameter: "Farbe" ausdrükken kann, ist noch offen. Der Farbfilm gäbe auch die Möglichkeit, durch verschiedenfarbige Kopien der normalen Panorama-Registrierungen mehrerer Stationen in *einem* Farbfilm alle Variationsmöglichkeiten der Ionisation: in Bezug auf Stärke, Höhe und Ort darzustellen. Z.B. wäre Göttingen, Freiburg, Genua, Rom eine schöne Stationskette, wenn sich der Austausch der Meßergebnisse intensivieren ließe. Aber auch viel näher gelegene Stationen kommen für ein Studium der Feinstruktur der Ionosphäre in Frage.

B. Dynamische Phänomene der hohen Atmosphäre

I. Die Lücke zwischen Theorie und Messung

Die Ionisation ist nur eine der Eigenschaften der hohen Atmosphäre, es ist unmöglich, aus ihr alle anderen zu erschließen. Doch versucht man dies immer wieder, da alle übrigen Informationen unvergleichlich seltener sind; dies gilt in besonderem Maße für die F-Region. Doch ähnlich wie die Änderungen des Erdmagnetfeldes ein besseres Bild über die Erdatmosphäre und das Erdinnere geben als die Ortsabhängigkeit des Feldes selbst, so können die relativ schnellen Variationen der Ionisation noch wesentliche Informationen über die Eigenschaften der hohen Atmosphäre – insbesondere der F-Region – liefern. Gerade dort sind die Schätzungen über Ionenkonzentration, Stoßzahl, Rekombinationskoeffizient, Materie-Bewegung und die davon abgeleiteten Größen; Ionenproduktion, Leitfähigkeit, Viskosität, Temperatur usw. noch um eine Größenordnung unsicher. Deshalb haben auch die bisherigen Theorien des Zustandes und der Bewegungsvorgänge der hohen Atmosphäre einen reichlich spekulativen Charakter. Diese Schwierigkeiten können nun selbstverständlich nicht durch neue Interpretationen oder Meßmethoden behoben werden. Aber vielleicht könnte man wesentliche zusätzliche Informationen gewinnen, wenn die schnellen Ionisationsveränderungen auf allen Stationen genügend beobachtet würden.

Von Ansätzen zur Auswertung solcher Ionisationsschwankungen der F-Region und deren ersten Ergebnissen möchte ich im dritten Teil berichten. Hier wollen wir allgemein die bisher erfaßten dynamischen Effekte der Ionosphäre besprechen.

Die Beobachtung der Bewegungsvorgänge ist nur möglich, wenn örtliche Unregelmäßigkeiten in der Verteilung der Elektronendichte nach horizontaler und vertikaler Richtung vorliegen. Über den Ursprung der Störungen besteht noch in keiner Weise Klarheit. Vor allem kommen zur Erklä-

rung örtlich verschiedene Ionisationsursachen und Erzeugung der Störstellen durch den Bewegungsmechanismus selbst in Frage.

II. "Windmessungen" und Festfrequenz-Höhenregistrierungen

Das Wandern von Störstellen in der Ionosphäre wird jetzt schon an vielen Stationen laufend verfolgt. Da bis jetzt noch niemand – zumindest für die F-Region – einen Zusammenhang zwischen der Wanderung von Störstellen der Ionisation und der Bewegung der Luft nachgewiesen hat, soll man die Methoden vorsichtiger "Drift-Messungen" nennen (*J. A. Ratcliffe* [8]). *Krautkrämer* [9] hat die Methode der Amplitudenregistrierung eines Festfrequenzsendern mit drei Antennen eingeführt, die in England und Amerika [10] weitergeführt und von *Harnischmacher* in Neuf-Brisach/Breisach [11] mit einer interessanten Variante versehen wurde. In Australien wurden vorzugsweise Registrierungen auf fester Frequenz (Änderungen der scheinbaren Reflexionshöhe mit der Zeit und mit örtlich getrennten Empfängern oder Sendern ausgewertet [12]. Beide Methoden sind sehr gut für Routine-Messungen geeignet; die erstere gibt mehr Auskünfte, die letztere stellt sehr wenig Anforderung an technischen Aufwand und benötigt wenig Auswertearbeit.

Besonders schöne Ergebnisse hat *Munro* [13] erzielt, indem er Messungen auf fester Frequenz an drei Orten mit pausenlosen 2-min-Ionogrammen verglich. Er berechnete zunächst aus den Ionogrammen die Ionisationsverteilung als Funktion der wahren Höhe und erkannte so sehr schöne quasi-periodische Ionisationsschwänkungen mit ungefähr 1/2-Stunden-Periode, die sich horizontal und von oben nach unten ausbreiten.

III. Panoramafilme

Mit unserer ersten modernen Panorama-Ionosonde habe ich bisher an drei Stationen: Bergen, Freiburg, und Djibouti (Franz. Somaliland) registriert. Aus diesen Filmen lassen sich etwa 500 Stunden mit zum Abspielen geeigneten Registrierungen auswählen; das bedeutet insgesamt etwa 150.000 Ionogramme. Zum Vergleich sei angeführt, daß eine normale Station bei stündlicher Beobachtung im Jahr nur den zwanzigsten Teil davon liefert.

1) Störungen in der F-Region

Die Panoramafilme zeigen zwar im Gegensatz zu den 3-Punkt-Festfrequenzen-Registrierungen nur die vertikalen Bewegungen, dafür diese aber mit einer plastischen Klarheit. Das trifft besonders für die schnelle Bewegung der regelmäßig auftretenden Stratifikation zu, die immer von

Schichtmitte zur Schichtunterkante in der F-Region laufen [14]. Daß diese Erscheinung nur eine allgemeine umfassende Ionisationsschwankung der ganzen F2-Schicht begleitet, kann man schon in den Panorama-Filmen sehen. Dies läßt sich in Berichtform nicht zeigen; deshalb ist hier eine Auswahl von in 3 min – bezw. 15 min – Abstand aufeinander folgenden Ionogrammen abgebildet, die Ausschnitte aus Störungen wiedergeben. Wir sehen, daß mit dem Wandern einer Störung die ganze Struktur der F2-Schicht verändert wird.

Leider ist es nicht einfach, die leicht sichtbaren Bewegungserscheinungen in numerischen Meßwerten auszudrücken. Trotzdem sind diese Filme wie keine anderen Registrierungen geeignet, dynamische Erscheinungen in den Ionosphärenschichten zu entdecken und zu verfolgen. Die numerische Auswertung muß sich einstweilen noch auf Meßwerte stützen, die man aus einzelnen Ionogrammen erhält. Zu diesem Zweck werde ich auf die 1/4-Stunden-Ionogramme zurückgreifen.

Aus den Ionogrammen dreier normaler Ionosonden haben schon *W. J. G. Beynon* und *L. Thomas* Schlüsse über Bewegungen in der F-Region ziehen können [15]. Aber erst Panoramafilme, die gleichzeitig an mindestens drei mehr oder weniger benachbarten Stationen aufgenommen werden, könnten wirkliche Aussagen über die Ausbreitung der Ionisationsstörungen bringen, die vielleicht durch Materie-Bewegungen in der hohen Atmosphäre verursacht werden. Am besten wäre wohl die in A vorgetragene Methode des Umkopierens dreier Filme in einen Farbfilm. Sie erfordert allerdings drei gleiche Ionosonden. Wenn man sich nur eine Vorstellung der Amplitude, Phase und Ausbreitungsgeschwindigkeit der Störungen machen will, ist die zeitraubende Berechnung der "wahren Höhen" nicht notwendig. Es erscheint mir wichtiger, den Ursachen dieser Störungen nachzugehen, indem man deren Amplituden, Phasen und Ausbreitungsgeschwindigkeit vom Beobachtungsort und von Tages- und Jahreszeit erforscht.

Die Kardinalfrage bei der Ausdeutung der ionosphärischen Bewegungsphänomene ist noch in keiner Weise gelöst: Ist die in den Registrierungen sichtbare Bewegung des Elektronengases selbständig oder nur eine Begleiterscheinung der Bewegung der Luftmassen. Die im dritten Teil vorgetragenen Ergebnisse sind ein Ansatz zur Erforschung der systematischen Ionisationsschwankungen, aus denen mit theoretischen Überlegungen vielleicht doch zwingende Schlüsse über die Beteiligung der atmosphärischen Schwingungen an den Elektronenbewegungen gezogen werden können.

2) Sonnenfinsternis-Beobachtungen

Zur Beantwortung dieser Fragen können auch die Panorama-Filme dienlich sein, die bei Sonnenfinsternissen aufgenommen werden. Die schnelle ununterbrochene Abtastung der Ionosphäre bringt Eindeutigkeit in die Beobachtungsergebnisse. Unsere erste moderne Ionosonde, die ich gebaut habe, konnte ich während der Sonnenfinsternis am 30. Juni 1954

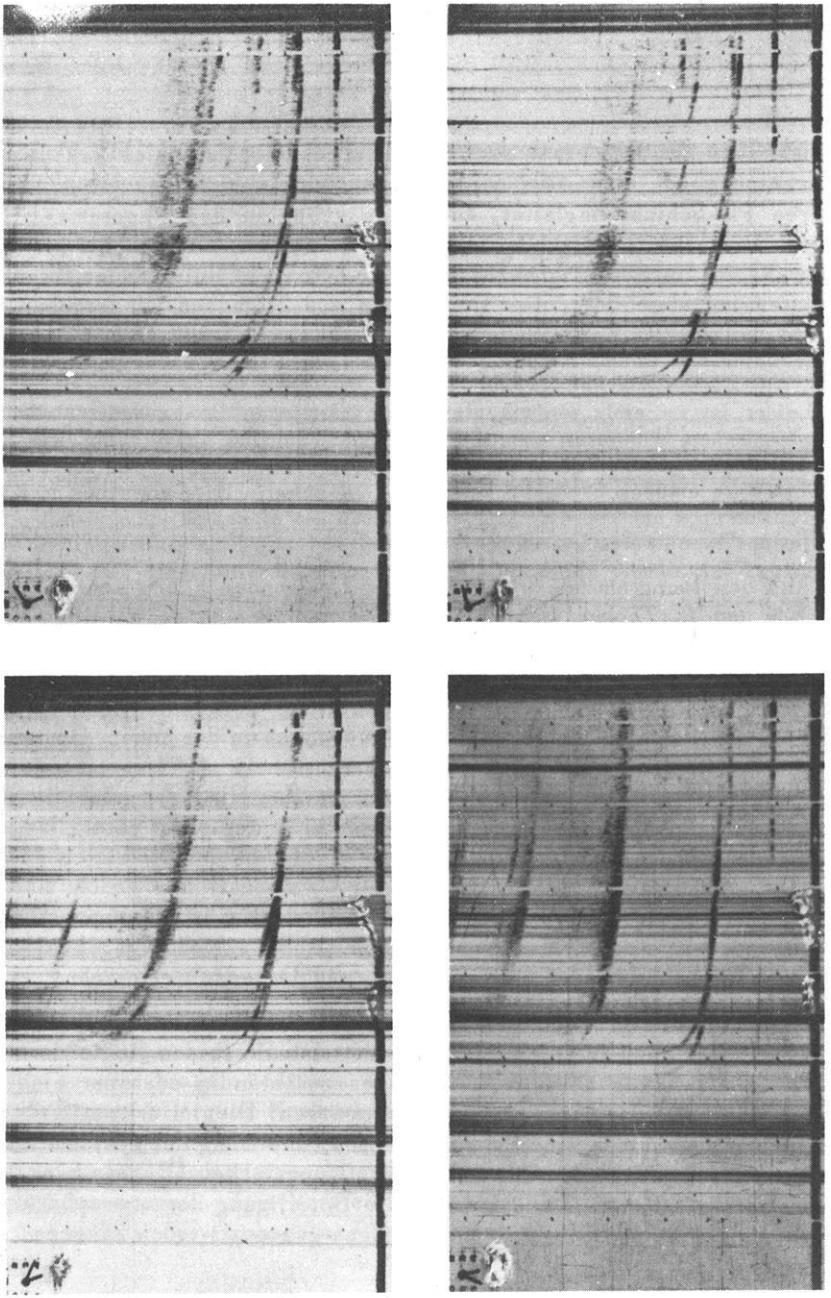


Abb. 2: Ionogramme der Station Freiburg in 3 min Abständen. Entwicklung einer transitorischen Stratifikation. Die erste Phase wird später mit F3-Stratifikation bezeichnet

Fig. 2: Ionograms of the station of Freiburg with 3 min. interval. Development of a transitory stratification. In the following the first phase will be called F_3-stratification.

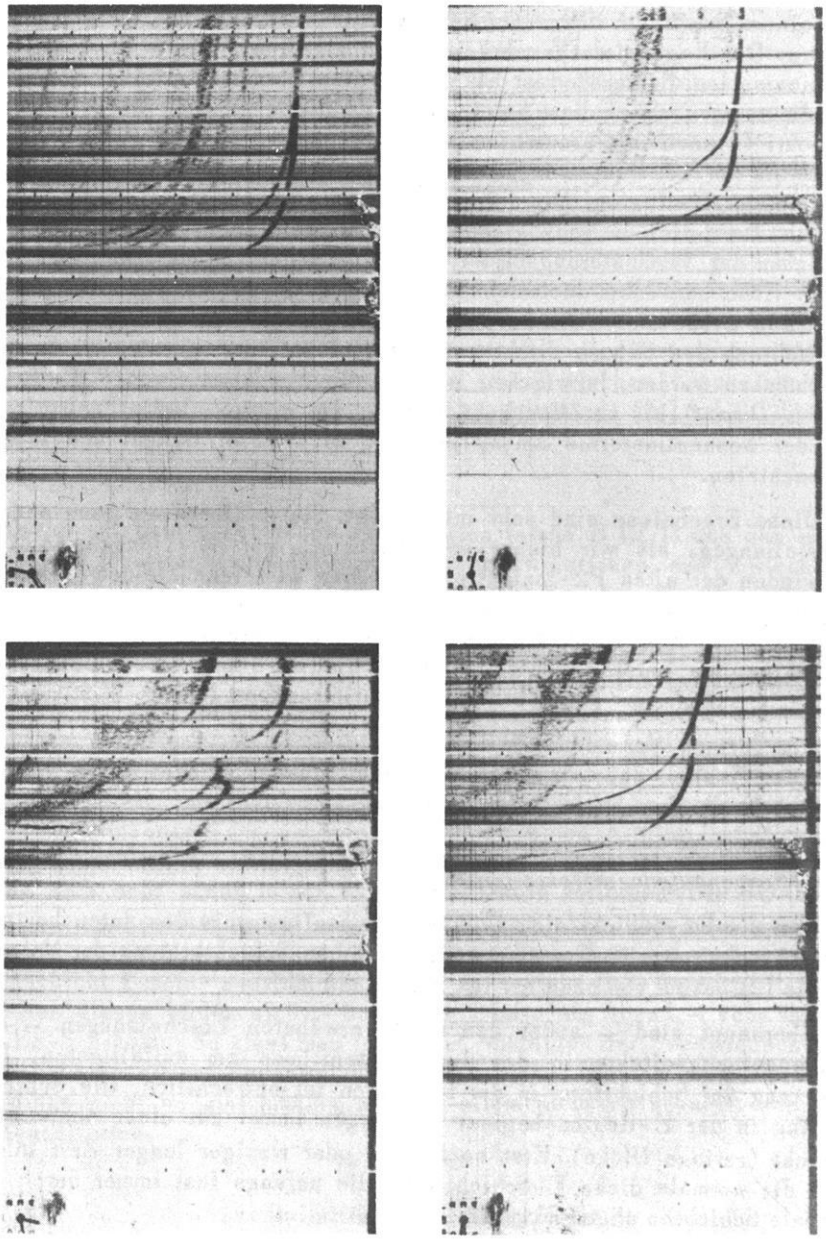


Abb. 3: Verlauf einer Störung bei Nacht

Fig. 3: Course of a disturbance during the night

auf einem Schiff der französischen Marine bei Bergen in Norwegen einsetzen. Die Registrierungen brachten den sicheren Beweis [16], daß die Restionisation viel größer ist als die meisten Beobachter früher zwischen den Messungen interpoliert hatten. Später habe ich das Gerät in Arta bei Djibouti (Französisch Somaliland) installiert. Der Film von der Sonnenfinsternis am 14. Dezember 1955 zeigt deutlich eine völlige Strukturänderung in der F-Region. Die F2-Schichthöhe vergrößert sich immer mehr, bis die Ionisation in ganz großen Höhen verschwindet. Gleich nach dem Maximum der Verfinsterung bildet sich eine neue F2-Schicht in sehr geringer Höhe und dehnt sich schnell in Bezug auf die Höhe und Intensität zur alten Größe und Form aus. Diese Interpretation drängte sich bei der Betrachtung des Filmes direkt auf und wird in einem getrennten Aufsatz beschrieben werden. Inzwischen ist aber die Ausdeutung von *R. P. Lejay* und *J. Durant* [17] veröffentlicht worden, die eine ähnliche Erscheinung bei der Sonnenfinsternis am Morgen des 25.2.52 in Bangui und Ibadan beobachteten.

Diese Ergebnisse sind sehr interessant. Sie eröffnen uns ganz andere Vorstellungen, als wir bisher gehabt haben. Aus dem langsamen Verschwinden der alten F2-Ionisation kann man auf einen kleinen Rekombinationskoeffizienten in diesen großen Höhen schließen. Die rasche Änderung der Schichthöhe läßt sich nur erklären durch die schnellere Rekombination in den unteren Schichtgebieten, die zu einer Verschiebung des Ionisationsmaximums nach oben ohne Materietransport führt.

Die geringe Verminderung des Maximalwertes der Ionisation erzwingt also den Schluß, daß – zumindest in den Äquatorgegenden – die Ionisation oberhalb des Schichtmaximums langsamer abnimmt, als man bisher angenommen hat.

3) Sonnenaufgangseffekte

Daß die F2-Schicht sich nach der Sonnenfinsternis von unten her neu bildet, steht ganz im Gegensatz zur täglichen Schichtbildung am Morgen, wo die Ionisation von oben her ins Bild hineinläuft.

Überhaupt sind – außer den schon erwähnten Erscheinungen – die Sonnenaufgangseffekte in den Ionosphärenfilmen am auffälligsten. Die Änderung der Schichtform in der F-Region ist beträchtlich. Die Schichtbildung in der E-Region beginnt am Morgen immer mit einer abnormalen Schicht (geringe Dicke). Erst nach mehr oder weniger langer Zeit bildet sich die normale dicke E-Schicht aus, die anfangs fast immer durch abnormale Schichten abgedeckt ist.

4) Es-Ionisation

Die Verfolgung der Intensität und des Charakters der Es-Ionisation

ist ein interessanter Anwendungsbereich für den Ionosphärenfilm. *Rawer* [18] S. 194-195 hat ein Beispiel lückenloser Verfolgung der Grenzfrequenz der Es-Schicht veröffentlicht, das ich auf seinen Wunsch aus Panorama-Filmen ausgewertet habe. Vielleicht wird da der automatische Grenzfrequenzschrieb die Auswertung wesentlich vereinfachen.

5) Ionisationsschwankungen in der F-Region

Die schwingungsartigen Schwankungen der F2-Ionisation sind derzeit nur bei schnellstem Abspielen sichtbar und gehen manchmal ganz im Tagesgang unter. Da ich die Schwankungen aber für sehr wichtig halte, werde ich versuchen, sie durch Vergrößerung der Zeitraffung auf 1 : 1000 und durch die automatische Grenzfrequenz- und MUF-Registrierung sichtbar zu machen. Dabei werden die schnellen transitorischen Erscheinungen, die mit den Ionisationsschwankungen gekoppelt sind, als Anhalt dienen können.

6) Zwischenschichten

Es ist möglich, daß mit den Transitorien (siehe B III 1) und den eben erwähnten Ionisationsschwankungen die Stratifikationen und Zwischenschichten zusammenhängen, deren Verhalten ich unter der Bezeichnung FO- und I-Schichten früher untersucht habe [19] [14]. Sie haben eine längere Lebensdauer als die Transitorien. Ihr Ursprung ist sicher abnormale Ionisation, da ihre Schichtdicke immer gering ist. Die Ionisation kann sich nur dann auf einen kleinen Höhenbereich konzentrieren, wenn dort eine Unstetigkeit der Atmosphäre vorliegt. Diese Ionisationsstufen verschieben sich nun einerseits, andererseits können sie durch die Form der normalen Schichten mehr oder weniger verdeckt werden. So haben die Ionisationsschwankungen der normalen Schichten einen Einfluß auf die abnormalen, die diesen aufsitzen. Die Bewegungen der abnormalen Schichten lassen sich sehr schön in den Ionosphärenfilmen verfolgen: Die FO-Stratifikationen gehen fast immer in die verschieden dicken, aber relativ zu den normalen Schichten sehr dünnen Zwischenschichten über, die statt mit Zwischenschicht I meist unexakt als zweite E-Schicht (E2) bezeichnet werden. Aus diesen bilden sich – besonders häufig am Abend – sehr intensive Es-Schichten. So sieht man immer ein Absteigen der Zwischenschichten bei gleichzeitiger Abnahme ihrer Schichtdicke. Diese Entwicklung ist allerdings nicht so gleichmäßig und vor allem nicht so schnell, wie die der Transitorien.

IV. Definitionen der Meßgrößen

Aus dem Vorherigen wird verständlich, daß die Ionosphärenfilme einen wesentlichen Teil beigetragen haben bei meinen Bemühungen, durch Ab-

trennen der dynamischen Effekte Definitionen der Meßgrößen zu finden, die für die meisten Stationen brauchbar sind und eine sinnvolle Beschreibung der Ionosphärenschichten ermöglichen. Schon vor der Fertigstellung guter Ionosphärenfilme war mir eine Definition der kritischen Frequenz der normalen E-Schicht: foE gelungen [20], die sich inzwischen gut bewährt hat. Die Definition von h'F als niedrigste normale scheinbare Höhe in der F-Region wurde von mir eingeführt, weil der untere Rand der F-Region dadurch klarer erfaßt wird; sie hat durch *Rawer* internationale Geltung erlangt [21].

Die analoge Definition für die kritische Frequenz foF2 als höchste kritische Frequenz der F-Region, die für das Geophysikalische Jahr neu eingeführt wurde, entspricht ganz meinen Vorstellungen, wonach die Region und nicht deren Stratifikationen das eigentliche Objekt der Ionosphärenbeobachtung ist. Die höchste kritische Frequenz sollte man deshalb foF nennen. Dadurch würden bei der F1-Schicht der Charakter der Stratifikation besser hervorgehoben, die Kennzeichnung f^0F2 für die bisherige F 1,5-Schicht und f^0F3 für die bisherige G-Schicht frei. Entsprechend wäre zu definieren: MUF 3000-F als die höchste Übertragungsfrequenz für eine Strecke von 3000 km über Schichten der F-Region.

Die Meßgröße MUF ist technischen Ursprungs und wurde von *Smith* eingeführt, um die Ausbreitungsverhältnisse der Funkwellen zu beschreiben, sie ist aber außerdem ein empfindliches Maß für die Schichtform der F-Region: Da die Minimalhöhe h'F – zumindest am Tage – praktisch festliegt, bedeutet eine große MUF bei fester kritischer Frequenz eine Schicht mit ziemlich "eckiger" Unterseite, während eine kleine MUF bei gleicher kritischer Frequenz einer Schicht mit gleichmäßig steigender Konzentration (große Halbdicke) entspricht. Die drei Meßgrößen h'F, MUF 3000-F und foF beschreiben dann sehr gut die Ionisation in der F-Region.

C. Ionisationsschwankungen der F-Region

I. Statistische Erfassung der Ionisationsschwankungen in der F-Region

Mit den neuen Definitionen sind wir an der Grenze des bisherigen Informationsmaterials angelangt, die uns die Ionosphärenfilme bieten. Außer den frühen Beobachtungen von *Wells*, *Watts* und *George* [22] ist mir kein Beitrag von anderer Seite bekannt geworden.

Sehr interessant wäre die Erforschung der Änderung der Schichtstruktur (Streu-Echos) der F-Region, die fast jede Nacht in den Äquatorstationen von statten geht. Dabei ergeben sich eigenartige Fluktuationen, aber immer

in derselben Hauptbewegungsrichtung: nach abnehmenden Elektronendichten hin. Doch für die numerische Erfassung wurden noch keine passenden Meßgrößen gefunden.

Dagegen möchte ich von der statistischen Erfassung der normalen Ionisationsschwankungen in der F-Region berichten. Dazu haben mich drei Fakten geführt:

1. Die transitorischen Phänomene in den Panoramafilmen verlaufen immer in gleicher Richtung.
2. Die sogenannte G-Schicht erscheint immer im Zeitpunkt des Minimums der Ionisation der F-Region.

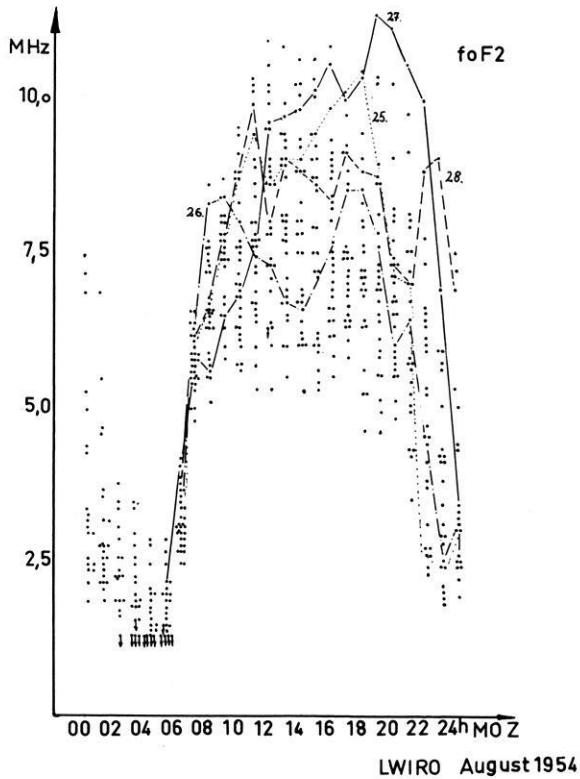


Abb. 4: Monat-Punktfeld der kritischen Frequenz der F 2-Schicht über der Station Lwiro des IRSAC in Belgisch-Kongo. Der Verlauf an einzelnen aufeinanderfolgenden Tagen ist gestrichelt angegeben

Fig. 4: Monthly dispersion of the F_2-layer's critical frequency above the station of Lwiro (IRSAC Belgian-Congo). The course at single successive days is marked by a dashed line

3. Die Meßwerte von foF und MUF 3000-F aller Stationen haben immer eine von der Normalverteilung deutlich abweichende Streuung.

Der innere Zusammenhang dieser Erscheinungen wird erst später klar werden. Daß die Ionisation in der F-Region sehr stark schwankt, ist auf allen Stationen nachweisbar (Abb. 4). Daß die Schwankungen mit Störungen zusammenhängen, die sich horizontal und zugleich von oben nach unten ausbreiten, hat vor mir [23] schon *Munro* [13] 1950 nachgewiesen. Doch wohl erst *W. Becker* [24] hat versucht, die Schwankungen der Grenzfrequenz der F2-Schicht rechnerisch zu erfassen. Aus den registrierten Werten der maximalen Elektronendichte N, die proportional dem Quadrat der kritischen Frequenz foF2 ist, bildete er die Differenz ΔN von zwei benachbarten N-Werten und verglich sie mit der Differenz der entsprechenden Monatsmittelwerte $\Delta \bar{N}$.

Im quadratischen Rekombinationsgesetz: $\frac{dN}{dt} - \alpha_2 \cdot N^2 = J$ soll α_2 den quadratischen Rekombinationskoeffizienten und J ein Maß für die ionisierende Strahlung bedeuten. *W. Becker* setzt nun einmal die wirklichen und einmal die Monatsmittelwerte in die linke Seite der Gleichungen ein und bildet die Differenz der beiden so erhaltenen Gleichungen.

$$\frac{\Delta N - \Delta \bar{N}}{\Delta t} - \alpha_2 (N^2 - \bar{N}^2) = J - \bar{J}, \tag{1}$$

wobei die überstrichenen Werte die Monatsmittelwerte bedeuten sollen. Die linke Seite zeigt nun bei Tag und Nacht und bei kleinem und großem N (Sonnenfleckenminimum- und -Maximum) ganz verschiedenes statistisches Verhalten. Daraus schloß *W. Becker*, daß die Änderung der ionisierenden Strahlung nicht die Ursache für die schnellen Ionisationsschwankungen sein können. Er setzte statt der rechten Seite eine zu N proportionale Kraft: $k \cdot N$ und erhielt so:

$$\frac{\Delta N - \Delta \bar{N}}{N \cdot \Delta t} - \alpha_2 \cdot \frac{(N^2 - \bar{N}^2)}{N} = k \tag{2}$$

Für dieses k ergab sich eine bei Tag und Nacht und großem und kleinem N gleichmäßige Streuung. Der Beweis ist anzweifelbar, da durchaus nicht erwiesen ist, daß in der F2-Schicht das quadratische Rekombinationsgesetz gilt. Trotzdem halte ich die Arbeit für wichtig. Hat doch das Verfahren der Differenzbildung, das auch von mir schon seit langer Zeit verwendet wird, außerordentlich weite Anwendungsmöglichkeiten. – Dabei kann man wesentliche Vereinfachungen für die Rechnung machen, da die Änderungen nicht allzu groß sind, wenn man die Meßtermine eng genug wählt (1 Std. ist oft schon zu lang).

Da auch die mittlere Abweichung der Elektronendichte vom Monatsmittelwert nur ≈ 20% ist, können wir die linke Seite der Gleichung (2) schreiben:

$$\frac{\Delta N - \Delta \bar{N}}{\Delta t \cdot N} - 2 \cdot \alpha_2 N \cdot \frac{N - \bar{N}}{N} \approx \frac{2\,(\Delta f - \Delta \bar{f})}{\Delta t \cdot f} - 4\,\alpha_2 N \cdot \frac{f - \bar{f}}{f}$$

wobei wir auch für die f im Nenner $\bar{f}$ schreiben können, wenn das die Rechnung vereinfacht.

Weil es unsicher ist, ob das quadratische Rekombinationsgesetz stimmt, schreiben wir statt $\alpha_2 \cdot N \rightarrow \beta\,(N)$; also:

$$\frac{\Delta f - \Delta \bar{f}}{\bar{f}} - 2\,\beta\,(N) \cdot \Delta t \cdot \frac{f - \bar{f}}{\bar{f}} = \frac{k}{2} \cdot \Delta t \tag{3}$$

Wir wissen nicht viel über die Größe von $\beta\,(N)$, vor allem nichts über ihre Konstanz. Deshalb wollen wir uns in dieser Arbeit nur mit dem ersten Glied beschäftigen, das bei schnellen und stärken Störungen überwiegen wird. Das zweite sollte ja die Änderungen nur dämpfen.

Wir wollen den Weg einmal kurz beschreiben, den wir gehen werden:

1. Wie die Abb. 8 als Beispiel zeigt, durchfahren die Schwankungen der Ionisation das statistische Punktfeld.
2. Für die Erforschung der Bewegungen sind deshalb die zeitlichen Änderungen wichtiger als die Meßwerte selbst.
3. Wir bilden deshalb die zeitlichen Differenzen als Ausgangswerte für die statistische Analyse.
4. Durch deren Vergleich mit den entsprechenden Monatsmittelwert-Differenzen eliminieren wir den Tagesgang. Die gleichmäßige Streuung der so erhaltenen relativen Meßwertdifferenzen unabhängig von der Tageszeit und damit von der Änderung der Ionisation selbst zeigt die Richtigkeit der Methode.
5. Eventuell werden die relativen Meßwertdifferenzen mithilfe einer Division durch den Meßwert normiert. Dies ermöglicht den Vergleich verschiedener Meßgrößen miteinander; man kann aber auch durch Vergleich von normierten und unnormierten Werten die Abhängigkeit von der Frequenz (Elektronendichte) ermitteln. Auf diese Weise könnte das Rekombinationsgesetz verifiziert werden.
6. Die statistische Verteilung der relativen Meßwertdifferenzen wird untersucht, um die Ursachen der Änderungen zu erforschen.
7. Bildet man relative Meßwerte aus größeren Zeitintervallen und vergleicht sie mit den 2. Differenzen über entsprechende Zeiten, so findet man eventuelle Perioden in den Schwankungen.

8. Aus dem gesamten Beobachtungsmaterial der relativen Meßwertdifferenzen werden durch die Stichzeitmethode die herausgesucht und synchronisiert, die in zeitlicher Nachbarschaft eines Ereignisses (Auftreten der F3-Stratifikation) liegen. Hier ergeben sich große Schwankungsamplituden und deutliche Perioden.

Wir führen nun folgende Abkürzungen für die von einer diskontinuierlichen Variablen x abgeleiteten Differenzen ein:

$\Delta\,;\,\overset{2}{\Delta}$	1. bzw. 2. Differenz zweier zeitlich benachbarter Werte.
$\overline{\Delta}$	relative Differenz = Differenz des Meßwertes verglichen mit Differenz des entsprechenden Monats-Mittelwertes.
$\underset{1/4}{\Delta}\,;\,\underset{1}{\Delta}\,;\,\underset{2}{\Delta}\,;\,\underset{4}{\Delta}$	1. Differenz zweier um 1/4; 1; 2 bzw. 4 Std. auseinanderliegender Werte.
$\Delta\, x(t) = x(t) - x(t-1)$	1. Differenz zweier um eine Zeiteinheit auseinanderliegender Meßwerte.
$\Delta\, \overline{x(t)} = \overline{x(t)} - \overline{x(t-1)}$	1. Differenz zweier um eine Zeiteinheit auseinanderliegender Monatsmittelwerte.
$\overline{\Delta}\, x(t) = \Delta\, x(t) - \Delta\, \overline{x(t)}$	relative 1. Meßwertdifferenz.
$\overline{\delta}\, x(t) = \dfrac{\overline{\Delta}\, x(t)}{x(t)}$	normierte relative 1. Meßwertdifferenz.

$$\overset{2}{\underset{1}{\overline{\Delta}}}\, x(t) = \underset{1}{\overline{\Delta}}\, x(t+1) - \underset{1}{\overline{\Delta}}\, x(t) = \overset{2}{\underset{1}{\Delta}}\, x(t) - \overset{2}{\underset{1}{\Delta}}\, \overline{x(t)}$$

$$= x(t+1) + x(t-1) - 2\,x(t) - (\overline{x(t+1)} + \overline{x(t-1)} - 2\,\overline{x(t)})$$

relative 2. Meßwertdifferenz über 1 Std.

$$\underset{2}{\overline{\Delta}}\, x(t) = \underset{1}{\overline{\Delta}}\, x(t+1) + \underset{1}{\overline{\Delta}}\, x(t)$$

$$= x(t+1) - x(t-1) - (\overline{x(t+1)} - \overline{x(t-1)})$$

relative 1. Meßwertdifferenz über 2 Std.

$$\overset{2}{\underset{2}{\overline{\Delta}}}\, x(t) = \underset{2}{\overline{\Delta}}\, x(t+1) - \underset{2}{\overline{\Delta}}\, x(t-1)$$

$$= x(t+2) + x(t-2) - 2\,x(t) - (\overline{x(t+2)} + \overline{x(t-2)} - 2\,\overline{x(t)})$$

relative 2. Meßwertdifferenz über 2 Std.

$$\underset{4}{\overline{\Delta}}\, x(t) = \underset{2}{\overline{\Delta}}\, x(t+1) + \underset{2}{\overline{\Delta}}\, x(t-1)$$

$$= x(t+2) - x(t-2) - (\overline{x(t+2)} - \overline{x(t-2)})$$

relative 1. Meßwertdifferenz über 4 Std.

Wir halten uns immer vor Augen, daß der Tagesgang durch den Vergleich mit der Änderung des Mittelwertes: $\Delta\, \overline{x(t)}$ eliminiert ist.

II. MUF 3000 F als beste ionosphärische Meßgröße für dynamische Effekte

Seit dem 1. Januar 1957 werden bei Freiburg zur Vorbereitung für das Geophysikalische Jahr alle Viertelstunden Ionogramme aufgenommen. Ich habe deshalb gleich aus allen Registrierungen die foF und MUF 3000-F ausgewertet und zu normierten relativen Meßwertdifferenzen verarbeitet. Bei der Betrachtung der Häufigkeitsverteilung (Abb. 5) sehen wir deutlich drei Abschnitte:

1. die große Zahl von Nullwerten
2. der mittlere glockenförmige Teil und
3. die stark unsymmetrischen großen Schwankungen.

Für die Untersuchung der Schwankungen wird die Überlegenheit der aus der MUF 3000-F gewonnenen Werte einwandfrei sichtbar. Die Kurven sind wegen der Meßgenauigkeit von $\pm 1\%$ leicht geglättet (Gleitende Vierermittel). Die Amplituden der MUF-Änderung sind bedeutend größer und die Nullwerte nicht so überbetont. Die großen negativen Werte sind zum Teil durch Zusammenbrüche der Ionisation bei Nacht verursacht, zum größten Teil ist aber die Unsymmetrie ein echtes Symptom der zu untersuchenden Störungen, wie wir später sehen werden. Die große Zahl von glatten Null-Werten sind sicher nur zum Teil durch einen Mangel der Methode (Erhaltungstendenz beim Auswerter) verursacht. Anscheinend gibt es eben ruhige Stunden, ja sogar Tage, an denen die Änderungen der mittleren Tagesvariation folgen. Diese Zeiten werden abgelöst von solchen, an denen starke Störungen die ganze Schichtform verändern. Das wirkt sich besonders auf die MUF aus. Die Verwendung der MUF 3000-F ist auch auf anderen Stationen vorteilhaft; das zeigt die Verteilung der Stundendifferenzen: $\overline{\Delta}$ MUF-F = Δ MUF-F $-$ $\Delta\, \overline{\text{MUF-F}}$ und $\overline{\Delta}$ foF = Δ foF $-$ $\Delta\, \overline{\text{foF}}$ eines Monats der IRSAC-Station Lwiro in Belgisch-Kongo, die ich in Abb. 10 und 11 aufgetragen habe. (Ich hatte die Gelegenheit, die Ionogramme des aufgeführten Monats selbst auszuwerten; überhaupt bin ich erst bei der Auswertung von Registrierungen tropischer Stationen auf diese und im nächsten Abschnitt beschriebenen Effekte gestoßen). Bei der MUF ist (Abb. 6) der Frequenz-Maßstab um den Faktor 4 gegenüber der foF (Abb.

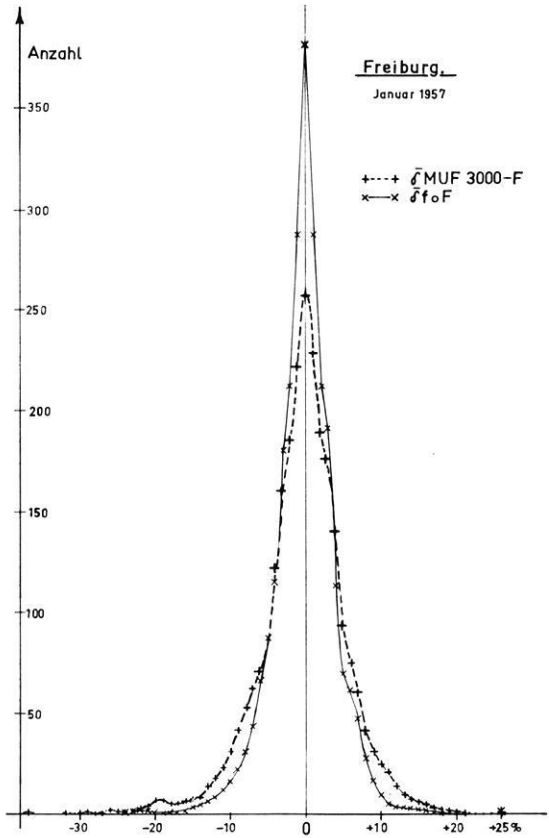


Abb. 5: Häufigkeitsverteilung der normierten relativen Viertelstunden-Differenzen von foF und MUF 3 000-F von Januar 1957, Freiburg

Fig. 5: Abundance-dispersion of normed relative quarter of an hour-differences of f_oF and MUF 3 000-F, January 1957, Freiburg

7) verringert; da aber das Verhältnis von $\frac{\text{MUF 3 000-F}}{\text{foF}} \leqslant 3$ ist, bedeutet das eine größere relative Schwankung der MUF. Um die auftretenden Maximalamplituden zu untersuchen, habe ich durch Aufsummieren die 2-Stunden-Differenzen $\overline{\Delta}_2$ MUF und $\overline{\Delta}_2$ foF und die 4-Stunden-Differenzen $\overline{\Delta}_4$ MUF und $\overline{\Delta}_4$ foF gebildet.

Wir sehen, daß bei den 2-Std.-Differenzen sich die Amplituden noch fast verdoppeln, im Zeitraum von 4 Std. aber kaum mehr vergrößern. Das

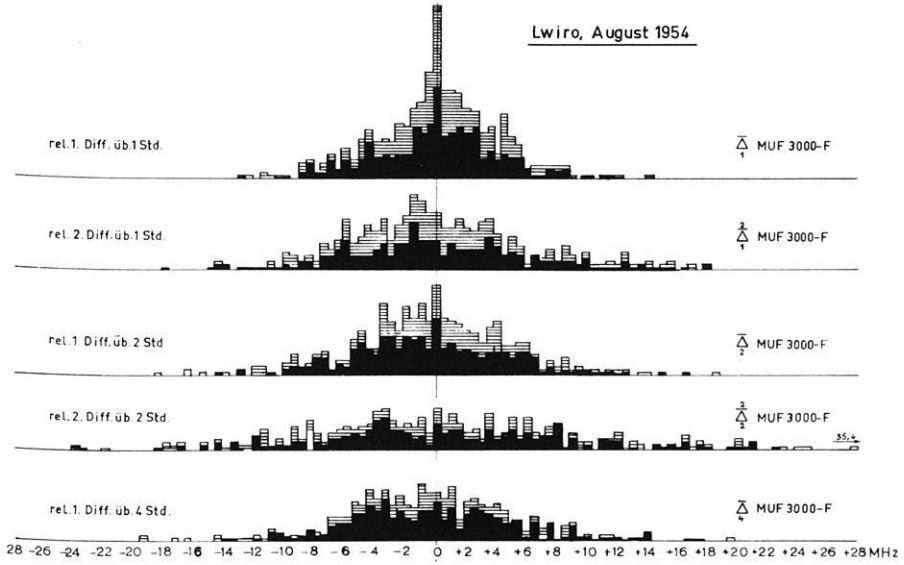


Abb. 6: Häufigkeitsverteilung des Unterschieds der Änderung der MUF 3 000-F von der mittleren Änderung *zur gleichen Zeit*

Fig. 6: Abundance dispersion of the difference between the MUF 3 000-F variation and the mean variation at the same time

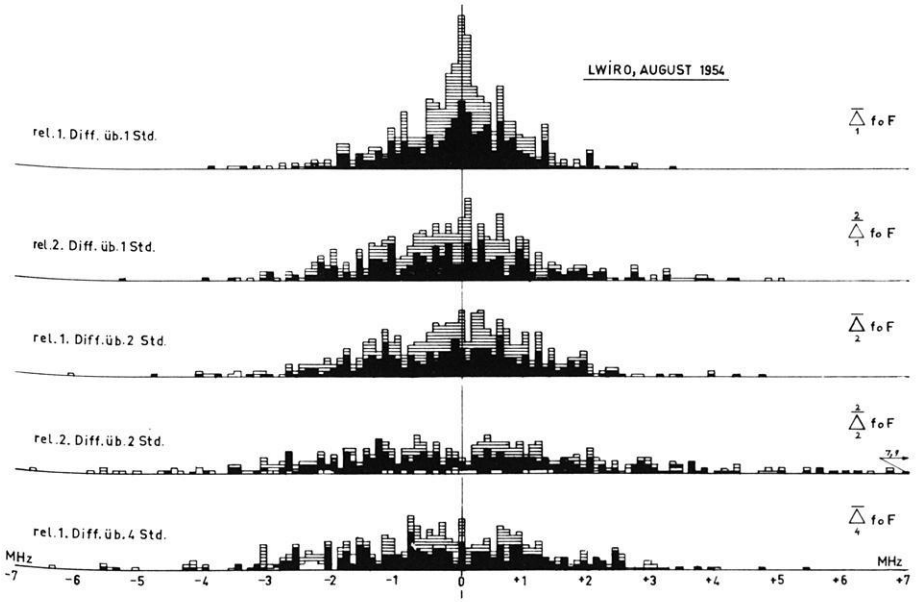


Abb. 7: Häufigkeitsverteilung des Unterschieds der Änderung der maximalen Grenzfrequenz in der F-Region von der mittleren Änderung zur gleichen Zeit

Fig. 7: Abundance-dispersion of the difference between the variation of maximal top frequency in the F-region and the mean variation at the same time

zeigt uns, daß die meisten Störungen länger als 1 Std. in gleicher Richtung verlaufen, aber selten über 4 Std. hinaus andauern.

Daß es sich hierbei um periodische Vorgänge handelt, zeigen die durch Differenzbildung der 1-Std.- und 2-Std.-Differenzen gebildeten 2. Differenzen über 1 Std. bzw. 2 Std.: $\overset{2}{\underset{1}{\overline{\Delta}}}$ MUF, $\overset{2}{\underset{1}{\overline{\Delta}}}$ foF bzw. $\overset{2}{\underset{2}{\overline{\Delta}}}$ MUF, $\overset{2}{\underset{2}{\overline{\Delta}}}$ foF.

Die plötzliche Vergrößerung der Maximalamplituden bei den $\overset{2}{\underset{2}{\overline{\Delta}}}$-Werten auf fast den vierfachen Wert der Std.-Differenz bei gleichzeitiger Abnahme der 0-Werte zeigt eine deutliche 4-Std.-Periode vieler Störungen an. Wir bedenken, daß durch die Differenzbildung die Beträge von Abfall und Anstieg addiert sind und finden als Maximalamplitude der Schwankungen ungefähr 12 MHz für die MUF und 3 MHz für foF zwischen Maximum und Minimum.

Daß diese Periode in der unselektionierten Masse aller Differenzen so klar wird, deutet auf einen starken Resonanzeffekt hin. Wir werden jetzt eine andere Methode versuchen, bei der die gleiche Periode auftritt.

III. F3-Stratifikation zentriert die Störungen

Die häufige Stratifikation in der Nähe der Schichtmitte, die von anderen Autoren mit G-Schicht bezeichnet wird, wollen wir F3 nennen, um die Schwierigkeiten der gebrochenen Kennzahlen zu vermeiden und die Stockwerke der hohen Atmosphäre nicht noch weiter durcheinanderzuwürfeln. Bei dem Studium der Stratifikation in der F-Region [19] in normalen Ionogrammen kam ich schon ziemlich früh darauf, daß der Beginn der Stratifikation immer mit dem Zeitpunkt des Minimums der MUF zusammenfiel. In den Panorama-Filmen zeigt diese Stratifikation die schon erwähnte Bewegung nach unten (Abb. 2). Zuerst nahm ich an, daß die Ionisation immer gleichmäßig abnähme und durch unregelmäßige Zusatz-Ionisation entstünde, die durch das Auftreten der F3-Stratifikation eingeleitet wird. Dadurch lag es nahe, die Änderung der Ionisation beim Auftreten der F3-Stratifikation zu untersuchen. Als schönstes Beispiel wollen wir uns den Januar 1957 mit seinen 1/4-Stunden-Werten ansehen (Abb. 8). Hier sind die Mittelwerte der relativen Änderungen der Ionisation (vom mittleren Tagesgang abstrahiert) vor und hinter dem F3-Ereignis aufgetragen. Die Viertelstunde, bei der ein F3-Ereignis neu erscheint, ist als Stichzeit 0 genommen. Dann habe ich die Änderung der Ionisation zu allen benachbarten Viertelstunden verfolgt bei den 30 markantesten F3-Ereignissen. Dazu habe ich die 1/4-Stunden-Differenzen $\overline{\Delta}$ MUF 3000-F und $\overline{\Delta}$ foF aufsummiert, die zwischen der F3-Erscheinung und der gewählten Zeit-

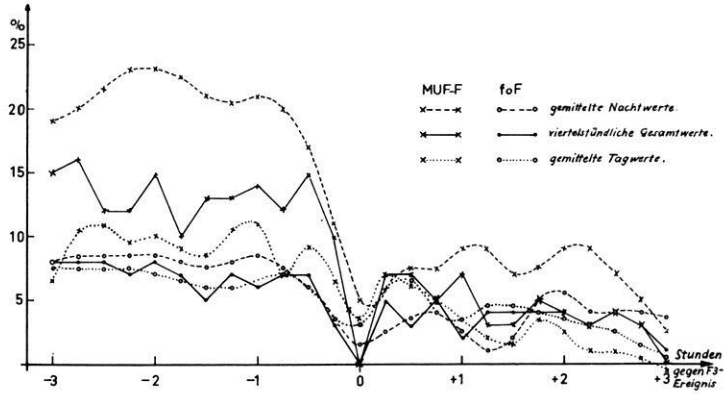


Abb. 8: Die mittlere normierte Änderung der Ionisation gegen den Zeitpunkt des ersten Auftretens der F3-Stratifikation aufgetragen (aus 1/4 Std.-Differenzen gewonnen)

Fig. 8: The mean normed variation of ionosation in dependence of the moment of the first occur of the F_3-stratification (gained from 1/4 hour differences)

spanne liegen. Der mittlere Verlauf dieser Fälle und der Tag-Nachtphänomene einzeln genommen – ist in der Abb. 12 aufgetragen. Ich habe zur Sicherheit nur die deutlichsten F3-Phänomene ausgewählt; bei Betrachtung der schwächeren fand ich fast gleich große und gleichartige Ionisationsänderungen. Wir brauchen also die F3-Erscheinung nicht zu analysieren. Man muß nur den Zeitpunkt des ersten Auftretens feststellen.

Das Ionisations-Minimum beim Erscheinen von F3 ist ganz klar; nur sind die Minima der gemittelten Kurven für die MUF um ungefähr 5 min nach rechts verschoben, was die Wiederholung des Ergebnisses von *Munro* ist (Abb. 14). Er hat durch Auswertung der wahren Höhen festgestellt, daß die Störungen sich von Schichtmitte (hier durch die Grenzfrequenz charakterisiert) nach unten ausbreiten. Die Störungen verändern also die MUF etwas später als die Grenzfrequenz. Der Unterschied in den MUF-Schwankungen zwischen Tag und Nacht ist beträchtlich. In der Nacht sieht man direkt die lange Quasiperiode, während am Tag noch 1/2-stündliche und wohl auch 2-stündliche Perioden sichtbar sind.

Zur Vereinfachung der Rechnungen habe ich bei den weiteren Untersuchungen der MUF nur direkte Meßwert-Stunden-Differenzen, also: $\underline{\Delta}$ MUF 3000-F = Δ MUF 3000-F – Δ $\overline{\text{MUF 3000-F}}$ gebildet. Dadurch werden die Nachtwerte etwas unterdrückt, was an sich kein Fehler ist. Die Störungen sind sowieso nachts viel seltener mit einem Häufigkeitsminimum nach Mitternacht. Aus Platzgründen möchte ich hier die Verteilung des Auftretens der Störungen über die Tages- und Jahreszeiten nicht bringen.

Wir wollen zuerst alle Januar-Monate vom Sonnenflecken-Minimum (1954) bis -Maximum (1957) betrachten (Abb. 9). Die Kurven verlaufen alle gleichartig. Der Absolutwert der Schwankungen ist erst im Jahre 1957 erhöht, obwohl schon 1956 die Grenzfrequenzen höher waren als in den Vorjahren. Aber im Verlauf sind sich 1954 und 1957 am ähnlichsten. Sie zeigen deutlich über der langen Periode von vielen Stunden eine 2-Stunden-Periode. Diese Kurven sind aus den aufsummierten Mittelwerten der Abb. 14 gewonnen. In ihr sind die einfachen MUF-Differenzen in bestimmtem zeitlichem Abstand von allen zu jeder vollen Stunde vorhandenen F3-Ereignissen aufgetragen. Wenn die betreffende F3-Erscheinung nicht die erste innerhalb zweier Stunden ist, sind die Werte unter die Linie gesetzt. Diese Werte werden bei der Mittelung nicht mit verwendet. Aus der gleichmäßigen horizontalen Verteilung der Einzelfälle können wir wichtige Aussagen machen:

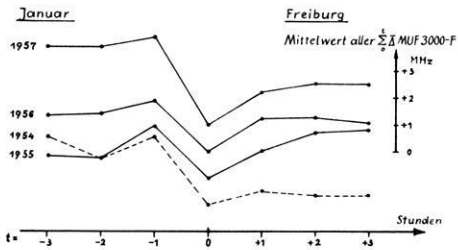


Abb. 9: Die mittlere Änderung der Ionisation gegen den Zeitpunkt des ersten Auftretens der F3-Stratifikation aufgetragen (aus Stunden-Differenzen des Januars Freiburg vom Sonnenfleckenminimum bis zum -maximum gewonnen)

Fig. 9: The mean variation of ionization in dependence of the moment of the first occur of the F_3-stratification (gained from hour-differences of January – Freiburg – from the minimum of solar spots to the maximum of theese)

1) Wir haben aus allen Meßwert-Differenzen eine Gruppe herausgefunden, die einer weiteren Normierung (Division durch den Meßwert) nicht bedarf. Im Gegenteil zeigt der große Unterschied der MUF bei Tag und Nacht in den Kurven des Januar 1957 (Abb. 10), daß die Schwankungen bei geringer Ionisation relativ – wenn auch nicht absolut – größer sind.

2) Auch der Einfluß der Sonnentätigkeit und damit der Gesamtionisation auf die Größe der Meßwertdifferenzen ist geringer als erwartet.

3) Wenn wir bedenken, daß die F3-Erscheinung weniger als eine Viertelstunde sichtbar ist, können wir sagen, daß die größeren Änderungen der MUF praktisch alle von einer F3-Erscheinung begleitet sind.

4) Da die Extremwerte in der Darstellung meist zweimal erscheinen, kann man umgekehrt behaupten, daß die maximale Schwankung zu der zwischen zwei F3-Phänomenen liegenden Stunde auftritt.

5) Deutlich sehen wir in den Extrem- aber auch in den Mittelwerten die 2-Stunden-Quasiperiode. Dabei soll die Zahl nicht unbedingt als 2,0 genommen werden. Eine Klärung des genauen Wertes kann erst die Verfolgung des 1/4-Std.-Materials bringen.

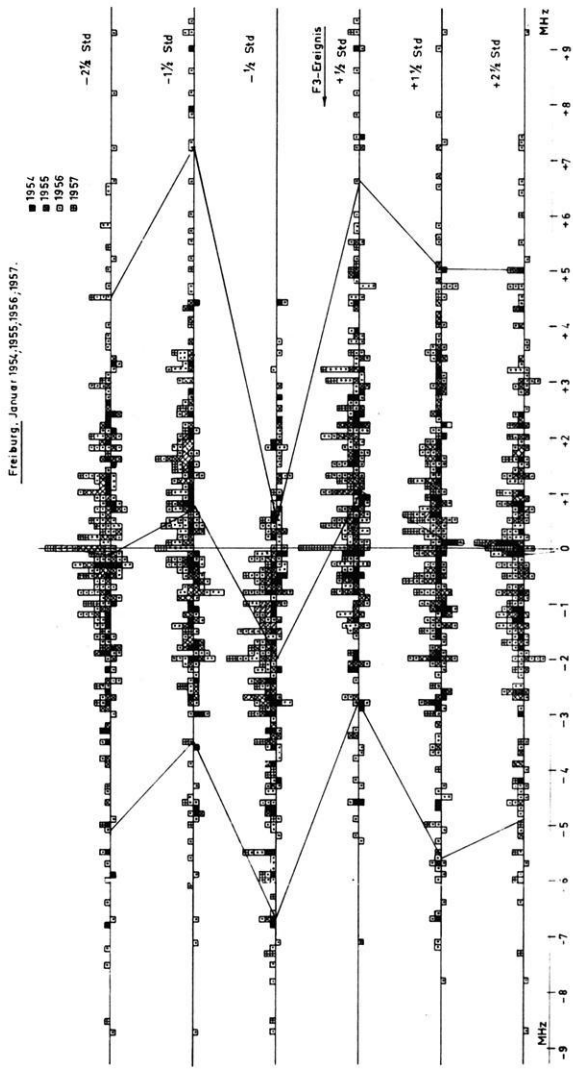
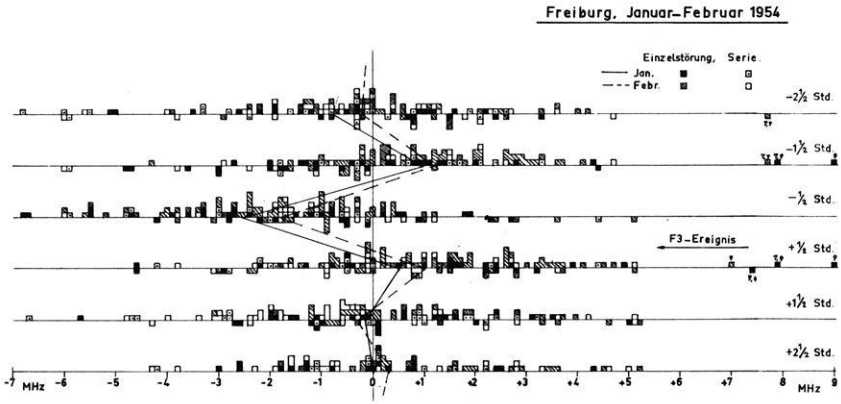
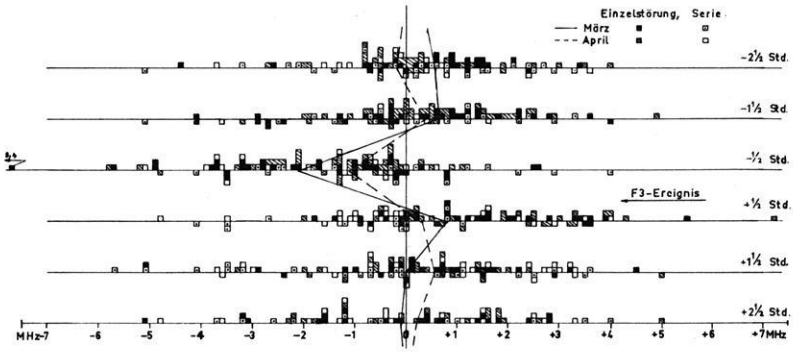


Abb. 10: Die relativen Änderungen der MUF vor und nach den F 3-Ereignissen aller Januar-Monate Freiburg von 1954 bis 1957: MUF 3 000-F

Fig. 10: The relativ variations of MUF before and after the F_3-events of each January from 1954 to 1957 at Freiburg: MUF 3 000-F





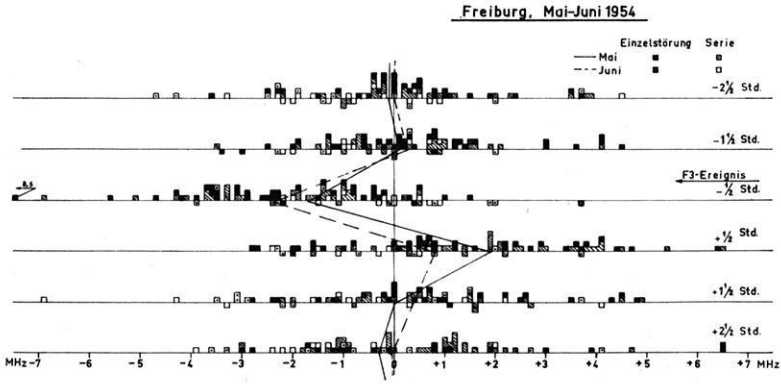


Abb. 11-13: MUF 3 000-F vor und nach jedem F 3-Ereignis für Freiburg, erstes Halbjahr 1954

Fig. 11-13: MUF 3 000-F before and after each F_3-event at Freiburg. First six month of 1954

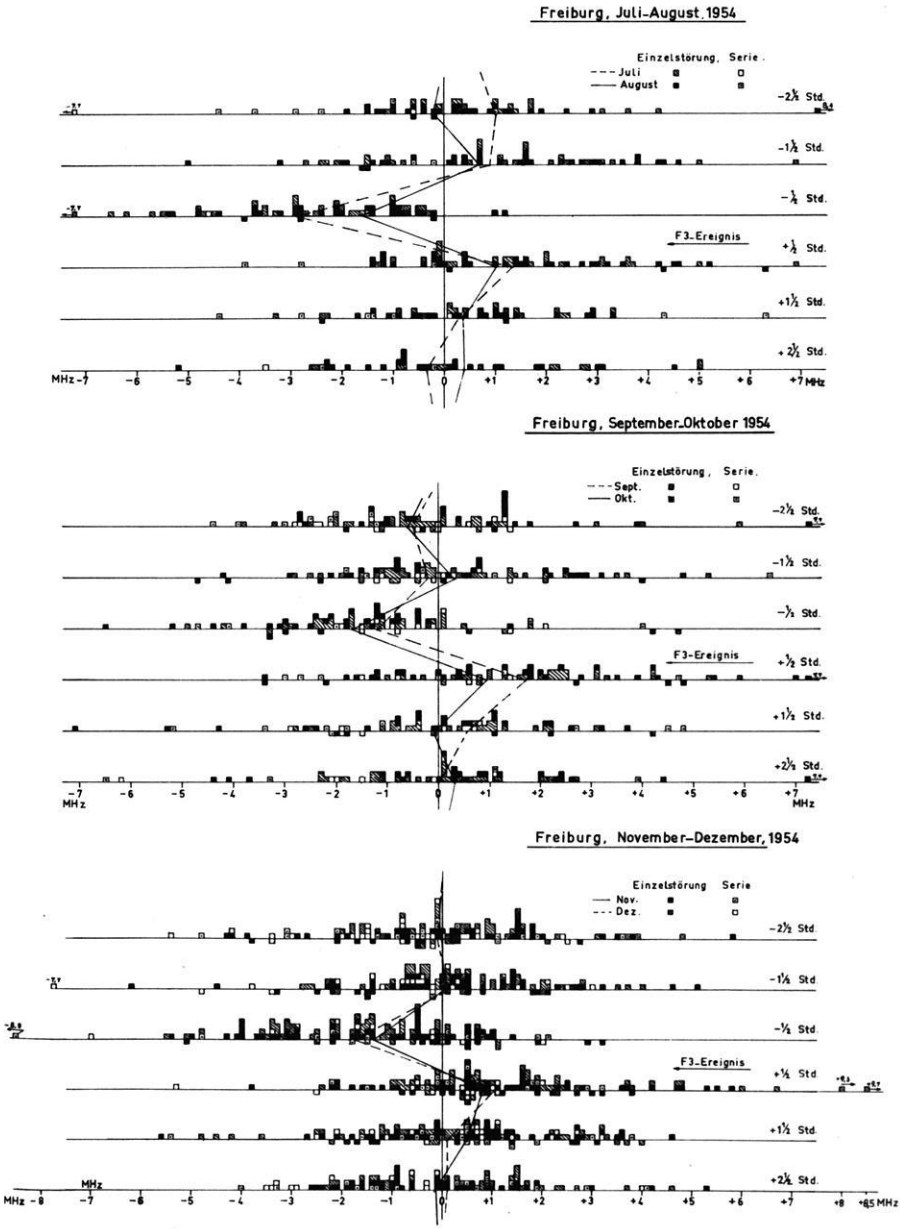


Abb. 14-16: MUF 3000-F vor und nach jedem F3-Ereignis für Freiburg, zweites Halbjahr 1954

Fig. 14-16: MUF 3000-F before and after each F_3-event at Freiburg, second six month of 1954

Um eine jahreszeitliche Variation feststellen zu können, habe ich das ganze Jahr 1954 der Station Freiburg in gleicher Weise untersucht. Aus den Abbildungen (Abb. 11-16) ergibt sich wieder die Abb. 17 durch Auf-

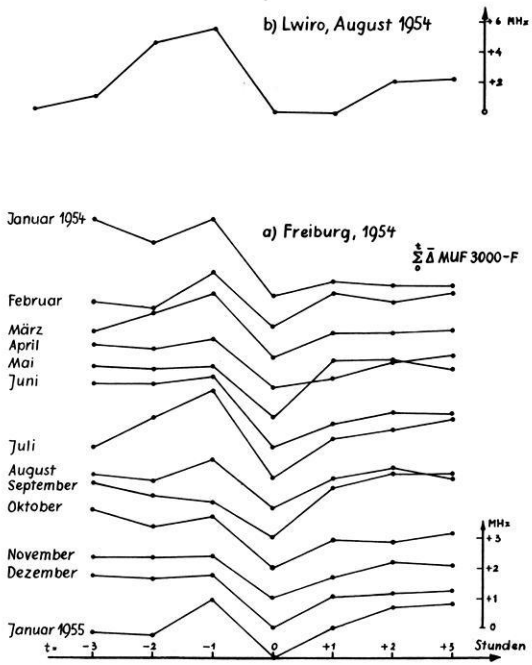


Abb. 17: Die mittlere Änderung der Jonisation gegen den Zeitpunkt des ersten Auftretens der F 3-Stratifikation aufgetragen: a) aus Stundendifferenzen aller Monate 1954 von Freiburg gewonnen, b) August 1954 Lwiro

Fig. 17: The mean variation of ionization in dependence of the first occur of F_3-stratification: a) gained from hour-differences of all monthes of 1954 at Freiburg. b) August 1954 Lwiro

summieren der Mittelwerte. Dabei zeigt sich, daß die Monatsmittelkurven zwar von einander verschieden sind, daß sie aber verglichen mit den Werten von Lwiro (Abb. 18) und der daraus in den oberen Teil von Abb. 22 eingezeichneten Summenkurve doch innerlich zusammenhängen. Der Lwirokurve für den August am nächsten kommt die Freiburger Kurve vom Juli. (Ich hatte dieser Kurve vor dem Vergleich mit Lwiro wegen der durch starke Abdeckung verringerten Zahl von Meßwerten keine große Bedeutung zugemessen). Die schon im vorigen Abschnitt festgestellte 4-Stunden-Quasiperiode sieht man hier noch deutlicher. Die Kurven von Freiburg kann man beschreiben durch eine gedämpfte 2-Stundenperiode mit fester Phase und nicht sehr stark über die Monate veränderliche Amplitude und

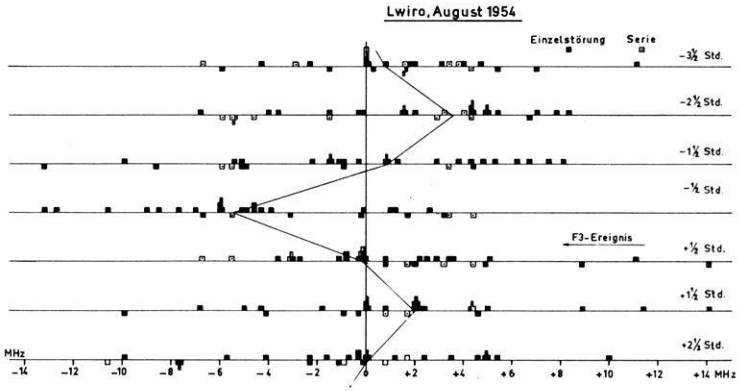


Abb. 18: MUF 3 000-F vor und nach jedem F 3-Ereignis für Lwiro, August 1954

Fig. 18: MUF 3 000-F before and after each F_3-event at Lwiro, August 1954

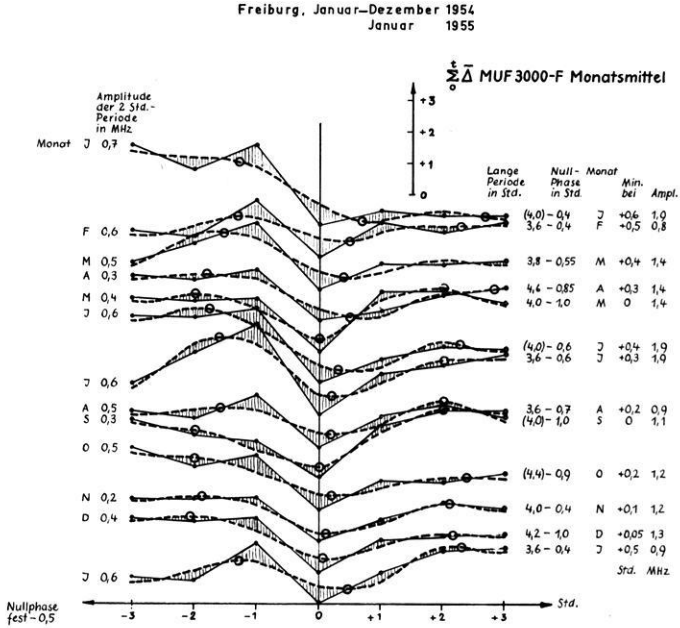


Abb. 19: Versuch einer einfachen Analyse der Monatsmittelkurven aus Abb. 17 nach symmetrisch gedämpften Schwingungen

Fig. 19: Attempt of a simple analysis of monthly mean curves from fig. 17 with symmetrically attennated oscillations

eine langperiodische Schwingung mit veränderlicher Phase (Abb. 19). Die Abb. 20 zeigt uns noch, daß die Veränderung der Form der Störungen im Laufe des Jahres einer gewissen Stetigkeit nicht entbehrt.

Die Stichzeitmethode mit dem F3-Ereignis hat sich also sehr gut bewährt. Sie wählt aus den Schwankungen der Ionisation die stärksten heraus und legt ihre Phase fest.

Dadurch ergibt sich eine einfache Möglichkeit beim Vergleich der Einzelstörungen und der mittleren Störamplitude an verschiedenen Stationen. Außerdem erkennt man aus der engen Kopplung zwischen den langzeitigen Störungen und der schnellbewegten Stratifikation, daß hier eine Schwingung mit festgelegtem Mechanismus auftritt.

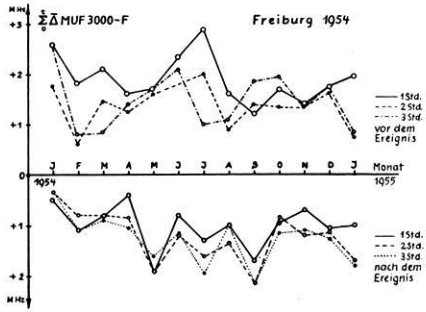


Abb. 20: Die mittlere relative Ionisationsveränderung vor und nach dem F 3-Ereignis

Fig. 20: The mean relative variation of ionisation before and after the F_3-event

IV. Der Verlauf der Störungen

Die Störungen verlaufen ziemlich verschieden. Dies liegt sicher daran, daß wir es nur selten mit isolierten Ereignissen zu tun haben, sondern daß sie sich überlappen zu ganzen Serien. Doch ist allen gemeinsam das Ionisationsminimum beim ersten Auftreten des F3-Phänomens und die Ausbreitung der Störungsfront nach unten. Meine frühere Annahme, daß die Ionisations-Abnahme für die Störung keine wesentliche Rolle spielen würde, läßt sich nicht aufrechterhalten. Im Gegenteil zeigt die Form der Stundenkurve für Lwiro (August 1954), daß der Abfall vor dem F3-Ereignis die entscheidende Erscheinung ist. Der Abfall beträgt *im Mittel* 6 MHz für die MUF! Der Wiederanstieg nach dem F3-Ereignis ist gemäßigt. Auch in Freiburg, wo diese Hauptstörung wesentlich schneller verläuft, ist der Abfall vor dem F3-Ereignis entscheidend. Er ist meist doppelt so hoch oder so schnell wie der Anstieg. Dies geht auch aus den Januar-Kurven (Abb. 8) mit 1/4 Std.-Intervall hervor. Nur der Mai und September zeigen eine gewisse Symmetrie zum gewählten Nullpunkt. Der Verlauf der Monatskurven (Abb. 16) legt einen jahreszeitlichen Gang des Schwingungsverhaltens nahe, da die zu Januar und Juli symmetrischen Monatspaare: Dezember-Februar, November-März, Oktober-April, September-Mai und August-Juni einander sehr ähnlich sind. Ein genaueres Studium wird aber erst möglich sein, wenn genügend viertelstündliche Registrierungen ausgewertet sein werden.

Das Schwingungsverhalten ist mit der Vorstellung einer Brandungswelle vereinbar, wo das abziehende Wasser und die neue Welle ein "Überschnappen" erzeugt – die F3-Erscheinung. Diese läuft dann mit der in den Ionosphärenfilmen so gut sichtbaren Geschwindigkeit von einigen Minuten durch die ganze Welle (F-Region). In wieweit Materialbewegung ursächlich an der Bewegung beteiligt ist, kann ich nicht entscheiden. Doch glaube ich, daß die von *Hines* bisher vergeblich gesuchten langen Perioden mit dieser Methode sichtbar werden: Wir finden 4 Stunden in Lwiro und 2-10 Stunden in Freiburg. In letzter Zeit haben *Y. Kato* und *S. Akasofu* [25] und besonders *S. Akasofu* [26] Rechnungen über magneto-hydro-dynamische Wellen durchgeführt, ähnlich den Arbeiten von *Hines* [27]. Die von mir beschriebene absteigende Bewegung der Stratifikation in der F-Region erscheint in den Arbeiten von *S. Akasofu* als Bewegung der Stoßwellen-Front. Für die mit dieser Erscheinung gekoppelten langsamen Schwingungen wird sicher bald im Rahmen dieser Theorie eine Erklärung gefunden werden.

D. Schluss

Wir haben gesehen, daß die MUF 3000-F die Störungen in der F-Region stärker als die foF zeigt. Das heißt: *Das Ionisationsmaximum verschiebt sich bei Ionisationserhöhung nach unten.* Dies stimmt offenbar nicht mit den von *Dieminger* [28] gezeigten Figuren überein, die aus der Martyn'schen Theorie resultieren. Ich bin nicht in der Lage, darüber zu diskutieren, ob das daran liegt, daß das normale Rekombinationsgesetz für die F2-Schicht nicht gilt (dafür sprechen viele Gründe) oder ob der Bewegungsmechanismus ein anderer ist als der von *Dieminger* gemeinte. Doch hoffe ich, daß der Bericht dazu beiträgt, daß die MUF 3000-F als *Meßgröße* allgemein verwendet wird (sie ist ja viel einfacher und sicherer zu bestimmen, als die M-3000F, da sie von der foF unabhängig ist) und daß allgemein vielmehr ausgewertet wird, zumindest auf den Stationen, die ihre Werte in Lochkarten drucken und damit rechnen können. Der f-Plot ist als der billigste Kompromiß zwischen Lochkartensatz und Ionosphärenfilm unzureichend, da er die Nachteile beider Systeme hat.

Dann ist nur noch zu hoffen, daß die hier vorgeschlagene Errechnung der Meßwert-Differenzen mit automatischen Rechenmaschinen wirklich ausgeführt werden. Dann werden wir ein System der Ionisationsveränderungen über der Erde aufstellen können, das mindestens soviel Informationen bringt wie das der Ionisation selbst. Es ist durchaus möglich, daß damit nicht nur die Geophysik der hohen Atmosphäre bereichert wird, sondern auch technische Probleme, z.B. die überhohen Übertragungsfrequenzen durch die Erforschung der Ionisationsschwankungen und der horizontalen Ionisationsgradienten der F-Region gelöst werden.

Zum Schluß möchte ich dem früheren Chef meiner Dienststelle (Service de Prévision Ionosphérique, France) Herrn *Le Guerroué* für sein Interesse bei der Entwicklung und beim ersten Einsatz der Panorama-Ionosonde in den Tropen und dem wissenschaftlichen Leiter, Herrn Dozent Dr. *Rawer* für die mir gebotene Möglichkeit danken, die Geräte zur Fertigungsreife durchzuentwickeln. Mit der Herstellung der Panorama-Ionosonden und der Überholung der Standard-Ionosonden hat Dr. *Rawer* eine enge internationale Zusammenarbeit erstrebt.

Dem IRSAC, insbesondere Prof. *M. Nicolet* in Brüssel, bin ich für die Überlassung der Registrierungen zur Auswertung und meinen Mitarbeitern für die viele Mühe bei der Herstellung und Wartung der Geräte dankbar. Außerdem bin ich Herrn Dr. *Rawer* für Rat und ausgiebige Diskussionen bei der Abfassung der Arbeit zu Dank verpflichtet.

Literatur

[1] *Sulzer, G. P.:* Electronics 19, (1946), 137.

[2] *Bibl, K.:* "Un nouveau sondeur ionosphérique". Ann. Géophys. 7, (1951), 265-267.

[3] *Nakata, Y., Kan, M. u. Uyeda, H.:* Rep. Jono. Res. Japan VII, (1953), 129-135.
Nakata, Y.: J. Radio Res. Lab. Tokyo 1, (1954), No. 2.

[4] *Bibl, K.:* "Automatic recording of ionospheric characteristics". J.A.T.P., 8, (1956), 295.

[5] *Dieminger, W.:* Proc. Phys. Soc. B, 64, (1951), 142.
Shearman, E.D.R.: "A Study of Ionospheric Propagation by means of long range back-scatter". Proc. I.E.E. 103, (1956), 203-209.

[6] *Silberstein, R.:* "Sweep Frequency Backscatter" Transac. I.R.E., AP-2, (1954), 56.

[7] *Villard, G.* u. *Peterson, A.M.:* QST 36, (1952), 11.

[8] *Ratcliffe, J.A.:* Rep. Phys. Soc. Conf. 92. (1955).

[9] *Krautkrämer, J.:* A.E.Ü. 4, (1950), 133. Deutsche Luftfahrtforschung, (1943), F.B. Nr. 1761.

[10] *Briggs, B.H., Phillips, G.J.* u. *Shinn, D.H.:* Proc. Phys. Soc. B 63, (1950), 106.
Briggs, B.H., Spencer, M.: Rep. Progr. Phys. 17, (1954), 245.

[11] *Harnischmacher, H.* und *Rawer, K.:* Compt. rend 243, (1956), 747-750; 782-783. "Ergebnisse ionosphärischer Windmessungen in der E-Region". Beitr. Phys. Atmosph. (1957).

[12] *Munro, H.G.:* "Reflexions from irregularities in the ionosphere". Proc. Roy. Soc. Lond. A., 219, (1953), 447-463.

[13] *Munro, H. G.:* "Short-period variations in the ionosphere". Nature, Lond. 163, (1949), 812.

[14] *Bibl, K.:* "Die Ionosphärenschichten und ihre dynamischen Phänomene". *Sonderband,* (1953), Zs. f. G. 136-141.

[15] *Beynon, W. J. G.* u. *Thomas, L.:* "Horizontal mouvements in Region F2". Abstract 14, (1954), Cambridge Conf. Phys. Soc.

[16] *Bibl, K.* u. *Delobeau, F.:* "Ionosphärische Beobachtungen während der totalen Sonnenfinsternis vom 30. Juni 1954". Zs. f. G. 21, (1955), 215/228.

[17] *Lejay, R. P.* u. *Durand, J.:* "Comparaison des résultats des sondages ionosphériques à Bangui, Ibadan, Khartoum et Leopoldville". Suppl. J.A.T.P. 6, (1956), 86.

[18] *Rawer, K.:* "Die traditionellen Meßgrößen für die sporadische E-Schicht". Z. f. G. 20, (1954).

[19] *Bibl, K.:* "La stratification F0 et les couches intermédiaires entre les régions E et F de l'ionosphere". SPIM-R9, (1950).

[20] *Bibl, K.:* "L'ionisation de la couche E, sa mesure et sa relation avec les éruptions solaires". Ann. Geophys. 7, (1951), 208-214.

[21] *Bibl, K., Busch, R., Rawer, K.* u. *Suchy, K.:* "La nomenclature ionosphérique et les conventions pour la dépouillement". JATP. 6, (1955), 69/87.

[22] *Wells, H. W., Watts, J. M.* u. *George, D. E.:* "Entdeckung von schnell sich bewegenden Ionophären-Wolken". Phys. Rev. 69, (1946), 540.

[23] *Bibl, K., Harnischmacher, E.* u. *Rawer, K.:* Phys. Soc. Rep. Cambridge Conf. (1954), 114-118.

[24] *Becker, W.:* Rep. Cambridge Conf. Phys. Soc. (1954), 101-103.

[25] *Kato, Y.* u. *Akasofu, S.:* "Outer atmospheric oscillation and geomagnetic micropulsation". 7, No. 3 Science Rep. Tohoku Univers. Series 5, (1956), Geophysics.

[26] *Akasofu, S.:* "Diespersion relation of magnetohydronamic wave in the Ionosphere and its application to the shock wave". V. 8, (1956), No. 1, Science Rep. Tohoku Univ. Series 5, Geophysics.
Rep. Ionosph. Research in Japan, V. X, (1956), No. 4.

[27] *Hines, C. O.:* "Wave hypothesis of moving irregularities in the ionophere". Nature, Lond. 171, (1953), 980.
"Generalized magneto-hydrodynamik formula". Proc. Camb. Phil. Soc. 49, (1953), 299-306.

[28] *Dieminger, W.:* "Erdmagnetismus und Ionosphäre". Z.f.G. 20, (1954), 180-181.

Über die Grenzempfindlichkeit des astatischen Spulenmagnetometers [1]

Von G. Hellbardt, Essen-Steele [2]

Zusammenfassung: Es werden die Möglichkeiten diskutiert, die Empfindlichkeit des bekannten Spulenmagnetometers zu steigern. Durch Verwendung einer Spule, deren homogener Feldbereich größer ist als der der bisher verwandten Helmholtzspule, läßt sich das Magnetometer verbessern. Doch die unterste Grenze der meßbaren Magnetisierung ist 10^{-6} Gauß.

Abstract: The possibilities to build a coil-magnetometer after *Dürschner* with better sensitivity are discussed. There is evidence that the magnetometer could be improved by the use of better coils with a more homogenous magnetic field inside the coil than that of the *Helmholtz* coil. Yet the lower limit of measurable magnetisation will be at 10^{-6} Gauß for this type of magnetometer.

1. Einleitung

Der Gesteinsmagnetiker bedarf für wissenschaftliche Untersuchungen und Arbeiten der angewandten Geophysik eines Instrumentes, mit dem sich auf leichte und eindeutige Weise sowohl die remanente als auch die induzierte Magnetisierung von Gesteinsproben messen lassen. *Dürschner* [1] hat ein vorzüglich brauchbares Instrument entwickelt, indem er das Prinzip des Astatischen Magnetometers [2] (Abb. 1) etwas modifizierte und statt der üblicherweise verwandten Permanentmagnete stromdurchflossene Spulen benutzte (Abb. 2). Damit sind mehrere Vorteile in diesem Instrument vereinigt:

(1) Das Meßsystem ist hoch astasiert, d.h. man schaltet den stabilisierenden Einfluß des Erdfeldes auf das System aus und erreicht damit große Empfindlichkeiten.

(2) Die Astasierung läßt sich leicht durch Regelung des Verhältnisses der Ströme in den beiden Spulen von außen her justieren.

(3) Die Empfindlichkeit ist in weiten Grenzen durch Einstellung des Stromes in der unteren Spule regelbar.

---

[1] Auszug aus der Göttinger Dissertation des Verfassers

[2] Dr. *Günter Hellbardt*, Essen-Steele, Laurentiusweg 139

(4) Dadurch, daß als untere Spule eine sogenannte Helmholtzspule verwandt wird, wird das Meßergebnis unabhängig von der Gestalt und Grösse der Probe sowie der Homogenität ihrer Magnetisierung, solange sie ganz im Bereich des homogenen Feldes der Spule bleibt.

(5) Man kann durch zwei Messungen die remanente und induzierte Magnetisierung einer Probe in einer Richtung bestimmen.

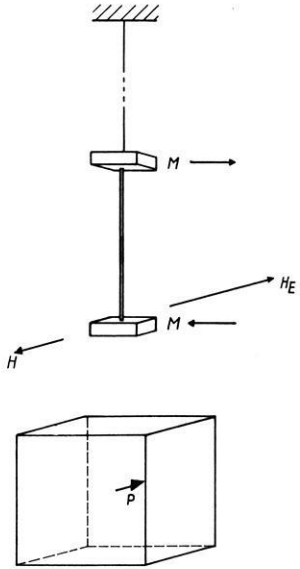


Abb. 1: Prinzip des astatischen Magnetometers

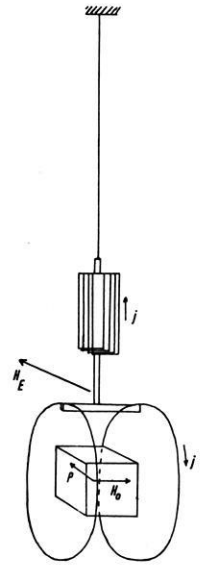


Abb. 2: Prinzip des Spulenmagnetometers

Es ist kein anderes Instrument bekannt, das in gleicher Weise alle aufgezählten Vorteile in sich vereinigt. Jedoch ließen sich mit den bisher im Geophysikalischen Institut in Göttingen vorhandenen Magnetometern nur Magnetisierungen bis $5 \cdot 10^{-5}$ Gauß messen. Das reicht für Basalte völlig aus, aber meist nicht für Sedimente und oft auch nicht für Basaltzersatz. Es sollte daher versucht werden, die Empfindlichkeit des Instrumentes zu steigern. Das Ziel war, 10^{-8} Gauß meßbar zu machen. Doch zeigen die Untersuchungen, daß die Empfindlichkeitsgrenze für diesen Instrumententyp bei 10^{-6} Gauß / mm / m liegt.

2. Die Möglichkeiten zur Steigerung der Empfindlichkeit

Um genau aufzeigen zu können, welche Möglichkeiten bestehen, die Empfindlichkeit des Spulenmagnetometers zu erhöhen, sei es folgendermaßen beschrieben:

Das Spulenmagnetometer soll aus einer Spule bestehen, in die die Probe bei der Messung eingeführt wird, und einer Spule, die der Kompensation dient. Die Meßspule muß so beschaffen sein, daß in ihrem Innern ein Raum ist, in dem ein genügend homogenes, magnetisches Feld herrscht. Die Probe darf nur so groß sein, daß sie nicht aus dem Bereich des homogenen Spulenfeldes herausragt. Das System muß drei Stromzuführungen haben, damit durch Meß- und Kompensationsspule verschiedene Ströme geschickt werden können.

Wenn die Kompensation hinreichend ist, kann das System senkrecht zum Erdfeld gestellt werden, und seine Empfindlichkeit hängt nicht mehr vom Erdfeld ab.

Dann ist

(1) $$D \cdot \phi = P \cdot H_0,$$ H_0 = Magnetfeldstärke im Zentrum der Meßspule

Man kann darin D eliminieren durch die Gleichung der Schwingungsdauer des ungedämpften Systems.

(2) $$T^2 = 4\pi^2 \frac{I}{D}$$ I = Trägheitsmoment

Etwas umgeschrieben sieht dann (1) so aus:

(3) $$P = 4\pi^2 \frac{I \cdot \phi_0}{T^2 \cdot H_0}$$

Aus dieser Gleichung ist das kleinste meßbare Moment P zu bestimmen, wenn ϕ_0 der kleinste mit Sicherheit meßbare Winkel ist.

ϕ_0 ist bestimmt durch das Auflösungsvermögen der optischen Apparatur und die dauernde Nullpunktsunruhe des Systems. Wenn die Ruhelage wegen der Schwankungen nur bis auf einen Winkel ϕ_0 festzulegen ist, hat es keinen Sinn, kleinere Auslenkungen als ϕ_0 messen zu wollen. Der Mindestwert der Schwankungen ist durch die Brownsche Bewegung gegeben. Aus der Gleichsetzung von thermischer und mittlerer potentieller Energie erhält man

(4) $$\frac{1}{2} kt = \frac{1}{2} D \phi_0^2$$
$$\phi_0^2 = \frac{kt}{D} = \frac{T^2}{4\pi^2 \cdot I} \cdot kt$$

t = abs. Temperatur, k = Boltzmannkonstante, $kt = 4 \cdot 10^{-14}$ erg bei $t = 290°$ abs., $T = 30$ sec und $I = 10$ g cm² entsprechen etwa den wirklich vorkommenden Werten. Damit erhält man

$$\phi_0^2 = 9 \cdot 10^{-14}, \qquad \phi_0 = 3 \cdot 10^{-7}$$

als unterste Grenze der Meßbarkeit. Dem entspräche auf einer 2,5 m entfernten Skala ein Ausschlag von

$$2\phi_0 \cdot 2500 = 1{,}5 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$$

und mit $H_0 = 1$ Oe nach (4)

$$P = 1{,}3 \cdot 10^{-7} \text{ Gauß cm}^3.$$

Da die Probe etwa 30 cm³ Volumen haben könnte, wäre es also möglich, eine Magnetisierung von etwa

$$J = \frac{P}{V} = 0{,}4 \cdot 10^{-8} \text{ Gauß}$$

zu messen.

Leider ist aber die Nullpunktsunruhe erfahrungsgemäß sehr viel größer. Das ist ohne weiteres plausibel, wenn man die Energie, die man benötigt, um das System um den Winkel ϕ zu drehen, vergleicht mit der Energie, die in der gleichen Zeit von dem Strom als Wärmeenergie in die Spulen transportiert wird.

Bei den bisher gebauten Instrumenten beobachtet man ungefähr eine Nullpunktsschwankung von 1 mm Ausschlag bei 5 m Lichtweg, das ist ein Winkel

(5) $$\phi_0 = \frac{1}{2} \cdot 5000 = 10^{-4}.$$

Die für diesen Ausschlag aufzuwendende Energie ist

(6) $$\frac{1}{2} D \phi_0^2 = \frac{1}{2} \phi_0^2 \, 4\pi \frac{I}{T^2} = 2 \cdot 10^{-10} \text{ erg}$$

Die anderen Werte sind wieder $T = 30$ sec und $I = 10$ g cm².

Um den vollen Ausschlag zu erreichen, braucht das aperiodisch gedämpfte System etwa die Zeit seiner Schwingungsdauer im ungedämpften Zustand. In dieser Zeit wird durch den Strom im System die Wärmeenergie

(7) $$R \cdot i^2 \cdot T = 0{,}6 \text{ Watt sec} = 6 \cdot 10^6 \text{ erg}$$

frei, wenn man $R = 2$ Ohm und $i = 0{,}1$ Ampere setzt.

Es ist klar, daß der Abfluß dieser im Verhältnis ungeheuer großen Energie Schwankungen und Konvektionen in der Umgebung des Systems verursachen muß, deren Energie die Größenordnung von (6) haben kann. Man muß

sich eher darüber wundern, daß das System noch so stabil ist, und kann nicht hoffen, den Winkel ϕ_0 kleiner als 10^{-4} zu bekommen.

Um in (3) P kleiner zu erhalten, kann man noch T, H_0 und I verändern. Es hat sich als unzweckmäßig herausgestellt, T über 30 – 40 sec hinaus zu verlängern. Erstens würde dadurch die Zeit, die man für eine Messung benötigt, zu groß, und zweitens erhöht die dafür nötige Labilisierung des Systems die Nullpunktsunruhe.

H_0 kann man auch nicht über 1 Oe hinaus steigern, sofern man gesteinsmagnetische Messungen vorhat, denn sonst wird die Beeinflussung der Probe durch das Magnetometer zu groß. Es ist vor allem für paläomagnetische Untersuchungen wichtig zu wissen, daß die Probe keine wesentlich größeren Felder als das Erdfeld erfahren hat.

Die eigentlich zu messende Größe ist ja die Magnetisierung

(8) $$J = \frac{P}{V}$$

Um kleine Magnetisierungen meßbar zu machen, könnte man auf den Gedanken kommen, größere Proben zu nehmen, d.h. V, das Volumen, zu vergrößern. Doch gelangt man dadurch auch nicht zum Ziel. Für eine kubische Probe mit der Kantenlänge a ist

(9)' $$P = J \cdot a^3$$

Man verlangt, daß die Probe ganz im homogenen Feldbereich der Meßspule ist. Deshalb muß die Spulengröße immer in einem gewissen Verhältnis zur Probengröße stehen. Es sei R eine charakteristische Abmessung der Spule, auf die sich alle anderen Abmessungen beziehen lassen. (Bei einer Zylinderspule wäre das z.B. der Radius, auf den man ihre Länge bezieht). Man kann dann schreiben:

(10) $$\frac{a}{2} = p \cdot R$$

Ferner ist $I \sim m \cdot R^2$, m = Masse der Spule

und $m \sim R$, so daß man erhält

(11) $$I = q \cdot R^3$$ p, q: Proportionalitätsfaktoren.

Indem man (9), (10) und (11) in (3) einsetzt, erhält man

(12) $$J \cdot a^3 = \frac{4\pi^2 \cdot \phi}{T^2 \cdot H_0} \cdot \frac{q}{8\,p^3} \cdot a^3$$

J wird also unabhängig von a. q ist durch die Form der verwendeten Meßspule vorgegeben und enthält außerdem den Anteil der anderen Teile des Systems am Trägheitsmoment.

Eine letzte Möglichkeit, diese Gleichung auszuschöpfen, liegt darin, p zu vergrößern. Das bedeutet, daß man eine Meßspule konstruieren muß, deren Feld im Innern möglichst weit homogen ist, so daß man mit der Probe einen großen Teil des Spulenraumes ausnutzen kann. Für die größte kubische Probe, die in eine Zylinderspule hineingeht, ist

$$2\,R^2 = a^2, \qquad \frac{a}{2} = \frac{R}{\sqrt{2}}, \qquad p = 0{,}7$$

Die Überlegungen des Abschn. 3 sollen zeigen, ob sich eine so weit ausnutzbare Spule überhaupt bauen läßt.

Bei solchen Spulen ergibt sich etwa $q = 0{,}2$ (siehe spätere Rechnungen). Damit erhält man aus (12)

$$J = 3{,}2 \cdot 10^{-7}\ \text{Gauß}$$

Um eine Magnetisierung von 10^{-8} Gauß wirklich messen zu können, müßte man die Empfindlichkeit noch um das Zwanzigfache vergrößern können. Dazu besteht die Möglichkeit, das Magnetometer in ungedämpftem Zustand zu benutzen und die Wechselwirkung zwischen Probe und Spule mit der Eigenperiode des Systems periodisch zu verändern. Man könnte die Probe in der Spule drehen oder in die Spule hineinschieben und hinausziehen. Probemessungen mit Helmholtzspulensystemen Dürschnerscher Bauart zeigten, daß man durch Ausnutzung der Resonanzvergrößerung die Empfindlichkeit auf das *Zwanzigfache* steigern konnte. Allerdings nimmt man in Kauf, daß die Dauer einer Messung größer wird, denn man muß ja mehrere Schwingungen abwarten, bis der Einschwingvorgang vorbei ist und sich eine konstante Amplitude eingestellt hat.

Es wäre theoretisch auch möglich, die Resonanzvergrößerung noch durch zusätzliche Maßnahmen, etwa eine Entdämpfung durch elektrische Rückkopplung, wesentlich zu erhöhen. Aber dann wird das System sehr unruhig und die Messung unzuverlässig, weil die Vergrößerung immer stärker davon abhängt, mit welcher Periode die erregende Kraft verändert wird. Dadurch muß man sehr bald eine nicht erreichbare Drehzahlkonstanz der verwandten Synchronmotoren fordern.

Die starke Erhöhung der Empfindlichkeit bringt also sicher gewisse Nachteile mit sich. Doch wiegen die im Abschn. 1 genannten Vorteile so schwer, daß man die Frage einer ausführlichen Untersuchung wert hielt, wie weit man das Spulenmagnetometer durch Abänderung seiner Spule noch verbessern kann.

3. Die optimale Spule

Die Überlegungen laufen darauf hinaus, eine Spule zu finden, deren Magnetfeld im Inneren so homogen ist, daß sie so eng wie möglich um die Probe herum gebaut werden kann und dadurch ein kleines Trägheitsmoment hat. *Helmholtz* hat 1849 angegeben, wie man mit Hilfe von zwei parallelen Kreisströmen ein homogenes Feld erzeugen kann [3]. Solch eine Helmholtzspule hat *Dürschner* in seinem Magnetometer verwandt. *Maxwell* [4] verbesserte die Spule, indem er drei Kreisströme benutzte, *Fanselau* [5] brauchte vier, *A.* und *F. Sauter* [6] gaben schließlich eine Methode zur Berechnung von Spulen an, mit denen die Feldhomogenität theoretisch beliebig verbessert werden kann. 1956 hat *Fanselau* [7] dann noch entsprechende Betrachtungen über Rechteckspulen angestellt. Sie sind aber wegen der geringeren Symmetrie der Rechteckspule wesentlich komplizierter als die für Kreisstromspulen und ihre Ergebnisse keinesfalls günstiger. Ich werde mich daher auf die Darstellung der Sauterschen Gedankengänge und ihrer Folgerungen beschränken.

Die allgemeine Sautersche Spule besteht aus $2n$ koaxialen, rotationssymmetrischen Stromkreisen. Die Rotationsachse sei die z-Achse. Außerdem seien die Stromkreise spiegelsymmetrisch zu einer Ebene in $z = 0$ senkrecht zur z-Achse. Auf der Achse gibt es nur ein Feld in z-Richtung und dessen Taylor-Entwicklung um $z = 0$ sei

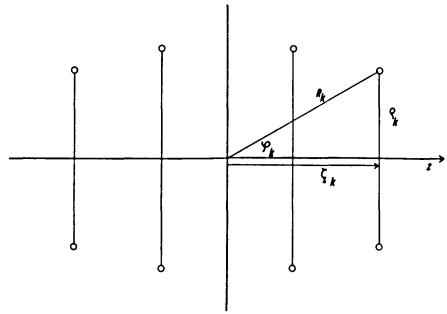


Abb. 3: Sauterspule

$$(H_z)_a = H_a(z) = H_0 + z\left(\frac{\partial H_a}{\partial z}\right)_0 + \ldots \tag{13}$$

Die allgemeine, rotationssymmetrische, im Nullpunkt reguläre Lösung von

$$\Delta H_z = 0$$

ist

$$H_z = \sum_{l=0}^{\infty} a_l r^l P_l(\cos\phi) \tag{14}$$

Die Koeffizienten a_l sind leicht zu bestimmen, indem man (14) auf Achsenpunkte spezialisiert und mit (13) vergleicht. Darum ist

$$r = +z, -z \qquad \text{für } \phi = 0, \pi$$

und

$$P_l(\pm 1) = (\pm 1)^l$$

und es wird

(15)
$$a_l = \frac{1}{l!}\left(\frac{d^l}{dz^l} H_a\right)_{z=0}$$

Damit hat man mit einer Darstellung von H_z auf der Achse auch die im ganzen wicklungsfreien Raum.

Außerdem ist die Feldstärke senkrecht zur Achse

(16)
$$H_\rho = -\frac{1}{\rho}\int_0^\rho \left(\rho \frac{\partial H_z}{\partial z}\, d\rho\right)_z,$$

Damit erhält man aus (14)

$$H_\rho = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{a_l}{l+1} r^l \frac{d P_l(\cos\phi)}{d\phi}$$

Damit ist auch H_ρ durch die a_l bestimmt. Also genügt es, weiterhin nur das Achsenfeld H_a zu betrachten, denn wird H_a homogener, d.h. verschwinden mehrere Koeffizienten a_l der Entwicklung, so treten die entsprechenden Ordnungen auch nicht in den Reihen von H_z und H_ρ auf, d.h. auch diese sind homogener geworden. Eine Darstellung von H_a erhält man aus der Anwendung des Biot-Savartschen Gesetzes auf die Stromverteilung.

(17)
$$H_a(z) = \sum_{k=1}^{n} \frac{j \cdot \rho_k^2}{2}\left\{\frac{1}{[\rho_k^2 + (z - z_k)^2]^{3/2}} + \frac{1}{[\rho_k^2 + (z + z_k)^2]^{3/2}}\right\}$$

j_k, ρ_k, z_k: Stromstärke, Radius, Abstand von der Symmetrieebene beim k-ten Stromkreis.

Man führt weiter ein R_k und ϕ_k.

$$z_k = R_k \cos\phi_k, \qquad \rho_k = R_k \sin\phi_k$$

und entwickelt die Ausdrücke in der Klammer von (17) nach Kugelfunktionen. In der Entwicklung von H_a bleiben dann wegen der Spiegelsymmetrie nur gerade Potenzen von z stehen.

(18)
$$H_a(z) = \sum_{l=0}^{\infty} a_{2l} z^{2l}, \qquad z < R$$

$$a_{2l} = \sum_{k=1}^{n} \frac{j_k \sin^2 \phi_k}{R_k^{2l+1}} P'_{2l+1} (\cos \phi_k) \tag{19}$$

$$P'_{2l+1} = \frac{d P_{2l+1}}{d (\cos \phi)}$$

$$H_0 = \sum_{k=1}^{n} \frac{j_k \sin^2 \phi_k}{R_k} \tag{20}$$

In einer Spule mit n Stromkreispaaren und den oben geforderten Eigenschaften kann man über folgende Parameter verfügen:

$n-1$ Stromverhältnisse

$n-1$ Verhältnisse der R

n Winkel ϕ_k

zusammen $3n-2$ Parameter. Damit sollte man alle Koeffizienten bis a_{6n-4} verschwinden lassen können, indem man die $3n-2$ Gleichungen

$$a_{2l} = 0, \qquad 2l = 2, 4, \ldots, 3n-2 \tag{21}$$

zu Null macht. Doch zeigte *Sauter*, daß das schon für $n = 2$ nicht mehr mit reellen Parametern zu lösen ist.

Von *Fanselau* [5] stammt eine Methode, unter Verzicht auf einige Freiheitsgrade die Gleichungen einfach zu lösen. Man erfüllt die Gleichung

$$a_{2n} = 0 ,$$

indem man für die ϕ_k, $k = 1, \ldots, n$, die n Nullstellen von

$$P'_{2n+1} (\phi)$$ einsetzt.

Es bleiben dann noch $n-1$ Gleichungen, die homogen in den R sind und bekannte Koeffizienten haben, wenn der Strom durch alle Kreise gleich sein soll. Daraus kann man die $n-1$ Radienverhältnisse errechnen und hat eine voll bestimmte Spule, für die bei n Stromkreispaaren n Koeffizienten a_{2l} verschwinden.

Sauter zeigte für $n = 2$, daß man von der Fanselauschen Lösung ausgehend noch eine bessere finden kann. Dieser Lösungsweg ist aber nicht nur für $n = 2$ möglich, sondern, wie gezeigt werden soll, für jedes n.

Man macht $$a_{2n} = 0$$

durch die Wahl der Nullstellen von $P'_{2n+1}(\phi)$ für die ϕ_k.

Aus bekannten Rekursionsformeln für die Kugelfunktionen und ihre Ableitungen eliminiert man P_n

$$\cos\phi \cdot P'_n - P'_{n-1} = n\,P_n$$

$$P'_{n+1} - \cos\phi\, P'_n = (n+1)\,P_n \qquad \text{und erhält}$$

$$n\,P'_{n+1} - (2n+1)\cdot\cos\phi\cdot P'_n + (n+1)\,P'_{n-1} = 0$$

Dieselbe Gleichung wird noch zweimal hingeschrieben mit $n+1$ und $n-1$ statt n und daraus P'_{n+1} eliminiert und dabei beachtet, daß $P'_n = 0$ sein soll.

Dann erhält man

(22) $$\frac{P'_{n+2}}{P'_{n-2}} = -\frac{2n+3}{2n-1} \quad \text{für die Nullstellen von } P'_n$$

Wenn man die ϕ_k so gewählt hat, daß $P'_{2n+1} = 0$ ist, dann ist demnach

(23) $$\frac{P'_{2n+3}}{P'_{2n-1}} = -\frac{4n+5}{4n+1} \qquad \text{für diese Winkel}$$

und

(24) $$a_{2n+2} = -\frac{4n+5}{4n+1}\,R^4 \cdot a_{2n-2},$$

wenn man

(25) $$R_1 = R_2 = \ldots = R_n = R \qquad \text{setzt.}$$

Löst man die $n-1$ Gleichungen

$$a_2 = 0$$

$$a_4 = 0$$

$$\ldots\ldots\ldots$$

$$a_{2n-2} = 0$$

durch Wahl der $n-1$ Stromverhältnisse, dann ist auch

$$a_{2n+2} = 0$$

und man hat insgesamt $n + 1$ Koeffizienten bei Verwendung von n Kreisstrompaaren zu Null gemacht.

Der einfachste Spezialfall ist die Helmholtzspule mit $n = 1$, zwei parallele Kreisströme im Abstand ihres Radius ρ_1. Ihr Feld weicht bis zu einer Entfernung von 0,3 ρ_1 vom Zentrum um weniger als 1% von H_0 ab. Ihre Feldstärke im Zentrum ist

(26) $$H_0 = 8{,}99 \cdot \frac{j}{\rho_1} \text{ cgs}$$

Das Trägheitsmoment ist

(27) $$I = \frac{3}{2} m \cdot \rho_1^2$$

Wenn man in jedem Ring 37 Windungen Kupferdraht von 0,1 mm Ø hat (man benötigt dann Stromstärken unter 0,1 Ampere), wird daraus

(28) $$I = 0{,}25 \cdot \rho_1^3$$

Man kann in (12) einsetzen $p = 0{,}3$ und $q = 0{,}25$ und erhält damit abgerundet

$$J = 2{,}4 \cdot 10^{-5} \text{ Gauß}$$

als kleinste meßbare Magnetisierung. Doch ist dabei noch zu bedenken, daß in q nicht das Trägheitsmoment der zweiten Spule, des Spiegels etc. berücksichtigt worden ist, so daß das Ergebnis noch ungünstiger aussehen müßte. Mit den bestehenden Magnetometern können etwa $5 \cdot 10^{-5}$ Gauß gemessen werden.

Für $n = 2$ soll die Fanselausche Lösung nicht betrachtet werden, da die Sautersche Lösung ein besseres Ergebnis liefert.

Hier liegen also zwei Kreisringpaare auf einer Kugel mit dem Radius R. Die Parameter sind zwei Winkel, ein Radienverhältnis, ein Stromverhältnis, zusammen vier Parameter, mit denen drei Koeffizienten zu Null gemacht werden können, so daß die Reihen (13, 14, 16) erst mit der achten Potenz beginnen:

(29) $$H_a(z) = H_0 + a_8 z^8 + \ldots \quad \text{usw.}$$

Die Werte der Parameter sind

$$\phi_1 = 73^\circ 26', \qquad \phi_2 = 40^\circ 5', \qquad R_1/R_2 = 1$$

$$\frac{j_1}{j_2} = \frac{2\sqrt{7}+1}{2\sqrt{7}-1} = 1{,}4660\ldots \approx \frac{22}{15} = 1{,}46\bar{6}\ldots$$

oder

$$j_1 = (2\sqrt{7}+1)\, j_0 \qquad \text{und} \qquad j_2 = (2\sqrt{7}-1)\, j_0$$

bzw.

$$j_1 = 22\, j \qquad \text{und} \qquad j_2 = 15\, j$$

j ist der Strom, der die Ringe mit 22 und mit 15 Windungen gemeinsam durchfließen würde.

Damit ist

(30) $$H_0 = \frac{20}{\sqrt{7}} \cdot \frac{j_0}{R} \qquad \text{oder} \qquad H_0 = 22{,}3 \cdot \frac{j}{R}$$

Die Feldhomogenität ist wesentlich verbessert. Es ist für

$\frac{z}{R} = 0{,}5$ die Inhomogenität höchstens 1%

0,7 die Inhomogenität höchstens 10%

Das Trägheitsmoment der Spule ist

(31) $$I = (m_1 \cdot \sin\phi_1\,(1+\cos^2\phi_1) + m_2 \cdot \sin\phi_2\,(1+\cos^2\phi_2)) \cdot R^2$$

$$= (1{,}0 \cdot m_1 + 0{,}378 \cdot m_2) \cdot R^2$$

m_1 und m_2 sind die Massen je eines der verschiedenen Ringe. Sind sie aus 22 bzw. 15 Windungen Kupferdraht 0,1 mm Ø gebaut, dann wird das Trägheitsmoment

(32) $$I = 0{,}17 \cdot R^3$$

$p = 0{,}5$ und $q = 0{,}17$ erhält man hier aus (12)

$$J = 7{,}3 \cdot 10^{-7}\ \text{Gauß}.$$

Dies Ergebnis ist zwar besser als das für Helmholtzspulen, doch noch nicht ausreichend. Auch hier gilt natürlich die Bemerkung, daß das zusätzliche Trägheitsmoment der anderen Teile des Systems in praxi noch einen höheren Wert bedingen wird, so daß man wohl nur mit

$$I = 1 \cdot 10^{-6}\ \text{Gauß}$$

rechnen kann.

Wenn man letzten Endes zulassen wollte, daß die Inhomogenität des Spulenfeldes im Bereich der Probe bis 10% von H_0 betragen könnte, dürfte man die Probe so groß machen, daß $p = 0{,}7$ würde, was nach (12) eine meßbare Magnetisierung von etwa $4 \cdot 10^{-7}$ Gauß ergeben würde. Doch ist

diese Verbesserung illusorisch, da man eine so große Probe nicht mehr zwischen den Windungen hindurch ins Innere der Spule einführen könnte. Aus diesem Grunde hat es auch keinen Zweck, es mit noch besseren Spulen Sauterscher Bauart zu versuchen, da dann die Windungen immer dichter auf der Kugel liegen. Für $n = 3$ sind die drei Winkel, die zu den drei Kreisstrompaaren gehören:

$$\phi_1 = 29{,}3^\circ, \qquad \phi_2 = 53{,}7^\circ, \qquad \phi_3 = 77{,}9^\circ$$

Der Radius des äußersten und kleinsten Ringstroms ist:

$$\rho_1 = R \cdot \sin \phi_1 = 0{,}49 \cdot R$$

und für die kubische Probe, die gerade durch diese Ringe hindurchgeht, ergibt sich

$$\frac{a}{2} = \frac{\rho_1}{\sqrt{2}} = 0{,}25 \cdot R$$

Also kann für sie nur $p = 0{,}35$ sein, obwohl ihre Feldhomogenität grösser ist als die der Spule mit $n = 2$.

Da dieser Weg nicht weiter führte, wurde noch untersucht, ob man mit Zylinderspulen mehr erreichte, weil sich ja in einen Zylinder Proben bis $p = 0{,}7$ einführen lassen.

Voraussetzung ist jetzt

$$\rho_1 = \rho_2 = \ldots = \rho_n = R$$

Man hat damit von vornherein über $n - 1$ Radienverhältnisse verfügt und kann nur noch $n - 1$ Stromverhältnisse und n Winkel wählen. Bei n Kreisstrompaaren lassen sich wie bei der Fanselauschen Lösung n Gleichungen

$$a_{2l} = 0, \qquad l = 1, \ldots, n$$

lösen, indem man mit den n Wurzeln von

$$P'_{2n+1} = 0$$

die n-te Gleichung befriedigt und mit den $n - 1$ Stromverhältnissen die $n - 1$ vorhergehenden Gleichungen. Für $n = 3$ verschwinden demnach drei Glieder der Reihe (13) wie bei der Sauterspule mit $n = 2$ und man hat etwa die gleiche Homogenität zu erwarten.

Man erhält aus $P'_7 = 0$

$$\phi_1 = 29{,}3^\circ, \qquad \phi_2 = 53{,}7^\circ, \qquad \phi_3 = 77{,}9^\circ$$

und aus $a_2 = 0$ und $a_4 = 0$

(33) $$j_1 : j_2 : j_3 = 1 : 0{,}646 : 1{,}282$$

Dies Verhältnis kann man recht gut mit kleinen Windungszahlen annähern durch

(34) $$j_1 : j_2 : j_3 = 17 : 11 : 22$$

$$\frac{11}{17} = 0{,}647\,, \qquad \frac{22}{17} = 1{,}294$$

Die Feldstärke im Zentrum ist

(35) $$H_0 = 28{,}3 \cdot \frac{j}{R}$$

j ist der Strom, der alle Ringpaare mit den Windungszahlen 17, 11 und 22 durchläuft. Also ist

(36) $$j_k = j \cdot n_k\,, \qquad n_1 = 17\,, \qquad n_2 = 11\,, \qquad n_3 = 22$$

Das Trägheitsmoment des k-ten Ringpaares ist

(37) $$I_k = m_k \cdot \left(1 + 2\,\frac{\cos^2 \phi_k}{\sin^2 \phi_k}\right) \cdot R^2$$

m_k: Masse eines Ringes.

Für die obigen Windungszahlen und Kupferdraht 0,1 mm Ø ergibt sich zusammen

(38) $$I = 0{,}75 \cdot R^3$$

Die Homogenität in dieser Spule soll untersucht werden, indem das Achsenfeld angenähert nach (13) berechnet wird. Nur das erste nichtverschwindende Glied wird verwandt.

$$H_a - H_0 \approx a_8 \cdot z^8$$

Zur Berechnung von a_8 setzt man in (19)

(39) $$R_k = R \cdot r_k\,, \qquad r_k = \frac{1}{\sin \phi_k} \quad \text{und} \quad j_k = j \cdot n_k$$

Damit wird aus (19)

$$a_{2l} = \frac{j}{R^{2l+1}} \sum_{k=1}^{n} \frac{n_k \sin^2 \phi_k}{r_k^{2l+1}}\, P'_{2l+1}\,(\cos \phi_k)$$

In unserem Fall ist $n = 3$ und $l = 4$ und man berechnet daraus

$$a_8 = -14{,}9 \cdot \frac{j}{R^9}$$

und

$$\left| \frac{H_a - H_0}{H_0} \right| = 0{,}526 \cdot (z/R)^8 \tag{40}$$

für $\frac{z}{R} = 0{,}7$ beträgt die daraus berechnete Inhomogenität rund 3 %.

Wenn das auch kein genauer Wert ist, so gibt er doch die Größenordnung der wahren Inhomogenität an. Läßt man 10 % Abweichung der Feldstärke zu, dann kann man $p = 0{,}7$ wählen. Aus (38) folgt $q = 0{,}75$ und aus (12)

$$J = 1{,}2 \cdot 10^{-6} \text{ Gauß}$$

Durch die langgestreckte Form der Spule ist ihr Trägheitsmoment doch sehr groß und die Empfindlichkeit gering.

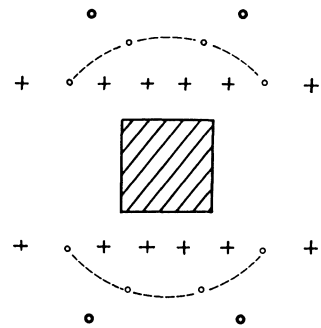


Abb. 4: Durchstoßpunkte der Windungen verschiedener Spulen durch eine Ebene, die die Spulenachse enthält.

◎ Helmholtzspule

○ Sauterspule mit zwei Kreisstrompaaren

+ Zylinderspule

4. Praktische Grenzen der Feldhomogenisierung

Es sei nun noch an einem Beispiel gezeigt, wie bei der realen Spule die Baufehler die tatsächlich erreichbare Homogenisierung des Feldes begrenzen. Solche Abschätzungen werden bei der Projektierung einer Spule in jedem Fall zu machen sein. Für die Helmholtzspule sind Berechnungen der Inhomogenität von *Ruark* und *Peters* [8] und von *Wagner* [9] angestellt worden. Wir folgen dem Rechengang von *Wagner*.

Es ist mit einigen Zahlen einleuchtend zu zeigen, daß die Inhomogenitäten, die von Spulenbaufehlern herrühren, leicht ein Vielfaches der Inhomogenität der idealen Spule betragen können, und dies um so mehr, je zahl-

reicher die aufgewandten Kreisstrompaare sind und je homogener man das Feld erwartet.

Infolge des notwendigerweise ungenauen Baus der Spule werden die ersten Koeffizienten a_{2l} nicht ganz verschwinden, so daß die dazugehörigen Glieder in der Entwicklung der Feldstärkefunktion doch noch einen Beitrag liefern. Ihr Einfluß soll näherungsweise berechnet werden.

Die Änderung eines Koeffizienten bei einer kleinen Veränderung der Spulengrößen ist

$$d\,a_{2l} = \sum_k \frac{\partial\, a_{2l}}{\partial\, j_k}\,\delta\, j_k + \sum_k \frac{\partial\, a_{2l}}{\partial\, \rho_k}\,\delta\, \rho_k + \sum_k \frac{\partial a_{2l}}{\partial\,(\cos\phi_k)}\,\delta\,(\cos\phi_k) \tag{41}$$

Oder wenn man die folgenden Spulenparameter einführt:

$$i_k = \frac{j_k}{j_1}, \qquad r_k = \frac{\rho_k}{\rho_1}, \qquad k = 1, 2, 3$$

$$d\,a_{2l} = \sum_{k=1}^{n} \frac{\partial\, a_{2l}}{\partial\, i_k}\,\delta\, i_k + \sum_{k=1}^{n} \frac{\partial a_{2l}}{\partial\, r_k}\,\delta\, r_k + \sum_{k=1}^{n} \frac{\partial\, a_{2l}}{\partial\,(\cos\phi_k)}\,\partial\,(\cos\phi_k) \tag{42}$$

Die Reihe für $H_a(z)$ beginnt dann also

$$H_a\,(z) = H_0 + (a_2 + d\,a_2)\,z^2 + \ldots \tag{43}$$

Die Parameter i_k, r_k, ϕ_k sind aber so gewählt worden, daß die ersten a_{2l} verschwinden. Sind $\delta\, i_k$, $\delta\, r_k$ und $\delta\,(\cos\phi_k)$ die Fehler, um die die gebaute Spule von der berechneten abweicht, dann ist $d\,a_{2l}$ der fehlerhafte Rest dieser unterdrückten Koeffizienten und die Reihe sieht wie folgt aus

$$H_a\,(z) = H_0 + d\,a_2 \cdot z^2 + \ldots \tag{44}$$

Für die zylindrische Spule soll der Rest des ersten Koeffizienten a_2 unter der Annahme plausibler Fehler berechnet werden. In diesem Fall läuft k von 1 bis 3. Man sieht, daß i_1 und r_1 fehlerfrei erfüllt sein müssen. Per def. ist

$$\begin{aligned} i_1 &= 1, \qquad r_1 = 1 \qquad \text{und} \\ \delta\, i_1 &= 0, \qquad \delta\, r_1 = 0 \end{aligned} \tag{45}$$

Damit fallen zwei Summanden in (42) weg und es bleiben sieben zur Berechnung von $d\,a_2$ übrig. In diesen wird für die zylindrische Spule auch

$$r_2 = r_3 = 1$$

jedoch bleiben die Fehler dr_2 und dr_3 ungleich Null. Aus (19) wird mit $l = 1$ und den obigen Parametern

(46) $$a_2 = \frac{j_2}{\rho_1^3} \sum_{k=1}^{3} \frac{i_k \sin^5 \phi_k}{r_k^3} P_3' (\cos \phi_k)$$

$$P_3' (\cos \phi) = \frac{3}{2} (\cos^2 \phi - 1)$$

Aus dieser Gleichung erhält man unter Berücksichtigung von (45) entsprechend (42), wenn man noch

$$\operatorname{ctg} \phi_k = \frac{z_k}{\rho_1} = \zeta_k, \qquad \delta (\cos \phi_k) = \sin^3 \phi_k \, \delta \zeta_k$$

setzt, einen Ausdruck für da_2.

(47)

$$da_2 = \frac{j_1}{\rho_1^3} \Bigg\{ \sum_{k=2,3} [\sin^5 \phi_k P_3' (\cos \phi_k) \, \delta i_k + 5 \, i_k \sin \phi_k \cdot P_3' (\cos \phi_k) \, \delta r_k]$$

$$+ \sum_{k=1}^{3} i_k \cos \phi_k \sin^6 \phi_k \, [15 \sin^2 \phi_k - 5 \, P_3' (\cos \phi_k)] \, \delta \zeta_k \Bigg\}$$

Mit den Winkeln $\phi_1 = 29{,}3°$, $\phi_2 = 53{,}7°$, $\phi_3 = 77{,}9°$ wird dieser Ausdruck zu:

(48) $$da_2 = \frac{j_1}{\rho_1^3} (-0{,}34 \, \delta i_2 + 1{,}02 \, \delta i_3 - 1{,}10 \, \delta r_2 + 6{,}56 \, \delta r_3$$

$$- 0{,}12 \, \delta \zeta_1 + 1{,}42 \, \delta \zeta_2 + 6{,}55 \, \delta \zeta_3)$$

Die Fehler δj_k entstehen dadurch, daß man die nicht rationalen Verhältnisse in (33) durch rationale Verhältnisse der Windungszahlen n_k ersetzt. Mit den Zahlen $n_1 = 17$, $n_2 = 11$, $n_3 = 33$ weichen die Verhältnisse n_k / n_1 nur wenig von den i_k ab

$$\delta i_1 = 0, \qquad \delta i_2 = 10^{-3}, \qquad \delta i_3 = 10^{-2}$$

Die Radien der Windungen und die Abstände können nicht genauer eingehalten werden als auf 0,2 mm. Selbst das erscheint noch fragwürdig, wenn man bedenkt, daß der Wicklungsraum eines Kreisrings schon mehrere Zentelmillimeter dick sein muß, wenn er mehrere Windungen enthält. Als nützliche Probengröße hat sich eine Kantenlänge von $a = 30$ mm eingeführt. Dann müßte sich für ρ_1 ergeben

$$\frac{a}{2} = 0{,}7 \cdot \rho_1 , \qquad \rho_1 = 21{,}4 \text{ mm}$$

Also muß man mindestens annehmen

$$\delta r_k = \frac{0{,}2}{20} = 0{,}01 \quad \text{und} \quad \delta \zeta_k = \frac{0{,}2}{20} = 0{,}01 , \qquad k = 2{,}3$$

Schließlich ergibt dann (48)

$$d a_2 = 0{,}17 \cdot \frac{j_1}{\rho_1^3} \tag{49}$$

Man muß ρ_1 und R gleichsetzen und $j_1 = 17 \cdot j$ und errechnet aus (36), (44), (49)

$$\frac{H_a - H_0}{H_0} = 0{,}1 \left(\frac{z}{R}\right)^2$$

Demgegenüber ist bei der idealen Spule angenähert

$$\frac{H_a - H_0}{H_0} = -0{,}53 \left(\frac{z}{R}\right)^8 \tag{50}$$

Das quadratische Glied liefert also infolge der nicht zu vermeidenden Fehler der Spule einen erheblichen Beitrag zum inhomogenen Feld, so daß für $\frac{z}{R} = 0{,}7$ die Inhomogenität der fehlerhaften Spule etwa *achtmal* so groß ist, wie die der idealen, was leicht aus den beiden letzten Gleichungen auszurechnen ist. Zu den hier betrachteten Fehlern kommen noch die dazu, daß die Ringe nicht streng kreisförmig sind und daß sie nicht genau parallel und symmetrisch stehen.

Die letzten Berechnungen haben gezeigt, daß theoretisch die Möglichkeit besteht, daß Spulenmagnetometer durch die Wahl von Spulen mit homogeneren Feldern noch zu verbessern. Doch reicht die dadurch erzielbare Empfindlichkeitssteigerung in keinem Falle allein dazu aus, Magnetisierungen bis 10^{-8} Gauß zu messen.

Ferner hat sich ergeben, daß die errechnete Homogenität des Spulenfeldes nur dann verwirklicht werden könnte, wenn die Spule mit einer Genauigkeit gebaut würde, die sich praktisch nicht verwirklichen läßt.

Die kleinste Magnetisierung, die sich unter vernüftigen Bedingungen mit einem Spulenmagnetometer messen läßt, ist also 10^{-6} Gauß.

Literatur

[1] *Dürschner, H.:* Ein Magnetometer zur Bestimmung der magnetischen Eigenschaften von Gesteinen, Ann. Géoph., 10, 1954, 152-156.

[2] *Blackett, P.M.S.:* A negative experiment relating to magnetism and the earth's rotation, Phil. Trans. Roy. Soc. A, 245, 1952, 309-370.

[3] *Helmholtz:* Vortrag vor der Berliner Physikalischen Gesellschaft, 1849.

[4] *Maxwell, C.:* Treatise, 2. Auflage, Bd. 2, 329.

[5] *Fanselau, G.:* Zs. f. Physik, 54, 1929, 257.

[6] *Sauter, S.* und *A.:* Erzeugung von möglichst homogenen Magnetfeldern durch Stromsysteme, Zs. f. Phys., 122, 1944, 120.

[7] *Fanselau, G.:* Abh. d. Geomagn. Inst. u. Observ. Potsdam-Niemegk, 19, 1956, 5.

[8] *Ruark* and *Peters:* J. Opt. Soc. Am., 13, 1926, 205.

[9] *Wagner, H.:* Einfluß von Spulenaufbaufehlern auf die Feldhomogenität der Helmholtzspule, Diplomarbeit Göttingen, Febr. 1952.

Magnetische Eigenschaften dünner ferromagnetischer Schichten

Von L. Reimer, Münster [1)]

Zusammenfassung: Die vorliegende Arbeit gibt eine Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse des Verfassers über die magnetischen Eigenschaften dünner Schichten, die durch Aufdampfung und elektrolytische Abscheidung gewonnen wurden. Wenn die Schichtdicke kleiner als die Dicke einer Blochwand wird, so bilden sich in der Schicht überhaupt keine Blochwände mehr aus, was sich in einem Anstieg der Koerzitivkraft bemerkbar macht. Bei Schichtdicken unterhalb 100 Å wird außerdem eine Abnahme der Sättigungsmagnetisierung beobachtet. Nach theoretischen Arbeiten von *Néel* soll in diesem Schichtdickenbereich ferner die Ummagnetisierung durch thermisch induzierte Schwankungen der Magnetisierungsrichtungen begünstigt werden. Diese Theorie wurde von *Néel* zur Erklärung einer dem Erdfeld entgegengesetzten thermoremanenten Magnetisierung in Lavagesteinen nach Messungen von *Nagata* herangezogen. Hier liegen die ferromagnetischen Einschlüsse in Form kleiner Teilchen vor. Nach theoretischen Überlegungen sollen in dünnen Schichten analoge Verhältnisse wie bei kleinen Teilchen vorliegen, so daß durch die Messungen an dünnen Schichten theoretische Aussagen über die magnetischen Eigenschaften kleiner Teilchen bestätigt werden können. Insbesondere wird auch diskutiert, inwieweit aus den Messungen der Magnetisierungskurven dünner Schichten eine Bestätigung für die von *Néel* diskutierten thermisch induzierten Ummagnetisierungen zu entnehmen ist.

Abstract: This publication is a summary of the authors experimental work of the magnetic properties of thin films prepared by evaporation and electrolytical deposition. When the film thickness is smaller than the thickness of a domain wall, the film contains no walls, leading to an increase of coercivity with decreasing film thickness. Further in films smaller than 100 Å the magnetical saturation decrease and theoretical work of *Néel* give a new form of magnetisation reversal by thermal induced fluctuations of the directions of magnetisation. This theory was diccussed by *Néel* to explain a thermoremanent magnetisation of opposite direction to the earth magnetic field in lavas found by *Nagata*. In this lavas the ferromagnetic compound exist in form of small particles. In thin films we have the same magnetic anomalies than in small particles. Therefore measurement of thin films can also give informations about the properties of small ferromagnetic particles. Especially is diccussed in this work the variation of the form of hysterese loops with decreasing film thickness, to get an experimental confirmation of the magnetisation reversal by thermal induced fluctuations proposed by *Néel*.

[1)] Dozent Dr. *Ludwig Reimer*, Physikalisches Institut Münster, Schloßplatz 7

Einleitung

Nach der Weißschen Theorie des Ferromagnetismus ist ein Ferromagnetikum in Bereiche verschiedener Magnetisierungsrichtungen unterteilt [1] [2]. Von einem Bereich zum andern ändert sich die Magnetisierungsrichtung nicht spontan, sondern wechselt in einem schmalen Zwischengebiet stetig die Richtung. Dieses Zwischengebiet bezeichnet man als sogenannte Blochwand.

Wenn die Ausdehnung kleinster ferromagnetischer Teilchen oder die Schichtdicke dünner Schichten in der gleichen Größenordnung wie die Dikke einer Blochwand liegt oder diese sogar unterschreitet, so ist es energetisch günstiger, wenn sich überhaupt keine Blochwand ausbildet und die Schicht aus sogenannten "Eindomänenbereichen" besteht [3] [4] [5]. Während in einem kompakten Ferromagnetikum die Ummagnetisierung durch Verschieben der Blochwand mit relativ geringen Gegenfeldstärken erfolgen kann, indem die zum Feld günstig gelegenen Bereiche auf Kosten der ungünstigeren anwachsen, kann beim Fehlen einer Blochwand die Ummagnetisierung nur dadurch erfolgen, daß sich die Magnetisierungsrichtungen in einem Eindomänenbereich als Ganzes drehen – ein Prozeß, der erst bei relativ hohen Feldstärken abläuft. Dies führt dann zu einer beträchtlichen Erhöhung der Koerzitivkraft mit dem Einsetzen der Eindomänenstruktur.

Nach einer Theorie von *Klein* und *Smith* [6] soll sich ferner bei dünnen Schichten (für kleine Teilchen gelten ähnliche Überlegungen) eine Erniedrigung der Sättigungsmagnetisierung zeigen, da anschaulich ausgedrückt, die Oberflächenschichten nach der einen Seite keine Atomnachbarn besitzen, so daß keine völlige Parallelstellung der Spinnrichtungen von Elektronen der 3d-Schale durch Austauschkräfte mehr möglich ist. Diese Erscheinung setzt bei Zimmertemperatur bei Schichtdicken oder Teilchendurchmessern der Größenordnung 100 bis 200 Å ein. Man kann dies Ergebnis auch so interpretieren, daß der Curie-Punkt mit kleiner werdenden Abmessungen sinkt. Wenn man z.B. bei Zimmertemperatur an einer 20 Å dünnen Nickelschicht gerade keinen Ferromagnetismus mehr beobachtet, so heißt dies, daß die Curie-Temperatur bei Zimmertemperatur liegt, während bei tieferen Temperaturen noch durchaus Ferromagnetismus in diesen Schichten beobachtet werden kann.

Nach einer Theorie von *Néel* [7] [8] treten in diesem Bereich (Dimension der Teilchen unter 100 Å) aber weitere Veränderungen der magnetischen Eigenschaften durch thermisch induzierte Ummagnetisierungen ein. Der Grundgedanke dieser Theorie ist folgender: Wenn die zur Ummagnetisierung eines Teilchens erforderliche Energie, die sich aus Koerzitivkraft H_c, Sättigungsmagnetisierung J_s und Teilchenvolumen v annähernd zu $\frac{1}{2} v H_c \cdot J_s$ berechnet, vergleichbar mit der thermischen Energie kT wird:

(1) $$\frac{1}{2} v H_c J_s \approx kT,$$

so können thermisch induzierte Schwankungen der Magnetisierungsrichtung eine Ummagnetisierung bewirken, die sich etwa darin äußert, daß bei abgeschaltetem Magnetfeld im Punkte der Remanenz die remanente Magnetisierung J_R exponentiell mit einer Relaxationszeit τ_0 abklingt:

(2) $$J_R = J_{R_0} e^{-t/\tau_0}$$

Die Relaxationszeit τ_0 hängt wiederum vom Teilchenvolumen v und der absoluten Temperatur T ab. *Néel* berechnet hierfür:

(3) $$\frac{1}{\tau_0} = \frac{eH}{2m} [3 G \lambda_\infty + D J_s^2] \left[\frac{2v}{GkT}\right]^{\frac{1}{2}} e^{-vH_c J_s / 2kT}$$

wobei e und m Ladung und Masse des Elektrons, G den Schubmodul und D eine numerische Konstante abhängig von der Teilchenform ungefähr gleich 3 bedeuten. Auf Grund der e-Funktion in dieser Formel ändert sich die Relaxationszeit sehr stark mit dem Teilchenvolumen oder der Temperatur. Dies führt dann dazu, daß es einen sehr engen Temperaturbereich in der Umgebung einer sogenannten Sperrtemperatur gibt, unterhalb dessen eine remanente Magnetisierung erhalten bleibt (Relaxationszeit sehr groß, einige Jahre und mehr) und oberhalb dessen keine Remanenz zu beobachten ist (Relaxationszeit kleiner als die Beobachtungszeit). Im letzten Fall ergibt sich ein quasiparamagnetisches Verhalten ohne Hystereseerscheinungen.

Von *Néel* ist ausführlich der Einfluß dieser Erscheinungen auf den Gesteinsmagnetismus diskutiert worden [9] und versucht worden, vor allem eine dem Erdfeld entgegengesetzte thermoremanente Magnetisierung in Lavagesteinen nach Messungen von *Nagata* [10] zu erklären. Für diese Erklärung ist wesentlich, daß die Teilchen aus Eindomänenbereichen bestehen. Zum experimentellen Nachweis dieser Eindomänenstruktur und ihrer Gesetzmäßigkeiten sind vom Verfasser magnetische Messungen an dünnen Nickel- und Eisenschichten in Abhängigkeit von der Schichtdicke durchgeführt worden. Die Herstellung der Schichten erfolgte sowohl durch elektrolytische Abscheidung als auch durch Aufdampfen im Hochvakuum. Da für dünne Schichten und kleinste Teilchen im wesentlichen die gleichen Gesetzmäßigkeiten gelten, soll in der vorliegenden Arbeit eine Zusammenfassung der Ergebnisse des Verfassers gegeben werden, da diese die physikalischen Grundlagen bestätigen, die in den Néelschen Arbeiten zu Grunde gelegt wurden.

Theoretische Grundlagen

Bei einem Versuch, die Erhöhung der Koerzitivkraft bei unterhalb einer kritischen Schichtdicke vorliegenden Eindomänenbereichen abzuschätzen, muß man die Anisotropiekräfte in Rechnung stellen, die jeweils die Vorzugslage des Magnetisierungsvektors bestimmen. Im allgemeinen ist diese Vorzugslage eine kristallographische Vorzugsrichtung (z.B. 111 bei Nickel und 100 bei Eisen). Die Anisotropieenergie K (auch Kristallenergie genannt) in einer beliebigen Richtung, welche die Richtungscosinus α_1, α_2, α_3 mit der 100-Richtung bildet, stellt sich in der Form dar:

$$K = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2) + K_2 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2) \tag{4}$$

Wenn man polykristallines Material mit einer regellosen Verteilung der kristallographischen Vorzugsrichtung vorliegen hat, so kann man einen Mittelwert der Kristallenergie K aus (4) berechnen oder auch experimentell aus der reversiblen Magnetisierungsarbeit von spannungsfreiem Material entnehmen. Dieser Wert ist stets kleiner als die Anisotropiekonstante K_1, welche man oft in (5) einzusetzen pflegt. (Der Beitrag von K_2 ist meistens gegenüber demjenigen von K_1 zu vernachlässigen). Wenn jetzt bei Eindomänenstruktur keine Wandverschiebungsprozesse möglich sind, weil die Blochwände energetisch ungünstig sind, und die Ummagnetisierung nur durch Drehprozesse erfolgen kann, so erhält man bei Kristallanisotropie die Abschätzungsformel für die Koerzitivkraft:

$$H_c = 2\,K / J_s \tag{5}$$

Wenn dagegen innere Spannungen σ_i vorliegen und die magnetoelastische Energie $U_{el} = \frac{3}{2} \lambda_\infty \sigma_i$ die Kristallenergie überwiegt, so wird die magnetische Vorzugslage durch die Spannungen bestimmt. Bei negativer Magnetostriktion (Ni) ist z.B. die Richtung der größten Stauchung magnetische Vorzugslage. Die entsprechende Formel an Stelle von (5) lautet dann:

$$H_c = 3\,\lambda_\infty \sigma_i / J_s \tag{6}$$

Der Einfluß von Kristall- und Spannungsanisotropie ist am kompakten Material eingehend untersucht worden [1] [2]. Durch die Eindomänenstruktur bei kleinsten Teilchen kann eine weitere Anisotropiegröße auftreten, wenn die Ausdehnung der Teilchen sehr anisotrop ist (z.B. verlängerte Rotationsellipsoide). Diese neue Anisotropiekraft, als "Formanisotropie" bezeichnet, berechnet sich als maximal mögliche Differenz der Energien des entmagnetisierenden Feldes (magnetostatische Energie) und man erhält eine entsprechende Formel für die Koerzitivkraft:

$$H_c = 0{,}5\,(N_t - N_0)\,J_s \tag{7}$$

$(N_t - N_0)$ bedeutet die Differenz der Entmagnetisierungsfaktoren der kürzesten (N_t) und längsten Ausdehnung (N_0) des Teilchens. Durch den Reduktionsfaktor 0,5 ist bereits eine regellose Verteilung der Hauptachsen der Teilchen berücksichtigt. Je nachdem, welche der drei Anisotropiekräfte überwiegt, muß man Formel (5) (6) oder (7) anwenden.

Diese theoretischen Überlegungen, die unabhängig voneinander von *Néel* [3], *Kittel* [4], *Stoner* und *Wohlfarth* [5] aufgestellt wurden, sind an sich nur für ferromagnetische Einzelteilchen abgeleitet. Der Fall der dünnen Schicht ist eingehend von *Kittel* [4] diskutiert. *Kittel* kommt zu dem Schluß, daß unterhalb einer kritischen Schichtdicke, bei der die Schichtdicke in der Größenordnung der Dicke einer Blochwand liegt, die Schicht aus einem einzigen Eindomänenbereich besteht, in welchem die Magnetisierung in Schichtebene liegt, weil dies die Richtung der geringsten Entmagnetisierung ist.

Diese Folgerung von *Kittel* muß jedoch sehr kritisch betrachtet werden, da in der Theorie nicht die Realstruktur der Schichten berücksichtigt ist. Auf Grund des Herstellungsverfahrens der dünnen Schichten, sei es durch Elektrolyse oder durch Verdampfung im Hochvakuum, wird in der Regel ein sehr feinkristalliner Aufbau vorliegen. Es taucht daher die Frage auf, ob auf Grund dieser Realstruktur der Schichten die Kristallitgrenzen auch gleichzeitig Grenzen der Eindomänenbereiche sind und ob die oben angegebenen Abschätzungsformeln für die Koerzitivkraft auch die Verhältnisse an dünnen Schichten befriedigend beschreiben können. Zur Beantwortung dieser Problemstellung soll im folgenden über systematische Untersuchungen an dünnen Schichten verschiedenen Herstellungsverfahrens berichtet werden, bei denen vor allem die Schichtstruktur (Kristallitgröße) verändert und durch elektronenmikroskopische Untersuchungen beobachtet werden konnte.

Experimentelle Ergebnisse

Wie im letzten Abschnitt dargelegt wurde, stellt die Koerzitivkraft diejenige Kenngröße der Magnetisierungskurve dar, die am stärksten auf die Ausbildung der Eindomänenstruktur reagiert. Daher wurde diese Größe auch am eingehendsten untersucht [11] [12] [13]. Um Untersuchungen nach der ballistischen Meßmethode an sehr dünnen Schichten möglichst bis herunter zu Schichtdicken von 20 Å durchführen zu können, wurden zur Erhöhung des Galvanometerausschlages mehrere Nickelschichten übereinander niedergeschlagen und durch eine ebenfalls elektrolytische abgeschiedene Kupferschicht magnetisch voneinander isoliert.

Bei Aufdampfschichten war dieser Weg aus technischen Gründen nicht durchführbar. Es konnten hier nur bis zu 5 Schichtträger mit Einzelschichten übereinandergelegt werden. um den in der Induktionsspule zur Verfü-

gung stehenden Raum auszunutzen. Bei der elektrolytischen Präparation der Mehrfachschichten mußte natürlich darauf geachtet werden, daß die Schichten genügend Abstand besitzen (hinreichende Dicke der Cu-Zwischenschicht), um sich nicht gegenseitig durch Streufelder zu beeinflussen. In Abb. 1 soll der Einfluß der Dicke der Kupferzwischenschicht de-

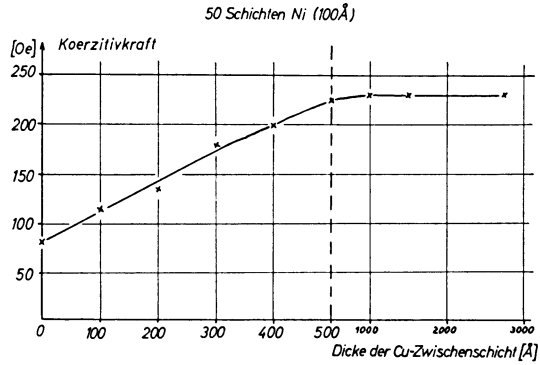


Abb. 1: Koerzitivkraft von 50 übereinander elektrolytisch niedergeschlagener Nickelschichten von je 100 Å Dicke in Abhängigkeit von der Dicke der trennenden Kupferzwischenschicht

monstriert werden an Hand von 50 Nickelschichten mit je 100 Å Dicke. Bei der fünffachen Kupferschichtdicke ist demnach keine Änderung der Koerzitivkraft mehr zu beobachten. Bei der Kupferschichtdicke Null mißt man in dem angegebenen Beispiel natürlich die Koerzitivkraft einer 5 000 Å dicken Nickelschicht. Mit dieser Untersuchung ist also auch gleichzeitig die Reichweite der magnetischen Streufelder bestimmt, soweit sie noch so stark sind, um die benachbarte Schicht zu beeinflußen.

Die Schichtdickenabhängigkeit der Koerzitivkraft ist in Abb. 2 für drei verschiedene elektrolytisch niedergeschlagene Schichttypen dargestellt. Diese verschiedenen Schichten unterscheiden sich in der Form und Größe der Einzelkristallite, aus denen die Schicht aufgebaut ist. Die elektrolytisch niedergeschlagenen Nickelschichten wachsen orientiert auf einer Kupferunterlage auf, was man vor allem zeigen kann, wenn man eine Nikkelschicht auf einem Kupfereinkristall niederschlägt. Es ergibt sich dann aus Untersuchungen mit Elektronenbeugung, daß die Schicht in Durchstrahlung ein reines Punkt-Beugungsdiagramm zeigt, also aus gleichorientierten Kristalliten besteht. Auf Grund dieser Epitaxie der Nickelschichten kann man durch Veränderung der Kristallitgröße der Kupferunterlage auch die Kristallitgröße der Nickelschichten systematisch verändern. Als Unterlage wurde unter anderem eine 5 μ dicke ebenfalls elektrolytisch abgeschiedene Kupferschicht verwendet (Kurve I in Abb. 2). Die mittlere Kristallitausdehnung der Kupferschicht betrug nach elektronenmikroskopischen

Untersuchungen etwa 0,5 μ [12] [14]. Der andere Extremfall sehr kleiner Kristallite mit einem Durchmesser von 250 Å wurde mit einer Kupferaufdampfschicht auf Glas als Unterlage realisiert (Kurve III in Abb. 2). Bei den Messungen der Kurve II wurde ebenfalls eine Kupferaufdampfschicht als Unterlage benutzt, die aber nicht auf Glas sondern auf obige elektrolytisch niedergeschlagene Kupferschicht kondensiert wurde. Bei dieser Aufdampfung von Kupfer auf Kupfer ergeben sich etwas größere Kristallitausdehnungen von etwa 500 Å.

Bevor dieser Einfluß der Kristallitgröße der Kupferunterlage, der sich wegen der guten Epitaxie des Nickels auch in den Nickelschichten reproduziert, näher diskutiert wird, sollen einige Bemerkungen zum gesamten Kurvenverlauf in Abb. 2 gemacht werden. Oberhalb Schichtdicken von

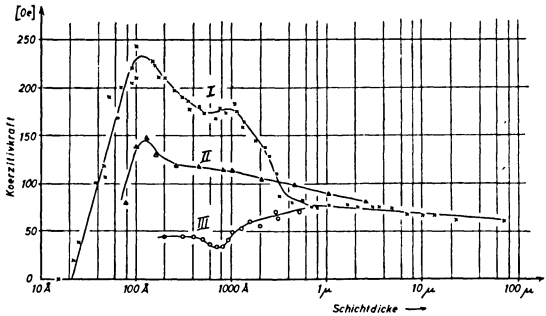


Abb. 2: Koerzitivkraft elektrolytisch niedergeschlagener Nickelschichten in Abhängigkeit von der Schichtdicke auf verschiedenen Unterlagen: I. (×) Elektrolytisches abgeschiedenes Kupfer als Unterlage, II. (Δ) Kupferaufdampfschicht auf Elektrolytkupfer und III. (o) Kupferaufdampfschicht auf Glas als Unterlage

5000 Å ergeben sich keine wesentliche Unterschiede der Koerzitivkraft. Man findet unabhängig von der Schichtstruktur und der Schichtdicke Koerzitivkräfte von etwa 70-80 Oe. Diese Schichten sind schon so dick, daß sich in Ihnen Blochwände ausbilden können. Die Größe der Koerzitivkraft wird nach der klassischen Spannungstheorie [1] durch innere Spannungen bestimmt. Diese inneren Spannungen sind bei der Schichtherstellung nicht zu vermeiden. Bei den Elektrolytschichten nimmt man an, daß während der Elektrolyse Wasserstoff mit in das Metallgitter eingebaut wird, der nach der Elektrolyse wieder entweicht und somit das Gitter in einem aufgeweiteten Zustand zurückläßt. Dies führt dann zu Zugspannungen innerhalb der Schichtebene.

Im eigentlichen für die Diskussion der Eindomänentheorie interessanten Schichtdickenbereich unterhalb etwa 5000 Å ist die Größe der Koerzitivkraft sehr stark von der oben beschriebenen Schichtstruktur abhängig. Beim

Schichttyp I auf Elektrolytkupfer als Unterlage wachsen wie oben diskutiert wurde die Nickelschichten auf der Unterlage orientiert auf und die Kristallite der Nickelschicht haben in Schichtebene eine Ausdehnung von etwa 0,5 μ. Für die Schichten mit 100 bis 200 Å Dicke, die Maximalwerte der Koerzitivkräfte zeigen (Kurve I in Abb. 2) bedeutet dies, daß die Schicht aus ausgedehnten Einkristallamellen besteht. Aus elektronenmikroskopischen Aufnahmen dieser Schichten, die sich von der Kupferunterlage ablösen und in Durchstrahlung untersuchen lassen, kann man abschätzen, daß im Mittel die Einkristallamellen in der Schichtebene eine längliche Gestalt zeigen mit einem mittleren Achsenverhältnis 1 : 3 [12]. Wenn man jetzt die Kristallite durch ein dreiachsiges Rotationsellipsoid annähert mit einer dritten Achse senkrecht zur Schicht gleich der Schichtdicke, so kann man den Entmagnetisierungsfaktor für die drei Hauptachsen berechnen. Setzt man die Differenz der Entmagnetisierungsfaktoren in Schichtebene als $(N_t - N_0)$ in Gleichung (7) ein, so erhält man eine befriedigende Übereinstimmung mit dem Experiment. Hierbei ist vorausgesetzt, daß die Magnetisierungsrichtung stets in Schichtebene liegt, weil senkrecht zur Schicht der Entmagnetisierungsfaktor zu groß ist. Bei der Ummagnetisierung braucht dann nur die Differenz der magnetostatischen Energien in Schichtebene überwunden werden.

Im anderen Extremfall (Kurve III in Abb. 2) liegen nach obigen Strukturuntersuchungen Kristallite mit einer Ausdehnung von 250 Å in Schichtebene vor, die in der gleichen Größenordnung wie die Schichtdicke liegt. Die Schicht besteht demnach nicht mehr aus ausgedehnten Einkristallamellen, sondern – schematisiert – aus würfelförmigen Kristalliten. Die Entmagnetisierungsfaktoren in verschiedenen Richtungen unterscheiden sich nicht wesentlich, so daß die magnetostatische Energie kleiner als die Kristallanisotropie wird, womit letztere die Koerzitivkraft nach (5) bestimmt. Setzt man den vielkristallinen Mittelwert von $K = 5000 - 7000$ erg/cm^3 in (5) ein, so ergeben sich Werte von $H_c = 20 - 30$ Oe, welche die Grössenordnung der beobachteten Werte von 35 – 45 Oe bei dünnen Schichten sehr gut erklären können. Die Deutung der Kurve III durch Kristallanisotropie erscheint etwas überraschend, da bei den dicken Schichten die hohen Koerzitivkräfte durch innere Spannungen verursacht werden. Für diese dicken Schichten berechnet sich die Koerzitivkraft nach den Formeln der klassischen Spannungstheorie für kompaktes Material [1]:

$$H_c = p_c \, \lambda_\infty \, \sigma_i / J_s \qquad \text{mit} \qquad p_c \approx 0{,}7 \tag{8}$$

Wenn man bei dünnen Schichten die gleichen inneren Spannungen vorliegen hätte als bei dicken Schichten ergibt ein Vergleich von (6) und (8), daß bei dünneren Schichten mit Eindomänenstruktur 4 mal so große Koerzitivkräfte als bei dicken Schichten zu erwarten sind. Alle anderen magne-

tischen Kenngrößen, die vom Verfasser an diesen Schichten vermessen wurden, sprechen jedoch dafür, daß die dünnsten Schichten spannungsfrei sind und daß sich die inneren Spannungen erst bei einer Schichtdicke grösser als 1000 Å auszubilden beginnen, um oberhalb 1 μ einen konstanten Endwert von etwa 25 kg/mm^2 zu erreichen. Es sei erwähnt, daß man bei völlig spannungsfreiem kompaktem Nickel Koerzitivkräfte der Größenordnung 1 – 2 Oe findet.

In diese Deutungsmöglichkeit der Abhängigkeit der Koerzitivkraft von der Schichtdicke fügen sich die Schichten der Kurve II in Abb. 2 zwanglos ein. Die Kristallitausdehnung in Schichtebene ist hier wie oben erwähnt wurde größer (500 Å), so daß sich ein Mittelwert der Koerzitivkraft zwischen den Werten ergibt, die durch reine Kristallanisotropie (Kurve III) und reine Formanisotropie (Kurve I) entstehen.

Das experimentum crucis für diese Erklärung der Meßergebnisse lieferten Messungen des Verfassers bei tiefen Temperaturen (–190 °C) [12]. Man kann nämlich zwischen Formel (5) und (7) entscheiden, da sich die Sättigungsmagnetisierung bei Abkühlung auf –190 °C nur um etwa 10% erhöht, während die Kristallanisotropie um einen Faktor 5 zunimmt. Bei Formanisotropie dürfte daher die Koerzitivkraft nur um einen Faktor 1,1 zunehmen, während bei Kristallanisotropie die Zunahme um einen Faktor 4,5 zu erwarten ist. Diese Folgerungen stimmten mit dem Experiment befriedigend überein.

Ähnliche Untersuchungen an aufgedampften Nickelschichten sowie an elektrolytisch niedergeschlagenen und aufgedampften Eisenschichten [12] ergaben ebenfalls befriedigende Übereinstimmung mit der eben skizzierten Arbeitshypothese, daß die Koerzitivkraft durch Form und Größe der Kristallite bestimmt wird. Insbesondere muß man aus der quantitativen Deutungsmöglichkeit der Koerzitivkräfte dieser Schichten nach Formel (5) und (7) schließen, daß diese Formeln, die an sich nur für Einzelteilchen abgeleitet sind, auch auf dünne Schichten anwendbar sind, weil offenbar die Beeinflussung der Kristallite durch Streufelder in der zweidimensionalen Anordnung sehr gering ist. Diese Versuche des Verfassers sprechen jedenfalls dafür, daß die Kristallitgrenzen auch gleichzeitig Grenzen der Eindomänenbereiche sind. Mit dieser Untersuchung ist also der Weg gezeigt, wie man in der oben erwähnten Kittelschen Theorie [4] die Realstruktur der Schichten berücksichtigen kann.

Auf die Messungen der Remanenz, reversiblen Magnetisierungsarbeit und Permeabilität im Remanenzpunkt und zwischen diesen Größen bestehenden Zusammenhängen soll in der vorliegenden Zusammenfassung nicht näher eingegangen werden. Es sei hier auf die ausführlichen Arbeiten des Verfassers hingewiesen [15].

Zum Schluß sollen nur noch zwei in der Einleitung skizzierte Punkte näher erwähnt werden: 1. Abnahme der Sättigungsmagnetisierung bei konstanter Temperatur (Zimmertemp.), gleichbedeutend einer Abnahme der Curie-Temperatur und 2. Begünstigung der Ummagnetisierung durch thermisch induzierte Schwankungen der Magnetisierungsrichtungen bei dünnsten Schichten unterhalb etwa 100 Å nach der Néelschen Theorie [7] [8].

Die bislang in der Literatur vorliegenden Messungen der Sättigungsmagnetisierung dünner Nickelschichten sind vom Verfasser in Abb. 3 zusam-

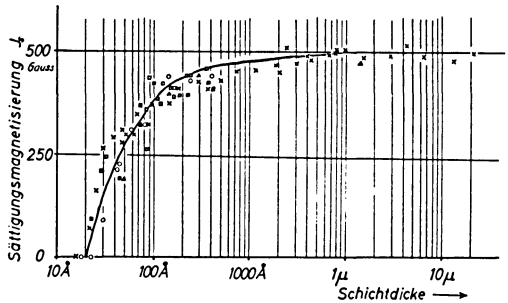


Abb. 3: Sättigungsmagnetisierung dünner Nickelschichten in Abhängigkeit von der Schichtdicke nach Messungen von (O) *Crittenden* und *Hofmann* [16], (□) *Jensen* und *Nielsen* [18], (Δ) *Drigo* [18] und (x) Verfasser. Ausgezogene Kurve nach einer Theorie von *Klein* und *Smith* [6]

mengetragen und mit einer Theorie von *Klein* und *Smith* [6] (ausgezeichnete Kurve) verglichen. Es sei bemerkt, daß *Crittenden* und *Hofmann* [16] und *Jensen* und *Nielsen* [17] ihre Ergebnisse an Aufdampfschichten, *Drigo* [18] und Verfasser an Elektrolytschichten nach völlig verschiedenen Meßmethoden erhalten haben. Nach diesen Untersuchungen kann der Abfall der Sättigungsmagnetisierung bei dünnen Schichten als gesichert gelten. *Crittenden* und *Hofmann* [16] haben überdies noch Messungen bei verschiedenen Temperaturen durchgeführt, die direkt die Verschiebung des Curie-Punktes mit abnehmender Schichtdicke demonstrieren.

Für die in der Einleitung skizzierte Néelsche Theorie liegen in den dünnen Schichten folgende Hinweise vor: 1. Nach Abb. 2 fällt die Koerzitivkraft unterhalb 100 Å sehr steil ab. Man könnte zwar bei Kurve I mit Formanisotropie obige Abnahme der Sättigungsmagnetisierung (Abb. 3) für die Abnahme gemäß (7) verantwortlich machen. Dieser Abfall wurde aber auch an Eisenschichten beobachtet [12], bei denen Kristallanisotropie vorlag, d.h. nach (5) eine Zunahme von H_c mit abnehmendem J_s zu erwarten wäre, wenn man nicht etwa gleichzeitig postuliert, daß auch die Kristallanisotropie K stärker als J_s abnimmt. 2. wird ein Abfall der relativen Remanenz an Nickelschichten des Kurventyp I beobachtet [15]. Dieser Ab-

fall ist keineswegs mit einer Abnahme der Sättigungsmagnetisierung zu deuten, da das Verhältnis von J_R / J_s gemessen ist. 3. ändert sich die gesamte Form der Magnetisierungskurve, wenn man eine Schichtdicke von 100 Å unterschreitet. Dies soll an zwei Beispielen in Abb. 4 und 5 gezeigt werden. An Elektrolytnickelschichten des Kurventyp I aus Abb. 2 beobachtet man bei der Magnetisierungskurve einer 100 Å-Schicht noch eine Form der Hystereseschleife, wie sie auf Grund der Eindomänentheorie

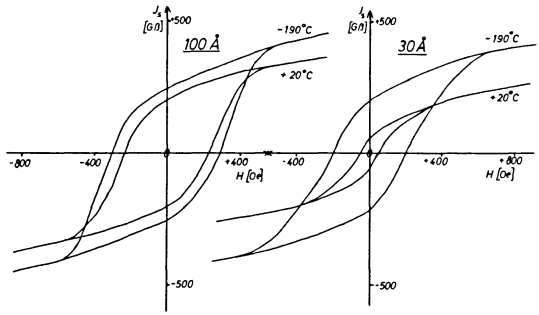


Abb. 4: Magnetisierungskurven elektrolytisch niedergeschlagener Nickelschichten von 100 Å und 30 Å Schichtdicke (Schichttyp I, Abb. 2) bei verschiedenen Meßtemperaturen: 20°C und −190°C

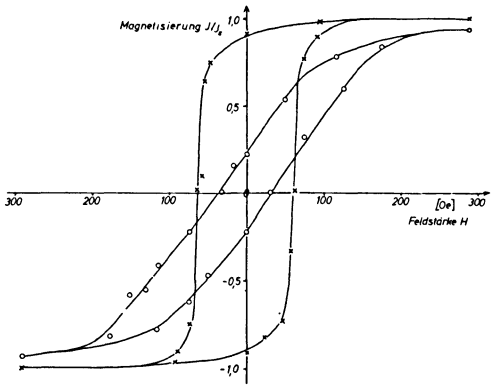


Abb. 5: Magnetisierungskurven von aufgedampften Eisenschichten (Glas) mit Schichtdicken von 130 und 40 Å nach Messungen mit Hilfe des Faraday-Effektes [13]

von *Stoner* und *Wohlfarth* sehr schön theoretisch vorherberechnet wurde [5]. An einer 30 Å-Schicht findet man demgegenüber eine stärkere Neigung der Magnetisierungskurve. die durch die von *Néel* diskutierten thermischen Schwankungen der Magnetisierungsrichtungen interpretiert werden kann. Da die Größe der einzelnen Kristallite in der Schicht sehr verschieden ist.

gibt es keine ausgeprägte Sperrtemperatur, bei der in einem sehr engen Schichtdicken- oder Temperaturbereich der Übergang von einer Hystereseschleife zu einem quasi-paramagnetischen Verhalten erfolgt. Die Kurve der dünnen 30 Å-Schicht zeigt aber deutlich die Abnahme der Hystereseerscheinungen. Bei einer Abkühlung auf −190 °C ändert sich die Kurvenform der 100 Å-Schicht kaum (geringe Zunahme der Sättigungsmagnetisierung) während bei der 30 Å-Schicht neben der stärkeren Zunahme der Sättigungsmagnetisierung (Klein-Smith'sche Theorie [6]) die gesamte Kurvenform verändert wird (Aufrichtung der Magnetisierungskurve), weil bei tieferen Temperaturen die Ummagnetisierung durch spontane Schwankungen gemäß (1) unterdrückt wird, da nicht genügend thermische Energie kT zur Verfügung steht. Auch Messungen an Eisenschichten, die mit Hilfe einer Abwandlung des Faraday-Effektes gewonnen wurden [13], zeigen diese charakteristische Änderung der Kurvenform (Abb. 5).

Literatur

[1] *Becker, R.* und *Döring, W.:* Ferromagnetismus, Springer Berlin 1939.

[2] *Bozorth, R. M.:* Ferromagnetism, London 1953.

[3] *Néel, L.:* Compt. rendus 224, 1488 und 1550 (1947).

[4] *Kittel, C.:* Phys. Rev. 70, 965 (1946); Rev. mod. phys. 21, 541 (1949).

[5] *Stoner, E. C.* und *Wohlfarth, E. P.:* Nature 160, 650 (1947).

[6] *Klein* und *Smith:* Phys. Rev. 81, 378 (1951).

[7] *Néel, L.:* Ann. Geophys. 5, 99 (1944); Rev. mod. Phys. 25, 293 (1953).

[8] *Néel, L.:* Compt. rendus 228, 664 (1949).

[9] *Néel, L.:* Advances in Physics 4, 191 (1955).

[10] *Nagata, T.:* Nature 169, 704 (1952).

[11] *Reimer, L.:* Z. f. Naturforschung 10a, 1030 (1955).

[12] *Reimer, L.:* Z. f. Naturforschung 11a, 649 (1956).

[13] *Reimer, L.:* Z. f. Phys. 148, 527 (1957).

[14] *Reimer, L.:* Z. f. Metallkd. 47, 631 (1956).

[15] *Reimer, L.:* Z. f. Naturforschung 12a, 550 und 558 (1957).

[16] *Crittenden, E. C.* und *Hofmann, R. W.:* Rev. mod. Phys. 25, 310 (1953).

[17] *Jensen, H.* und *Nielsen, A.:* Ferromagnetism of thin nickel films, Akad. f. d. techn. videnskaber, Kopenhagen (1953).

[18] *Drigo, A.:* Nuovo Cimento 8, 498 (1951).