

Bemerkungen zum Vortrag von J. M a l s c h :  
"Beiträge zur Bestimmung der Ionosphären - Struktur ".

von  
Paul Frh. von Handel  
Dietrich Graf von Soden-Frauenhofen

J. Krautkrämer hat an Ionosphärenechos beobachtet (ZWB-Bericht Nr. 1761), dass die Echoamplitude gelegentlich periodisch schwankt und dass sich Schwankungen der Amplitude mit endlicher Geschwindigkeit längs des Erdbodens ausbreiten. Weiterhin hat er visuell an F-Echos beobachtet, dass deren Amplitude umso schneller schwankt, je stärker die E-Schicht ionisiert ist. Dies haben spätere Messungen von Prior bestätigt.

Diese Amplitudenschwankungen haben von Handel und Crone in der folgenden Weise gedeutet (DVL-Aussenauftrag: Laf 200/16, 29.11.1942, S. 1):

"Die beobachteten Feldstärkeschwankungen dürften von einem Feld von Strahlungsinterferenzen herrühren, das erzeugt ist durch die Rückstrahlung von zwei oder mehreren Dichtekonzentrationen (Ionenwolken) in bestimmten Abständen. Diese Ionenwolken können nun entweder mehr oder weniger einer horizontalen gemeinsamen Wanderungsgeschwindigkeit unterliegen, oder aber ihre relative Dichte ändern, d.h. scheinbaren relativen Höhenänderungen unterworfen sind. In beiden Fällen ergibt sich dasselbe Beugungsbild".

Der Rechnung haben von Handel und Crone das vereinfachte Bild zugrunde gelegt, dass die Wellen an zwei Punkten der betrachteten Ionosphärenschicht reflektiert werden und dass sich diese Punkte mit gleicher Geschwindigkeit in horizontaler Richtung fortbewegen.

Diesem Bild der Reflexion der Wellen an einzelnen Wolken hält J. Malsch (zur Deutung von Versuchen von J. Krautkrämer (ZWB-Nr. 1761) und Prior über Feldstärkeschwankungen bei Ionosphärenechos, 1.2.1944, und Vortrag auf der Tagung am 23./24.3.44 in Landsberg, wie schon J. Krautkrämer (ZWB-Bericht 1761, S. 52) entgegen, dass die aus den Interferenzlinienabständen errechneten Wolkenabstände bis 50 km bei der E-Schicht zu Impulsaufspaltung führen müssten, wenn die eine Wolke im Zenit-

nähe und die zweite Wolke seitlich weg liegt. Die zweite Wolke wäre vom Impulsgerät bis zu 12 km weiter entfernt als die Zenitwolke, wenn beide Wolken dieselbe Höhe über dem Erdboden haben, wie in der von Handel-Crone'schen Rechnung angenommen ist.

Spalten die Impulse dabei nicht auf, so ist dies ein Zeichen dafür, dass die scheinbare Höhe der Zenitwolke für die senkrecht einfallende Welle einige km höher gewesen ist als die scheinbare Höhe der seitlich abliegenden Wolke für die schief einfallende Welle. Die wirkliche Höhe beider Wolken kann dabei gleich gross gewesen sein. Oder aber es müsste, wie auch von Malsch und Krautkrämer schon angegeben, die Lage der Wolken etwa symmetrisch zu beiden Seiten des Zenits angenommen werden.

Weiterhin wendet J. Malsch ein, dass das Bild der Ionenwolken die Beobachtung nicht erklären lässt, dass die Schwingungsfrequenz der F-Echoamplituden mit zunehmender E-Ionisierung ansteigt. Er erklärt diesen Effekt damit, dass die F-Echos schon beim Durchgang durch eine inhomogene E-Schicht in ihrer Amplitude verändert werden, ohne dass die F-Schicht selbst aus Wolken bestehen muss. Die Art der Inhomogenität der E-Schicht kann verschieden sein: Wolkige Struktur, wellenförmige Berandung, Dichteschwankungen, Löcher. Der Frequenzanstieg der Amplitudenschwankung ergibt sich daraus, dass mit zunehmender Ionendichte die Phasenverzögerungen der durchtretenden Welle örtlich und zeitlich stärker schwanken und dass so bei Interferenz der verschiedenen Wellenteile schnellere Interferenzschwingungen auftreten müssen.

Um dieser Auffassung gerecht zu werden, ist es notwendig, die Deutung, die von Handel und Crone gegeben haben, allgemeiner zu fassen:

Die beobachteten zeitlichen und örtlichen Amplitudenschwankungen von Ionosphärenechos rühren davon her, dass am Empfangsort zwei oder mehr Wellen mit geringem Frequenzunterschied aus verschiedenen Raumrichtungen einfallen. Beim Durchgang der Wellen durch die in ihrer Dichte und Ausdehnung zeitlich schwankenden Ionosphärenschichten tritt Dopplereffekt auf. Die Frequenz der reflektierten Wellen weicht von der Senderfrequenz ab. Die vom Sender ausgehende

Welle wird an den Orten starker horizontaler Dichteänderungen der Ionosphärenschichten gebrochen und in mehrere Wellen aufgeteilt, die sich in verschiedenen Richtungen fortpflanzen und so aus verschiedenen Richtungen zum Empfänger gelangen.

Zur speziellen Deutung von J. Malsch über den Einfluss der E-Schicht auf die F-Echos:

J. Malsch nimmt als Beispiel für eine inhomogene E-Schicht an, dass die untere E-Schichtgrenze in einem begrenzten Bereich gewellt ist und dass dieser Bereich im Zenit eines Impulsgerätes vorüberzieht. Er gibt an, wie ein solches Bild durchzurechnen ist (s. Seite 9 <sup>S. 76</sup> seines Berichtes): Dass über alle vom Sender ausgehenden, die E-Schicht durchquerenden und an der F-Schicht reflektierten Wellen der Amplitude und Phase nach zu summieren ist. Anstelle der Rechnung nimmt J. Malsch überschlägig an, dass zur Amplitude und Phase der Echos vom gesamten gestörten Bereich nur ein kleiner Bereich in der Umgebung des Empfänger-Senderzenits beiträgt. Diese Annahme führt ihn zu folgendem Bild: Der Einfluss der gewellten E-Schicht auf die F-Echos lässt sich so darstellen, als ob symmetrisch zum Zenit zwei Strahlen vom Sender ausgehen, deren optische Längen gegenseitig im Takt der wellenförmig in ihrer Schichtdicke schwankenden E-Schicht zu- und abnehmen. Die Strahlen durchdringen dabei die E-Schicht in einem festen horizontalen Abstand (z.B. 2 km) vom Zenit, falls Sender und Empfänger am gleichen Ort liegen. Beim Verschieben des Empfangsortes verschieben sich die Durchdringungspunkte der beiden Strahlen längs der gestörten Schicht um dieselbe Strecke. Hierdurch ändert sich die optische Länge der beiden Strahlen gegenseitig und dieses bewirkt, dass sich die Feldstärke beim Verschieben des Empfangsortes ändert.

Gegen letzteres Bild ist einzuwenden: Ist es erlaubt, den Einfluss nur eines kleinen Teils der Schicht in Zenitnähe zu berücksichtigen? Nach dem Kirchhoffschen Verfahren, Beugungsprobleme zu berechnen, ist der Beitrag eines Schichtelements zur Empfangsfeldstärke proportional der Höhe  $h$  der Schicht über dem

Sende-Empfangsgerät und umgekehrt proportional der dritten Potenz des Abstandes R des Schichtelementes vom Sende-Empfangsgerät:

$$\text{Amplitude} \approx \frac{h}{R^3}$$

Dem Zenitelement  $R = h$  ist die Amplitude

$$\frac{1}{h^2}$$

zugeordnet. Eine halb so grosse Amplitude

$$\frac{1}{2h^2}$$

ist dem Element  $R = h \cdot \sqrt[3]{2}$  zuzuordnen. Dieses hat vom Zenit einen Abstand  $h \cdot (2^{2/3} - 1)^{1/2} = h \cdot 0,766$  und für die E-Schicht ( $h = 100$  km) einen Abstand von 76,6 km vom Zenit. Bei einer ebenen Schicht haben sich die Beiträge aller einzelnen Elemente der Phase nach so auf, dass die Impulswelle vom Zenitpunkt reflektiert erscheint. Dies ist aber nur der hohen Symmetrie der ebenen Schicht zuzuschreiben. Sobald örtliche Höhenschwankungen der Schicht auftreten, ist der Zenitpunkt nicht mehr alleiniger Reflexionspunkt. So lässt sich durchrechnen: Innerhalb eines Kreises von 1 km Radius um den Zenit des Sender-Empfängers sei die Schichthöhe über dem Erdboden um 7 m kleiner als ausserhalb dieses Kreises. Die Beiträge des inneren und äusseren Kreisgebietes interferieren, so dass bei einer Wellenlänge von 80 m die Empfangsfeldstärke Null ist. Daraus ist zu ersehen, wie gross der Beitrag vom Zenit fernerliegender Schichtteile schon bei sehr geringen Schichtänderungen wird, so dass auch bei den Annahmen von Malsch mit stark seitlicher Einstrahlung gerechnet werden muss.

Malsch rechnet in seiner Ausarbeitung vom 1.2.1944 ein Beispiel durch (1. Fall S. 12), in dem er einen resultierenden wirk-samen Strahlenabstand  $X = 4$  km erhält. Er setzt die Wellenlänge der Störung  $\lambda = 2 X$  also  $\lambda = 8$  km. Für zwei Beobachtungsorte die nur  $d = 100$  m voneinander entfernt liegen, wie bei den Krautkrämer-Versuchen, ergibt sich dann nach der Vorstellung von

Malsch (siehe Abb. 6, 7, 8, 9 des vorstehenden Vortrags und Abb. 5a, 5b der Ausarbeitung vom 1.2.1944) eine Phasenverschiebung von

$$\varphi = \frac{100}{8000} 2\pi = \frac{1}{80} 2\pi$$

Dieses Resultat steht in Widerspruch zu der Beobachtung, in der  $\varphi = \frac{1}{4} 2\pi$  gemessen wurde.

Wollte man an der Vorstellung von Malsch festhalten, so müsste man annehmen

$$\frac{\varphi}{2\pi} = \frac{d}{\lambda} = \frac{100}{\lambda} = \frac{1}{4}$$

$$\lambda = 400 \text{ m}$$

und  $x = \frac{\lambda}{2} = 200 \text{ m}$  anstelle von  $x = 4 \text{ km}$ .

Dann ergibt sich weiter nach Malsch mit

$$x = \frac{\lambda}{2} = \frac{v T}{2} \quad \text{entweder:}$$

$$v = 200 \text{ m/sec} \quad T = \frac{2x}{v} = \frac{2 \cdot 200}{200} = 2 \text{ sec}$$

$$T = \frac{2x}{v} = \frac{1}{4} \text{ sec im Gegensatz}$$

zu Krautkrämers mittlerer Beobachtung von  $T = 5 \text{ sec}$ ,

$$\text{oder mit } T = 5 \text{ sec}$$

$$T = 40 \text{ sec}$$

$$v = \frac{2x}{T} = \frac{2 \cdot 200}{40} = 10 \text{ m/sec.}$$

=====

Es wäre durchaus möglich, dass tatsächlich die scheinbare Störungsgeschwindigkeit nur mit 10 m/sec zu bemessen ist.

Dagegen ist es, wie oben gezeigt, unzulässig, mit  $x = 200$  m, d.h. nur mit einer Fläche  $\pm 100$  m seitab vom Zenit zu rechnen, da das ausserhalb liegende Gebiet zur Reflexion mehr beiträgt als das betrachtete Gebiet um den Zenit. Ein Schwanken der Amplitude bis auf Null wäre nicht möglich.

Eine weitere Schwierigkeit in der Deutung von J. Malsch ist in folgendem zu sehen:

Von Krautkrämer ist gemessen worden, dass sich die Interferenzphase auf 100 m Entfernung um  $2\pi/4$  ändert. Dies besagt, dass sich der Wegunterschied der angenommenen beiden interferierenden Wellen um  $\lambda/4 = 20$  m ändert, wenn einmal in Sendernähe und das andere Mal 100 m davon entfernt empfangen wird. Diese Wegänderung beim Übergang von einem zum anderen Empfänger kann auf zwei Weisen erklärt werden:

- a) Der scheinbare Reflexionspunkt der einzelnen Welle liegt für beide Empfänger ungefähr am selben Ort (Abb. 1).

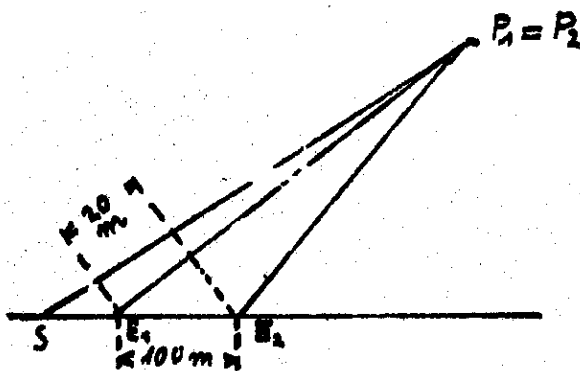


Abb. 1

Der eine Empfangsort ( $E_2$ ) liegt näher am Reflexionspunkt ( $P_1 = P_2$ ) als der andere ( $E_1$ ). Der Reflexionspunkt muss seitlich vom Zenit liegen.

Dies ist die Auffassung von v. Handel und Crone.

- b) Der scheinbare Reflexionspunkt ist für beide Empfängerlagen nicht derselbe (Abb. 2).

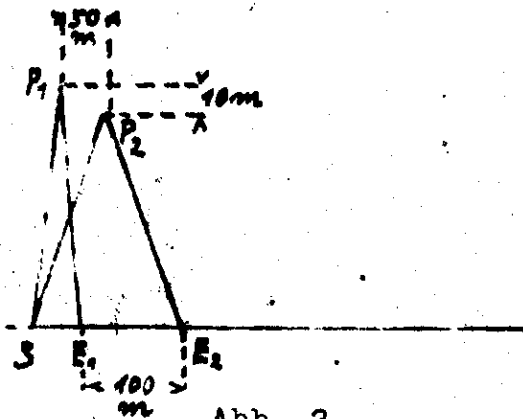


Abb. 2

Der eine Reflexionspunkt ( $P_2$ ) liegt dem zugehörigen Empfangsort ( $E_2$ ) näher als der andere Reflexionspunkt ( $P_1$ ) dessen Empfangsort ( $E_1$ ). Beide Reflexionspunkte können hier in Zenitnähe liegen.

Dies ist die Auffassung von J. Malsch.

Die Höhendifferenz der beiden Punkte  $P_1$  und  $P_2$  hat nach den Krautkrämer'schen Messungen den Wert 10 m. Ihr Horizontalabstand beträgt 50 m - die Hälfte des Empfängerabstands.

Ohne Zweifel hängt der scheinbare Reflexionsort der Wellen von der Empfängerlage ab. Jedoch erscheint es schwierig, einen Vorgang in der Ionosphäre zu konstruieren solcher Art, dass der Reflexionspunkt und damit die reflektierende Fläche auf 50 m Horizontalabstand um 10 m tiefer liegt. Die scheinbar reflektierende Fläche muss doch senkrecht zur Wellennormale, also für eine Zenitwelle horizontal liegen. Die gleiche Schwierigkeit ergibt sich, wenn die Wellen durch die E-Schicht veränderlicher Schichtdicke durchdringen. Die Schichtdicke müsste sich auf 50 m Horizontalabstand um  $\frac{10}{n}$  m ändern ( $n$  Brechungsindex). Dann können aber die Wellen nicht mehr senkrecht durch die Schicht dringen, sie werden gebrochen und verlieren so ihre Eigenschaft als Zenitwellen.

Die Anordnung a lässt sich demgegenüber ohne weiteres realisieren.

Zur Frage der Wanderungsrichtung von Ionenwolken.

J. Krautkrämer hat an Interferenzlinien von E-Echos festgestellt, dass sie am häufigsten in Richtung  $200^\circ$  wandern (ZWB-Bericht 1761, S. 36). Da seiner Messmethode nach nur schnellere Schwankungen der Feldstärke und damit bis zu einem gewissen Grade gekoppelt nur höhere Wanderungsgeschwindigkeiten der Interferenzlinien die Richtungsmessung ermöglichen, so ist anzunehmen, dass höhere Geschwindigkeiten in der Richtung  $200^\circ$  häufiger vorgekommen sind als in den anderen Richtungen.

Man kann sich fragen, welche Geschwindigkeitsverteilung gemessen würde, wenn die eine der interferierenden Wellen vom Zenit, die andere Welle von einer seitlichen "Ionenwolke" reflektiert erscheint und die Ionenwolken im Laufe der Zeit vom Sender aus gesehen in allen Richtungen auftreten, aber alle die gleiche Ge-

schwindigkeitsrichtung besitzen. Wie bei Krautkrämer soll mit drei in einem rechten Winkel angeordneten Empfängern gemessen werden.

Wir bezeichnen mit:

- (x, y, z) die Raumkoordinaten (z zum Zenit weisend)  
 (0, 0, h) die Zenitkoordinaten (h.Höhe der E-Schicht)  
 (0, 0, 0) die Koordinaten des Senders und des einen Empfängers  
 (x<sub>2</sub>, 0, 0) die Koordinaten des zweiten Empfängers  
 (0, y<sub>3</sub>, 0) die Koordinaten des dritten Empfängers  
 (x<sub>4</sub>, y<sub>4</sub>, 0) die Koordinaten der Ionenwolke
- φ die Phasendifferenz der Zenitwelle und der seitlichen Welle  
 λ Senderwellenlänge  
 t Zeitkoordinate  
 τ Schwankungsperiode der Feldstärke  
 ℓ Interferenzlinienabstand  
 ψ Richtung der Interferenzliniennormale  
 w<sub>w</sub> Geschwindigkeit der Ionenwolke  
 χ Geschwindigkeitsrichtung der Ionenwolke

Die Phasendifferenz für den ersten Empfänger ist

$$\varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \sqrt{x_4^2 + y_4^2 + h^2} - 2h \right)$$

für den zweiten Empfänger

$$\varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \sqrt{(x_4 - x_2)^2 + y_4^2 + h^2} - \sqrt{x_2^2 + 4h^2} \right)$$

für den dritten Empfänger

$$\varphi_3 = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \sqrt{x_4^2 + (y_4 - y_3)^2 + h^2} - \sqrt{y_3^2 + 4h^2} \right)$$

Die reziproke Schwankungsperiode ist am Ort des ersten Empfängers

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi_1}{dt} = \frac{1}{\lambda} \frac{1}{\sqrt{x_4^2 + y_4^2 + h^2}} \left( x_4 \frac{dx_4}{dt} + y_4 \frac{dy_4}{dt} \right)$$

Für die beiden anderen Empfangsorte ergibt sich derselbe Wert, wenn vorausgesetzt wird, dass der Abstand der Empfänger vom Sender klein ist gegen den Abstand der Wolke vom Zenit.

Der Interferenzlinienabstand, gemessen längs der x-Achse, ergibt sich aus

$$\frac{1}{l_x} = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi_2}{dx_2} = \frac{1}{2} \left( \frac{x_2 - x_4}{\sqrt{(x_4 - x_2)^2 + y_4^2 + h^2}} - \frac{x_2}{\sqrt{x_2^2 + 4h^2}} \right)$$

und unter der obigen Abstandsbedingung  $x_2 \approx 0$

$$\frac{1}{l_x} = \frac{1}{2} \frac{-x_4}{\sqrt{x_4^2 + y_4^2 + h^2}}$$

Entsprechend gilt

$$\frac{1}{l_y} = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi_2}{dy_3} = \frac{1}{2} \frac{-y_4}{\sqrt{x_4^2 + y_4^2 + h^2}}$$

Mit diesen Werten von  $l_x$  und  $l_y$  erhält die reziproke Schwingungsperiode den Wert

$$\frac{1}{\tau} = - \left( \frac{1}{l_x} \frac{dx_4}{dt} + \frac{1}{l_y} \frac{dy_4}{dt} \right)$$

Bezogen auf die Interferenzliniennormale haben die reziproken Interferenzlinienabstände die Werte

$$\frac{1}{l_x} = \frac{1}{l} \cos \psi, \quad \frac{1}{l_y} = \frac{1}{l} \sin \psi.$$

Bezogen auf die Geschwindigkeitsrichtung haben die Komponenten der Wolkengeschwindigkeit die Werte

$$\frac{dx_4}{dt} = w_w \cos \chi, \quad \frac{dy_4}{dt} = w_w \sin \chi$$

Mit diesen Werten folgt für die Schwingungsperiode

$$\frac{1}{\tau} = - \frac{1}{l} (\cos \psi \cos \chi + \sin \psi \sin \chi) w_w$$

$$\frac{l}{\tau} = - w_w \cos(\psi - \chi)$$

$\frac{c}{v}$  ist die Phasengeschwindigkeit am Boden - die Geschwindigkeit, mit der sich die Interferenzlinien verschieben. Die Phasengeschwindigkeit am Boden ist also ihrem Betrag nach gleich der Projektion der als rein horizontal vorausgesetzten Wolkengeschwindigkeit auf die Interferenzliniennormale.

Im Laufe der Zeit treten alle möglichen Richtungen  $\psi$  der Interferenzliniennormalen auf.  $w_w$  und  $\chi$  sind als konstant vorausgesetzt. Trägt man die Phasengeschwindigkeit  $\frac{c}{v}$  als Funktion von  $\psi$  in Polarkoordinaten auf, so erhält man einen Kreis durch den Ursprung (Abb. 3). Die Verbindungslinie Ursprung Kreismittelpunkt gibt die Wanderungsrichtung  $\chi$  der Wolken an und der Durchmesser den Betrag der Wanderungsgeschwindigkeit.

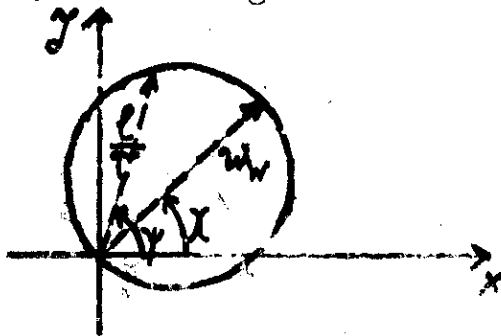


Abb. 3