

Gleichzeitige Bestimmung von Parametern der Ionosphären-D-Region beim Vorliegen eines negativen Höhengradienten der Elektronenkonzentration

W. Muschler

Fachhochschule Würzburg-Schweinfurt, Mathematisch-naturwissenschaftlicher Fachbereich

Z. Naturforsch. **36a**, 510–515 (1981); eingegangen am 2. April 1981

Simultaneous Determination of Parameters in the Ionospheric D Region Showing a Negative Height Gradient of Electron Concentration

Preceding papers were concerned with the principles of a wave propagation experiment, which appeared suitable for a simultaneous determination of electron concentration N_e and electron collision frequency ν in a magnetoplasma. The complex wave polarization was used being defined by field strength ratios. In former model calculations the electron concentration profile was characterized by exclusively positive height gradients. In this paper considerations are extended to an electron concentration profile with gradient inversion. Calculations on error propagation and wave damping and an estimation of the coupling parameter do not lead to new or serious restrictions in the question of the applicability of the method.

§ 1. Einleitung

Die Zustandsgrößen des Ionosphärenplasmas sind ständigen Veränderungen unterworfen. Die Hauptursache liegt in der Variation der Sonneneinstrahlung, bedingt durch den Wechsel von Tag und Nacht, durch den Wechsel der Jahreszeiten und durch wechselnde Sonnenaktivität. Der Wert einer Meßreihe aus dem Ionosphärenbereich steigt somit in dem Maße, wie die zur Beschreibung des Plasmas erforderlichen Parameter wegen ihrer mangelnden Reproduzierbarkeit gleichzeitig bestimmt werden können.

Charakteristische Parameter der unteren Ionosphäre sind die Elektronenkonzentration N_e und Elektronenstoßzahl ν . In früheren Arbeiten [1, 2] wurde ein Meßverfahren beschrieben, das zur gleichzeitigen Bestimmung beider Parameter geeignet erscheint und das in die Kategorie der Ausbreitungsmethoden einzureihen ist: Ein Bodensender strahlt elliptisch-polarisierte Wellen des Lang- bis Mittelwellen-Bereiches in die untere Ionosphäre, ein raketengetragener Empfänger mißt mit gekreuzten magnetischen (oder elektrischen) Antennen vertikal darüber die komplexe Wellenpolarisation Q als Funktion der Höhe h über der Erdoberfläche. Daraus werden nach der Appleton-Hartree-Lassen-Formel [3, 4] die „Höhenprofile“ $N_e(h)$ und $\nu(h)$ berechenbar.

Reprint requests to Prof. Dr. W. Muschler, Fachhochschule Würzburg-Schweinfurt, Mathematisch-naturwissenschaftlicher Fachbereich, Ignaz-Schön-Straße 11, D-8720 Schweinfurt.

Das Verfahren kann mit Hilfe von Modellrechnungen auf seine Eignung beim Einsatz in der Ionosphären-D-Region geprüft werden. Die maßgebenden Kriterien sind dabei Fehlerfortpflanzung, Wellendämpfung und die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten störender Kopplungserscheinungen.

Den Modellrechnungen sind repräsentative Ionosphärenzustände zu Grunde zu legen. In [2] wurde für $N_e(h)$ ein Verlauf angenommen, welcher durch ausschließlich positive Gradienten gekennzeichnet ist, und die Anwendbarkeit des Verfahrens für diesen Fall diskutiert.

In dieser Arbeit werden analoge Betrachtungen für den Fall angestellt, daß innerhalb der unteren Ionosphäre eine Umkehr des Höhengradienten von $N_e(h)$ vorliegt. Entsprechende Beobachtungen wurden ebenfalls von einer Reihe von Experimentatoren gemacht [5–11]. Es ist daher zu prüfen, inwieweit durch derartige Bedingungen die Anwendbarkeit der zur Diskussion stehenden Ausbreitungsmethode zur gleichzeitigen Bestimmung von $N_e(h)$ und $\nu(h)$ beeinflusst wird.

§ 2. Rechnerische Ausgangsbasis

Für jede der beiden im Magnetoplasma möglichen Ausbreitungsmoden elektromagnetischer Wellen (ordentliche und außerordentliche Welle) gilt – unter Verzicht auf diesbezügliche Indizierung – für die jeweilige Wellenpolarisation Q die Definitionsgleichung in der Form

0340-4811 / 81 / 0500-0510 \$ 01.00/0. — Please order a reprint rather than making your own copy.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition “no derivative works”). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

$$\varrho = \frac{E_y}{E_x} = -\frac{H_x}{H_y} = |\varrho| e^{i\beta}. \quad (2.1)$$

Unter Verwendung der magnetischen Feldstärkekomponenten gilt also

$$|\varrho| = \frac{|H_x|}{|H_y|} \quad (2.2)$$

und

$$\beta = \arg \varrho = \pi + \arg H_x - \arg H_y. \quad (2.3)$$

(Vgl. [1], Gl. (4.1) bis (4.5); vgl. ferner [2] zur Bezeichnungsweise der beiden Ausbreitungsmoden.)

Die komplexe Wellenpolarisation kann so über das Amplitudenverhältnis und über die Phasendifferenz von Feldstärkekomponenten gewonnen werden. Beide Größen seien über die Empfangsanordnung direkt erhältlich. In diesem Sinne gelten $|\varrho|$ und β als die fehlerbehafteten Ausgangsgrößen.

Im Experiment strahle der Bodensender eine elektromagnetische Welle mit solcher Polarisation in die untere Ionosphäre, daß dort eine der beiden magneto-ionischen Moden zur Ausbreitung gelangt. Verändert sich das Plasma mit der Höhe hinreichend langsam, so sind durch Kopplung entstehende Wellenkomponenten der jeweils komplementären Ausbreitungsart vernachlässigbar. Zugleich bleibt die Gültigkeit der Definitionsgleichung (2.1) für ϱ gewahrt (vgl. die WKB-Lösungen der Wellengleichung in [1]).

Als Kriterium für hinreichend langsame Veränderlichkeit des Ionosphärenplasmas mit der Höhe wird der Kopplungsparameter ψ herangezogen [2].

2.1. Fehlerberechnung für N_e und ν

Die magneto-ionische Theorie verwendet an Stelle von N_e und ν eines Ionosphärenplasmas die zweckmäßigeren Variablen X bzw. Z . Diese sind in [1] quantitativ den Größen N_e und ν zugeordnet. Bei fester Meßfrequenz f sind X und Z den Größen N_e bzw. ν proportional, und es gilt für die relativen Fehler

$$\frac{\Delta N_e}{N_e} = \frac{\Delta X}{X} \quad (2.4)$$

und

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{\Delta Z}{Z}. \quad (2.5)$$

Die für die Auswertung und Fehlerbetrachtung erforderlichen Funktionen $X = X(\varrho)$ und $Z = Z(\varrho)$ können aus der magneto-ionischen Theorie abgeleitet

werden [2]. Aus ihnen folgen weiter die partiellen Ableitungen von X und Z jeweils nach $|\varrho|$ und β . Diese werden bei Anwendung des Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetzes benötigt [2]*.

2.2. Einfluß der Dämpfung

Bei vorgegebenen Höhenprofilen der Elektronenkonzentration und Elektronenstoßzahl ist es möglich, zu einer gegebenen Meßfrequenz und zu beiden Ausbreitungsmoden die Amplitudenabnahme infolge Dämpfung zu bestimmen [2]. Es wird angenommen, daß die obere Höhengrenze für einen Einsatz des Meßverfahrens bei einem Dämpfungswert von 60 dB erreicht ist. Die zugehörigen Höhen im Ionosphärenplasma werden als „Dämpfungsgrenze“ bezeichnet.

2.3. Abschätzung der Kopplungseinflüsse

Zur Lokalisierung derjenigen Höhen im Ionosphärenplasma, bei welchen bei bestimmter Meßfrequenz größere Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Kopplungsphänomenen zu erwarten ist, dient – wie erwähnt – der Kopplungsparameter ψ . Betrachtet man seine Definitionsgleichung [2] so gelangt man zu folgenden Aussagen:

1. $|\psi|$ steigt mit den Höhengradienten von $X(h)$ und $Z(h)$, also mit denjenigen von $N_e(h)$ und $\nu(h)$,
2. $|\psi|$ hat bei kleinen Stoßzahlen ν und somit bei kleinen Werten von Z maximale Werte für $X = 1$,
3. bei der kritischen Kopplungsfrequenz $f = f_c$ entartet das Maximum von $|\psi|$ zu einer Unendlichkeitsstelle, weil dort für $X = 1$ zugleich $Z = Z_c = |Y_T^2/2 Y_L|$ gilt [2], wodurch der Nennerausdruck in der Gleichung für ψ verschwindet.

Ungünstige experimentelle Bedingungen sind daher bei Meßfrequenzen zu erwarten, die der kritischen Kopplungsfrequenz f_c gleich oder angenähert gleich sind, bei hohen Gradienten von $N_e(h)$ oder von $\nu(h)$, ferner in Niveaus geringer Stoßzahlen ν mit $X = 1$.

* In [2] wurde Gl. (3.16) durch einen Druckfehler verfälscht. Sie lautet korrekt:

$$\partial Z / \partial \beta = -q(\sin \beta) |\varrho| (|\varrho|^2 + 1) \cdot [4|\varrho|^2 \cos^2 \beta - (|\varrho|^2 - 1)^2] / Q_3$$

(Bedeutung von q und Q_3 vgl. [2]).

§ 3. Berechnungen und Ergebnisse

3.1. Das Modell

Die den Berechnungen zu Grunde liegenden Profile der Elektronenkonzentration $N_e(h)$ und der Elektronenstoßzahl $\nu(h)$ sind in Abb. 1 in logarithmischem Maßstab wiedergegeben. Beide Profile für $N_e(h)$ und $\nu(h)$ entsprechen denjenigen von Deeks [5]. $N_e(h)$ wurde dort unter Tagesbedingungen für mittlere geomagnetische Breiten auf der Basis von Ausbreitungsmessungen unter Anwendung einer „full-wave“-Methode ermittelt.

Negative Gradienten von N_e liegen im Höhenintervall $h = 64 \dots 69$ km mit einem steilsten Abfall um $h = 66$ km. Positive, relative Steigungsmaxima von N_e liegen bei den Höhen $h = 58$ km und $h = 75$ km. Die absolut höchsten N_e -Gradienten des dargestellten Höhenintervalles liegen bei $h > 89$ km. Dort liegt der Übergang von der D- zur E- und zur hochionisierten F-Region.

Tab. 1. Extremalwerte des N_e -Gradienten.

h (km)	58,4	65,8	75,0	92,3
$\frac{dN_e}{dh} \left(\frac{\text{cm}^{-3}}{\text{km}} \right)$	24	— 21	311	6450

Das Elektronenstoßzahl-Profil zeigt keine Besonderheiten und entspricht einem nahezu exponentiellen Abfall von ν mit wachsender Höhe h .

Um die in § 2 beschriebenen Berechnungen quantitativ durchführen und die Ergebnisse in graphisch sicherer Form wiedergeben zu können, waren die Ausgangsprofile $N_e(h)$ und $\nu(h)$ auf analytische Form zu bringen. Dazu wurden ihre logarithmierten Funktionen (Abb. 1) abschnittsweise durch Polynome dritten Grades beschrieben.

Das erdmagnetische Dipolfeld zeigt in dem hier untersuchten Höhenintervall mäßige Änderungen. Sie sind bei den Rechnungen berücksichtigt.

3.2. Ergebnisse

In Analogie zu [2] sind in Abb. 2 und Abb. 3 die zu erwartenden relativen Fehler für N_e und ν in Abhängigkeit von der Höhe h über der Erdoberfläche und von der Meßfrequenz f wiedergegeben. Die Meßfehler der Ausgangsgrößen $|\varrho|$ und $\beta = \arg \varrho$ sind dabei mit $|\Delta|\varrho|/|\varrho| = \pm 1\%$ und $\Delta\beta = \Delta(\arg \varrho) = \pm 1^\circ$ angenommen.

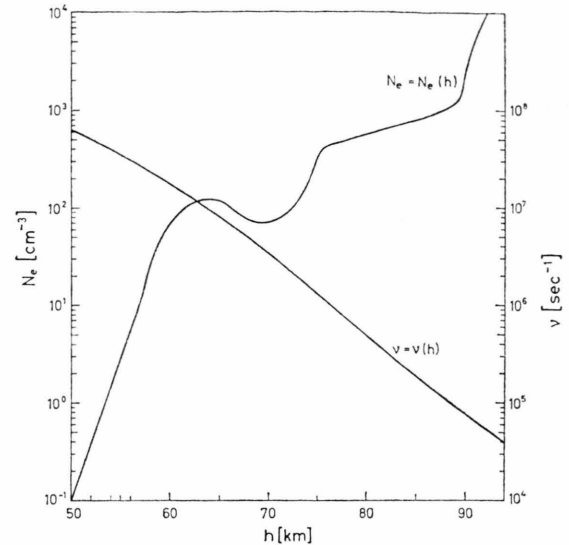


Abb. 1. Verlauf der Elektronenkonzentration N_e und der Elektronenstoßzahl ν in Abhängigkeit von der Höhe h über der Erdoberfläche.

Die errechneten Dämpfungsgrenzen beider Ausbreitungsarten sind in Abb. 2 und Abb. 3 übertragen.

Abbildung 4 und Abb. 5 zeigen den Betrag des Kopplungsparameters ψ ebenfalls in seiner Abhängigkeit von der Höhe h und der Meßfrequenz f , und zwar für den unterkritischen bzw. für den überkritischen Frequenzbereich.

Entsprechend den Berechnungen in [2] ist der Neigungswinkel zwischen der Wellennormalen \mathbf{s} und dem Erdmagnetfeld \mathbf{B}_E mit $\theta = 25^\circ$ angenommen. Die von Deeks [5] angegebenen und der Abb. 1 zu Grunde gelegten Profile wurden bei $\theta = 22^\circ$ gewonnen.

§ 4. Diskussion

4.1. Fehlerfortpflanzung

Auf der Grundlage der Fehlerdiagramme (Abb. 2 und Abb. 3) weist das vorgeschlagene Meßverfahren — je nach Festlegung des höchstzulässigen Fehlers für N_e und ν — die in Tab. 2 wiedergegebenen

Tab. 2. Ausgewählte Einsatzbereiche des Meßverfahrens.

N_e -Bestimmung:	$f = 0,1 \dots 0,15$ MHz,	$h = 71 \dots 92$ km,
	$f = 0,3 \dots 0,5$ MHz,	$h = 74 \dots 89$ km;
ν -Bestimmung:	$f = 0,1 \dots 0,15$ MHz,	$h = 61 \dots 84$ km,
	$f = 0,3 \dots 0,4$ MHz,	$h = 61 \dots 89$ km.

diskutablen Einsatzbereiche für ausgewählte Frequenzbereiche unterhalb und oberhalb der kritischen Kopplungsfrequenz $f_c = 0,193$ MHz auf.

Dabei zeigen sich sowohl bei der N_e - wie bei der ν -Bestimmung relativ breite Höhenintervalle mit schwacher Fehlerfortpflanzung (einige Prozent). Für $f > f_c$ sinkt die Fehlerfortpflanzung insbesondere bei Annäherung an die Stelle $X = 1$ stark ab. Allerdings rückt in diesem Falle auch die Dämpfungsgrenze für eine der beiden Ausbreitungsarten nahe an dieses Niveau heran.

4.2. Kopplungseinflüsse

Von weiterer entscheidender Bedeutung ist der Kopplungsparameter ψ . Die Kurvenschar seines Betrages $|\psi|$ (Abb. 4 und Abb. 5) zeigt folgende Auffälligkeiten:

1. Das Zwischenmaximum des N_e -Gradienten bei $h = 75$ km bewirkt Kopplungsspitzen, die mit wachsender Frequenz stark abnehmen.
2. Der Pol des Kopplungsparameters bei $f = f_c$ wirkt sich lediglich auf unmittelbar benachbarte Frequenzen aus (vgl. Maximum bei $f = 0,2$ MHz).
3. In größeren Höhen der D-Region zeigen sich Maxima von $|\psi|$, welche für Frequenzen bis einschließlich $f = 0,3$ MHz durch die steilen N_e -Gradienten ab $h = 89$ km hervorgerufen werden. Mit zunehmender Frequenz, etwa ab $f = 0,4$ MHz, zeigen die $|\psi|$ -Maxima eine Abwanderung in Höhen mit $X = 1$ (vgl. entsprechende Markierungen). Dort sind die Stoßzahlen ν und damit die Größe Z auf sehr niedrige Werte abgesunken.
4. Die relativ schwachen Anstiege des $N_e(h)$ -Profiles im Höhenintervall $h = 76 \dots 89$ km belassen den Kopplungsparameter bei niedrigen Beträgen.
5. Der Höhenbereich mit negativem Gradienten von $N_e(h)$ tritt im $|\psi|$ -Verhalten nicht direkt in Erscheinung. Negative Gradienten bewirken vielmehr durch Verdrängung der Ionisation in andere Höhen die dort verstärkten positiven Gradienten, im benutzten Modell z. B. im Höhenbereich um $h = 75$ km.

Wenn etwa auf Grund einer full-wave-Analyse [2, 12 – 14] angenommen werden darf, daß bereits bei Werten $|\psi| < 0,1$ bei der Messung von $|\varrho|$ und β noch keine stärker ins Gewicht fallenden zusätzlichen kopplungsbedingten Fehler auftreten, als sie den

Berechnungen zu Abb. 2 und Abb. 3 zu Grunde gelegt sind, so kann das Verfahren in praktisch allen Höhenbereichen der Tab. 2 angewendet werden. Unwesentliche Einschränkungen ergäben sich für das untere Frequenzband der Tab. 2 bei $h = 75$ km und für das höhere Frequenzband an der oberen Grenze des Höhenbereiches ($h > 89$ km). Dabei ist zu berücksichtigen, daß Bereiche mit größeren $|\psi|$ -Werten durchweg mit solchen schwacher Fehlerfortpflanzung zusammenfallen. Dort durch Kopplung zusätzlich entstehende Fehlereinflüsse auf $|\varrho|$ und β werden entsprechend schwach auf die Fehler von X und Z und damit auf die Fehler von N_e und ν weitergegeben.

Muß die obere Grenze für den Kopplungsparameter um eine Zehnerpotenz auf $|\psi| = 0,01$ gesenkt werden, so wäre zur Anwendung des Meßverfahrens mit dem Ziel der gleichzeitigen Bestimmung von N_e und ν auf Frequenzen etwa im Intervall $f = 0,3 \dots 0,4$ MHz überzugehen. Kopplungsniveaus liegen dann in den oberen Höhenbereichen der D-Region. Dort ausgelöste Kopplungserscheinungen sollten sich jedoch in tieferen Niveaus infolge der Dämpfung im Zwischenbereich nicht mehr nachteilig auswirken.

4.3. Bemerkungen zum Experimentellen

Die in Abb. 2 und Abb. 3 vorgesehenen Markierungen für die Wellenpolarisation $|\varrho_1| = 0,5$ veranschaulichen diejenigen Meßorte, welche sich bei automatischer Frequenznachstellung des Bodensenders ergeben, falls dieser Betrag der Wellenpolarisation als Regelgröße benutzt wird [2]. Durch ein solches Anpassen experimenteller Parameter an die örtlichen Plasmabedingungen kann die Meßgenauigkeit optimiert werden. (Zur Indizierung des Wellenparameters ϱ vergleiche [2].)

Weiter sei daran erinnert, daß eine experimentelle Kontrolle auf Kopplungseinflüsse möglich wird, wenn der Bodensender intermittierend beide charakteristischen Wellen zur Abstrahlung bringt und die zugehörigen Wellenpolarisationen hinsichtlich Betrag und Phase verglichen werden [2].

§ 5. Folgerung

Das Meßverfahren zur gleichzeitigen Bestimmung von Elektronenkonzentration N_e und Elektronenstoßzahl ν im Bereich der D-Region der Ionosphäre hat

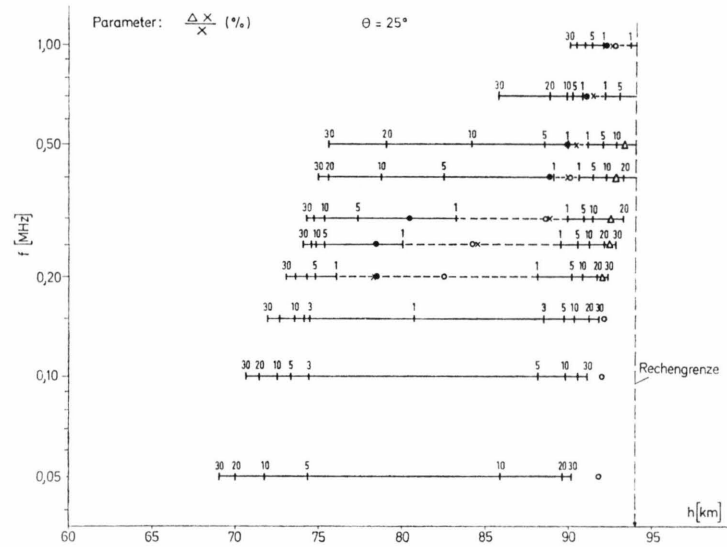


Abb. 2. Relativer Fehler für N_e in Abhängigkeit von der Höhe h für verschiedene Meßfrequenzen f .

Zeichenerklärung: ---: Fehlerwerte $< 1\%$, \bullet : $|Q_1| = 0,5$ für $f > f_c$, \times : $X = 1$ für $f > f_c$, \circ : Dämpfungsgrenze (Index 1) (vgl. [2]), Δ : Dämpfungsgrenze (Index 2) (vgl. [2]). Soweit Dämpfungsgrenzen nicht eingetragen sind, liegen sie bei $h > 94$ km.

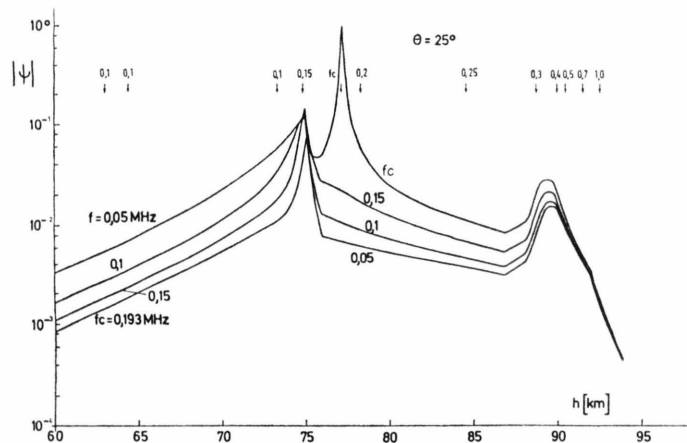


Abb. 4. Betrag des Kopplungsparameters ψ in Abhängigkeit von der Höhe h und der Meßfrequenz f für $f \leq f_c$. Die angegebenen Pfeilmarkierungen weisen auf diejenigen Höhen h hin, bei welchen bei den angegebenen Frequenzwerten (in MHz) das Ionosphärenplasma durch $X = 1$ gekennzeichnet ist.

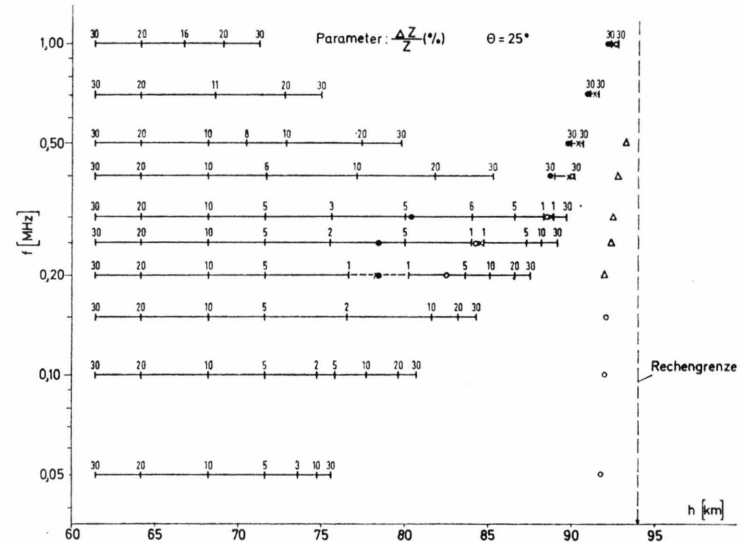


Abb. 3. Relativer Fehler für ν in Abhängigkeit von der Höhe h für verschiedene Meßfrequenzen f . Bezeichnungen wie in Abbildung 2.

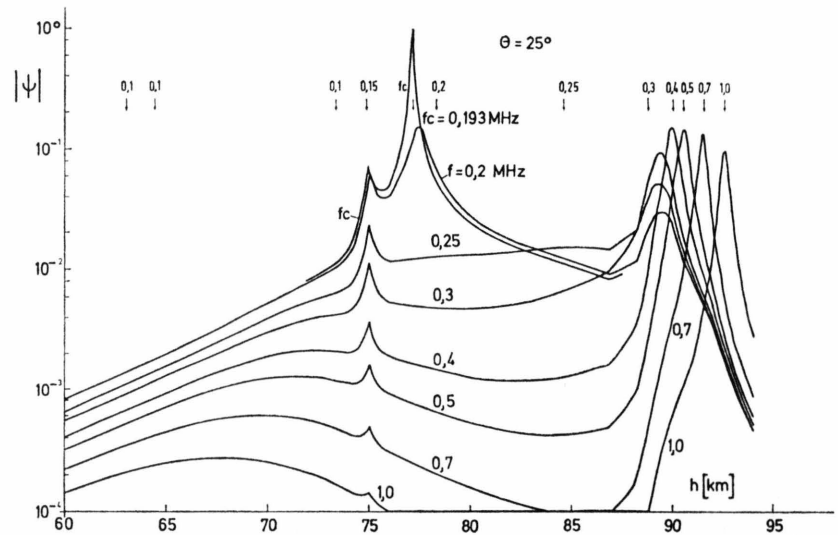


Abb. 5. Betrag des Kopplungsparameters ψ in Abhängigkeit von der Höhe h und der Meßfrequenz f für $f \geq f_c$. Pfeilmarkierungen wie in Abbildung 4.

auch bei solchen Höhenprofilen der Elektronenkonzentration Chancen, zu mäßig fehlerbehafteten Ergebnissen zu führen, bei welchen eine Umkehr des Höhengradienten der Elektronenkonzentration im Plasma auftritt. Gegenüber der Untersuchung [2] mit nur positiven N_e -Gradienten zeigen sich keine neuen, gewichtigen Einschränkungen in der Frage der Anwendbarkeit des vorgeschlagenen Meßverfahrens. Solche werden weder vom Verhalten des Koppelungsparameters noch von Fehler- und Dämpfungseinflüssen her erwartet.

Anerkennung

Herrn Dipl.-Ing. (FH) D. Prinz danke ich für seine Mitwirkung beim Einsatz der Instituts-Rechenanlage zur Bearbeitung numerischer und graphischer Aufgabenstellungen. Ferner danke ich der Gesellschaft für Wissenschaftliche Datenverarbeitung (Göttingen) für gewährte Rechenzeit, der Zentralstelle für Luft- und Raumfahrtokumentation und -Information der DFVLR (München) sowie dem Fachinformationszentrum Energie, Physik, Mathematik (Karlsruhe) für laufende Informationsdienste.

- [1] W. Muschler, Z. Naturforsch. **25a**, 1578 (1970).
- [2] W. Muschler, Z. Naturforsch. **29a**, 75 (1974).
- [3] K. G. Budden, Radio Waves in the Ionosphere, Cambridge University Press, Cambridge 1966, S. 47.
- [4] K. Rawer u. K. Suchy, J. Atmosph. Terr. Phys. **38**, 395 (1976).
- [5] D. G. Deeks, Proc. Roy. Soc. **A291**, 413 (1966).
- [6] K. Rawer (ed.), COSPAR, Methods of Measurements and Results of Lower Ionosphere Structure; Proceedings of the Symposium held in Constance, F.R.G., 23–26 May 1973; Akademie-Verlag, Berlin 1974.
- [7] C. F. Sechrist, Jr., Radio Sci. **9**, 137 (1974).
- [8] H. G. Booker u. E. K. Smith, J. Atmosph. Terr. Phys. **32**, 467 (1970).
- [9] T. A. Seliga, J. Geophys. Res. **73**, 6783 (1968).
- [10] H. S. Lee u. A. J. Ferraro, J. Geophys. Res. **74**, 1184 (1969).
- [11] H. S. Lee, A. J. Ferraro, W. A. Kissick u. S. P. Dale, J. Atmosph. Terr. Phys. **39**, 195 (1977).
- [12] C. Altman u. H. Cory, J. Atmosph. Terr. Phys. **32**, 1439 (1970).
- [13] C. Altman, H. Cory u. E. Fijalkow, J. Atmosph. Terr. Phys. **32**, 1457 (1970).
- [14] C. Altman u. E. Fijalkow, J. Atmosph. Terr. Phys. **32**, 1475 (1970).