

Universität Leipzig
Institut für Meteorologie

Seminararbeit im Modul „B2 Hochatmosphäre“

Vollständige Korrelationsanalyse

Felix Dietzsch
Matr.-Nr. 1473979

4. JANUAR 2012

eingereicht bei Prof. Dr. Christoph Jacobi

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
1.1	Motivation	4
1.2	Messaufbau	4
1.3	Grundlagen	5
2	Bestimmung von Driftgeschwindigkeit und chaotischer Geschwindigkeit	8
2.1	Zeitliche Korrelationsanalyse	8
2.2	Räumliche Korrelationsanalyse	12
3	Auftretende Probleme	16
3.1	Größe des Messdreiecks	16
3.2	Verwendung eines Frequenzfilters	16
4	Zusammenfassung	18
	Abbildungsverzeichnis	19
	Literatur	20

1 Einleitung

1.1 Motivation

Bei der vollständigen Korrelationsanalyse handelt es sich um ein Verfahren zur Auswertung von Radiosignalen, welche bei der Detektion der Ionosphären drift in etwa 90 km Höhe Anwendung finden. Hierbei findet im Gegensatz zu anderen Messmethoden wie z.B. Similar Fade oder Spaced Receiver die anisotrope Verteilung des gemessenen Amplitudenmusters Berücksichtigung im Auswertungsalgorithmus. Um dieses irreguläre Muster am Boden zu erfassen kann entweder der räumliche Verlauf mit Hilfe eines dichten Empfängernetzes am Boden oder der zeitliche Verlauf mit wenigen Empfängern aufgezeichnet werden. In dieser Arbeit werden beide Methoden beschrieben. In einem weiteren Kapitel werden Effekte beschrieben, die die Ergebnisse dieser Methoden beeinflussen und in der Praxis berücksichtigt werden müssen.

1.2 Messaufbau

Die vollständige Korrelationsanalyse erfordert neben dem Sender mindestens 3 Empfänger, deren Signale miteinander korreliert werden können. Dies ist nötig, um das Signal in beiden Raumrichtungen zu erfassen. Um verwertbare Messungen zu erhalten, sollten die Empfänger maximal im Abstand der Größenordnung einer Wellenlänge der Sendefrequenz angeordnet sein (Sprenger und Schminder 1969). Abbildung 1.1 zeigt das Schema einer solchen Anordnung. Der dargestellte Messaufbau ist für die Auswer-

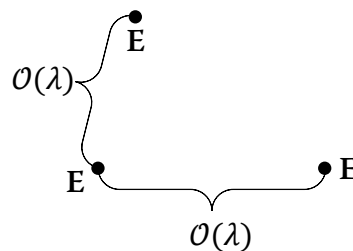


Abbildung 1.1: Anordnung des Messaufbaus für die vollständige Korrelationsanalyse (E = Empfänger). Die Abstände sollten innerhalb der Größenordnung der gesendeten Wellenlänge liegen.

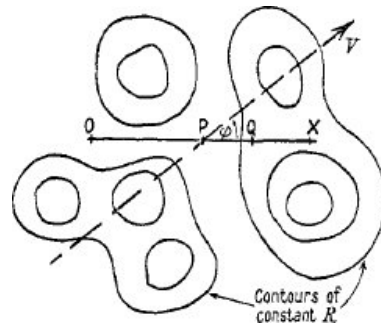


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der räumlichen Verteilung eines Amplitudenmusters in Bezug auf den Standort mehrerer Empfänger. (Briggs u. a. 1950)

tung des zeitlichen Verlaufs des Signals geeignet. Um das Muster räumlich zu erfassen, ist ein dichtes Messnetz von Empfängern nötig, dass sich dafür über mehrere Kilometer erstrecken müsste (vgl. Sprenger u. a. 1974) und dadurch eher theoretischer Natur ist.

1.3 Grundlagen

Die Empfänger registrieren das empfangene Radiosignal. Die Intensität des Radiosignals schwankt im zeitlichen Verlauf aufgrund von Interferenzen, die sich durch Brechung und Reflexion an der Ionosphäre ergeben. Diese Schwankung wird als *Fading* bezeichnet. Abbildung 1.2 zeigt ein Schema für ein mögliches Amplitudenmuster, das sich mit der Geschwindigkeit V über mehrere Empfänger hinweg bewegt. Der Einfachheit halber werden zwei Empfänger betrachtet. Beide Empfänger werden in dieser Betrachtung ein ähnliches, aber kein identisches Signal registrieren. Ursache sind die zufälligen und chaotischen Störungen in der Ionosphärendrift und daraus folgende Anisotropie des reflektierten Signals. Zusätzlich ist das Signal des zweiten Empfängers zeitverschoben gegenüber dem ersten. Eine mögliche Fadingregistrierung ist in Abbildung 1.3 dargestellt. Ein Koordinatensystem werde nun so festgelegt, dass sich ein Beobachter mit der Geschwindigkeit des Musters mitbewege. Er nimmt somit nur noch die zufällige Fluktuation des Musters wahr. Für verschiedene Zeitintervalle τ und Punktabstände ξ_V im mitbewegten System lassen sich die dabei registrierten Signale $f(\xi_V, \tau)$ miteinander korrelieren. Man erhält die Korrelationsfunktion

$$\rho(\xi_V, \tau) = \frac{(f(x_V, t) - \bar{f})(f(x_V + \xi_V, t + \tau) - \bar{f})}{(f - \bar{f})^2}. \quad (1.1)$$

Dass dabei die gemittelte Registrierung \bar{f} und die Varianz $(f - \bar{f})^2$ unabhängig von Orts- und Zeitverschiebung sind, stellt eine weitere Grundannahme über das chaotische Verhalten des Musters da. Es wird angenommen, dass sich die Fluktuationen über

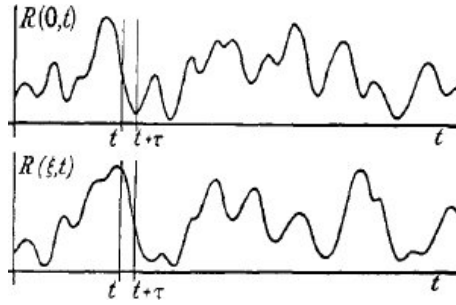


Abbildung 1.3: Beispiel einer Fadingregistrierung zweier Empfänger. Oben: Der Empfänger am Ort 0 empfängt das Signal zuerst. Unten: Der Empfänger am Ort ξ empfängt das Signal zeitverzögert. (Briggs u. a. 1950)

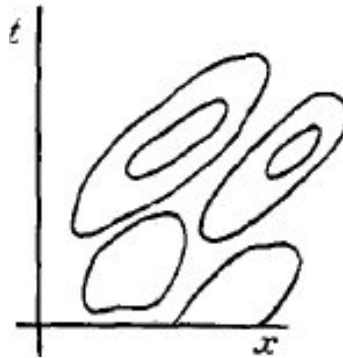


Abbildung 1.4: Korrelationsfunktion $f(\xi_v, \tau)$ im Ort-Zeit-Phasenraum. Die Verschiebungen ξ_v und τ sind hier mit x und t bezeichnet. Die Konturen stellen verschiedene Werte der Korrelationsfunktion f dar. (Briggs u. a. 1950)

den Ort und die Zeit herausmitteln, so dass die Mittel und die Varianz der Registrierung identisch für alle Orte und Zeitpunkte sind.

Führt man die Korrelationsanalyse systematisch für alle Zeitverschiebungen τ und Ortsverschiebung ξ_v durch, erhält man eine zweidimensionale Darstellung im Zeit-Ort-Phasenraum mit Konturen der Werte der Korrelationsfunktion. Veranschaulicht wird dies in Abbildung 1.4. Von Interesse sind die Maxima dieser zweidimensionalen Korrelationsfunktion. Sie beschreiben die höchste Übereinstimmung der Messung und sind somit ein Maß für die chaotische Geschwindigkeit, da man sich noch im mitbewegten Koordinatensystem befindet. Man kann das Maximum einer zweidimensionalen Funktion mit einer Ellipse annähern. Diese Ellipse wird durch zwei Halbachsen in ξ - und τ -Richtung beschrieben. Man erhält die Ellipsengleichung für eine Kontur der Korrelationsfunktion:

$$\rho(\xi_v, \tau) = f\left(\frac{\xi_v^2}{d^2} + \frac{\tau^2}{\tau_c^2}\right) = \text{const.} \quad (1.2)$$

Hierbei bezeichnet d eine *charakteristische Länge* und τ_c eine *charakteristische Zeit*.

Die Ellipse wird somit durch das Achsenverhältnis $\frac{d}{\tau_c}$ beschrieben. Interpretieren kann man dies als Verhältnis von räumlicher zu zeitlicher Distanz. Daraus lässt sich nach Sprenger u. a. (1974) die *chaotische Geschwindigkeit* V_c definieren:

$$V_c = \frac{d}{\tau_c}. \quad (1.3)$$

Die Driftgeschwindigkeit V erhält man bei der Rücktransformation in ein ortsfestes Koordinatensystem:

$$\xi = \xi_v + V\tau. \quad (1.4)$$

In Gleichung (1.2) eingesetzt erhält man die *Grundgleichung der Korrelationsanalyse*

$$\rho(\xi, \tau) = f\left((\xi - V\tau)^2 + V_c^2 \tau_c^2\right). \quad (1.5)$$

2 Bestimmung von Driftgeschwindigkeit und chaotischer Geschwindigkeit

2.1 Zeitliche Korrelationsanalyse

Wir betrachten die in Gleichung (1.2) definierte Ellipsenschar, dargestellt in Abbildung 2.1. Durch Beschränkung auf eine Dimension durch Festhalten des Ortes an der Stelle ξ_0 erhält man ein Profil der Korrelationsfunktion wie in Abbildung 2.2 nur noch in Abhängigkeit von der Zeitverschiebung τ . Das Maximum dieser Funktion erhält man mit der Zeitverschiebung τ' . Analytisch findet man dieses Maximum mit Hilfe der Grundgleichung (1.5), die man am Ort ξ_0 nach τ ableitet und Null setzt:

$$\left. \frac{\partial \rho}{\partial \tau} \right|_{\substack{\tau=\tau' \\ \xi=\xi_0}} = 0 \quad (2.1)$$

$$\underbrace{f}_{\neq 0} (2(\xi_0 - V\tau') \cdot (-V) + 2V_c^2\tau') = 0. \quad (2.2)$$

Umformen der Gleichung liefert

$$\frac{\xi_0}{\tau'} = \frac{V_c^2 + V^2}{V}. \quad (2.3)$$

Der Ausdruck ξ_0/τ' wird als *scheinbare Geschwindigkeit* V' definiert. Somit erhält man als finale Gleichung

$$V'V = V^2 + V_c^2. \quad (2.4)$$

Bekannte Größen in dieser Gleichung sind ξ_0 und τ' und somit auch V' . Es verbleiben die beiden Unbekannten V und V_c . Es bedarf einer zweiten Gleichung, um eine Lösung zu erhalten. Um eine zweite Gleichung zu erhalten, berechnet man die Autokorrelationsfunktionen und vergleicht diese mit der Kreuzkorrelationsfunktion. Nach Voraussetzung sollen die Autokorrelationen identisch sein, in der Praxis ist eine Mittelung erforderlich (vgl. Sprenger u. a. 1974). Um die Korrelationsfunktionen miteinander zu vergleichen, sucht man sich günstige Punkte, an denen beide Funktionen den selben Wert aufweisen. In Abbildung 2.3 sind dies die Punkte A und B, C und D oder E. Auf alle drei Möglichkeiten soll eingegangen werden.

Direkte Bestimmung von τ_c

Um die fehlenden Variablen V und V_c bestimmen zu können, ist der Parameter τ_c erforderlich, den man aus Gleichsetzung der Punkte C und D in Abbildung 2.3 erhält.

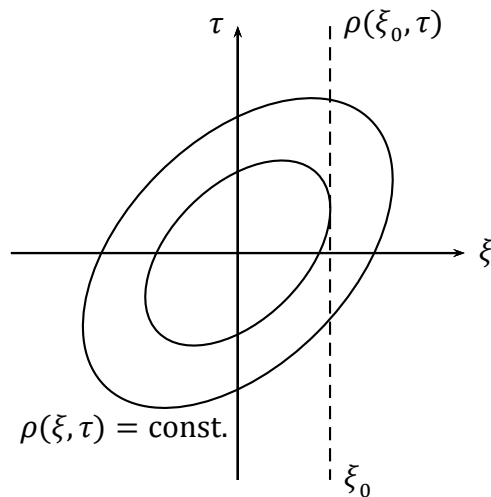


Abbildung 2.1: Korrelationsellipsenschar mit Schnitt am Ort ξ_0 (nach Sprenger u. a. 1974)

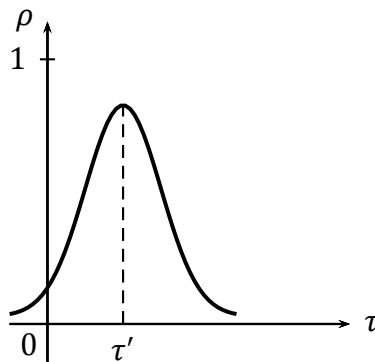


Abbildung 2.2: Schnitt durch die Korrelationsellipsenschar am Ort ξ_0 mit Korrelationsmaximum zur Zeit τ' (nach Sprenger u. a. 1974)

D.h. man sucht die Zeitverschiebung τ , bei der die Autokorrelationsfunktion den selben Wert hat wie die Kreuzkorrelationsfunktion mit der Zeitverschiebung 0 am Ort ξ_0 . Der Ansatz lautet

$$\rho(\xi_0, 0) = \rho(0, \tau_c) \quad (2.5)$$

Einsetzen der entsprechenden Funktionen:

$$\rho(\xi_0, 0) = f \xi_0^2 \quad (2.6)$$

$$\rho(0, \tau_c) = f (V^2 \tau_c^2 + V_c^2 \tau_c^2). \quad (2.7)$$

Umformen ergibt

$$\xi_0^2 = (V^2 + V_c^2) \tau_c^2 \quad (2.8)$$

und schließlich

$$\frac{\xi_0^2}{\tau_c^2} = V^2 + V_c^2. \quad (2.9)$$

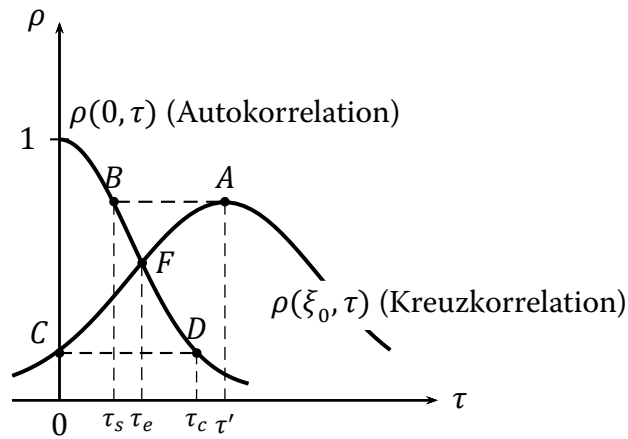


Abbildung 2.3: Schema zur Bestimmung von τ_c bzw. τ_e (nach Sprenger u. a. 1974)

Der Ausdruck ξ_0^2/τ_c^2 stellt wieder ein Verhältnis von räumlicher zu zeitlicher Distanz dar und wird als *scheinbare chaotische Geschwindigkeit* V'_c definiert:

$$V'_c := \frac{\xi_0}{\tau_c}. \quad (2.10)$$

Daraus erhält man die benötigte zweite Gleichung zur Lösung

$$V'^2 = V^2 + V_c^2. \quad (2.11)$$

Einsetzen in Gleichung (2.4) liefert einen Ausdruck für V :

$$V'V = V_c'^2 \quad (2.12)$$

$$V = \frac{V_c^2}{V'} = \frac{\xi_0^2/\tau_c^2}{\xi_0/\tau'} = \xi_0 \frac{\tau'}{\tau_c^2}. \quad (2.13)$$

Indirekte Bestimmung von τ_c

Betrachtet werden jetzt die Punkte A und B in Abbildung 2.3, um aus dem gemessenen Parameter τ_s die gesuchte Größe τ_c zu bestimmen. Man setzt die Korrelationsfunktionen an mit

$$\rho(\xi_0, \tau') = \rho(0, \tau_s) \quad (2.14)$$

Einsetzen der Grundgleichung (1.5):

$$\rho(\xi_0, \tau') = f\left(\left(\xi_0 - V\tau'\right)^2 + V_c^2\tau'^2\right) \quad (2.15)$$

$$\rho(0, \tau_s) = f\left(V^2\tau_s^2 + V_c^2\tau_s^2\right). \quad (2.16)$$

Einsetzen und ausmultiplizieren liefert die Gleichung

$$\xi_0^2 - 2V\tau'\xi_0 + V^2\tau'^2 + V_c^2\tau'^2 = V^2\tau_s^2 + V_c^2\tau_s^2. \quad (2.17)$$

ξ_0 wird durch den Ausdruck $\xi_0^2 = V^2\tau_c^2 + V_c^2\tau_c^2$ ersetzt, den man aus Gleichung (2.8) erhält. Es ergibt sich

$$(V^2 + V_c^2)\tau_c^2 - 2V\tau'\xi_0 + V^2\tau'^2 + V_c^2\tau'^2 = V\tau_s^2 + V_c^2\tau_s^2. \quad (2.18)$$

Anwendung der Definition der scheinbaren Geschwindigkeit $V' = \xi_0/\tau'$ aus Gleichung (2.3) führt zu

$$(V^2 + V_c^2)\tau_c^2 - 2VV'\tau'^2 + (V^2 + V_c^2)\tau'^2 = (V^2 + V_c^2)\tau_s^2 \quad (2.19)$$

und weiter zu

$$V^2 + V_c^2 = VV' \frac{2\tau'^2}{\tau_c^2 + \tau'^2 - \tau_s^2}. \quad (2.20)$$

Der Koeffizientenvergleich von (2.20) mit (2.4) zeigt, dass

$$1 = \frac{2\tau'^2}{\tau_c^2 + \tau'^2 - \tau_s^2} \quad (2.21)$$

gilt. Umstellen liefert τ_c :

$$\tau_c^2 = \tau'^2 + \tau_s^2. \quad (2.22)$$

Mit τ_c kann V_c' bestimmt werden und damit die restlichen Größen des Systems nach Gleichung (2.12) und (2.13).

Vorteil der Methode gegenüber der direkten Bestimmung von τ_c ist, dass man mit hohen Werten der Korrelationsfunktion arbeiten kann. Allerdings müssen hier zwei fehlerbehaftete Größen τ' und τ_s bestimmt werden (Sprenger u. a. 1974).

Alternative Bestimmung von τ_e

Sprenger u. a. (1974) beschreiben eine dritte Methode, mit der man die Korrelationsfunktionen am Punkt F (vgl. Abbildung 2.3) gleichsetzt. Es ist

$$\rho(\xi_0, \tau_e) = \rho(0, \tau_e) \quad (2.23)$$

mit

$$\rho(\xi_0, \tau_e) = f\left((\xi_0 - V\tau_e)^2 + V_c^2\tau_e^2\right) \quad (2.24)$$

$$\rho(0, \tau_e) = f\left((V^2 + V_c^2)\tau_e^2\right). \quad (2.25)$$

Einsetzen ergibt

$$\xi_0^2 - 2\xi_0V\tau_e + V_c^2\tau_e^2 + V^2\tau_e^2 = (V^2 + V_c^2)\tau_e^2. \quad (2.26)$$

Umstellen liefert direkt die gesuchte Geschwindigkeit V :

$$V = \frac{\xi_0}{2\tau_e}. \quad (2.27)$$

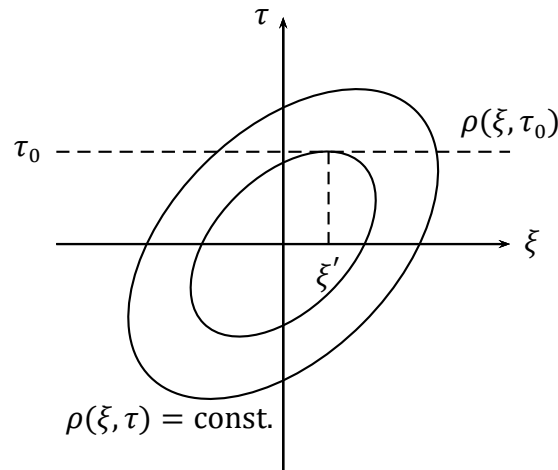


Abbildung 2.4: Korrelationsellipsenschar mit Schnitt zur Zeitverschiebung τ_0 . (nach Sprenger u. a. 1974)

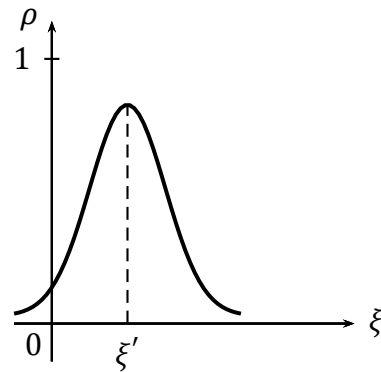


Abbildung 2.5: Schnitt durch die Korrelationsellipsenschar zur Zeitverschiebung τ_0 mit Korrelationsmaximum am Ort ξ' (nach Sprenger u. a. 1974)

2.2 Räumliche Korrelationsanalyse

Grundprinzip der räumlichen Korrelationsanalyse ist es, die reflektierten Radarsignale mit einem möglichst großen und dichten Messnetz zu erfassen, um dann aus den Messungen zu zwei nahe beieinander liegenden Zeitpunkten die gesuchten Größen abzuleiten. Der Ansatz ist ähnlich wie bereits in Abbildung 2.2 gezeigt. Im Unterschied dazu wird bei der räumlichen Analyse ein Schnitt bei einem festen Zeitpunkt $\tau = \tau_0$ festgelegt (Abbildung 2.4). Der sich ergebende Schnitt ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Das Maximum der Korrelationsfunktion befindet sich am Ort ξ' . Die weitere Herangehensweise ist analog zur zeitlichen Korrelationsanalyse. Das Maximum am Ort ξ' erhält man durch Ableitung der Grundgleichung (1.5) nach ξ und anschließendem

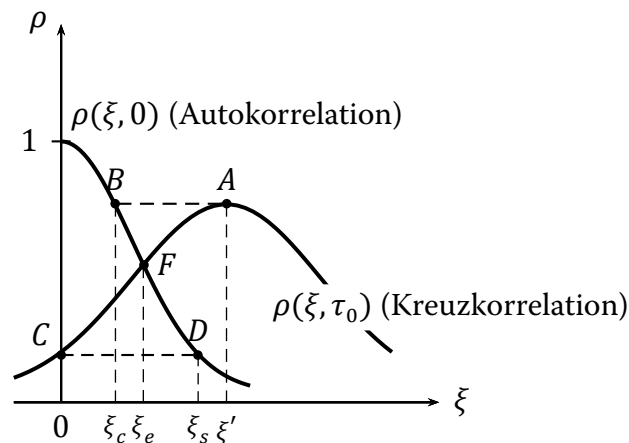


Abbildung 2.6: Schema zur Bestimmung von V_c mit Hilfe der Parameter ξ_c bzw. ξ_e . (nach Sprenger u. a. 1974)

Nullsetzen:

$$\left. \frac{\partial \rho}{\partial \xi} \right|_{\substack{\tau=\tau_0 \\ \xi=\xi'}} = 0 \quad (2.28)$$

$$\underbrace{f}_{\neq 0}(2(\xi' - V\tau_0)) = 0. \quad (2.29)$$

Umstellen nach V ergibt

$$V = \frac{\xi'}{\tau_0} \quad (2.30)$$

Die Driftgeschwindigkeit V lässt sich demnach im räumlichen Verfahren direkt aus den gemessenen Parametern ableiten, ohne weitere Berechnungen durchführen zu müssen. Die chaotische Geschwindigkeit V_c lässt sich dagegen auch hier nur aus dem Vergleich von Auto- und Kreuzkorrelation gewinnen. Es dient dazu der gleiche Ansatz wie bei der zeitlichen Analyse, dargestellt in Abbildung 2.6. Laut Sprenger u. a. (1974) ist V aufgrund des klein zu wählenden τ_0 als Momentangeschwindigkeit zu betrachten. Es ist darauf zu achten, dass τ_0 trotzdem noch groß genug ist, um V_c bestimmen zu können. Mit sinkendem τ_0 geht die chaotische Geschwindigkeit gegen Null, da das Feld in einem kurzen Zeitraum kaum fluktuiert.

Direktes Verfahren zur Bestimmung von V_c

Man erhält die chaotische Geschwindigkeit, indem man im Schema aus Abbildung 2.6 die Punkte A und B miteinander gleichsetzt:

$$\rho(\xi', \tau_0) = \rho(\xi_c, \tau_0) \quad (2.31)$$

mit

$$\rho(\xi', \tau_0) = f\left((\xi' - V\tau_0)^2 + V_c^2 \tau_0^2\right) \quad (2.32)$$

$$\rho(\xi_c, \tau_0) = f\xi_c^2. \quad (2.33)$$

Umstellen und Einsetzen von $\xi' = V\tau_0$ ergibt

$$V_c = \frac{\xi_c}{\tau_0}. \quad (2.34)$$

Man erhält somit die chaotische Geschwindigkeit direkt aus den bekannten Parametern ξ_c und τ_0 .

Indirekte Bestimmung von V_c

Alternativ lässt sich V_c mit Hilfe von ξ_s unter Verwendung der Punkte C und D bestimmen. Der Ansatz lautet hier

$$\rho(0, \tau_0) = \rho(\xi_s, 0) \quad (2.35)$$

mit

$$\rho(0, \tau_0) = f(V^2 \tau_0^2 + V_c^2 \tau_0^2) \quad (2.36)$$

$$\rho(\xi_s, 0) = f\xi_s^2. \quad (2.37)$$

Einsetzen der Definitionen $V = \xi'/\tau_0$ und $V_c = \xi_c/\tau_0$ führt zu

$$\xi_c^2 = \xi_s^2 - \xi'^2. \quad (2.38)$$

Daraus kann dann V_c mit Hilfe von 2.34 bestimmt werden.

Alternative Bestimmung mit ξ_e

Analog zum zeitlichen Verfahren kann man auch im räumlichen Verfahren den Punkt F in Abbildung 2.6 nutzen, um mit Hilfe von ξ_e die chaotische Geschwindigkeit zu bestimmen. Der Ansatz lautet

$$\rho(\xi, \tau_0) = \rho(\xi, 0) \quad (2.39)$$

mit

$$\rho(\xi, \tau_0) = f\left((\xi_e - V\tau_0)^2 + V_c^2 \tau_0^2\right) \quad (2.40)$$

$$\rho(\xi, 0) = f\xi_e^2. \quad (2.41)$$

Man erhält

$$0 = -2\xi_e V\tau_0 + V_c^2 \tau_0^2. \quad (2.42)$$

Umstellen und Einsetzen von $V\tau_0 = \xi'$ liefert den Ausdruck für die chaotische Geschwindigkeit

$$V_c = \frac{\sqrt{2\xi_e\xi'}}{\tau_0}. \quad (2.43)$$

Vergleicht man mit der Gleichung (2.27) des zeitlichen Verfahrens, so ist zu erkennen, dass diese Variante auch mathematisch nachteilig ist, und in dieser Form keine Verwendung findet.

Sprenger u. a. (1974) schätzen den praktischen Nutzen der räumlichen Korrelationsanalyse insgesamt als sehr gering ein:

„Die größte existierende, von BRIGGS und Mitarbeitern erbaute Anlage in Buckland Park, Australien, besteht aus 89 Empfangspunkten mit einem Gitterpunktabstand von 91 m für Driftmessungen im 2 MHz-Bereich. Abgesehen davon, daß selbst bei nur vier ξ -Verschiebungsschritten sich das nutzbare Array schon auf 5×5 Empfangspunkte reduziert, würde selbst dieses zweifellos noch an der unteren Grenze der Brauchbarkeit liegende Array im Langwellenbereich eine Fläche von etwa 3×3 km erfordern und damit praktisch nicht realisierbar sein.“ (Sprenger u. a. 1974, S. 69)

In der Praxis findet somit nur die zeitliche Korrelationsanalyse Anwendung.

3 Auftretende Probleme

3.1 Größe des Messdreiecks

Sprenger u. a. (1974) berichten, dass sich in Untersuchungen herausstellt hat, dass die gemessene Driftgeschwindigkeit abhängig ist von der Größe des verwendeten Messdreiecks. Zur Verifikation wurden Messungen der zeitlichen und räumlichen Korrelationsanalyse miteinander verglichen. Wie sich zeigte, näherten sich die Ergebnisse erst aneinander an, als ein Antennenabstand verwendet wurde, der größer als die mittlere Korrelationslänge der Fadingregistrierung war. Empfehlenswert ist ein Empfängerabstand, bei dem der mittlere Korrelationsfaktor zwischen den Messungen bei etwa 0.5 liegt, was einem Abstand von zwei Wellenlängen der Sendefrequenz entsprechen würde.

3.2 Verwendung eines Frequenzfilters

Sprenger und Schminder (1969) wenden als Präprozessor einen Hochpassfilter auf die Registrierung eines Langwellenradars an. Festzustellen ist eine Abhängigkeit der gemessenen Geschwindigkeiten von der verwendeten Grenzfrequenz des Filters. Wie in Abbildung 3.1 zu sehen, nimmt die gemessene Geschwindigkeit mit der Grenzfrequenz zu. Das heißt, dass Fading niedriger Frequenz zu niedrige Driftgeschwindigkeiten liefert. Gefilterte Ergebnisse, die etwa doppelt so hohe Werte der gemessenen Geschwindigkeit aufweisen, stimmen gut mit den tatsächlichen Werten überein, wie in-situ-Messungen gezeigt haben (Sprenger u. a. 1974).

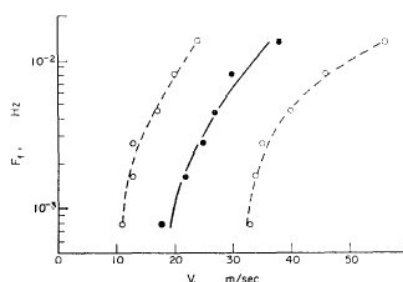


Abbildung 3.1: Abhängigkeit der gemessenen Driftgeschwindigkeit (Abszisse) von der verwendeten Grenzfrequenz (Ordinate). Gefüllte Punkte: Median aus 80 Messungen. Offene Punkte: unteres bzw. oberes Quantil. (Sprenger und Schminder 1969)

Beide Phänomene lassen sich schlussendlich auf die selbe Ursache zurückführen, nämlich dass Fading mit niedriger Frequenz nicht mit den Empfängerabständen korrespondiert und so zu falschen Messergebnissen führt. Beheben lässt sich dies durch größere Abstände der Empfänger oder durch Filtern der Registrierung mit einem Hochpassfilter, der die niederfrequenten Fadings eliminiert.

4 Zusammenfassung

Für die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit der Ionosphäre mittels Mittel- oder Langwellenradar existieren verschiedene Analysemethoden wie Similar Fade, Spaced Receiver oder die hier behandelte vollständige Korrelationsanalyse. Diese zeichnet sich dadurch aus, dass sie von vornherein die zufälligen Störungen der Ionosphärendrift in der Auswertung berücksichtigt. Durch Kreuz- und Autokorrelation der Registrierung mehrerer Empfänger erhält man sowohl ein qualitatives Maß für die Driftgeschwindigkeit der Ionosphäre als auch eines für die Stärke der zufälligen Fluktuationen in Form der sogenannten chaotischen Geschwindigkeit.

Die vollständige Korrelationsanalyse ist sowohl räumlich als auch zeitlich durchführbar. Bei der zeitlichen Korrelationsanalyse beobachtet man das Driftmuster, während es über ein Empfängerdreieck hinwegzieht und zieht dann aus den Zeitunterschieden zwischen den einzelnen Empfängern Rückschlüsse auf die Geschwindigkeit. Diese Messmethode erfordert nur wenige Empfänger und ist deshalb recht praktikabel. Bei der räumlichen Korrelationsanalyse wird das Driftmuster zum gleichen Zeitpunkt an möglichst vielen Empfängerpunkten erfasst, so dass man ein räumliches Abbild des Musters zum selben Zeitpunkt erhält. Der Vergleich von zeitlich nahe beieinander liegenden Messungen liefert dann die Drift- und Fluktuationengeschwindigkeit. Die räumliche Korrelationsanalyse ist im Gegensatz zur zeitlichen Analyse von eher theoretischer Natur, da dafür ein entsprechend großes Empfängernetz benötigt wird, was sich in der Praxis kaum umsetzen lässt.

Bei Messungen, die mit der zeitlichen Methode ausgewertet wurden, zeigte sich, dass die gemessenen Geschwindigkeiten von der Größe des Empfängerdreiecks sind. Ebenso wurde eine Abhängigkeit von der Grenzfrequenz eines vorgeschalteten Hochpassfilters festgestellt.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Anordnung des Messaufbaus für die vollständige Korrelationsanalyse.	4
1.2	Schematische Darstellung der räumlichen Verteilung eines Amplitudenmusters in Bezug auf den Standort mehrerer Empfänger.	5
1.3	Beispiel einer Fadingregistrierung zweier Empfänger.	6
1.4	Korrelationsfunktion $f(\xi_v, \tau)$ im Ort-Zeit-Phasenraum.	6
2.1	Korrelationsellipsenschar mit Schnitt am Ort ξ_0	9
2.2	Schnitt durch die Korrelationsellipsenschar am Ort ξ_0 mit Korrelationsmaximum zur Zeit τ'	9
2.3	Schema zur Bestimmung von τ_c bzw. τ_e	10
2.4	Korrelationsellipsenschar mit Schnitt zur Zeitverschiebung τ_0	12
2.5	Schnitt durch die Korrelationsellipsenschar zur Zeitverschiebung τ_0 mit Korrelationsmaximum am Ort ξ'	12
2.6	Schema zur Bestimmung von V_c mit Hilfe der Parameter ξ_c bzw. ξ_e	13
3.1	Abhängigkeit der gemessenen Driftgeschwindigkeit von der verwendeten Grenzfrequenz.	16

Literatur

Briggs, B. H. u. a. (1950). „The Analysis of Observations on Spaced Receivers of the Fading of Radio Signals“. In: *Proceedings of the Physical Society* 63, S. 106–121.

Sprenger, K. u. a. (1974). „Die Auswertung von Ionosphärendriftmessungen mit Hilfe von Korrelationsmethoden“. In: *Die Windsysteme in der oberen Mesosphärenregion mittlerer Breiten nach Ionosphärendriftmessungen im Langwellenbereich*. Institutsbericht. Zentralinstitut für solar-terrestrische Physik, Akademie der Wissenschaften der DDR, S. 51–73.

Sprenger, K. und R. Schminder (1969). „On some relationships between correlation analysis and similar-fade analysis results of drift measurements in the lower ionosphere“. In: *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 31, S. 1085–1098.