

**Variationen des Erdmagnetfeldes an der GvN-Station, Antarktika: Deren Nutzung für ein elektromagnetisches Induktionsverfahren zur Erkennung zweidimensionaler Leitfähigkeitsanomalien sowie zur Darstellung von Einflüssen ionosphärischer Stromsysteme**

**Variations of the Earthmagnetic Field at GVN-Station, Antarctica: applied to the Methods of the Earthmagnetic Deep Sounding to Detect Two-Dimensional Anomalies of the Conductivity and for the Demonstration of the Influencies of Ionospheric Current Systems**

---

**Arnold Brodscholl**



INHALTSVERZEICHNIS

	ZUSAMMENFASSUNG.....	5
	SUMMARY.....	8
	EINLEITUNG.....	11
1	KONZEPTION DER GEOPHYSIKALISCHEN DATENERFASSUNG DER GEORG VON NEUMAYER-STATION.....	15
1.1	Digitale und analoge Registrierung.....	15
1.2	Datenaufbereitung der Standardmessungen und Stationsdaten....	19
2	ZUM EINSATZ VON SATURATIONSKERNSONDEN IN POLAREN REGIONEN RESPEKTIVE AUF SCHELFEISEN.....	22
2.1	Bemerkungen zum Erdmagnetfeld.....	22
2.2	Der Polare Elektrojet (PEJ).....	24
2.3	Elektronische und mechanische Einstreueffekte in kurz- und langperiodischen erdmagnetischen Registrierungen.....	26
2.3.1	Einschränkungen im kurzperiodischen Bereich.....	28
2.3.2	Swellinduzierte Energie.....	33
2.3.3	Registrierung langperiodischer Variationen.....	36
2.3.3.1	Sq-Variationen.....	36
2.3.3.2	Mechanische Einflüsse?.....	49
3	DIE MORPHOLOGIE DES ERDMAGNETFELDES BEI GVN.....	53
3.1	Theorie der Pulsationen.....	53
3.2	Morphologische Untersuchungen im Periodenbereich der Pulsationen.....	57
3.2.1	Dynamische (3D)-Spektrogramme.....	58
3.2.2	Ergebnisse aus Analysen von Pc2/Pc3-Pulsationen.....	61
3.2.2.1	Anwendung von FIR-Filter.....	61
3.2.2.2	FFT-Analysen.....	65

4	<b>DER EINFLUSS DES POLAREN ELEKTROJETS AUF DIE ERGEBNISSE DER ERDMAGNETISCHEN TIEFENSONDIERUNG (ETS).....</b>	70
4.1	Elektromagnetische Induktionsverfahren.....	70
4.1.1	Die Methode der ETS - Ausgleichsrechnung.....	71
4.1.2	Induktionspfeile sowie Amplituden- u. Phasengänge aus der Übertragungsfunktion.....	74
4.1.3	Anwendung der ETS für an GvN registrierte Daten.....	75
4.2	Untersuchung des Einflusses von planetaren Kenngrößen auf die Sondierergebnisse.....	79
4.2.1	Das Polarlichtoval.....	79
4.2.2	Quantitative Resultate und Vergleich der Sondierergebnisse mit der zeitlichen Position des Polarlichtovals.....	81
4.3	Qualitativer Vergleich lokaler Aktivitätszahlen verschiedener antarktischer Stationen und die Konsequenzen für die Anwendbarkeit von Induktions- verfahren für EMF-Daten aus hohen polaren Breiten.....	89
5	<b>ZWEIDIMENSIONALE MODELLRECHNUNGEN ZUM ERDMAGNETISCHEN KÜSTENEFFEKT.....</b>	94
5.1	Physikalische Grundlagen zur theoretische Herleitung der Modell-Algorithmen.....	94
5.2	Diskussion einiger Modelle sowie Vergleich der Modell- ergebnisse mit den Z/Y-Spektralquotienten aus den erdmagnetischen Sondierungen.....	98
5.2.1	Konzeption eines Modells.....	98
5.2.2	Interpretation einiger Modellergebnisse.....	100
6.	<b>LITERATURVERZEICHNIS.....</b>	109

**ANHANG:**

Zusammenstellung der verwendeten Symbole, deren Bedeutung, sowie einigen oft verwendeten Termini Technici und deren Abkürzungen.....	114
--	-----

**ZUSAMMENFASSUNG:**

Seit die Bundesrepublik Deutschland 1981 in der Antarktis eine Überwinterungsstation etabliert hat, werden dort kontinuierlich geophysikalische und meteorologische Parameter gemessen. Es ist zu erwarten, daß Observatorien, die wie die Georg von Neumayer - Station auf Schelfeisen des antarktischen Kontinents gebaut wurden, nicht die Datenqualität und Kontinuität garantieren können, wie sie von Meßstationen in niedrigeren Breiten angeboten wird.

Gründe dafür sind, daß diese Stationen mit dem Schelfeis bis zu 600 m/a mittransportiert werden und somit nicht ortsfest sind. Außerdem müssen die Stationen, bedingt durch relativ große Schneeakkumulationsraten, schon nach wenigen Jahren wieder aufgegeben werden. Daneben erschweren die z.T. extremen Witterungsbedingungen die Instandhaltung von Außenstationen. Trotzdem konnte gezeigt werden, daß die kontinuierlichen Registrierungen einiger klassischen geophysikalischen Parameter (Seismologie und Magnetik) bei GvN und "GvN-nahen" Stationen wie Halley Bay, wesentliche Einblicke in die unteren Stockwerke der Antarktis sowie Erkenntnisse über die Physik der Ionosphäre und der Magnetosphäre ermöglichen.

Der Weg zur Erkennung einzelner spezifischer Phänomene und zu deren Deutung aus den Meßreihen ist allerdings teilweise nicht ganz einfach, da meeres- bzw. schelfeisspezifische Effekte die eigentlichen Nutzsignale kontaminieren können.

Ausgangspunkt der Analysen erdmagnetischer Zeitreihen von GvN waren die einminütig digital abgespeicherten Daten, die zur Redundanz auch analog registriert werden, sowie die zu gewissen Jahreszeiten zusätzlich mit 10 Hz Abtastrate registrierten Variationen. Die langsame Datenerfassung dient dabei in erster Linie der Erstellung von erdmagnetischen Jahrbüchern.

Es hat sich gezeigt, daß die eingesetzten Magnetometer (Förstersonden) eine signifikant bessere Empfindlichkeit besitzen als bisher angenommen wurde. Eine Innovation die daraus resultiert, ist, daß mit diesen Sonden sogenannte Pcl-Pulsationen registriert werden können, die sonst nur mit Induktionsspulen nachgewiesen werden. Desweiteren konnte gezeigt werden,

daß im australen Sommer in Abhängigkeit von dominierenden Swellperioden, Dünungseffekte in den mit hohen zeitlichen Abtastraten digital registrierten Variationen des Erdmagnetfeldes enthalten sind, die zu magnetosphärischen Fehlinterpretationen führen können. Diejenigen Swellperioden, die die eigentlichen Pulsationen magnetosphärischer Provenienz simulieren bzw. kaschieren, liegen bei 20 Sekunden und können durch Resonanzerscheinungen des Ekströmschelfeises erklärt werden. Sie können nur in den Sommermonaten, bei fehlendem Meereis vor der Küste von GvN, sporadisch, je nach aktueller Swellperiode, Einstreueffekte in den Registrierungen der Magnetometersonden bewirken.

Aussagen über magnetosphärische Phänomene konnten mit Methoden aus der statistischen Frequenzanalyse gemacht werden. Dazu wurden Häufigkeitsverteilungen und Frequenzverschiebungen magnetischer Ereignisse im Periodenbereich von 5 bis 45 Sekunden aus mit 10Hz Abtastrate registrierten Daten eines Monats berechnet. Mit der Verwendung sogenannter Finite-Impuls-Response-Filter (FIR-Filter) konnten dabei verschiedenartige Pulsationsformen, die aus unterschiedlichen Entstehungszentren der Magnetosphäre stammen, auseinandergehalten werden. Es konnte schließlich konstatiert werden, daß die variierenden Perioden der bei GvN gemessenen Pc3-Pulsationen an verschiedene erdmagnetische Schalen geknüpft sind, die in Erdradiuseinheiten vom Äquator bis zum Scheitelpunkt der Schalen angegeben werden:

Die Schalen mit verschiedenen L-Zahlen überstreichen dabei, bedingt durch die Asymmetrie des Polarlichtovals zur Rotationsachse der Erde, in einem 24-Stunden Zyklus die GvN-Station, wobei dieser Tagesgang noch durch die globale erdmagnetische Aktivität moduliert wird.

Aus Analysen langperiodischer Variationen der Schwere und des Magnetfeldes im Erdzeitenband sowie aus Plausibilitätsbetrachtungen konnte gezeigt werden, daß mechanische Einstreuungen weder durch Hebung noch durch Neigung der Schelfeisplatte Effekte bewirken, die oberhalb der Nachweisgrenze bzw. Empfindlichkeit der Förstersonden liegen. Die auf die Stromsysteme der Ionosphäre zurückzuführenden Sq-Variationen des Erdmagnetfeldes, die in mittleren Breiten normalerweise durch vier Harmonische nachweisbar sind, konnten auch aus den Magnetogrammen der GvN-Station ermittelt werden; allerdings zeigen sich deutliche saisonale Unterschiede, die auf das variierende solare Wellenstrahlungsangebot zurückführbar sind. Zusätz-

lich machen sich im Kontinuum des langperiodischen Anteils neben den Sq-Harmonischen signifikante Spitzen im Spektrum bemerkbar, die teilweise mit Ergebnissen aus Modellrechnungen über Plasmabewegungen der polaren Ionosphäre übereinstimmen.

Interessante Informationen über die Auswirkungen des Polaren Elektrojets, der mit dem Polarlichtoval kausal eng zusammenhängt, konnten mit den Methoden der Erdmagnetischen Tiefensondierung ermittelt werden. Dazu dienten insgesamt 455 Sondierungen, deren 10Hz-Quelldaten im Zeitraum von 1984 bis 1987 auf GvN registriert wurden. Es ergab sich, daß das Auftreten verstärkter inhomogener äußerer Quellanteile, die sich bei GvN als vergrößerte Z/X-Spektralquotienten bemerkbar machen, durch den tageszeitlichen Gang des Polaren Elektrojets und der erdmagnetischen Aktivität gesteuert werden (X entspricht hier der OW-Komponenten). Ein besonders charakteristisches Phänomen zeigte sich durch die gezielte Untersuchung unterschiedlicher Perioden:

die inhomogenen, langperiodischen Feldanteile verhalten sich gemäß den o.g. Einflüssen wie erwartet; je weiter sich das Polarlichtoval von GvN entfernt bzw. je geringer die planetare erdmagnetischer Aktivität  $K_p$  in Erscheinung tritt, umso geringer sind die inhomogenen Feldanteile bei GvN. Dies gilt im Prinzip für Perioden, die größer als 50 Sekunden sind. Für die hochfrequenten Analysen kehrt sich das Verhalten um, so daß jetzt bei hohen  $K_p$ -Zahlen und weit entferntem Polarlichtoval nur geringe Z/X-Spektralquotienten bzw. inhomogene Feldanteile dominieren. Gedeutet werden kann dieses Verhalten der kurzperiodischen anomalen Magnetfeldanteile so, als ob die GvN-Station mit zunehmenden Aktivitätszahlen relativ schnell in das Innere des Polarlichtovals eintaucht, in dem homogenere Verhältnisse als unterhalb oder am Rand des Ovals vorherrschen.

Die Ergebnisse aus zweidimensionalen Modellrechnungen, die auf Methoden der finiten Differenzen basieren, erklären überdies die vom polaren Elektrojet geringer bzw. kaum beeinflussten Z/Y-Spektralquotienten (Y entspricht hier der NS-Komponenten). Am besten werden die durch die elektromagnetische Induktion verursachten Z/Y-Spektralquotienten durch Modelle simuliert, denen ein relativ großer spezifischer Widerstand im Oberen Erdmantel zugeordnet wird. Genauere Aussagen über Leitfähigkeitskontraste im tieferen Untergrund allerdings lassen sich erst durch profil- oder flächendeckende erdmagnetische und magnetotellurische Messungen anstellen.

## SUMMARY

Since in 1981 FRG has established a permanently operation station in Antarctica, geophysical and meteorological parameters have been registered continuously there. It has to be expected that observatories built on the iceshelves of the Antarctic continent like the Georg von Neumayer station (GvN) cannot guarantee a data quality and the continuity comparable to one observatories of the lower latitudes.

To a certain extent this is due to the fact that stations on the iceshelves are moving up to 600m/a. Additionally, the higher accumulationrate of snow prevent a long tenure of use of the observatories. Beside it the extrem weather conditions affect the maintenance of scientific observatories outside GvN. Nevertheless it could be shown that continuous registration of a few geophysical parameters (seismology and earthmagnetic) at GvN and Halley Bay allows essential understanding of insight in the geophysics of the solid earth beneath of Antarctica and the physics of the upper atmosphere (ionosphere and magnetosphere).

The way to recognize different phenomena from the data is not easy partially, because marine and ice shelf effects can contaminate the actual physical signal.

Geomagnetic time series analysis of GvN are based on one-minute variations. For redundance, the data were stored both digitally and analogously. At certain seasons variations were registered with 10 hertz sampling rate in addition. On the other hand high time resolution data with 0.1 second sampling time recorded at determined seasons are completing the analyses. The long time registrations in first place meant to be kept in earthmagnetic yearbooks.

It was shown that the applied magnetometers (flux gates) have a significantly better sensivity than expected so far. This results is an innovation in the registration of so-called p<sub>cl</sub>-pulsations, usually recorded only with induction coils. Furthermore it could be stated that swelleffects depending on dominating swellperiods are contaminating the data to a certain extent. This applies to earth magnetic variations data

registrated digitally with high sampling rate during the austral summer. It might lead to misinterpretations of magnetospherical phenomena:

The swell periods that simulate magnetosphere pulsations lie near 20 seconds. They can be explained by resonance behaviour of the Ekström Iceshelf. Only in summer months when sea ice is lacking offshore GvN, the swell can sporadically contaminate the registrations of the magnetometers.

Statements about magnetospherical phenomena could be made with methods of the statistical frequency analyses. To that, histograms and frequency shifts of earthmagnetic events in the period range of 5 till 45 seconds were computed. By the applications of so-called finite impulse response filters (fir-filter) various types of pulsation forms stemming from different locations in the magnetosphere could be seperated. Finally it was established that the changing periods of the recorded pc3-pulsations of GvN are related to different earthmagnetic shells. This shells are specified in units of earth radii measured from equator till vertex of the shells. Shells with different L-numbers are passing the GvN station during a 24-hour-cycle, resulting from the asymmetry of the auroral oval to the earth rotation axis. This cycle is modulated by the earthmagnetic activity.

From analyses of longperiodic variations gravity and earthmagnetic field variations in the earth tide spectra, it was concluded that mechanical movements of the ice shelf plate do not intersperse measureably in the variation data, digitized by the fluxgates. The four harmonics of the Sq-variations based in the current system of the ionosphere are usually well traced in lower latitudes. From the magnetograms of the GvN-Station the four harmonics could be determined likewise, but nevertheless several seasonal differences appeared that are explained by the varying intensity of solar radiation.

In the continuum of the longperiodic components of the spectrum, apart from the Sq-harmonics there are other significant constituents. The latter are partially explained by the results of models calculated from plasma motions in the polar ionosphere.

Important informations about the effects of the polar electro jet (PEJ) that are closely related to the auroral oval, were determined with the

methods of the earthmagnetic deep sounding. Altogether 455 deep soundings with magnetograms registered between 1984 till 1987 at GvN station allowed this results. It could be shown that the occurrence of reinforced outer source appearing as enlarged Z/X-spectral quotients are controlled from the daily variations of the PEJ and the Earthmagnetic activity (X corresponds to the East-West component).

The following characteristical phenomena describing the inhomogenous long periodic field components resulted from special investigations of several periods:

The farer the auroral oval is moving away from GvN, i.e. the smaller the global earthmagnetic activity is, the smaller are the inhomogenous field parts near GvN. Principally, this applies to any periods longer than 50 seconds, whereas for shorter frequencies the behaviour is inverted:

Given large Kp-values and a long distance to the aurora oval, only small Z/X-spectral quotients and inhomogenous field components are dominating. This behaviour of the short periodic anomalous field components is interpreted as follows: With increasing earthmagnetic activity, the GvN station dives into the inner part of the auroral oval, where more homogenous conditions predominate than below the oval or at the edge.

The resolution of two dimensional model calculations, that are based on the methods of the finite differences, furthermore explain the Z/Y spectral quotients that are hardly influenced by the polar electro jet. The Z/Y spectral quotient that are caused by the electromagnetic induction are simulated by models referring to a high specific resistance in the upper mantle. A more detailed understanding of the conductivity contrast in the deeper subsurface can only be achieved through more earthmagnetic and magnetotelluric measurements.

## E I N L E I T U N G:

In vielerlei Hinsicht stellt die Antarktis einen Kontinenten der Superlative dar. So ist der terrestrische Teil mit seinen ca. 14 Mio km<sup>2</sup> mit einer durchschnittlich 2.5 Km dicken Eiskalotte bedeckt, und nur ca. 2 Prozent des Inlandes sind überhaupt eisfrei (Bonner et al, 1985, Swithinbank, 1983). Dieser Eispanzer mit seiner Eismasse von 32.95 +/-2.63 Mio km<sup>3</sup> beinhaltet 91.4% des globalen Eisvorkommens. Da das Süßwasser zu 99% in Form von Eis gebunden ist - hier sind das Grundwasser und das fossile Wasser nicht mit einbezogen -, beinhaltet das antarktische Eis etwa 90% des gesamten Süßwasserreservoirs der Erde ( Swithinbank, 1985 ). Umrandet ist die Antarktis von riesigen Ozeanen, die in der kalten Jahreszeit zudem noch durch mächtige Meereisvorkommen größtenteils für die Schifffahrt unpassierbar werden.

In den letzten Jahren wurde versucht, mit relativ viel Aufwand etwas Licht in diese "Terra incognita" zu bringen. Obwohl die meisten Erkenntnisse noch aus Beobachtungen vom Erdboden stammen, konnten mit der Methode des sogenannten "Remote-Sensing" sowohl durch aeromagnetische Vermessungen als auch durch Radarvermessungen enorme geologische, geomorphologische und glaziologische Informationen ermittelt werden. Über die Satellitengeodäsie werden wichtige Details zur Kartierung der Antarktis erzielt; darüberhinaus verspricht das sogenannte GPS-Verfahren (Global Positioning System) eine geogravimetrische Applikation.

Daneben existieren in den verschiedenen wissenschaftlichen Disziplinen eine Unzahl bisher nicht gelöster Fragen. So sind z.B. die geologischen Öffnungsgeschichten des Weddell- und Rossmeeres, also die Abtrennung der Antarktis vom ursprünglichen Riesenkontinent Gondwana, nur vage bekannt. Auch über die Physik bzw. der Geodynamik der Litho- und Asthenosphäre der Antarktis gibt es bisher im Vergleich zu anderen Kontinenten noch eine Vielzahl ungeklärter Fragen. Das gleiche gilt für die höhere Atmosphäre (Ionosphäre) sowie für die Magnetosphäre in polaren antarktischen Regionen.

Verwunderlich ist dieser Wissensmangel nicht, wenn man bedenkt, daß nur 38 wissenschaftliche Stationen, die von den 18 Mitgliederstaaten des Scientific Committee on Antarctic Research (SCAR) ganzjährig betreut wer-

den, in der Antarktis existieren (siehe SCARbulletin, 1986). Diese konzentrieren sich zudem vorwiegend, bedingt durch klimatische und logistische Gegebenheiten, am Rande des Kontinentes und auf der Antarktischen Halbinsel (siehe dazu Abb.E1). Darüberhinaus sind terrestrische Expeditionen geologischer als auch geophysikalischer Art in der Vorbereitung als auch Durchführung äußerst anspruchsvoll; sie werden oft im übernationalen Rahmen ausgeübt.

Schwerpunkt dieser Arbeit sind nun die Auswertungen einiger geophysikalischer Parameter, die auf der deutschen Georg-von-Neumayer-Station, im folgenden kurz GvN, seit Januar 1982 kontinuierlich gemessen werden. Es soll dabei gezeigt werden, daß aus Analysen von Langzeitregistrierungen des erdmagnetischen Feldes einerseits Einblicke in magnetosphärische und ionosphärische Phänomene vermittelt werden, andererseits auch prinzipiell über die elektromagnetische Induktion und den magnetischen Skineffekt Aussagen über Leitfähigkeitskontraste in tieferen Stockwerken der festen Erde ermöglicht. In wie weit letzteres jedoch für erdmagnetische Zeitreihen aus antarktischen Regionen mit der Methode der erdmagnetischen Tiefensondierung nach Schmucker (1978) zu sinnvollen Ergebnisse führt, wird u.a. auch im Zusammenhang mit Modellergebnissen diskutiert.

Als erstes sollen jedoch einige Bemerkungen zur Konzeption des geophysikalischen Observatoriums bei GvN gemacht werden. In dem darauffolgenden zweiten Kapitel werden Untersuchungen über die Qualität der mit Förstersonden erfaßten Erdmagnetfeld-Variationen angestellt. Insbesondere sollen spektrale Fremdanteile ermittelt werden, die teilweise auf ozeanographische Einflüsse wie Dünung und Meeresgezeiten oder auf elektronische Rauschanteile zurückgeführt werden können. Durch Plausibilitätsbetrachtungen und durch Vergleich mit anderen geophysikalischen Parametern, können einige kontaminierende Effekte hinsichtlich der magnetischen Nutzsignale nachgewiesen werden. Desweiteren wird demonstriert, daß die verwendeten Meßsonden bessere Empfindlichkeitsdaten aufweisen, als bisher angenommen wurde. Mit Hilfe der statistischen Fourieranalyse kann nachgewiesen werden, daß Pulsationen im sogenannten P<sub>c1</sub>-Periodenbereich (0.2-5 Sekunden, Jacobs, 1970) mit diesem Meßgerätetyp prinzipiell in antarktischen Regionen registrierbar sind.

An Analysen langperiodischer Variationen soll gezeigt werden, daß poten-

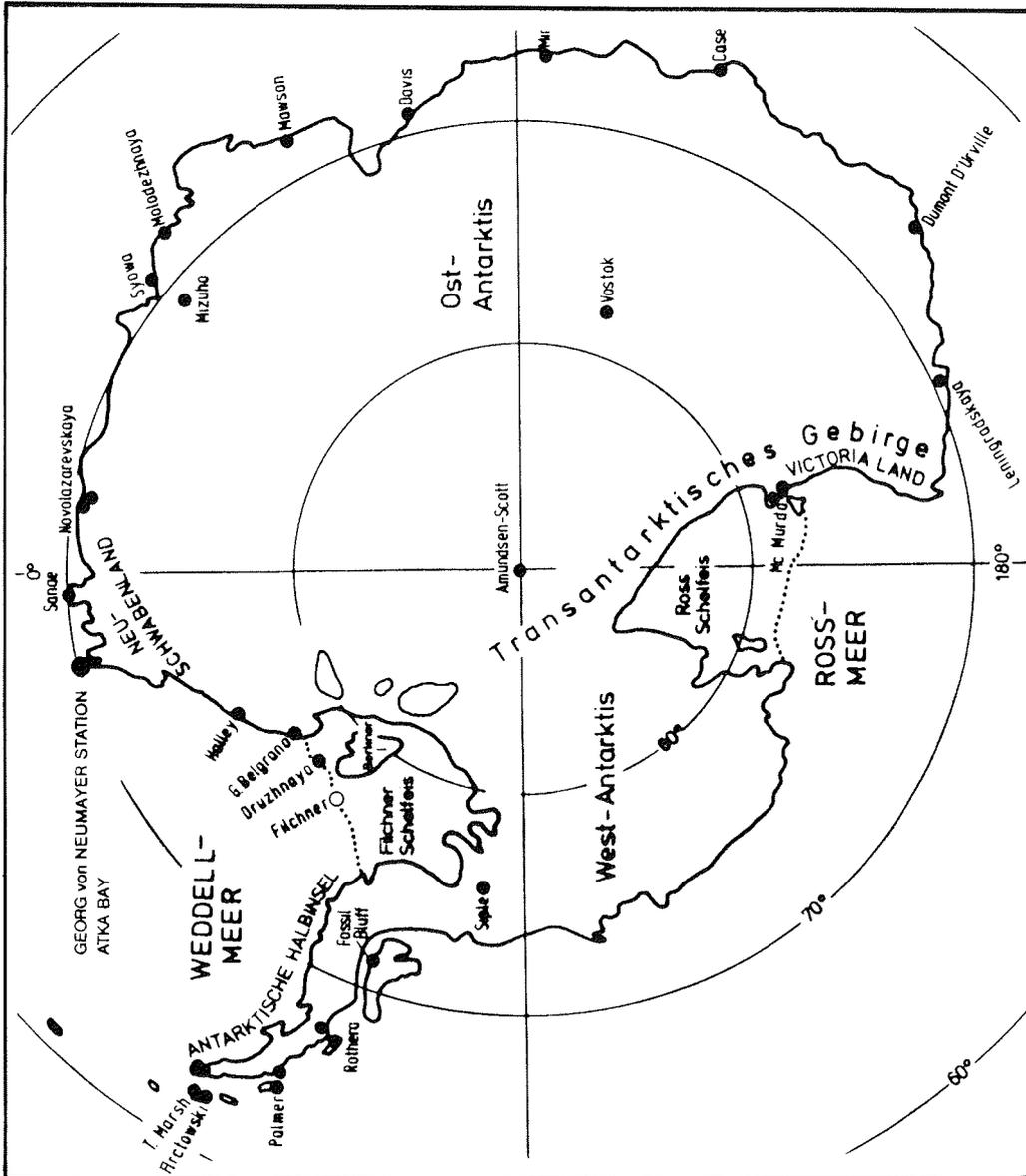


Abb.E1: Die Verteilung der permanent besetzten Stationen in der Antarktis. 1985 waren insgesamt 38 Stationen, die südlich des 60. Breitenkreises lokalisiert und ganzjährig besetzt sind, bei SCAR gemeldet. Die Überwinterungsstationen weisen sich als schwarze Punkte aus; sie sind nicht alle namentlich aufgeführt.

tielle Störungen, die z.B. im Spektralband der Erdgezeiten ihren Ursprung haben könnten, keine wesentliche Einstreueffekte erzeugen und somit die Datenqualität nicht vermindern. Ergebnisse dieser Analysen liefern einerseits Hinweise auf saisonale Schwankungen der sogenannten Solar quiet (Sq)-Variationen, die durch solare Wellenstrahlung in der E-Schicht der Ionosphäre erzeugt werden. Andererseits werden über die Methode der harmonischen Analyse einige Spektralpeaks nachgewiesen, die mit den Modellergebnissen von Sojka et al (1986) harmonisieren.

Im dritten Kapitel werden mit statistischen Analysemethoden Pc2/Pc3-Pulsationen, die im Periodenintervall von 5 bis 45 Sekunden definiert sind, näher beleuchtet. Insbesondere sollen dabei durch die Untersuchung von Häufigkeiten und Frequenzverschiebungen dieser Ereignisse Aussagen über die Magnetosphäre gewonnen werden.

Die mit der Methode der Erdmagnetischen Tiefensondierung (ETS) untersuchten Erdmagnetfeldvariationen, die bei GvN in den letzten 5 Jahren mit 10 Hertz vorwiegend im australen Frühling und Sommer registriert wurden, weisen auf eine zweidimensionale Leitfähigkeitsanomalie hin, die in erster Linie dem magnetischen Küsteneffekt zuzuordnen ist. Allerdings zeigen die Sondierungen typische, von der Tageszeit und der globalen dreistündigen Aktivitätskennziffer  $K_p$  abhängige Ergebnisse.

Im wesentlichen beinhalten diese unterschiedlichen Sondierergebnisse Information über inhomogene Quellenfelder, die in Abhängigkeit von der Tageszeit als auch der erdmagnetischen Aktivität hinsichtlich des Polaren Elektrojets im vierten Kapitel untersucht werden. Zur statistischen Erhärtung dieser Relationen sollen quantitative Aussagen erzielt werden; dazu stehen 455 Sondierergebnisse zur Verfügung. Ein qualitativer Vergleich mit analysierten Zeitreihen anderer antarktischer Stationen soll anschließend die Relativierung der Ergebnisse ermöglichen.

Vergleiche über die aus zweidimensionalen Modellrechnungen ermittelten Übertragungsgrößen nach Haak (1978) mit den Tiefensondierergebnissen werden im letzten Kapitel vorgenommen.

## 1 KONZEPTION DER GEOPHYSIKALISCHEN DATENERFASSUNG DER GEORG VON NEUMAYER-STATION

Seit Februar 1981 unterhält die Bundesrepublik in der Antarktis eine Überwinterungsstation, die im antarktischen Polarsommer 1981/82 durch die Errichtung eines Geophysikalischen Observatoriums ergänzt wurde.

Das Aufgabengebiet des Geophysikalischen Observatoriums erstreckt sich in erster Linie über die Datenerfassung globaler Erdbeben bis zu der permanenten Registrierung erdmagnetischer Phänomene. Eine kurzperiodische seismologische Dreikomponenten-Station liefert dabei die Daten der globalen Seismizität. Zu der relativen Aufzeichnung der Variation des Erdmagnetfeldes gehören auch die manuellen Bestimmungen der Erdmagnetischen Absolutgrößen. Die gemessenen teleseismischen Erdbeben werden gleichsam wie die Absolutwerte des Erdmagnetfeldvektors in Jahrbüchern publiziert. Daneben existiert ein seismisches Array mit vier Außenstationen. Hiermit soll vorwiegend die Erfassung und Ortung der lokalen Seismizität gewährleistet werden.

Darüberhinaus werden zur Zeit gravimetrische Registrierungen vorgenommen, die zusammen mit Tiltmessungen auf einigen Meßpunkten des Ekströmschelfeises Informationen über die Dynamik des Schelfeises liefern sollen. Zu diesem Themenbereich gehören auch die mit Hilfe der Satellitengeodäsie jährlich durchzuführenden Lokalisierungen einzelner Meßpunkte in der Nähe der Station.

Zum weiteren wissenschaftlichen Aufgabenbereich der GvN zählt die Erfassung meteorologischer Größen und die Betreuung eines umweltphysikalischen Labors. Ebenso wird, soweit möglich, interdisziplinäre Zusammenarbeit mit der Biologie, Humangenetik und Ozeanographie praktiziert.

### 1.1 Digitale und analoge Registrierung

Wie aus den Abb.1.1a-b zu entnehmen ist, besteht das Geophysikalische Observatorium aus zwei Meßstationen, die im Abstand von einem Kilometer südlich der GvN-Station ins Eis eingebettet sind. Das erdmagnetische Observatorium ist aus antimagnetischen Materialien aufgebaut. In ihm steht

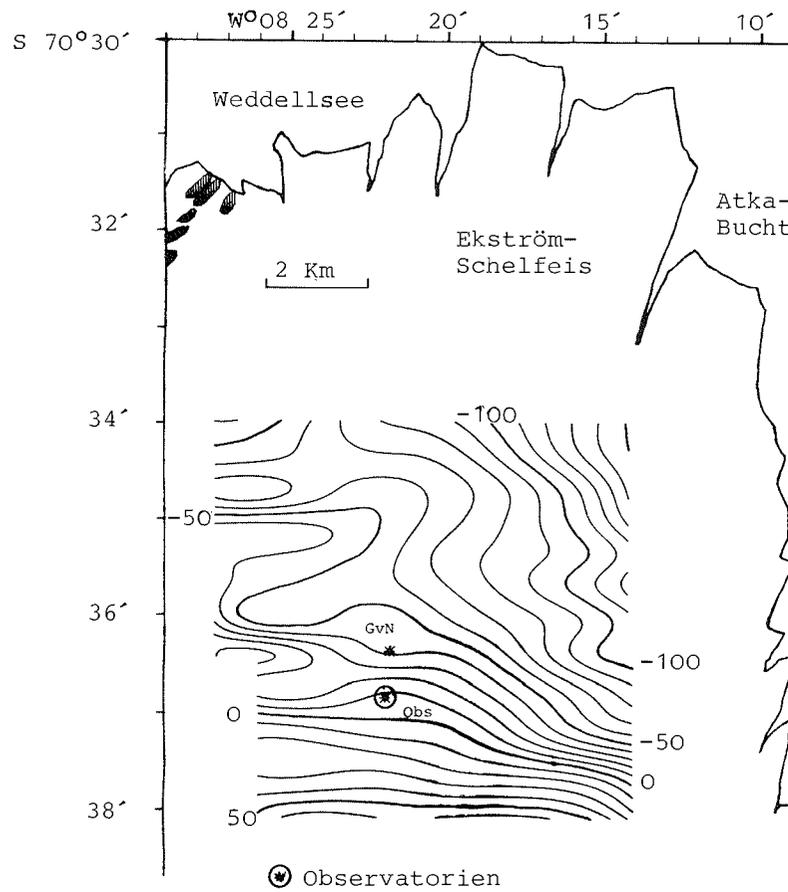


Abb.1.1a: Isolinienplan der reduzierten Totalintensität bei GvN. Der Abstand der Isolinien beträgt jeweils 10nT. Dargest. ist  $F(\text{Obs.}) - F(\text{Feld})$ .

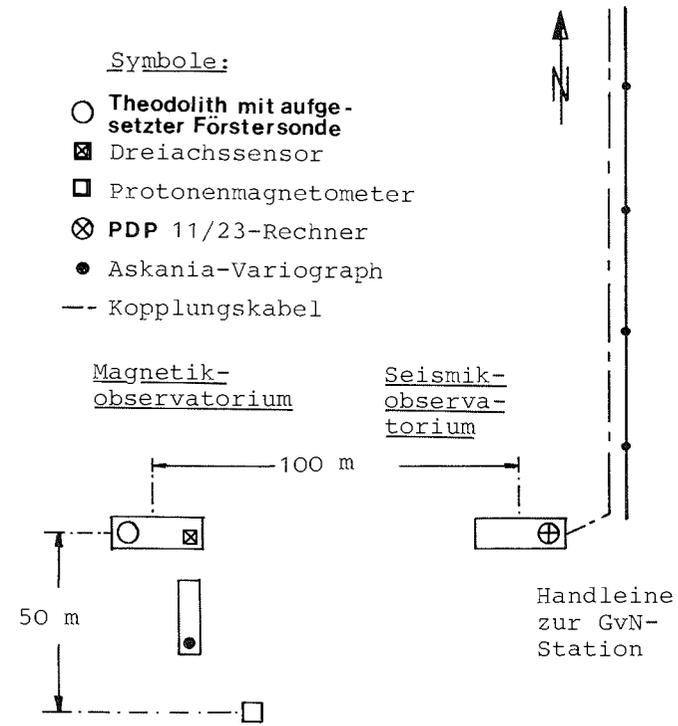


Abb.1.1b: Lageplan der geophysikalischen Observatorien bei GvN.

ein integrierter Dreikomponentensensor, der aus sogenannten Saturationskernsonden aufgebaut ist, die nach IAGA-Empfehlung in einem kartesischen Koordinatensystem nach geographisch Nord ausgerichtet sind [IAGA: International Association of Geomagnetism and Aeronomy]. Aus Gründen der Datenredundanz sowie zu Vergleichszwecken (Eichwerte!) ist in einem eigens dazu ausgehobenen Eisstollen ein erdmagnetischer Variograph von Askania (Typ Gv 3) installiert, der über ein photometrisches Meßsystem die Deklination sowie die magnetische Horizontal- und Vertikalintensität analog registriert.

Im seismischen Observatorium sind ein Askania GS15 Gezeitengravimeter sowie drei kurzperiodische Seismometer von Geotech untergebracht. Der Sensor eines absolut messenden Protonenmagnetometers (von Elsec, Typ Nr.128), der zur permanenten Erfassung der erdmagnetischen Totalintensität  $F$  notwendig ist, wurde dagegen außerhalb der beiden geophysikalischen Observatorien im Eis eingebettet. Dieser Sensor liefert somit ein Signal, das auch durch die gelegentlichen manuellen Messungen im Observatorium nicht kontaminiert wird. Die analogen Ausgänge der Magnetometer und des Gravimeters sind, wie aus dem Blockdiagramm in Abb.1.2 hervorgeht, auf zwei Vier-Kanal-Schreiber (Kontron) geführt.

Die digitale Datenübernahme funktioniert mit Hilfe eines "Assembler gestützten" Fortran-Programmes. Dabei sind derzeit zwei Möglichkeiten optional vorgegeben:

Entweder können vier erdmagnetische und eine gravimetrische Größe einminütig digital erfaßt werden oder zusätzlich noch mit 10Hz Abtastrate drei erdmagnetische Komponenten. Die Steuerung und Datierung der Datenübernahme am Ausgang des A/D-Wandlers erfolgt über eine interne Uhr des PDP-11/23-Rechners und über das vom Protonenmagnetometer gelieferte 'Ready Bit'-Signal. Die im Kernspeicher des Rechners minütig zwischengespeicherten Werte des Protonenmagnetometers, Gravimeters und der Saturationskernmagnetometer werden nach einer Stunde als "Record" auf eine Floppydiskette transferiert. Nach ca. 10 Tagen muß die Diskette ausgetauscht werden.

Genauso funktioniert die langsame Datenerfassung, wenn zusätzlich eine 10Hz-Abtastung des Erdmagnetfeldes erfolgen soll (schnelles Abtasten). Die Organisation zur Datenübernahme auf eine Magnetbandstation übernimmt dabei

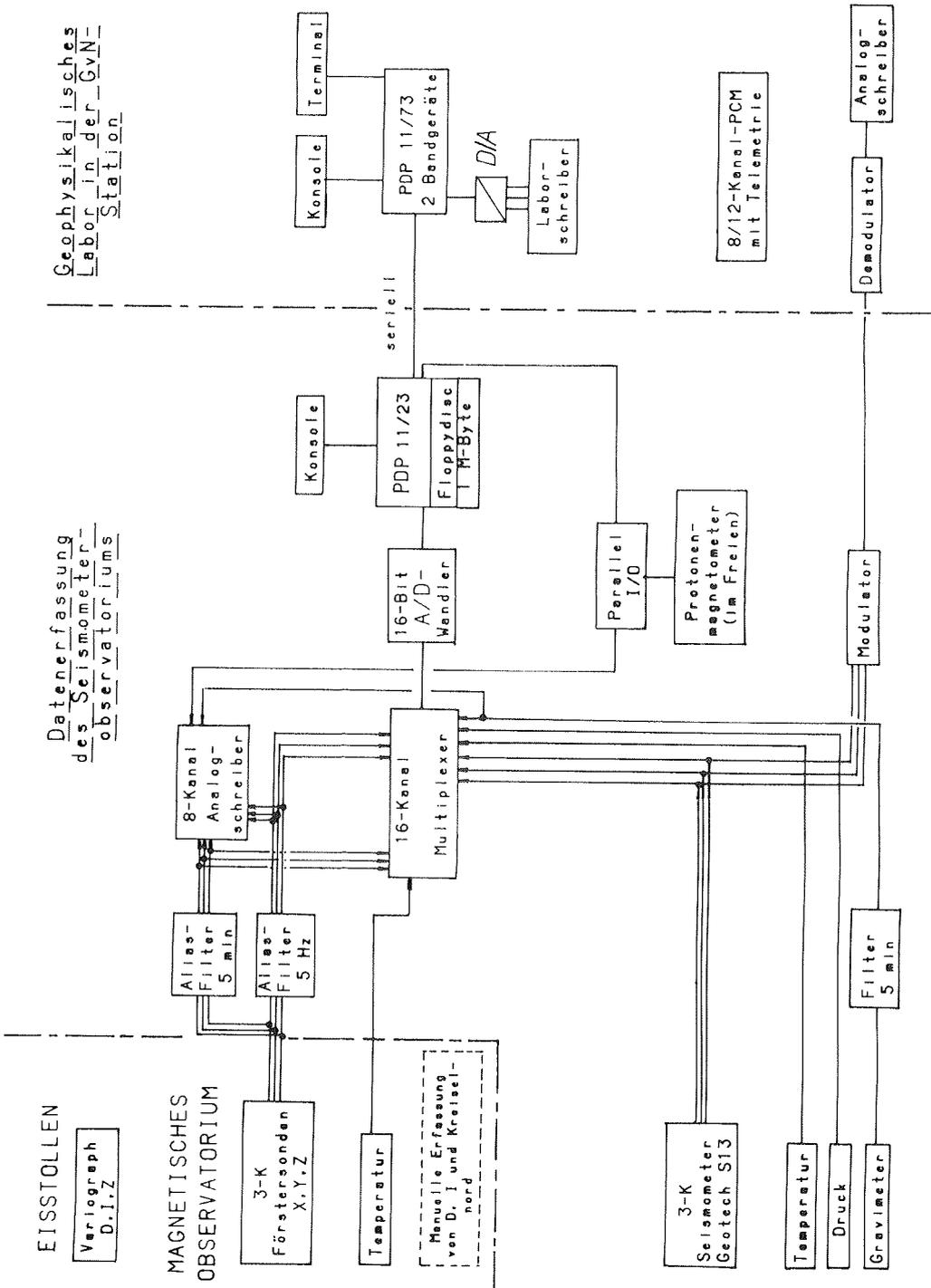


Abb.1.2: Blockdiagramm der Datenerfassungskonzeption der Georg von Neumayer-Station.

ein Programm auf der PDP11/73-Rechneranlage des Labors in der GvN-Station. Dieses muß zusätzlich im Hintergrundrechnerbetrieb aktiviert sein.

Eine Assembleroutine des Programms auf dem PDP11/23-Computer im Observatorium erzeugt über die Rechneruhr sogenannte Interrupts (in diesem Fall 10 Hertz). Diese sind zur Ansteuerung des A/D-Wandlers bzw. zur digitalen Übernahme des analogen Magnetometersignals notwendig. Sind bereits 4096 Werte (Bytes) seriell über die Koaxleitung im GMS11-Buffer (Speicher) des stationsseitigen Kopplungsinterface abgespeichert, wird ein bestimmtes Bit gesetzt. Ist dieses Bit gesetzt, erkennt das auf dem Laborrechner im Hintergrundbetrieb aktivierte Programm durch permanente Abfrage eines Registers den Status des GMS11-Buffers und kann somit gegebenenfalls die Daten auf ein Magnetband transferieren.

Je nach Banddichte und Größe können z.B. mit 2400ft-Bändern bei 1600 BPI (Byte per Inch) ca. 4 Tage kontinuierlich 10Hz mit 4 Kanälen registriert werden. Die Kenngrößen des A/D-Wandlers (2.5 KHz) und die Durchflußrate der Rechnerkopplung (1MegaBit/s) würden durchaus höhere Abtastraten erlauben. Diese sind auch für die digitale Registrierung der lokalen Seismizität erforderlich, da hier die Nutzsignale zwischen 20 und 40Hz liegen. Mit Hilfe der Kopplungseinheit besteht also auch die Möglichkeit, die Signale der Seismometer im Seismikobservatorium abzutasten, um sie auf Magnetbänder der PDP11/73-Rechneranlage zu übertragen.

## 1.2 Datenaufbereitung der Standardmessungen und Stationsdaten

Um aus den relativ erfaßten erdmagnetischen Größen Absolutwerte zu generieren, ist es notwendig, Basisbestimmungen durchzuführen, die sich teilweise auf manuell ermittelte Absolutwerte stützen.

Im erdmagnetischen Observatorium werden je nach meteorologischen Bedingungen möglichst regelmäßig alle 3-4 Tage Absolutmessungen der Deklination D und Inklination I durchgeführt. Die dritte absolute Feldgröße, die ebenfalls wie D und I zur Basiswertbestimmung notwendig ist, rekrutiert sich aus der permanent erfaßten Totalintensität F, die das Protonenmagnetometer liefert.

- Beschreibung der manuell ermittelten Absolutmessungen:

Die auf dem Fernrohr des Theodolithen aufgesetzte Förstersonde wird zur Bestimmung der Deklination so lange in der Horizontallage gedreht, bis die Ausgangsspannung der in der Sonde eingebauten Induktionsspule an einem angeschlossenen Digitalvoltmeter Null anzeigt (Prinzip der "Nullmessung"). In dieser Position steht der Sensor senkrecht zur Deklination. Da die Achsen der Förstersonde und Fernrohrachse eventuell nicht genau parallel zueinander sind, werden mit dem Deklinationstheodolithen je drei Messungen in den vier möglichen horizontalen Lagen ausgeführt, um somit den potentiellen Achsenfehler zu minimieren. Nachdem die Deklination bekannt ist, wird in einer zu D vertikalen Ebene die Inklination I auf ähnliche Weise ermittelt. Die zur Absolutbestimmung von D notwendige geographische Nordrichtung wird mit einem Wild-Kreiselkompaß (Typ GK2) bestimmt. Mit den nun bekannten Erdmagnetfeldgrößen D, I und F können jetzt die im kartesischen Koordinatensystem registrierten relativen Werte ebenfalls leicht in absolute Größen umgerechnet werden.

Basiswertebestimmungen von erdmagnetischen Variationsdaten aus den Überwinterungskampagnen von 1983 und 84 sind bereits durchgeführt worden, und können hinsichtlich der relativ schwierigen Umstände der Datenerfassung auf GvN als gut bezeichnet werden (pers. Mitt. Beblo, 1986).

Die teleseismischen Ereignisse, die in den letzten 3 Jahren auf GvN mit teilweise bis zu 6 seismischen Stationen eines seismischen Meßarrays registriert wurden, sind ebenfalls bereits analysiert worden und sind Bestandteil eines Dissertationsthemas (pers. Mitt. Eckstaller, 1987).

Die Stationsdaten der GvN für Februar 1984 lauten:

Geographische Breite $\phi$ :	70°	37'	00" Süd
Geographische Länge $\lambda$ :	08°	21'	58" West
Höhe:	39.1 m über NN		

Die geographische Breite und Länge wurden mit Hilfe einer Magnavoxanlage der Ser.-Nr. 234 ermittelt. Sie beziehen sich auf den 15 Meter langen meteorologischen Masten der GvN-Station. Die Höhe der Station wurde aus

dem mittleren Wasserstand der Atkabucht geodätisch abgeleitet (pers. Mitt. Ritter, 1987) und bezieht sich auf ein Marke am Treppenturm der Station.

Geomagnetische Breite  $\phi^*$ :  $-63.7^\circ$

Geomagnetische Länge  $\lambda^*$ :  $41.2^\circ$

Winkel zwischen geographischen

und geomagnetischen Meridian:  $-22.3^\circ$

Dabei berechnen sich die geomagnetischen Koordinaten aus den Umrechnungsformeln von Gl.1.1.1 und Gl.1.2, wobei die australen Durchstoßpunkte der Dipolachse aus einer Ausgleichsrechnung für den besten angenäherten Dipol ermittelt wurden (Kertz, 1969).

$$\sin\phi^* = \sin\phi_B \sin\phi + \cos\phi_B \cos\phi \cos(\lambda - \lambda_B) \quad \text{Gl.1.1.1}$$

$$\sin\lambda^* = \cos\phi \sin(\lambda - \lambda_B) / \cos\phi^* \quad \text{Gl.1.2}$$

mit den Koordinaten des australen Durchstoßpunktes:

$\phi_B = 78.5^\circ$  Süd und  $\lambda_B = 110^\circ$  Ost (nach McGregor, 1983)

Die durchschnittliche Werte der einzelnen Komponenten sind:

NS-Komp. = 18600 nT

OW-Komp. = -4200 nT

Vert.-Komp. = -36000 nT

D =  $12.9^\circ$ W; I =  $-62.0^\circ$ ; F = 40900 nT

## 2 ZUM EINSATZ VON SATURATIONSKERNSONDEN IN POLAREN REGIONEN RESPEKTIVE AUF SCHELFEISEN

Die zentrale Fragestellung in diesem Kapitel ist, in wie weit und in welchen Spektralbändern erdmagnetische Variations- bzw. Pulsationsmessungen mit Hilfe von Saturationskernsonden in hohen Breiten sinnvoll sind. Dabei sollen auch typische, durch Swell- und Meeresgezeiten verursachte Registriereinflüsse diskutiert werden, die nur auf Schelfeisen zu erwarten sind.

Langperiodische Variationen werden eingehender analysiert; ihre Analyseergebnisse sollen mit gewissen Modellvorstellungen in Übereinstimmung gebracht werden.

Bevor jedoch auf meßtechnische Probleme und auf die Interpretationen der Nutz- bzw. Störsignale eingegangen wird, sollen in den nächsten beiden Abschnitten einige spezifische Bemerkungen der zu messenden Quellenfelder bzw. über das Erdmagnetfeld gemacht werden.

### 2.1 Bemerkungen zum Erdmagnetfeld

Das erdmagnetische Feld ist i. G. zu den elektrischen und meteorologischen Felder sowie zu dem Schwerfeld der Erde der normalen Erfahrung des Menschen am wenigsten zugänglich. Trotzdem haben wahrscheinlich schon die Chinesen vor 4500 Jahren davon Kenntnis besessen. Über die Existenz des Erdmagnetfeldes ist allerdings in der europäischen Literatur erstmals im 12. Jahrhundert berichtet worden. Ein paar hundert Jahre später schrieb Gilbert, ein englischer Arzt, in seinem Werk - De Magnete - im Jahr 1600 fundiert über magnetische Phänomene. 1634 wies Gellibrand nach, daß die Hauptelemente des Erdmagnetfeldes zeitlich und örtlich nicht persistent sind. Dieser unter dem Begriff der Säkularvariation in die Literatur eingegangene Effekt, bewirkt z.B., daß sich in der BRD die Horizontalintensität  $H$  um ca. 20 Nanotesla [1 nT entspricht  $10^{-9}$  Vs/m<sup>2</sup> bzw.  $10^{-5}$  Gauß] pro Jahr ändert ( Kertz, 1969 ).

Seit 1834 ist bekannt, daß das Hauptfeld des Erdmagnetfeldes vom Erdinnern herrührt. Gauß bewies dies durch die Anwendung einer Kugelfunktionsanalyse, mit deren Hilfe er äußere und innere Anteile trennen

konnte. Die Ursachen des Inneren Anteiles werden durch die Annahme von Konvektionsströmen im äußeren flüssigen Erdkern, deren Flußrichtung vorwiegend durch die Corioliskraft definiert wird, erklärt (Schlich, 1984). Es ist deswegen auch nicht verwunderlich, daß sich die Dipolachse des Erdmagnetfeldes in der gesamten Erdgeschichte immer in der Nähe der Rotationsachse befand.

In erster Näherung kann das Erdmagnetfeld durch einen Dipol erklärt werden. Dieses vereinfachende Dipolfeld interpretiert das Erdmagnetfeld zu cirka 90 Prozent richtig (Schlich 1984). Da zwischen dem berechneten Dipolfeld und dem aktuellen Erdmagnetfeld eine Asymmetrie besteht, werden deswegen zwei verschiedenartige magnetische Pole definiert:

1. der Magnetische Pol, bei dem die Horizontalkomponente  $H$  identisch 0 und die Inklination identisch  $90^\circ$  ist, und 2. der Geomagnetische Pol, der durch den Durchstoßpunkt der Dipolachse definiert ist (siehe Abb.4.5).

Das geomagnetische Dipolfeld hat seine Bedeutung in der Physik der höheren Atmosphäre; z.B. konzentrieren sich die Polarlichter annähernd zentrisch um den Geomagnetischen Pol.

In der Literatur werden noch zwei weitere magnetische Pole definiert, deren Bedeutung aber eine untergeordnete Rolle spielt. Dazu gehören der Pol eines Dipolfeldes, dessen Dipolachse in der Rotationsachse der Erde liegt, sowie der Pol eines sogenannten exzentrischen Dipolfeldes, dessen Modell aus MAGSAT-Daten entworfen wurde (McGregor et al, 1983).

Weit außerhalb der Ionosphäre, im Abstand von 4 bis 5 Erdradien, weicht das Erdmagnetfeld sehr stark von der Form eines Dipolfeldes ab (siehe Abb.2.1). Verantwortlich für diese Asymmetrie ist die Wechselwirkung des Erdmagnetfeldes mit dem sogenannten Sonnenwind - einem von der Sonne permanent ausgehender Teilchenstrom - der auf der Nachtseite der Erde das Erdmagnetfeld zu einem bis zu 1000 Erdradien langen Schweif verzerrt (Akasofu, 1977).

## 2.2 Der Polare Elektrojet (PEJ)

Während des Internationalen Geophysikalischen Jahres (IGJ) 1957/58 wurden die Zusammenhänge zwischen dem PEJ und der Polarlichttätigkeit erstmals qualitativ untersucht; die Feldverteilung des PEJ konnte dabei in Abhängigkeit der geomagnetischen Breite aus Messungen mehrerer Stationen bestimmt werden (Walker, 1964).

Eingehende Untersuchungen des Polarlichtovals und magnetosphärischer Substorms seit dem IGJ 1958 brachten Erkenntnisse über die Morphologie des Magnetosphärenschweif (Akasofu, 1968, Hessler, 1970).

Neuere Satellitenbeobachtungen im Jahre 1983 bestätigen, daß in Zeiten magnetischer Substorms - die eng mit den Polarlichtern in Zusammenhang stehen - Teile des im Magnetosphärenschweif gefangenen Plasmas sich in den interplanetaren Raum absondern (Hones, 1979, Baker et al, 1987). Solche großräumige Plasmastrukturen werden als Plasmoide bezeichnet. Sie bestehen aus heißem solarem Gas, das durch in sich geschlossene Magnetfeldlinien zusammengehalten wird. Gleichzeitig ist mit dem Abtrennen eines Plasmoids ein Plasmarückfluß - vorwiegend Elektronen - in den Bereich des Polarlichtovals (polar cusp) verknüpft (siehe Abb.2.1). Dies führt zur Ionisierung und Rekombination einzelner Atome in der E-Schicht der Ionosphäre im Bereich der Polarlichtzone, bzw. zur Polarlichttätigkeit (Hones, 1984, Matsushita & Campbell, 1967). Der dabei fließende Strom wird als Polarer Elektrojet (PEJ) bezeichnet, der zusammen mit dem äquatorialen Elektrojet (EEJ) den normalen Solar-Quiet (Sq)-Gang überlagert (Kertz, 1969). Sq-Variationen bezeichnen dabei 24-stündige periodische Änderungen des Erdmagnetfeldes, die ihren Ursprung in der Variation der ionosphärischen Leitfähigkeit besitzen. Besonders deutlich ausgeprägt sind sie in Magnetogrammen, die während geringer solarer Aktivität in Observatorien aus mittleren Breiten registriert werden.

Aus Abb.2.2 ist zu erkennen, daß sich der PEJ eigentlich aus zwei Stromsystemen, einen westwärts und einen ostwärts gerichteten, zusammensetzt (Nishida, 1978). Diese beiden konvergieren in der sogenannten Harrang-Diskontinuität, die in der Ionosphäre auf der Nachtseite der Erde angesiedelt ist (Sugiura et al, 1965).

Aus den z.T. sehr starken inhomogenen Stromfeldern des PEJ sind abhängig von der planetaren Kennziffer  $K_p$  Einflüsse auf die Ergebnisse, die aus

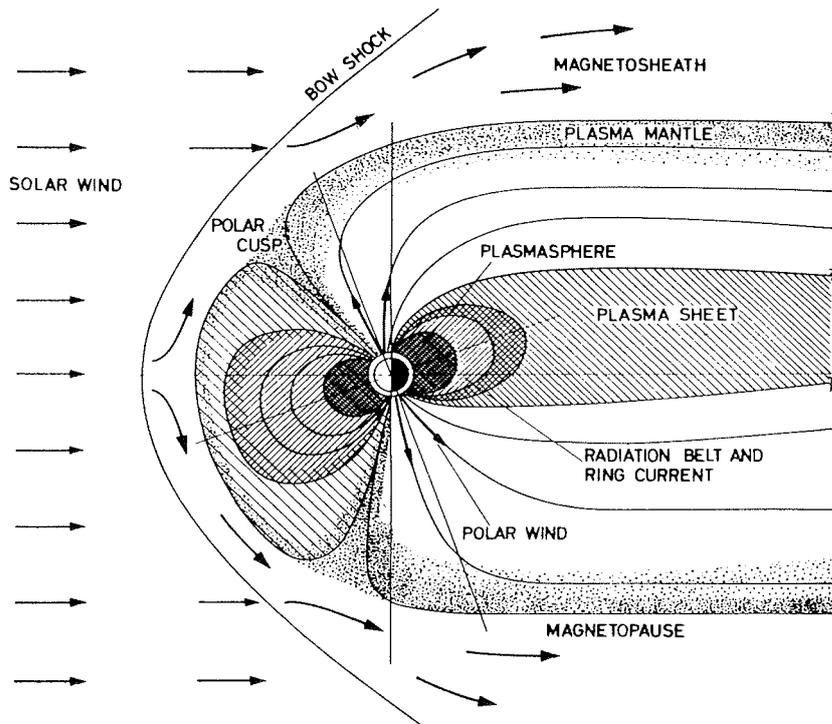


Abb.2.1: Gliederung und Asymmetrie der Magnetosphäre mit den fünf Domänen des Plasmas: Plasmamantel, Scheitel, (polar cusp), Plasmaschicht, Van Allen Belt und Plasmasphäre (nach Rosenbauer, 1975 aus Akasofu, 1977).

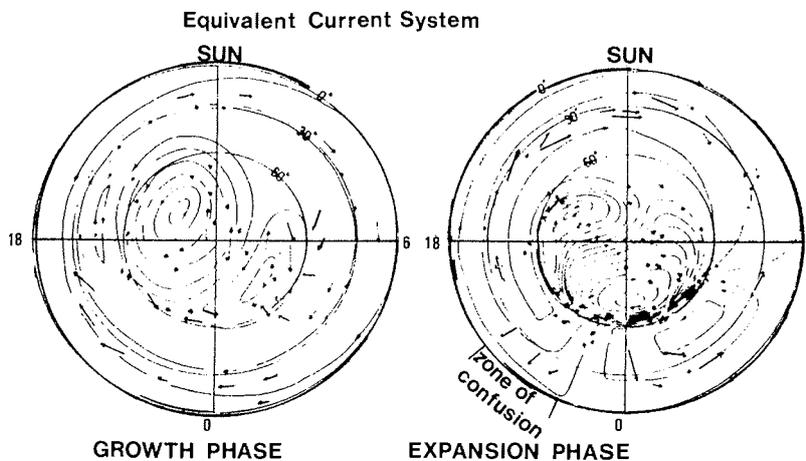


Abb.2.2: Stromsysteme in der Ionosphäre während der Wachstums- und Expansionsphase eines erdmagnetischen Substorms (aus Nishida, 1978).

Die «zone of confusion» ist identisch mit der Harrang-Diskontinuität.

elektromagnetischen Induktionsverfahren ermittelt werden, zu erwarten. Die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse ist dabei deswegen nicht gewährleistet, weil einerseits die inhomogen induzierenden äußeren Vertikalfeldanteile nur mit viel Meßaufwand von den induzierten inneren Vertikalfeldanteilen unterschieden werden können. Andererseits aber auch deswegen nicht, weil die inhomogenen Feldanteile zur gleichen Zeit an verschiedenen Orten auch bei einem isotropen Halbraum unterschiedlich große Ströme induzieren. Kalkuliert man diese Störfelder bei Analysen nicht ein, können dabei elektrische Leitfähigkeitskontraste im Untergrund vorgetäuscht werden. Auf diese Thematik wird im vierten Kapitel näher eingegangen.

Die weiter oben zitierte globale Kennziffer  $K_p$  stellt eine dreistündige, quasilogarithmische Kenngröße dar, die aus erdmagnetischen Beobachtungen von 13 vorwiegend nordhemisphärischen Stationen (zwischen dem 46. und 63. Breitengrad) abgeleitet wird, und Informationen über die erdmagnetische Gesamtaktivität gibt (Rostoker, 1972). Sie ist proportional zu der zeitlichen Änderung der solaren magnetischen Induktionsflußdichte und des Produktes aus dem Quadrat der Geschwindigkeit und der Massendichte des solaren Windes (Matsushita & Campbell, 1967). Die Abhängigkeit des inhomogenen Anteils des Erdmagnetfeldes von der planetaren Kennziffer  $K_p$  und des geomagnetischen Breitengrades ist aus der Abb.2.3 ersichtlich.

Obwohl diese Ergebnisse von Messungen aus der nördlichen Hemisphäre gewonnen wurden, kann man sie durchaus auf die Südliche projizieren, da u.a. simultane Beobachtungen auf beiden Polkappen an konjugierten Punkten gleiche Ergebnisse zeigen (Kertz, 1969). Dies wird zudem durch neuere Satellitenmessungen bestätigt.

### 2.3 Elektronische und mechanische Einstreueffekte in kurz- und langperiodischen erdmagnetischen Registrierungen

Natürliche erdmagnetische Variationen machen sich in einem sehr großen Periodenbereich von  $10^8$  bis  $10^{-2}$  Sekunden bemerkbar (siehe dazu Abb.2.4). Der in dieser Arbeit interessierende Periodenbereich umfaßt vorwiegend den mittleren Teil von 0.1 Sekunden bis Perioden von 24 Stunden (Sq-Gang). Es soll die Frage geklärt werden, wie weit in welchen Periodenbereichen es überhaupt sinnvoll ist, erdmagnetische Registrierungen mit Saturationskern-

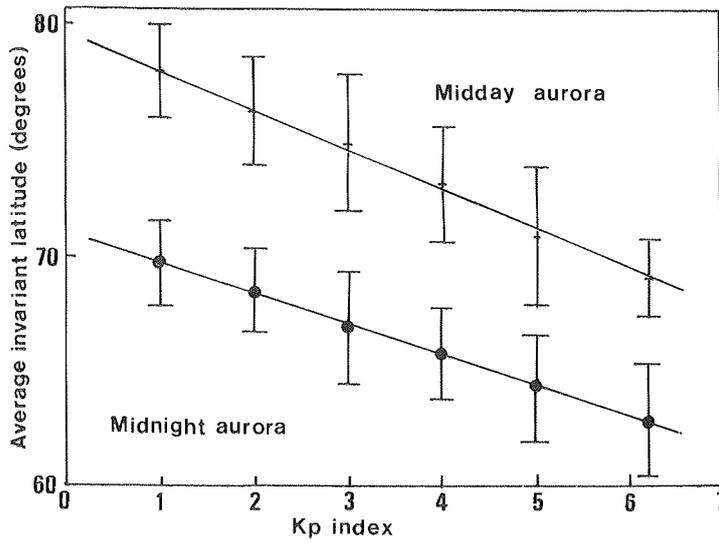


Abb.2.3 Der Einflußbereich des Polarlichtovals - ausgedrückt durch geomagnetische Breitenkoordinaten - als Funktion der planetaren Kennziffer Kp für die Mittags- und Mitternachtszeit (nach Akasofu & Chapman, 1972)

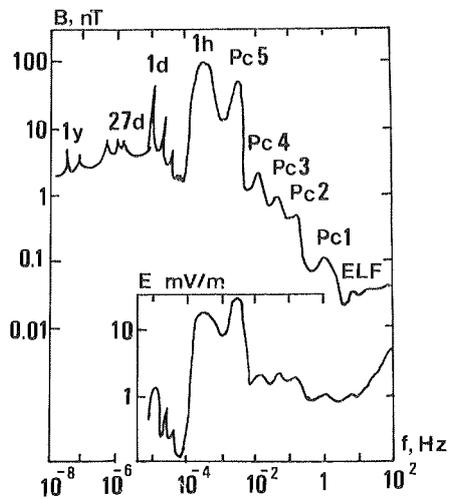


Abb.2.4 Das Amplitudenspektrum des horizontalen geomagnetischen/elektrischen Feldes, das nach einem homogenen Erdmodell für mittlere Breiten berechnet wurde. (nach Serson, 1973 aus Rokityanski, 1982)

sonden in hohen Breiten und auf Schelfeisen vorzunehmen. Dazu sollen zuerst Betrachtungen im kurzperiodischen Teil vorgenommen werden.

### 2.3.1 Einschränkungen im kurzperiodischen Bereich

Zur Analyse der auf GvN mit 10 Hz Abtastrate aufgezeichneten Daten sollen vorwiegend Methoden aus der statistischen Frequenzanalyse verwendet werden. Diese Methoden beziehen sich auf periodische Funktionen (Gl.2.1), die, falls bestimmte Voraussetzungen erfüllt sind, durch Fourierreihen darstellbar sind. Solche Voraussetzungen sind z.B. Stetigkeit, Beschränktheit und Differenzierbarkeit der Funktion  $F(t)$  im Periodenintervall  $(0 < t < T)$  (siehe z.B. Kertz, 1978).

$$F(t) = F(t + k T) \quad k=0,1,2,3,\dots \quad \text{Gl.2.1}$$

Die Fourierkoeffizienten  $f_n$  und  $g_n$  der Fourierreihe von Gl.2.2 können nach der Gl.2.3 berechnet werden. Die diskretisierte Form in der Gl.2.4 wird als diskrete Fouriertransformation (DFT) bezeichnet (Blackman a Tukey, 1959); sie eignet sich wegen großer Rechenzeit nicht für Analysen langer Zeitreihen.

$$F(t) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n \cdot \cos((2 \cdot \pi / T) \cdot n \cdot t) + g_n \cdot \sin((2 \cdot \pi / T) \cdot n \cdot t) \quad \text{Gl.2.2}$$

$$\begin{cases} f_n \\ g_n \end{cases} = - \int_0^{T_0} F(t) \cdot \begin{cases} \cos \\ -\sin \end{cases} \left( \frac{2 \cdot \pi}{T_0} \cdot n \cdot t \right) dt \quad \text{Gl.2.3}$$

$$\begin{cases} f_n \\ g_n \end{cases} = - \sum_{m=0}^{N-1} F_m \cdot \begin{cases} \cos \\ -\sin \end{cases} \left( \frac{2 \cdot \pi}{N} \cdot n \cdot m \right); \quad n = \frac{N}{2} \quad \text{Gl.2.4}$$

In dieser Arbeit wird hinsichtlich der Bearbeitung von Zeitserien auf einen Algorithmus Bezug genommen, der die Symmetrieeigenschaften der Fouriertransformation bei der Diskretisierung berücksichtigt, um dadurch kürzere Rechenzeiten zu erzielen (Cooley & Tukey, 1965). Solche, bezüglich der Rechenzeit optimierte Algorithmen, werden als schnelle Fouriertransformationen bezeichnet (FFT). Allerdings wird für die im folgenden

durchgeführten schnellen Fouriertransformationen (FFT) auf eine neuere und effizientere Programmversion von Bergland und Dolan (1979) zugegriffen. Dieser Algorithmus entspricht dem von Cooley & Tukey (1965), wobei jedoch über rechnerische Manipulationen redundante Operationen eingespart werden, so daß sowohl der benötigte Speicherplatz als auch die Rechenzeit reduziert wird (Bergland & Dolan, 1979).

Nachdem die auf den Magnetbändern binär gespeicherten Daten gelesen, demultiplext und gewandelt sind, werden sie von der oben zitierten schnellen Fouriertransformation (FFT) in den Frequenzbereich übertragen. Zuvor wird jedoch zur Verhütung von zu großen Verzerrungen der Fourierkoeffizienten durch das sogenannte Gibb'sche Phänomen (Sterns, 1979) die Zeitreihe mit einem Hanningfenster multipliziert (siehe Gl.2.5). Dabei werden die Sprünge am Anfang und Ende der Funktion geglättet.

$$W(n) = 0.5 + 0.5 \cos[2 \pi n / (N+1)] \quad -(N-1)/2 < n < (N-1)/2 \quad \text{mGl.2.5} \\ \text{(für N ungerade)}$$

In der Abb.2.5 sind nun Amplitudengänge dargestellt, die aus der Wurzel der Pythagoräischen Summe der Fourierkoeffizienten (Gl.2.4) resultieren. Jede einzelne Spur setzt sich dabei aus 20 fouriertransformierten Zeitreihen, deren Spektren jeweils gestapelt werden, zusammen. Die Stapelung bewirkt dabei eine Verbesserung des Signal/Rausch-Verhältnisses um den Faktor 4.5 (Wurzel des Stapelungsfaktors!).

Entnommen sind die originellen Zeitreihen aus den an GvN beschriebenen Magnetbändern. Bei dieser Analyse berechnet sich die Länge einer Zeitreihe gerade aus dem Inhalt eines Magnetbandblockes. Da ein Magnetbandblock aus 4096 Bytes besteht, pro Kanal also 1024 Bytes bzw. 512 Zahlen zur Verfügung stehen, ergibt sich für die Länge der prozessierten Zeitreihen 51.2 Sekunden.

Auf der rechten Seite der spektralen Magnetogramme in Abb.2.5 sind jeweils die Maximalamplituden einer Spur angegeben, die gleichzeitig als Auto-normierungsfaktoren der Spuren fungieren. Deutlich sind persistente Spektralbänder besonders in der NS-Komponente zu erkennen, die allerdings als Einstreueffekte zu erklären sind. Aliasing kann hier ausgeschlossen werden, da die Störungen auch im Analogteil vorhanden sind (persönliche Mitteilung Miller & Lippmann, 1986).

Ähnliche Signale im Bereich von 2 bis 4 Sekunden wurden auch mit Satu-

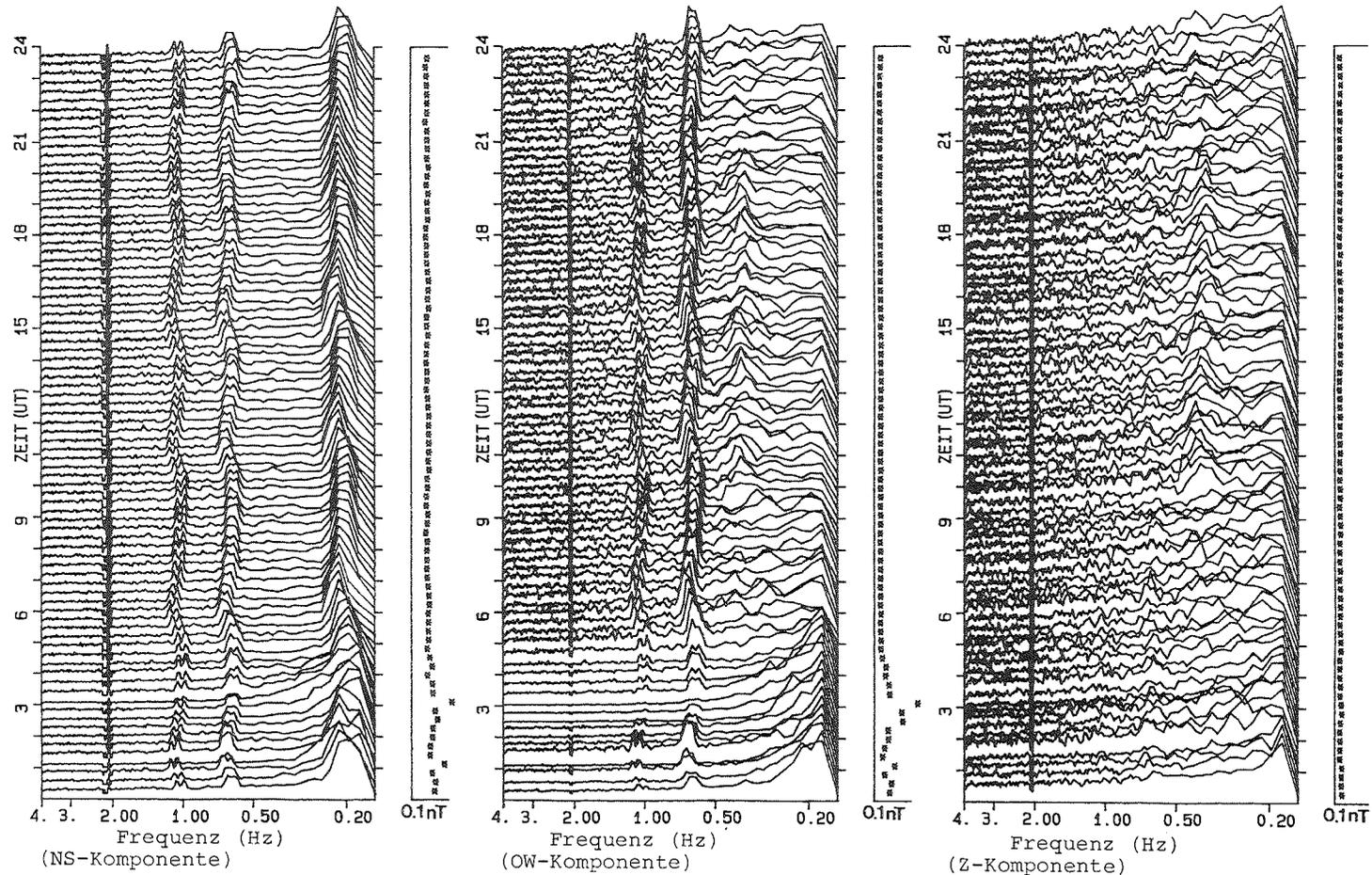


Abb.2.5: 20-fach gestapelte, dynamische Spektrogramme für den 7.10.GvN/1984 ( $A_p=20$ ). Die Skalierungen der einzelnen Spektren werden über die Autornormierungswerte an der rechten Ordinate jeweils definiert.

rationskernsonden auf der Antarktisstation Halley Bay registriert, die allerdings nicht eindeutig phänomenologisch gedeutet werden konnten (Westwood, 1964). In der  $OW$ - und in der  $Z$ -Komponente ist in der Abb.2.5 bei ca. 0.4 Hz zwischen 09 und 20 Uhr (UT) deutlich eine Erhöhung des spektralen Signals auszumachen, das sich von den o. g. persistenten Spektralbändern unterscheidet.

Es erhebt sich nun die Frage, in wie weit diese Signale Bestandteile von natürlichen Erdmagnetfeldvariationen sein können, also ob die Auflösungsgrenze des Magnetometers die Registrierung von Signalen mit der Amplitude von 0.02nT, die nicht im Magnetometerrauschen verschwinden, gewährleistet. Ebenfalls muß geklärt sein, ob dieses Signal mit einem Quantisierungsintervall des A/D-Wandlers der GvN-Station mit  $q=0.033nT$  überhaupt digitalisierbar ist bzw. ob es sich aus den Digitaldaten anschließend nachweisen läßt, was zunächst nicht sehr wahrscheinlich erscheint.

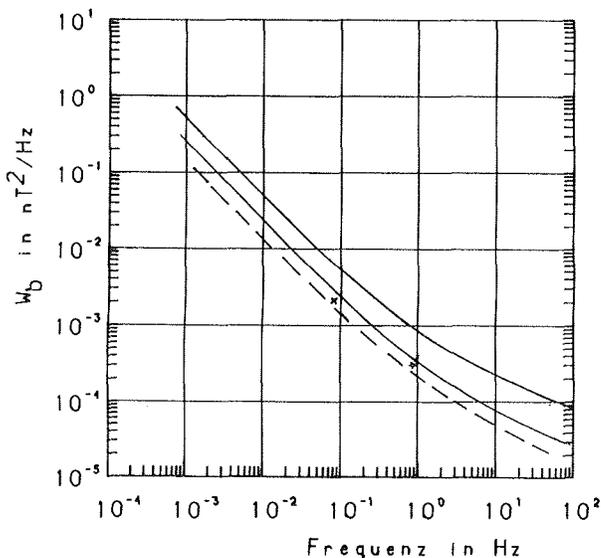


Abb.2.6: Verlauf der quadratischen Spektren des Magnetometerrauschens für zwei Förstersonden (aus Maier, 1975). Die strichlierte Linie gilt näherungsweise für Sonden neueren Typs.

Information über die Empfindlichkeit von Saturationskernsonden läßt sich z.B. aus der Berechnung des Sensorrauschen ableiten. Es zeigt sich, daß gebräuchliche Sensoren bei ca. 10 Hz im quadratischen Spektrum des Magnetometerrauschens einen Übergang von einem sogenannten  $1/f$  - Anteil zu

einem weißen Anteil besitzen (Maier, 1975). Alle Signale, deren Frequenzen oberhalb 10 Hz angesiedelt sind, können demnach nicht mehr registriert werden. Das gleiche gilt für Signale mit Amplituden, die unterhalb des Rauschspektrums in Abb.2.6 liegen. Bei dem o.g. Signal bei 0.4 Hz mit dem quadratischen Spektralwert von  $0.0004 \text{ nt}^2/\text{Hz}$  liegt dieser gerade noch am Grenzbereich (Ergänzend soll hinzugefügt werden, daß mittlerweile neuere Versionen mit besserer Auflösung eingesetzt werden, als die, die von Maier (1975) untersucht wurden).

Quadratische bzw. Power-Spektren von Magnetfelddaten, die während der Ganovex IV Antarktis-Expedition in Victoria Land 1984/85 gemessen wurden, verdeutlichen ebenfalls, daß die Auflösung der Sonden im hundertstel-Nanotesla-Bereich liegen muß (Liebig, 1986). Die dort eingesetzten Sonden sind aus der gleichen Entwicklungsgeneration, wie die, die an GvN installiert sind (pers. Mitt. Beblo, 1987).

Die in die Abb.2.6 zusätzlich eingezeichnete strichlierte Rauschspektrumslinie erscheint jetzt sinnvoll und wird zusätzlich weiter unten durch Meßergebnisse im Swellperiodenbereich verifiziert.

Teil 2 der Frage läßt sich über eine empirisch ermittelte Gleichung beantworten:

Ist die Bedingung der Gl.2.6 erfüllt, wobei  $q$  die Quantisierungsgröße ist und  $\zeta$  die Standardabweichung des stochastischen Rauschanteils des Analogsignals, können in der Tat mit Spektralanalysemethoden sinusoidale Signale nachgewiesen werden, deren Amplitude im Analogsignal kleiner als die der Quantisierungsgröße des A/D-Wandlers ist (Zürn, 1974).

$$q \leq 2 \zeta$$

Gl.2.6

Da keine Information über die Standardabweichung des stochastischen Rauschens der Sonden vorhanden ist, kann natürlich nicht mit absoluter Gewißheit die weiter o. a. Frage bejaht werden.

Es erscheint jedoch durchaus denkbar, daß die in der Abb.2.5 nichtpersistenten spektralen Anteile bei 2 bis 3 Sekunden Periode Nutzsignale darstellen, deren Klassifizierung im dritten Kapitel vorgenommen wird.

### 2.3.2 Swellinduzierte Energie

Seit an der GvN-Station im langperiodischen Bereich mit elektronisch dynamisch erweiterten Seismometern Bodenbewegungen gemessen werden, ist bekannt, daß besonders in den australen Sommermonaten auf dem Ekströmschelfeis swellinduzierte seismische Energie sporadisch unterschiedlich stark vorherrscht (pers. Mitt. Eckstaller & Lippmann, 1987).

Die dort bevorzugten Swellperioden sind im Bereich von 15 bis 30 Sekunden angesiedelt. Solche Plattenbiegewellen können, wie bei einer Geotraverse in der Südsommerkampagne 1986/87 mittels Lacoste & Romberg Gravimetern festgestellt wurde, bis mindestens 15 Km südlich der GvN-Station nachgewiesen werden (Kaul & Unterschütz, 1987).

Abb.2.7 zeigt eine Spektralmontage, deren Spektrogramme i.G. zu jenen in der Abb.2.5 nicht gestapelt sind und alle den gleichen Verstärkungsfaktor haben. Deutlich ist eine signifikante Erhöhung der Spektralampplituden bei 20 Sekunden sichtbar. Solche Spektralampplituden konnten nur in erdmagnetischen Analysen von Zeitreihen, die während der australen Sommermonate registriert wurden, sporadisch nachgewiesen werden; in den Monaten, in denen die nähere Umgebung des Schelfeiskantenbereiches mit Meereis bedeckt ist, dagegen nicht.

Eine Ursache könnte in der elektromagnetischen Induktion begründet liegen, die in diesem Fall durch Swell bzw. Bewegung der Wasserwellen im Erdmagnetfeld hervorgerufen wird:

Eine Swellampplitude von z.B. 10 cm bei einer Periode von 20 Sekunden würde in 200 m Höhe eine magnetische Variation gleicher Periode mit einer Amplitude von 0.02 nT implizieren (Weaver, 1965). Da jedoch die Küstenlinie von GvN ca. 7 Km entfernt ist, ist das swellinduzierte Signal bei GvN längst auf eine nicht meßbare Größe abgeklungen. Dabei wird davon ausgegangen, daß die Swellampplituden der Wassersäule unter dem Schelfeis im Vergleich derjenigen der offenen See vernachlässigbar gering sind.

Um die Swellperioden in den Magnetogrammen zu begründen werden deswegen mechanische Ursachen einkalkuliert. Dabei wird davon ausgegangen, daß der kardanisch aufgehängte Dreiachssensor für die Swellperioden zu träge ist und somit den Tilt des Schelfeises mitmacht.

Das wird durch Abb.2.7 etwas verständlicher, da dort in der Z-Komponente

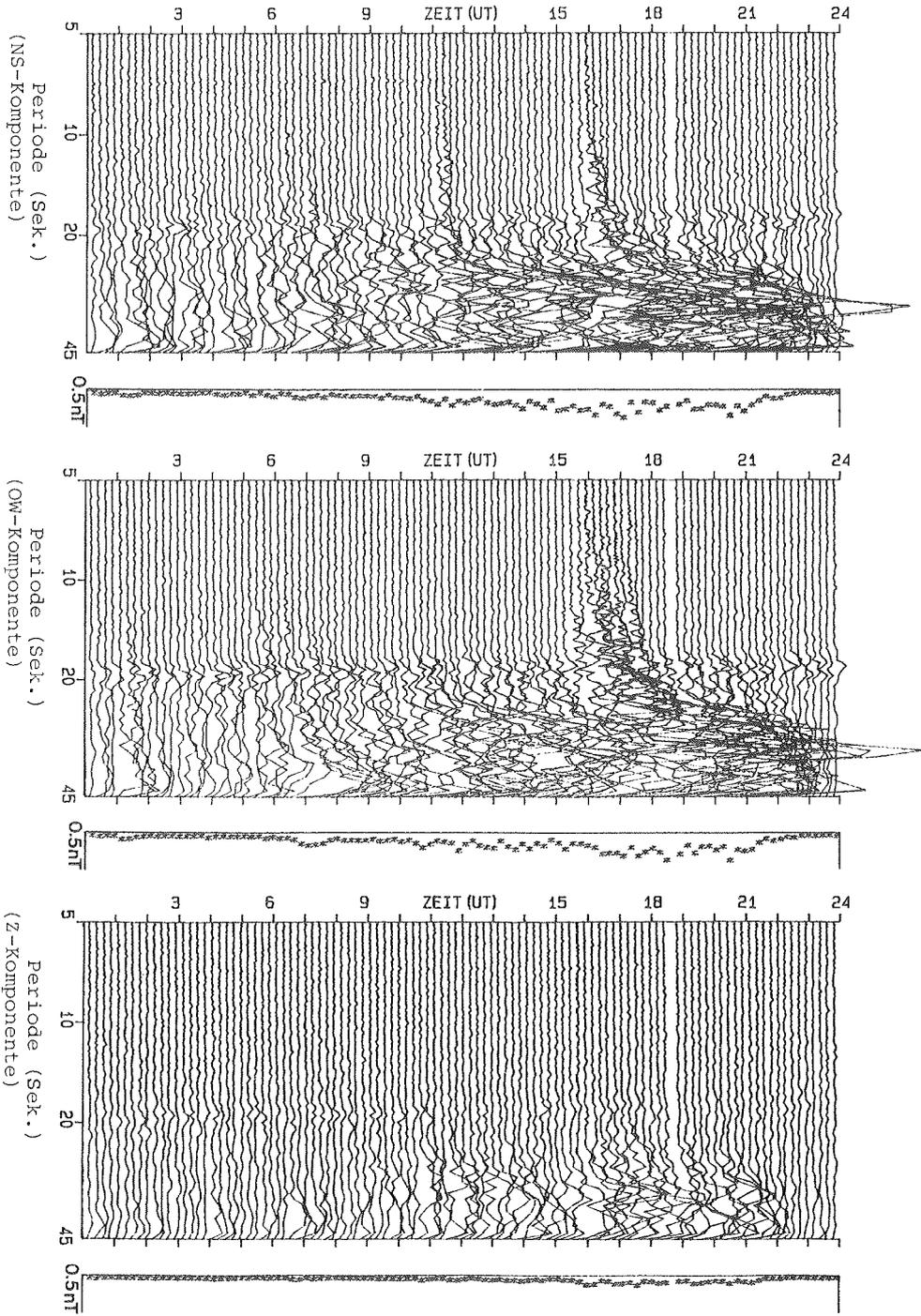


Abb. 2.7: Dynamische Spektrogramme für den 15.2. GVN/1985 (Ap=9)

nur andeutungsweise eine vergrößerte Spektralamplitude im Swellbereich zu erkennen ist, in den Horizontalkomponenten aber eine Amplitude von ca. 0.01 nT dominiert. Eine Neigung des Sensors bedeutet, daß von der relativ großen Z-Komponente (36000nT) in die wesentlich kleineren Horizontal-komponenten, ein gewisser von dem Neigungswinkel  $\phi$  abhängiger Teil im Bereich der Swellperioden einstreut. Es läßt sich, falls man in erster Näherung nur einen Tilt in Ost-West-Richtung zuläßt, sofort über trigonometrische Relationen die Einstreuamplitude mit dem Neigungswinkel  $\phi$  in Beziehung setzen (siehe Gl.2.7).

$$dZ = Z \cdot (1 - \cos \phi) \qquad \text{Gl.2.7}$$

Löst man Gl.2.7 nach  $\phi$  auf und setzt die o.a. Werte ein, ergibt sich ein Winkel von ca. 2'. Solch große Neigungen lassen sich mit BiegeWellen nicht erklären. Es bleibt nur der Schluß übrig, daß es sich um Grundmoden des Schelfeises handelt, in denen Überlagerungseffekte dominant werden: Swellamplituden mit Perioden um 20 Sekunden sind besonders deutlich zu sehen, während solche mit längeren Perioden deutlich geringer werden bzw. verschwinden.

Das spezifische Schwingungsverhalten der Ekström-Schelfeisplatte wird durch die Ergebnisse gravimetrischer Messungen auf einem im Nordwesten der GVN-Station befindlichen 'Icerise' zudem verdeutlicht: die Swellneigungsamplituden betragen dort maximal 1/10 von der auf dem schwimmenden Schelfeis gemessenen Amplitude (pers. Mitt. Kobarg, 1987). Ein Icerise ist eine lokale Erhebung des Schelfeises, das zumindestens bei Niedrigwasser auf dem Untergrund aufsitzt und so weniger zum Schwingen angeregt werden kann.

Ähnliche Eigenfrequenzmoden, die sich durch besonders große swellinduzierte Oszillationen bemerkbar machen, wurden auf dem Erebus Gletscher nachgewiesen (Holdsworth, 1974). Die Perioden dieser Moden liegen bei 16., 20.2 sowie 24.2 Sekunden und werden z.T. für den Abkalbmechanismus von Tafelbergbergen verantwortlich gemacht (Holdsworth & Glynn, 1978).

### 2.3.3 Registrierung langperiodischer Variationen

In diesem Abschnitt sollen zuerst die physikalischen Ursachen der in der Magnetosphäre und der Dynamoschicht (Ionosphäre) entstandenen erdmagnetischen Variationen im Periodenbereich von einer Stunde bis einem Tag erläutert werden, um danach an Hand einiger Auswertungen von an GvN registrierten Zeitreihen diesbezüglich Rückschlüsse machen zu können.

Wie weit die niederfrequenten erdmagnetischen Variationen auf dem Ekströmschelfeis durch mechanische Einflüsse kontaminiert werden können, soll abschließend durch Analysen von Schweredaten diskutiert werden.

#### 2.3.3.1 Sq-Variationen

Im Kontinuum des langperiodischen Anteils des Erdmagnetfeldspektrums zeigen sich im allgemeinen für erdmagnetische Variationen in mittleren Breiten vier Energiespitzen (s. Abb.2.4); die Harmonischen der sogenannten Solar-quiet-Variationen oder kurz Sq-Variationen. Sie entstehen durch den tagesperiodischen Gang der solaren Wellenstrahlung, die besonders starke Wechselwirkung mit der E-Schicht der Ionosphäre ausübt. Dort herrschen hinsichtlich der Dichte und des Strahlungsdruckes gerade solche Bedingungen vor, die es nicht zulassen, die durch Sonnenstrahlen generierten Ionen sogleich wieder rekombinieren zu lassen. Auch lassen diese Bedingungen nicht zu, daß die Ionen durch elektromagnetische Feldwechselwirkungen (z.B. die Lorentzkraft) auf Störerbahnen längs der Erdmagnetfeldlinien gezwungen werden (Kertz, 1969, Campbell & Matshushita, 1967). So können sie dann aber durch Impulsübertragung der in der Troposphäre vorherrschenden Windsysteme mit dem Neutralgas bewegt werden. Die Wirbel der so entstehenden Stromsysteme orientieren sich entsprechend der Einwirkung der Corioliskraft auf den beiden Hemisphären gegensinnig (s. Abb.2.8a-e).

In der Ionosphäre generieren die lunaren atmosphärischen Gezeiten ebenfalls tagesperiodisch Stromwirbel, die aber im Vergleich zu den Sq-Variationen um einen Faktor zwischen 30 und 40 kleiner sind (Matsushita, 1967).

Es ist offensichtlich, daß entsprechend der Einstrahlungsmenge der solaren Wellenstrahlung ein saisonaler Trend in den Tagesgängen der elektrischen Felder der Ionosphäre bzw. der auf der Erdoberfläche gemessenen Magnetfelder vorherrschen muß. Besonders in den Monaten um die Tag-Nacht-Gleichen (Äquinoktien) bilden sich Sq-Stromwirbel symmetrisch zum

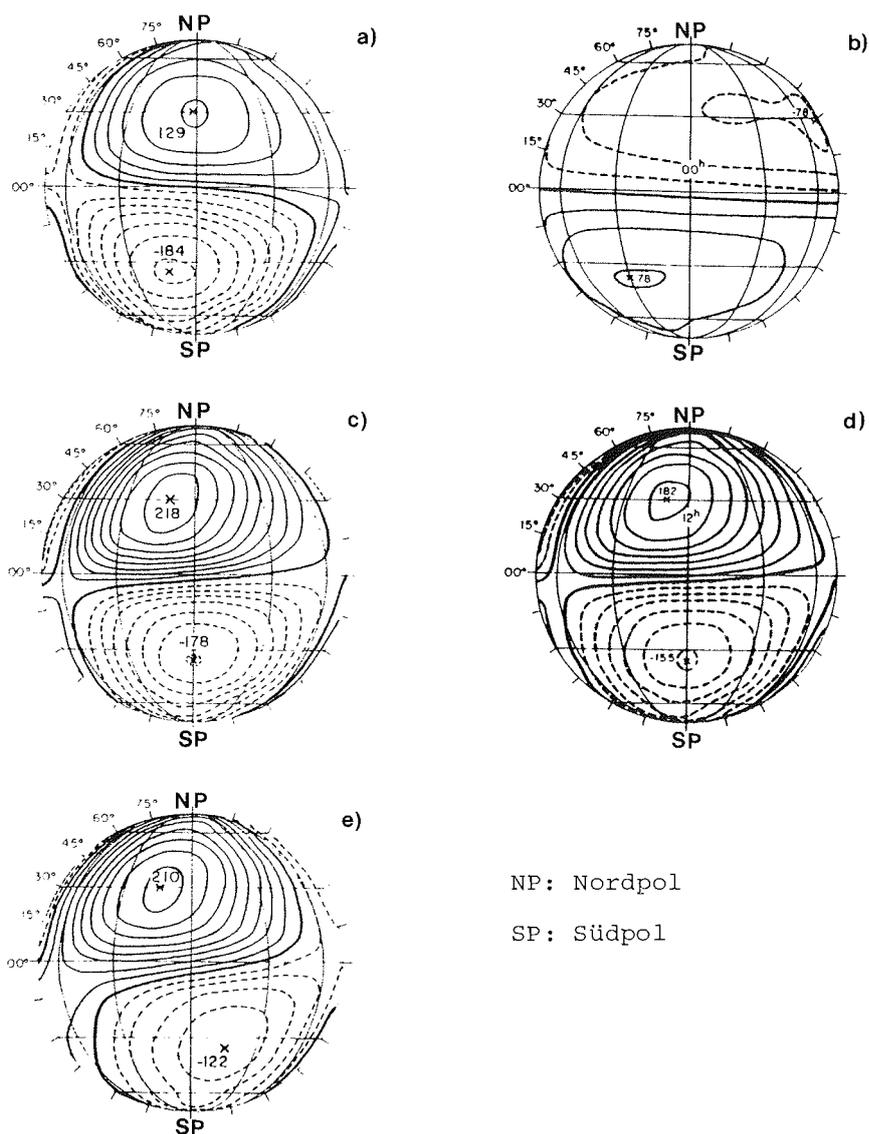
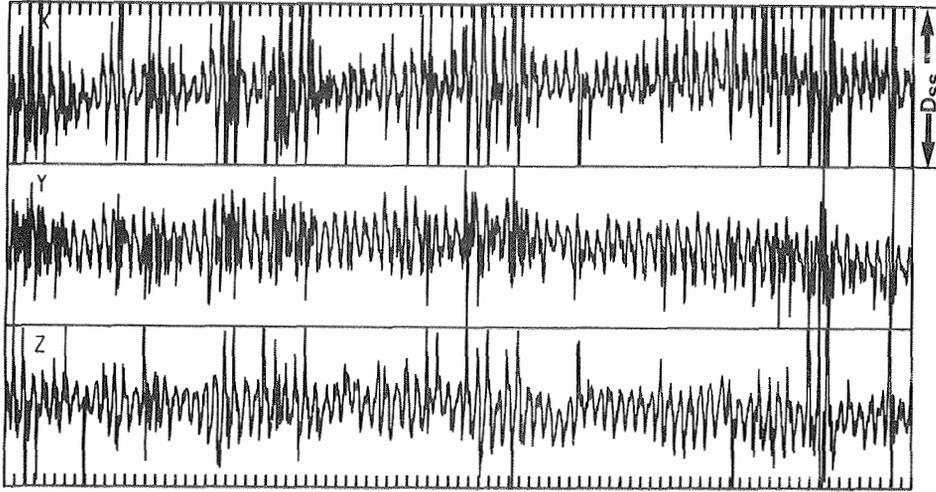


Abb.2.8a-e: Saisonale, Ortszeit- und Ortsabhängigkeit der ionosphärischen Sg-Stromwirbel für das IGJ 1958 (aus Matsushita & Campbell, 1967). In b) und d) im Jahresmittel für die Nacht- und Tagesseite (00:00-Meridian bzw. 12:00-Meridian); in a) und e) für die Solstitialmonate im Winter und Sommer sowie in c) für Äquinoktialmonate.

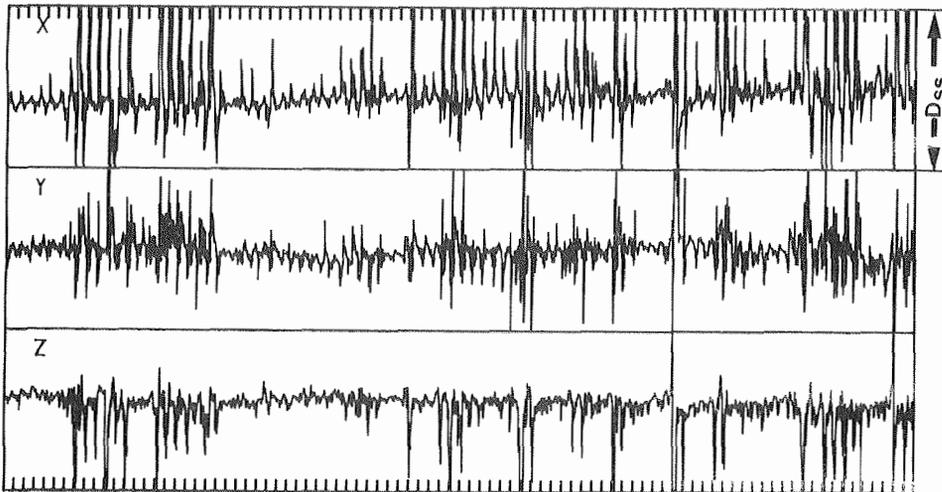
Durchgezogene Linien stellen Stromwirbel, die gegen den Uhrzeigersinn drehen, unterbrochene, die mit dem Uhrzeigersinn drehen, dar. Zwischen zwei benachbarten Linien fließen 25000 Ampere.

GVN: Sq-Variationen (90 Tage)



a) Zeit: [vom 15.11. bis 12.2.1984]

GVN: Sq-Variationen (90 Tage)



b) Zeit: [vom 3.6. bis 31.8.1983]

Abb.2.9: Sq-Variationen im australen Sommer (a) und Winter (b) an der GvN-Station. Der Variationsbereich  $D_{SS}$  beträgt 200 nT.

geographischen Äquator aus; während den Monaten um die Solstitien entsprechend asymmetrisch dazu (s. Abb.2.8c-e)

Sehr deutlich lassen sich die saisonalen Unterschiede der GvN-Zeitreihen in der Y- und der Z-Komponente des Erdmagnetfeldes für Winter- und Sommermonate in der Abb.2.9a und b erkennen:

Die Tagesvariationen der Winterregistrierungen sind deutlich kleiner als die vom Sommer, dafür sind erstere gravierend mehr durch polare erdmagnetische Substorms überlagert.

Zur Analyse der Sq-Harmonischen eignet sich die diskrete Fouriertransformation (DFT) von Gl.2.4. Um eine Erhöhung der Freiheitsgrade bzw. Signifikanz zu erreichen, werden die 120 Spektralampplituden aus 10 Tagesintervallen (240 Werte) n-fach gestapelt. Da jeder Spektralwert 2 Freiheitsgrade besitzt (Real- und Imaginärteil), errechnen sich die Freiheitsgrade multiplikativ aus dem Stapelungsfaktor und dem Faktor 2. In der dritten Spalte von Abb.2.10a ist das Ergebnis eines einzelnen analysierten Intervalls aufgetragen. Im Vergleich mit den 10-fach gestapelten Spektren aus Abb.2.10b wird die Verbesserung im Signal/Rausch-Verhältnis besonders deutlich.

Unterschiedliche Ergebnisse resultieren aus den Spektren von 100 analysierten Tagen im Winter und denen im Sommer. Besonders stark treten die ersten zwei Sq-Harmonischen der Y-Komponente der Sommerdaten hervor, während sie im winterlichen Analogon in Abb.2.10a kaum auszumachen sind.

Analysiert man die Monate um die Solstitien, so unterscheiden sich die Spektren noch deutlicher. Die in der Abb.2.10a dargestellten Analysen weisen im Monat Juni so gut wie keine eindeutigen Amplitudenspitzen im Sq-Spektrum auf; im australen Sommermonat Dezember dagegen sind sie in allen Komponenten signifikant zu erkennen. Offensichtlich reicht die Schwankungsbreite der Sq-Jets um den Zeitpunkt des Wintersolstitium nicht aus, um auf der Erdoberfläche einen Nachweis in Form von signifikanten Magnetfeldvariationen zu liefern. Im Gegensatz zu diesen Ergebnissen beinhalten die Sq-Variationen von verschiedenen Stationen in Mitteleuropa alle vier Sq-Harmonischen (Neurieder, 1984).

Zwischen 0 und 1 CPD ist bei fast allen Spektren in Abb.2.10b ein

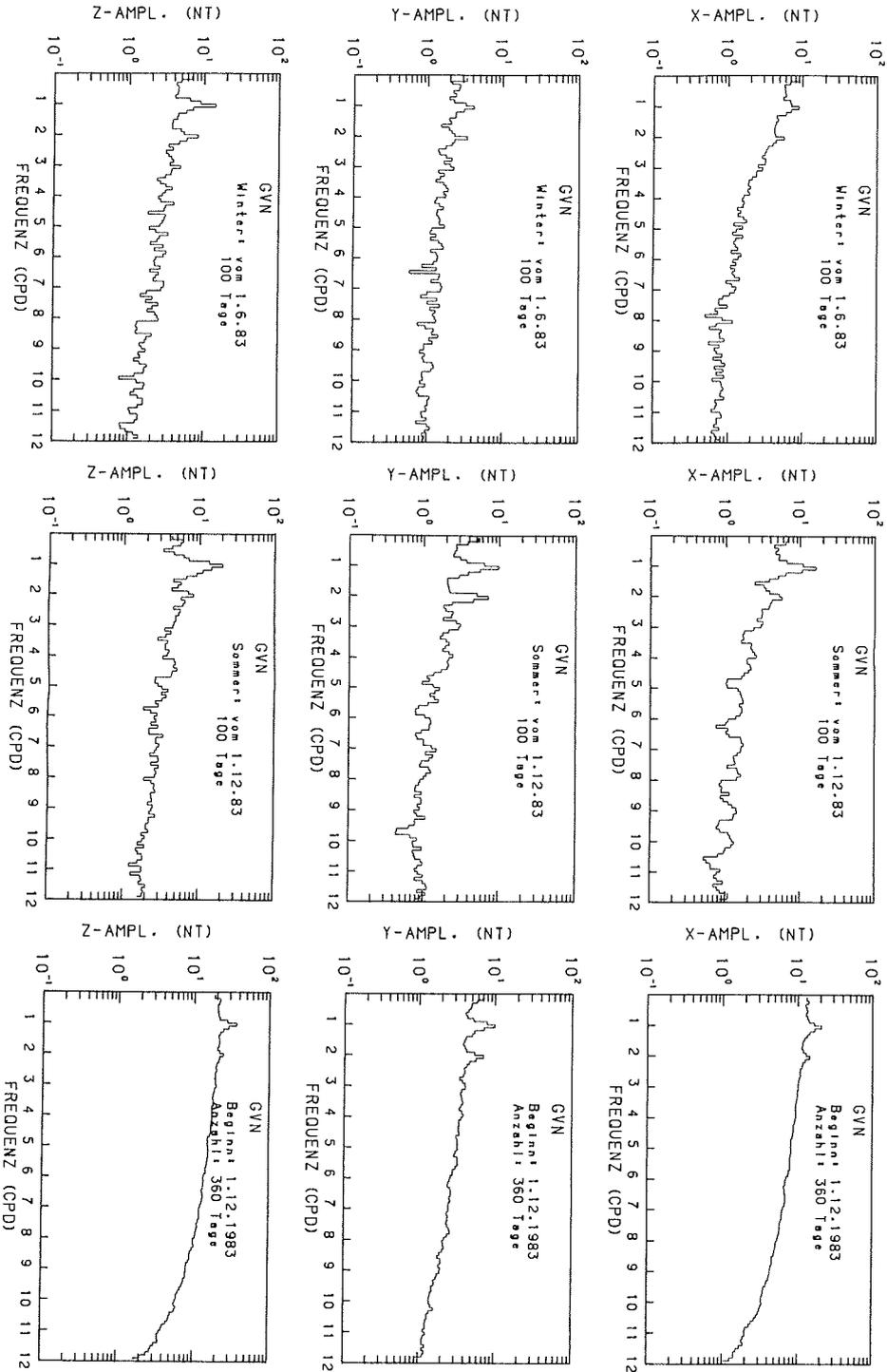


Abb. 2.10a: Spektren von Sq-Variationen. Die Spektren der ersten beiden Spalten wurden aus 30 Tage langen Zeitserien berechnet (3-fach gestapelt). Die Spektren der letzten Spalte sind ungestapelt dargestellt (Auflösung: 0.1 c/d).

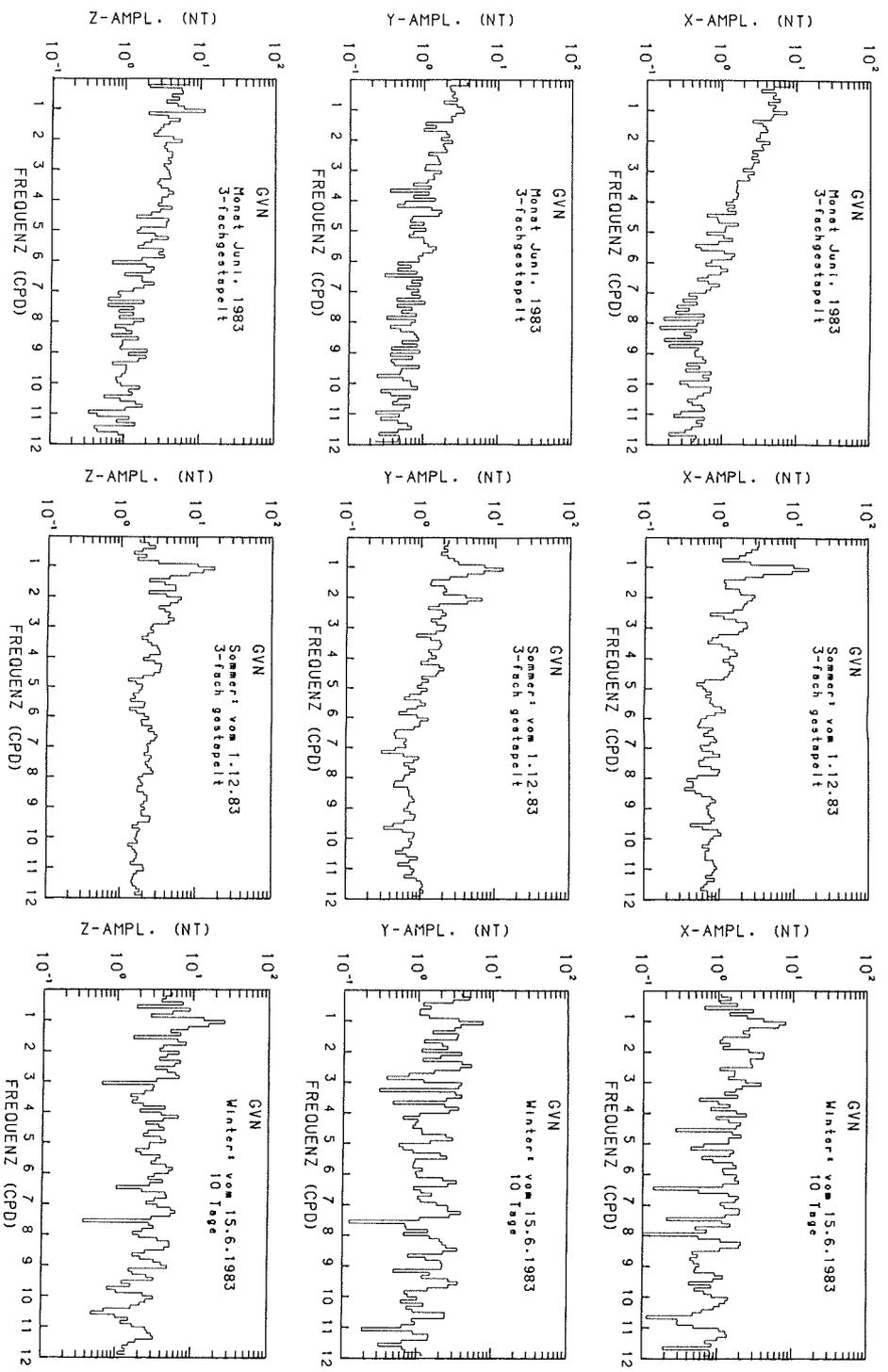


Abb. 2.10b: Spektren von Sq-Variationen. Die Spektren der letzten beiden Spalten sind jeweils 10-fach gestapelt, die der letzten Spalte 36-fach gestapelt und mit einer Auflösung von 0.1 c/d dargestellt.

Ansteigen der Energie zu niedrigeren Frequenzen zu ersehen. Dieser Anstieg, den man leicht aus den Kurventrends der Abb.2.10b abschätzen kann, ist größer, als der des durchschnittlichen  $1/f$ -Rauschens. Deswegen muß diese Energie der erdmagnetischen Säkularvariation zugeschrieben werden, wobei der äquatorielle Dst-Ringstrom eventuell auch noch etwas dazu beiträgt. Dabei wird davon ausgegangen, daß das Gibb'sche Phänomen - also die FFT - keine wesentlichen Störanteile verursachen.

Informationen der saisonalen und breitenabhängigen Änderung des täglichen solaren Energieangebotes in relativen Einheiten, sind in den Spektren der solaren Einstrahlung für australe Sommermonate für mittlere und hohe Breiten aus Abb.2.11a-c zu entnehmen. Die astronomischen Beziehungen zur Berechnung dieser Spektren bzw. zur Bestimmung der Einstrahldauer und Variation der Einstrahlung werden nicht explizit angegeben, sondern nur qualitativ diskutiert:

Mit einem Programm wird zunächst der Deklinationswinkel der Sonne abhängig von der Jahreszeit und der geographischen Breite ausgerechnet (siehe z.B. Iqbal, 1983). Daraus lassen sich die Sonnenaufgangszeiten und somit die Einstrahlzeiten bestimmen. Anschließend wird die differentielle Einstrahlmenge über den Stundenwinkel der Sonne in relativen Einheiten prozessiert (siehe z.B. Budyko, 1974). Die Solarkonstante und die jährliche Variation des Erde-Sonnen-Abstandes (von Aphel zu Perihel und umgekehrt) werden dabei nicht mit einbezogen. Um die Spektren in den Abb.2.11a-c zu erzielen werden wie bei der Berechnung der Sq-Harmonischen die Tagesspektren der Insolation berechnet, die dann entsprechend oft, je nach Anzahl der vorgegebenen Tage, gestapelt werden.

Für mittlere Breiten sind die ersten beiden Harmonischen deutlich größer als für GvN (siehe Abb.2.11a-b). Deutlich zu erkennen ist auch eine Sockelstruktur der Harmonischen der solaren Einstrahlung, die in den Sq-Spektren ebenfalls wiederzufinden ist (siehe Abb.2.10a-b). Die äquatorsymmetrischen Einstrahlbedingungen, die nur zu den Zeiten der Äquinoktien vorherrschen, spiegeln sich auch im Einstrahlspektrum für mittlere Breiten wider:

alle vierten Harmonischen (bzw. vielfache davon) verschwinden (Abb.2.11c).

Um die erdmagnetischen Gezeiten auf signifikante Spektralpeaks zu untersuchen, bieten sich die Methoden der Harmonischen Analyse an. Dabei

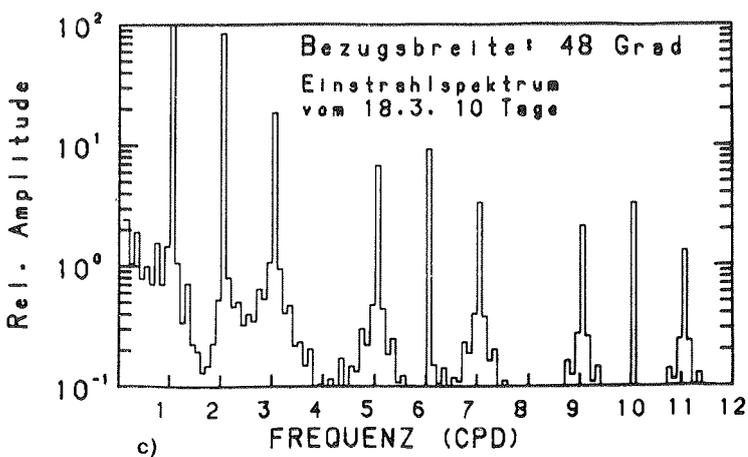
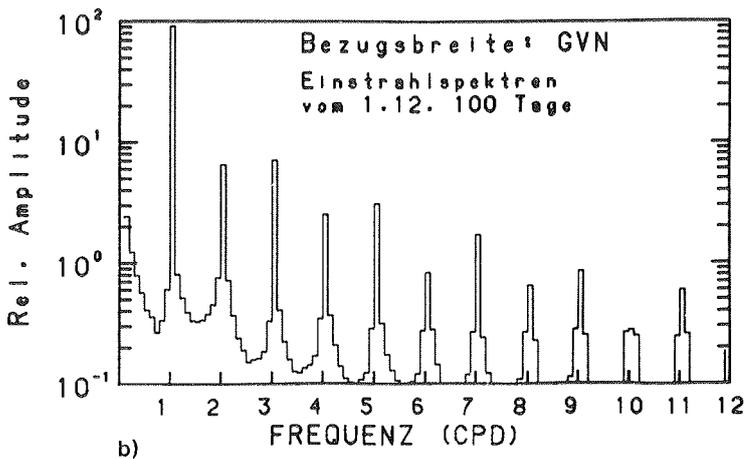
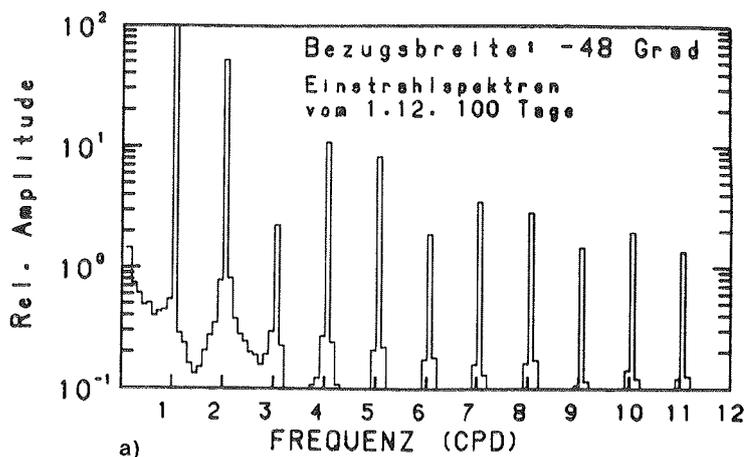


Abb.2.11a-c: Solar-ionosphärische Einstrahlspektren in Abhängigkeit von der geographischen Breite und der Jahreszeit.

gewinnt man i.G. zur DFT durch Vorgabe definierter Frequenzen mehr statistisches Gewicht für die Spektralampplituden. Allerdings dürfen pro Analyse nicht beliebig, im Frequenzbereich zu nah beieinanderliegende Wellen vorgegeben werden: Je länger die Zeitserie ist, umso enger dürfen die Spektrallinien aneinander grenzen. Dies wird durch das Rayleigh-Kriterium, das eigentlich ursprünglich in der Optik seine Anwendung fand, in Gl.2.8 etwas genauer definiert (Longhurst, 1962).

Dabei stellt N die Anzahl der Stunden dar,  $\nu_1$  und  $\nu_2$  die Frequenzen in Zyklen/Tag. Die in den Tabellen 2.1 und 2.2 berechneten Wellen erfüllen Gl.2.8 für die angegebenen Zeitfenster.

$$\nu_1 - \nu_2 > 24 / N \qquad \text{Gl.2.8}$$

Alle mit S benannten Wellen stellen die Harmonischen der Sq-Variationen dar; die anderen gehören zum Schwerezeitepektrum, wobei allerdings nur die berechnet sind, die die größten Effekte erwarten lassen und das o.g. Kriterium nicht verletzen. Die Signifikanz der Sq-Harmonischen wird durch die Werte in den Tabellen 2.1 und 2.2 deutlich untermauert. Ein jahreszeitlicher Effekt wird ebenfalls deutlich: die Ergebnisse aus australen Winterdaten zeigen für die Vertikalkomponenten deutlich größere Amplituden der Sq-Harmonischen als die vom Sommer. Allerdings ist S1 der Horizontalkomponenten für Sommerwerte deutlich größer, was durch die höhere solare Einstrahlung bedingt sein dürfte.

Die lunare M2-Tide birgt einerseits die größte durch atmosphärische Gezeiten induzierte Erdmagnetfeldschwankung (Kertz, 1969) und, wie noch im nächsten Abschnitt verifiziert wird, auch auf GvN die größte Meeresgezeitenwirkung. Trotzdem sind die ganztägigen lunaren O1-Werte zumindestens für die X-Komponente im Winter 1983 deutlich größer als die für M2. Es ist nicht anzunehmen, daß dieser Wert durch atmosphärische Gezeiten erklärt werden kann. Deshalb wurden auch Perioden analysiert, die nicht im typischen erdmagnetischen Spektrum und Schweregezeitenband zu finden sind. Es zeigt sich, daß einige Spektralanteile neben den ganz- und halbtägigen Variationen angesiedelt sind und ähnliche Beträge besitzen wie die Sq-Variationen (s. Tab.2.3). Die in der Tab.2.3 eingetragenen Spektralwerte, deren Amplituden mindestens viermal größer als die Rauschamplituden sind, sind nicht in allen analysierten Zeitreihen wiederzufinden.

WELLE (CPD)	AMPLITUDE IN NANOTESLA	FEHLER D. AMPL. IN NANOTESLA	PHASE IN GRAD	FEHLER D. PHASE IN GRAD
<u>NS-Komponente</u>				
				(Winter)
MF	0.073	9.349	2.094	-112.006
O1	0.930	10.907	2.096	7.945
M2	1.932	5.949	2.095	-91.810
S1	1.000	16.798	2.091	122.202
S2	2.000	11.601	2.091	106.527
S3	3.000	3.730	2.090	23.959
S4	4.000	0.513	2.090	71.399
Q1	0.893	0.964	2.097	-155.059
N2	1.896	1.072	2.095	139.995
M3	2.898	1.902	2.090	67.724
M4	3.865	0.822	2.090	52.862
<u>OW-Komponente</u>				
MF	0.073	4.069	1.096	43.415
O1	0.930	2.077	1.097	-173.078
M2	1.932	1.035	1.097	128.365
S1	1.000	7.916	1.095	151.035
S2	2.000	6.980	1.094	-129.329
S3	3.000	2.717	1.094	158.776
S4	4.000	0.080	1.094	149.195
Q1	0.893	1.140	1.098	-12.962
N2	1.896	0.957	1.097	34.533
M3	2.898	1.063	1.094	-56.879
M4	3.865	0.790	1.094	-98.587
<u>Z-Komponente</u>				
MF	0.073	1.003	2.186	154.137
O1	0.930	4.123	2.188	-164.588
M2	1.932	2.275	2.187	172.783
S1	1.000	32.658	2.183	-64.504
S2	2.000	19.346	2.183	-70.523
S3	3.000	10.308	2.182	-112.859
S4	4.000	2.359	2.182	-123.265
Q1	0.893	3.212	2.189	159.673
N2	1.896	3.008	2.187	28.464
M3	2.898	3.508	2.182	-95.439
M4	3.865	1.920	2.182	-60.082

Tabelle 2.1: Ergebnisse der harmonischen Analyse einer 122 Tage langen erdmagnetischen Meßreihe vom 3.6.83 bis 2.10.84 für die drei Feldkomponenten.

WELLE (CPD)	AMPLITUDE IN NANOTESLA	FEHLER D. AMPL. IN NANOTESLA	PHASE IN GRAD	FEHLER D. PHASE IN GRAD
<u>NS-Komponente</u>				
				(Sommer)
MF	0.073	3.307	1.572	149.128
O1	0.930	3.593	1.573	-48.450
M2	1.932	2.936	1.573	145.792
S1	1.000	23.867	1.570	50.418
S2	2.000	6.317	1.569	164.852
S3	3.000	0.265	1.569	-163.258
S4	4.000	0.949	1.569	78.976
Q1	0.893	1.144	1.574	159.731
N2	1.896	5.386	1.573	-112.501
M3	2.898	1.428	1.569	168.279
M4	3.865	1.854	1.569	112.809
<u>OW-Komponente</u>				
MF	0.073	6.278	1.347	122.829
O1	0.930	3.784	1.348	10.540
M2	1.932	1.228	1.347	166.042
S1	1.000	15.281	1.345	125.312
S2	2.000	9.861	1.344	-50.473
S3	3.000	2.359	1.344	-154.787
S4	4.000	0.705	1.344	51.317
Q1	0.893	1.230	1.348	-134.310
N2	1.896	1.197	1.347	8.719
M3	2.898	1.947	1.344	23.543
M4	3.865	0.624	1.344	-112.748
<u>Z-Komponente</u>				
MF	0.073	2.160	2.153	106.236
O1	0.930	5.031	2.155	122.313
M2	1.932	4.516	2.154	-22.811
S1	1.000	24.590	2.150	-90.399
S2	2.000	8.191	2.150	-12.697
S3	3.000	5.333	2.149	-55.233
S4	4.000	0.806	2.149	-34.669
Q1	0.893	1.066	2.156	118.139
N2	1.896	3.644	2.154	77.720
M3	2.898	1.830	2.149	103.483
M4	3.865	0.274	2.149	-148.737

Tabelle 2.2: Ergebnisse der harmonischen Analyse einer 122 Tage langen erdmagnetischen Meßreihe vom 15.11.83 bis 14.3.84 für die drei Feldkomponenten.

```
=====
KOMP.    WELLE    AMPLITUDE    FEHLER (AmpI.)    PHASE    FEHLER (Phase)
         (CPD)     (in nT)     (in nT)           (in Grad)  (in Grad)
=====
```

Winter: 3.6.83 bis 2.10.83

```
NS-Komp. 0.860    10.353    2.172    -132.838    8.499
NS-Komp. 0.930     9.942    2.162     -2.691    8.811
OW-Komp. 0.970    11.783    2.377     84.993    8.174
```

Winter: 15.4.84 bis 14.8.84

```
NS-Komp. 1.040    10.856    1.910     -54.704    7.127
OW-Komp. 1.070     5.091    1.256   -137.386    9.997
OW-Komp. 0.960     6.670    1.253   -71.246    7.611
OW-Komp. 1.040     5.098    1.254  -118.776    9.969
Z- Komp. 0.960    11.545    2.506   -21.210    8.795
Z- Komp. 1.040    11.937    2.502   -60.122    8.493
```

Sommer: 15.11.83 bis 14.3.84

```
Z- Komp. 1.040     9.181    2.250   -44.851    9.930
Z- Komp. 1.020     9.691    2.247    37.832    9.393
Z- Komp. 1.010     9.225    2.245    31.860    9.863
```

Sommer: 15.10.84 bis 14.2.85

```
NS-Komp. 1.070    11.365    1.945     -5.128    6.935
NS-komp. 0.960    10.212    1.957   -148.488    7.768
NS-Komp. 0.930     8.445    1.960  -141.682    9.404
OW-Komp. 1.040     6.245    1.592     3.591   10.328
Z- Komp. 1.070    13.040    2.499    10.792    7.766
```

Tabelle 2.3: Ergebnisse der harmonischen Analyse von vier verschiedenen erdmagnetischen Zeitreihen.

Eine mögliche Erklärung der unterschiedlichen Ergebnisse liefern Konvektionsmodellrechnungen der Ionosphäre über der Polarkappe (Sojka et al, 1986). Diese Modelle werden in Abhängigkeit von der Planetaren Kennziffer  $K_p$  und definierten Orientierungen des Interplanetaren Magnetfeldes (IMF), die aus Ergebnissen der Dynamics Explorer (DE)- Missions bekannt sind, berechnet.

Aus Rückstreuungsmessungen von Radarsignalen an der Ionosphäre ergaben sich für Breiten zwischen dem Äquator und  $\pm 72^\circ$ , daß die dazwischenliegenden Stromsysteme nicht vom IMF abhängig sind (Evans et al, 1980, Foster, 1983). Im Bereich der erdmagnetischen Breitengrade von  $67.6^\circ - 81.3^\circ$  konnte eine direkte elektrische Kopplung zwischen dem Sonnenwind und der Konvektion ionosphärischen Plasmas gefunden werden (Clauer et al, 1984).

Radarmessungen unterhalb der Polarkappe sind erst in der jüngsten Vergangenheit initiiert worden (de la Beaujardiere, 1985). Leider sind noch keine Ergebnisse bekannt, die eine Aussage über exakte Perioden von Plasma-zirkulationen in der Ionosphäre machen, so daß die Modellergebnisse von Sojka et al (1986) nicht verifiziert werden können.

Folgende Zirkulationsfrequenzen des Plasmas, die je nach Orientierung und Größe des IMF ausfallen, wurden berechnet (Sojka et al, 1986):  
1.82, 1.03, 1.00, 0.996 und 1.008 Zyklen/Tag (CPD).

Einige Modellfrequenzen liegen offensichtlich zu dicht bei bzw. genau auf der ersten Sq-Harmonischen, so daß diese über harmonische Analysen voneinander nicht zu trennen sind (Rayleigh-Kriterium!).

Eine der Zirkulationsfrequenzen findet sich annähernd in den Analysewerten der Tab.2.3 wieder; die Frequenz mit 1.04 CPD ist in drei von vier Zeitreihen signifikant, zumindestens in einzelnen Komponenten, nachweisbar. So liegt der Schluß nahe, daß die Plasmabewegungen in der Ionosphäre der polaren Breiten in Abhängigkeit von dem IMF verantwortlich für einige Spektralanteile um die Sq-Harmonischen sind.

### 2.3.3.2 Mechanische Einflüsse?

Werden auf Schelfeisen erdmagnetische Registrierungen durchgeführt, muß im Periodenbereich der Erdzeiten mit zwei verschiedenen Störsignaleinflüssen gerechnet werden, die es anschließend bei erdmagnetischen Analysen zu berücksichtigen gilt:

- durch Vertikalbewegung des Schelfeises bzw. des Sensors im Erdmagnetfeld
- durch neigungsbedingte Einstreuungen analog zur Problematik im Periodenbereich der Dünung (siehe Kap. 2.3.2).

Neigungsbedingte Störsignale können aus folgenden Gründen ausgeschlossen werden:

1. Es ist relativ unwahrscheinlich, daß die kardanische Aufhängung des Drei-Achsen-Sensors in diesem Periodenbereich zu träge ist, so daß der Sensor also immer senkrecht zum Geoid steht und somit die langperiodischen Neigungen nicht mitmacht.

2. Messungen der Neigungen im seismischen Observatorium der GvN-Station liefern einen Maximaltilt von 2" (Kobarg & Lippmann, 1987). Selbst wenn der Kardan funktionsuntüchtig wäre, würden die bei GvN vorherrschenden langperiodischen Neigungen nur sehr kleine Werte erzeugen; mit der Vertikalkomponente von  $Z=36000\text{nT}$  und dem Maximaltilt von 2" resultiert aus Gl. 2.7 eine Einstreuamplitude, deren Wert im Piko-Tesla-Bereich liegt und somit kleiner als die Auflösungsgrenze der Sonden ist.

Zur Abschätzung der Schelfeishebungen der näheren Umgebung von GvN werden die Ergebnisse aus einer harmonischen Analyse der bisher längsten Schwerezeitreihe von GvN herangezogen (Kobarg & Lippmann, 1987). Die in der Tabelle 2.4 in Klammer stehenden Zahlen stellen die Ergebnisse aus einer Zeitreihe vom Jahr zuvor dar, die vom Autor analysiert wurden. Partialtiden mit kleinen Amplituden sind hier nicht relevant und deshalb nicht mit in der Tabelle aufgelistet.

Mit Hilfe der Näherungsformel Gl. 2.9 werden nun die Schwerewerte [ $\mu\text{gal}$ ] in reine Schelfeishebungen [m] umgerechnet. Gl. 2.9 leitet sich aus der Gl. 2.8 her, die nur die unter das Schelfeis ein- und abfließenden Wassermassen (Bouguerplatte, siehe z.B. Kertz, 1969) sowie die Bewegung des

$$Dg = Dh \cdot \left. \frac{\delta g}{\delta z} \right|_{r=R_e} + 2 \cdot \Pi \cdot \rho \cdot \sigma \cdot Dh \quad \text{Gl.2.8}$$

mit :  $\delta g/\delta z = -3 \mu\text{gal}/\text{cm}$

- $\rho = 1\text{g}/\text{cm}^3$  (Dichte des Meerwassers)
- $\sigma = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{Nm}^2/\text{kg}^2$  (Gravitationskonstante)
- $R_e = 6371 \text{Km}$  (mittlerer Erdradius)
- $Dh$  (Höhe der Wasserstandsänderungen in cm)
- $Dg$  (Meßsignal in  $\mu\text{gal}$ )

$$Dg/Dh \sim 2.58 \mu\text{gal}/\text{cm} \quad \text{Gl.2.9}$$

$$P(R_e+r) = P(R_e) \left( \frac{R_e}{R_e+r} \right)^3; \quad \text{Gl.2.10}$$

$$P(R_e) \sim (1 - 3 r/R_e + \dots)$$

Welle	Frequenz [ cpd ]	Amplitude [ $\mu\text{gal}$ ]	Fehler [ $\mu\text{gal}$ ]	Phase [ $^\circ$ ]	Fehler [ $^\circ$ ]	Hebung [ m ]
Mf	0.073	1.16	0.40	-166.8	13.9	
O1	0.929	54.08 (51.0)	0.40	27.0	0.3	0.21
K1	1.003	37.95 (40.9)	0.40	21.9	0.4	0.15
Q1	0.893	13.76 (12.8)	0.40	31.6	1.2	0.05
P1	0.997	12.14 (13.4)	0.40	26.9	1.3	0.05
M2	1.932	87.64 (99.4)	0.40	2.3	0.2	0.34
S2	2.000	67.98 (70.7)	0.40	-21.0	0.3	0.27
K2	2.005	23.19 (23.0)	0.40	-19.9	0.9	0.09
N2	1.896	13.93 (14.8)	0.40	20.4	1.3	0.05
M3	2.898	0.79	0.40	25.1	24.4	
M4	3.865	1.08	0.40			

Tab.2.4: Ergebnisse der Harmonischen Analyse einer Schweremessung mit den in Schelfeishüben umgerechneten Werten. Diese Zeitreihe wurde in der Zeit vom 18.3.1984 bis 9.2.1985 an der GvN registriert.

Sensors im Schwerfeld der Erde berücksichtigt. Die Gezeiten der festen Erde, die Auflastwirkung des Ozeans (Ocean Loading) und meteorologische Einflüsse (z.B. Druckschwankungen) werden dabei nicht mit einbezogen. Als Maß für die reinen Erdgezeiten bei GvN wurden die theoretische Gezeiten der festen Erde (eigentlich einer deformierbaren Erde mit dem Gravimeterfaktor 1.16) berechnet. Sie belaufen sich auf Werte, die kleiner als 10% der Meßsignale auf GvN sind (Kobarg & Lippmann, 1987).

Die errechneten Hebungen in Tab.2.3 korrespondieren mit den in der Atka-Bucht gemessenen echten Meeresgezeiten bis auf einige cm (Lutjeharms et al, 1985). Die halbtägige M2-Gezeit des Schelfeises bei GvN ist z.B. 5 cm geringer; die lunare ganztägige O1-Tide um 6cm.

Zur Abschätzung des Einflusses der gezeiteninduzierten Vertikalbewegung bezüglich des Signals der drei Saturationskernsonden muß der Gradient des Erdmagnetfeldes bekannt sein. Der Betrag der magnetischen Feldstärke  $P$  nimmt mit  $1/r^3$  ab, wie es auch aus der Gl.2.10 zu ersehen ist. Die Näherungsformel resultiert aus einer Potenzreihenentwicklung und gilt für  $r \ll R_e$ . Aus ihr können die Gradienten für die verschiedenen Komponenten des Erdmagnetfeldes auf GvN ermittelt werden.

Für die Beträge der Vertikalgradienten der einzelnen Komponenten folgt damit für die aktuellen Daten der GvN-Station:

X (N-S-Komponente): 9 nT/Km  
Y (O-W-Komponente): 2 nT/Km  
Z (Vertikal-Komp.): 17 nT/Km

Aus der Abb.1.1a läßt sich der aktuelle, lokale horizontale Gradient für den Vektor des Magnetfeldes der unmittelbaren Umgebung des Observatoriums abschätzen. Dieser ist mit ca. 25 nT/Km in geographischer Nordrichtung etwa 1.5 mal so groß wie der berechnete für den Vertikalgradienten der Z-Komponenten.

Allerdings sind diese Werte nur qualitativ vergleichbar, da der Feldvektor  $28^\circ$  gegen die Vertikale geneigt ist und die geographischen und geomagnetischen Meridiane bei GvN um  $22^\circ$  gegeneinander versetzt sind (siehe Kapitel 1).

Aus der Tatsache heraus, daß die horizontalen Gradienten in

geomagnetischer Meridianrichtung i. A. um eine Größenordnung geringer sind als die des vertikalen Gradienten (Kertz, 1969), soll trotzdem eine Aussage über den wahren Vertikalgradienten der Z-Komponenten ermittelt werden. Der Vergleich des horizontalen Gradienten des Feldvektors - dieser entspricht angenähert dem der Vertikalkomponenten, also  $25\text{nT/Km}$  - mit der theoretischen Verteilung des Feldgradienten, liefert einen ca. 15-fachen größeren Vertikalgradient der Z-Komponenten.

Für Z ergibt sich dadurch ein Wert von etwa  $0.3\text{nT/m}$ , der dabei für die oben erwähnten Hebungsamplituden in Tab.2.3 selbst für die bei GvN wirkungsvollste Tide, der halbtägigen lunaren Tide M2, nur eine Variation von  $0.1\text{ nT}$  bedeutet. Dieser Wert liegt noch oberhalb der Auflösungsgrenze der Magnetometer, ist aber im Vergleich zu den gemessenen Amplituden im erdmagnetischen Gezeitenband eine bis zwei Größenordnungen geringer (siehe dazu Tab.2.1-2.3).

Die in den Tabellen 2.1, 2.2 und 2.3 dargestellten erdmagnetischen Gezeiten gewinnen somit zusätzliche Signifikanz:

Mechanische Störungen können im Periodenbereich der Erdgezeiten keine bedeutenden Einflüsse hinterlassen.

### 3 DIE MORPHOLOGIE DES ERDMAGNETFELDES BEI GVN

Thema dieses Kapitels ist die Analyse des spektralen Angebotes der Erdmagnetfeldvariationen auf GVN im Periodenbereich von 1 Sekunde bis 20 Minuten. Diesem Periodenbereich werden die sogenannten erdmagnetischen Pulsationen zugeordnet, deren unteres Periodenfenster zwischen 10 und 45 Sekunden systematischer im zweiten Teil behandelt wird. Ausgesuchte dynamische Spektren sollen die Charakteristika des Erdmagnetfeldes bei GvN demonstrieren.

Zum Verständnis der in Abschnitt 3.2 dargestellten Ergebnisse ist es notwendig, zuvor einige Notizen zum Stand der gegenwärtigen Forschung über das Phänomen der Pulsationen zu machen.

#### 3.1 Theorie der Pulsationen

Die Pulsationen werden entsprechend ihrer Signalform und ihres Auftretens in bevorzugten Frequenzbänder phänomenologisch in Klassen eingeteilt (siehe Tab.3.1). Dabei bedeutet das c in der Nomenklatur von Tab.3.1, daß es sich um regelmäßige quasisinusoidale Variationen handelt; i dagegen steht für eine unregelmäßige Signalform. Darüber hinaus werden die Pulsationen je nach Polarisierung, Frequenzverhalten und Korrelation mit anderen physikalischen Phänomenen weiter gegenseitig abgegrenzt (z.B. nach Troitskaya in: Jacobs, 1970). Eine aktuellere Übersicht der vorkommenden Pulsationsarten gibt Saito et al (1976): in dieser Nomenklatur sind die einzelnen Pulsationsarten ebenfalls nach regelmäßigen und unregelmäßigen Signalformen geordnet; zudem sind sie aber noch nach den Orten, in denen sie vorwiegend gemessen werden, und nach der Tageszeit, in der sie bevorzugt vorkommen, unterschieden. Letzteres geht aus den von Saito et al (1976) schematisierten dynamischen Spektren hervor, in denen die dominierenden Frequenzen gegen die lokale Ortszeit von 0 bis 24 Uhr aufgetragen sind. Aus diesen Darstellungen lassen sich die in der Abb.2.5 zwischen zwei und drei Sekunden hervortretenden spektralen Energiebänder, die in den dynamischen Spektren von GvN-Daten öfters für mittlere erdmagnetische Aktivität nachgewiesen werden konnten, als Hydromagnetic-Chorus-Pulsationen (HMC) identifizieren. Die HMC-Pulsationen treten besonders häufig in der Nähe des Polarlichtovals auf.

=====	
Typ	Periodenbereich
=====	
Pc1	0.2 - 5 sec
Pc2	5 - 10 sec
Pc3	10 - 45 sec
Pc4	45 - 150 sec
Pc5	150 - 600 sec
Pc6	> 600 sec
Pi1	1 - 40 sec
Pi2	40 - 150 sec

Tab.3.1: Klassifizierung der Pulsationen (Jacobs, 1964)

Pi-Pulsationen sind meist an Störungen des Erdmagnetfeldes gekoppelt und haben ihren Ursprung im erdmagnetischen Schweif, also bezüglich des Sonnenwindes auf der Leeseite der Erde. I.G. dazu besitzen die regelmäßigen Pulsationen ihren Ursprung an der Stoßfront des Sonnenwindes im Plasma der Magnetosphäre. Von dort breiten sie sich - solange sie sich im Plasma befinden - als magnetohydrodynamische Wellen bis zur Dynamoschicht aus, um dort einerseits reflektiert zu werden, andererseits in umgewandelter Form als elektromagnetische Wellen zum Erdboden abzustrahlen (Kertz, 1969, Nishida, 1978). Aus Korrelationsuntersuchungen von Satelliten- und Bodenmessungen konnte neuerdings gefolgert werden, daß es zwei verschiedene externe Quellsignaltypen zur Generierung von Pc-Pulsationen geben muß: die einen fallen als Kompressionswellen in die verschiedenen Stockwerke der Plasmasphäre ein, in denen sie sich mit hydromagnetischen Wellen koppeln können, die anderen laufen als Oberflächenwellen entlang der Magnetopause und können nur in die Ionosphäre höherer Breiten eindringen (Yumoto et al, 1985).

Schon im Internationalen Geophysikalischen Jahr konnte für Pc2-Pc5- Pulsationen eine  $1/\cos^2\phi$  - Proportionalität der Periode mit der geographischen Breite  $\phi$  nachgewiesen werden (Obayashi & Jacobs, 1958).

Zwischen den Breitengraden von 48.9°N und 58.5°N in Europa konnte für eine spezielle Form von Pulsationen - dem Pse-Typ - mit abnehmender Breite eine Verkleinerung der Perioden festgestellt werden (Siebert, 1964). Weil das Verhältnis der Perioden ziemlich genau dem Verhältnis der Längen der Dipolfeldlinien, die durch die einzelnen Meßstationen laufen, entspricht, konnte diese Erscheinung durch stehende, hydromagnetische Wellen im Plasma längs der Erdmagnetfeldlinien bzw. Schalen erklärt werden (Siebert, 1964). Dies bedeutet also, daß Pulsationen mit langen Perioden an erdmagnetische Schalen mit großem Scheitelpunktabstand zum Äquator gebunden sind, also an Schalen mit hoher L-Zahl, wobei L in Erdradien gemessen wird (Kertz, 1969). Ähnliche Ergebnisse konnten auch für Pc5- und Pi2-Pulsationen verifiziert werden (Obayashi & Jacobs, 1958, Ol', 1963). Daneben zeigen Analysen von simultan auf der gleichen Breite - also unterhalb der gleichen Schale (hier mit  $L=1.78$ ) - über 35 Längengrade registrierte Pc3-Pulsationen eine Frequenzdiskrepanz; an einem Meßort wurden deutlich kleinere Perioden registriert, was mit einer Verringerung der Plasmadichte in der Atmosphäre erklärt wird (Sutcliffe et al, 1987).

Es gibt zudem eine Abhängigkeit des Auftretens bestimmter Pulsationstypen von dem planetaren erdmagnetischen Aktivitätsindex  $K_p$ : Pc4-Pulsationen kommen vorwiegend zu Zeiten mit kleiner, Pc2-Pulsationen zu Zeiten mit großer Aktivität vor (Siebert, 1964). Mit Hilfe von Satellitenmessungen in der Magnetosphäre konnte in neuerer Zeit festgestellt werden, daß Perioden von Pc3/4-Pulsationen einen funktionalen Zusammenhang mit dem IMF besitzen: Ihre Perioden verhalten sich umgekehrt proportional zum Betrag des IMF (Yumoto et al, 1985).

Eine weitere Eigentümlichkeit der Pc3-Pulsationen manifestiert sich in ihren Frequenzvariationen, die innerhalb eines Tages für eine feste Meßstation bei gleichbleibender Aktivität auftreten können (nach Linford in: Jacobs, 1970); dies erschwert zusätzlich das Verständnis der Pulsationserscheinungen. Offensichtlich können vernünftige Ergebnisse nur durch Bezug zu der planetaren Kennziffer  $K_p$ , der Saison und der Tageszeit erzielt und gedeutet werden.

Theoretisch läßt sich die Periode von kontinuierlichen Pulsationen annähernd in Abhängigkeit von der sogenannten Alphengeschwindigkeit  $V_a$  und der Länge  $s$  der Feldlinie nach der Gl.3.1 berechnen (Jacobs, 1970).

$$T = 2 \cdot \int_{\theta_0}^{\pi/2} \delta s / V_a \quad \text{Gl.3.1}$$

Mit der Bestimmung der Feldlinien in Gl.3.2 und der Herleitung der Magnetischen Feldstärke  $B$  für ein zentriertes Dipolfeld aus Gl.3.3. mit dem magnetischen Dipolmoment  $M$ ,

$$R = R_0 \cdot \sin^2 \theta \quad \text{Gl.3.2}$$

$$B = \frac{M}{R^3} (1 + 3 \cdot \cos^2 \theta)^{1/2} \quad \text{Gl.3.3}$$

$$V_a = B \cdot (4 \cdot \pi \cdot \rho_p)^{-1/2} \quad \text{Gl.3.4}$$

sowie der Alphengeschwindigkeit  $V_a$  aus Gl.3.4 folgt:

$$T = \frac{8 \cdot \pi^{1/2} \cdot R_e^4}{M \cdot \sin^8 \theta_0} \int_{\theta_0}^{\pi/2} \rho_p^{1/2} \sin^7 \theta \delta \theta \quad \text{Gl.3.5}$$

Dabei bedeuten:  $\rho_p$ .....: hier Plasmadichte der Atmosphäre  
 $\theta$ .....: Geomagnetische Ko-Breite  
 $R_e$ .....: Erdradius  
 $R_0$ .....: Entfernung Erdmittelpunkt-Scheitelpunkt  
 der Dipolfeldlinie  
 $R$ .....: Radiusvektor der geomagnetische Feldlinie  $s$

Die Periode  $T$  hängt also von der geomagnetischen Breite, aus der sich die Länge einer Magnetfeldschale für ein reines Dipolfeld berechnen läßt (s. Abb.3.1), und der Plasmadichte  $\rho_p$  in der Magnetosphäre ab. Die Eigenperioden müßten nach Gl.3.1 je nach Feldlinienlänge variieren, so daß in Abhängigkeit vom geomagnetischen Breitengrad Pc-Pulsationen mit unterschiedlichen Perioden dominieren.

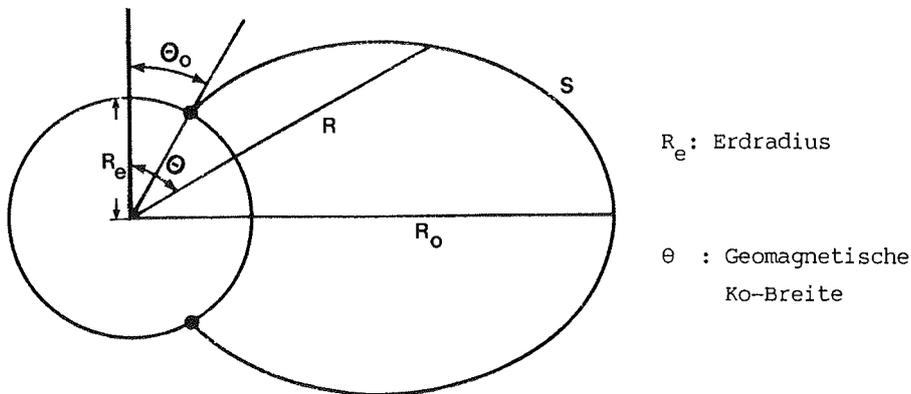


Abb.3.1: Die Geometrie von Dipolfeldlinien in Abhängigkeit von der Geomagnetischen Ko-Breite  $\theta$  (nach Jacobs, 1970).

Dies wird wie weiter oben schon beschrieben auch beobachtet; allerdings konnten auch Bereiche gefunden werden, in denen die Perioden über mehrere Breitengrade konstant bleiben. Man muß also davon ausgehen, daß die Magnetfeldschalen nicht als Individuen mit diskreten Perioden angeregt werden, sondern daß mehrere Schalen als ein Ensemble mit definierter Periode durch Sonnenwindwechselwirkung mit dem Plasma gemeinsam zum Oszillieren kommen (Hirasawa, 1970, Samson & Rostoker, 1972). Dabei werden einzelne Moden bevorzugt, wie auch schon die einzelnen Maxima im Amplitudenspektrum der Pc-Pulsationen in Abb.2.4 vermuten lassen.

### 3.2 Morphologische Untersuchungen im Periodenbereich der Pulsationen

Bevor einige Ergebnisse aus Pc2/Pc3-Analysen vorgestellt und anschließend in Bezug zu den o.g. theoretischen Erläuterungen diskutiert werden, sollen zuvor im nächsten Abschnitt einige typische Spektralverteilungen im

Frequenzband der Pc- und Pi-Pulsationen eine Vorstellung über die Morphologie des Erdmagnetfeldes bei GvN vermitteln. Dabei werden auch die Einflüsse von verschiedenen Jahreszeiten und die der globalen erdmagnetischen Aktivität erläutert.

### 3.2.1 Dynamische (3D)-Spektrogramme

Um einen morphologischen Überblick über das spektrale Angebot des EMF bei GvN zu bekommen, sind FFT-Analysen der 10 Hz-Daten von GvN im Periodenbereich von 5 Sekunden bis 20 Minuten für verschiedene Tage und Tageszeiten durchgeführt worden.

Zur Darstellung der tagesabhängigen Energieverteilung sind jeweils pro analysiertem Tag 25 Powerspektren ermittelt worden. Diese ergeben sich hier aus der Pythagoreischen Summe der Fourierkoeffizienten von Gl.2.4, was der Quadratur des Amplitudenspektrums entspricht (siehe z.B. Giloi, 1967). Die analysierten Zeitreihen bestehen aus 4096 Werten, wobei der Zeitabstand der einzelnen Sequenzen zwei Sekunden beträgt. So überlappen sich die einzelnen Analyseintervalle um ca. 90 Minuten. Zur Datenreduktion und Glättung der pro Analyse anfallenden 2048 Spektralwerte wird ein dynamisches Frequenz- bzw. Ausgleichsfenster über das Spektrum gelegt; aus 2048 Spektralwerten werden dadurch 39 Mittelwerte erzeugt. Zur Darstellung eines Tagesganges stehen nun  $25 \cdot 39$  Spektralwerte zur Verfügung. Diese werden mit Hilfe eines Softwarepakets von UNIRAS, das auf dem VAX 11/750-Computer des Alfred-Wegener-Institutes installiert ist, zur Isoliendarstellung der spektralen und tagesabhängigen Energieverteilung des EMF verwendet, wobei vorher mit Hilfe einer "Smooth-Routine" eine Glättung vorgenommen wird.

In der Abb.3.2a-d sind nun einige charakteristische 3D-Powerspektren des EMF bei GvN für die Nord/Süd-Komponente dargestellt. Für große Perioden besitzen die Spektrogramme fast ausschließlich Maxima in den frühen Morgen-, bzw. späten Abendstunden. Diese sind, wie im nächsten Kapitel noch gezeigt wird, vorwiegend auf den Einfluß des polaren Elektrojets bzw. auf Substorms zurückzuführen.

Für große erdmagnetische Aktivitäten ist die Energie des EMF bis Perioden

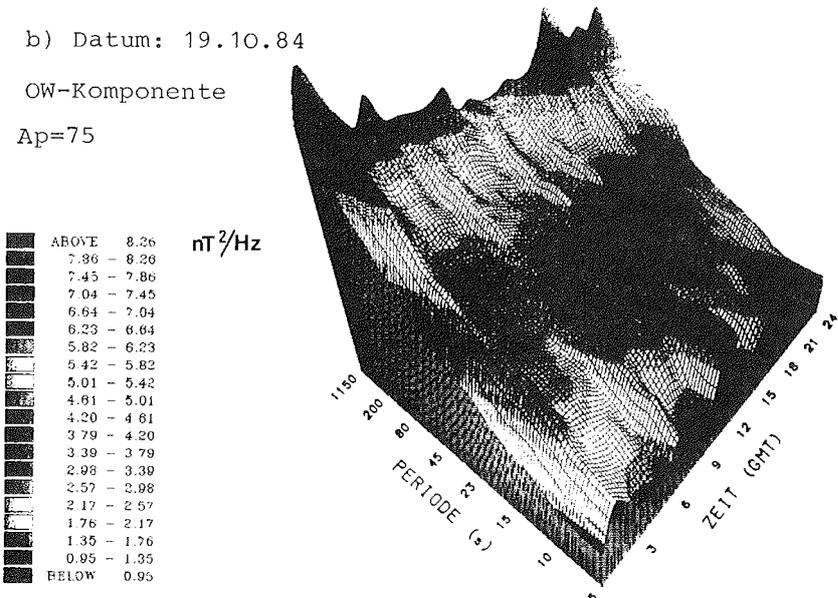
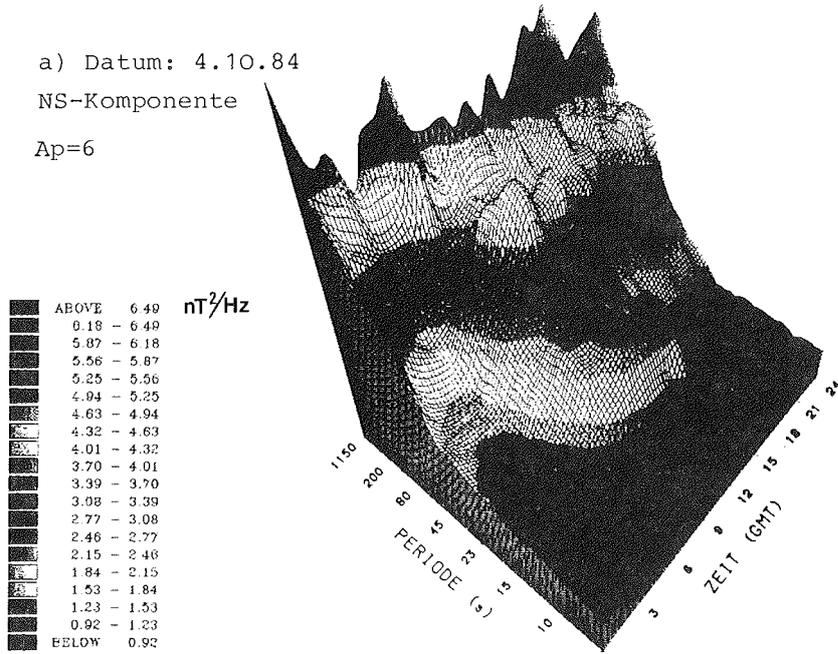
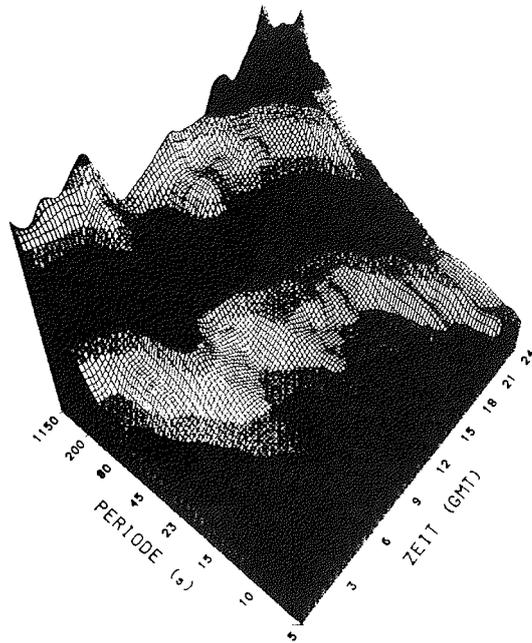
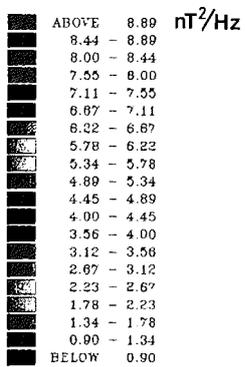


Abb.3.2a-b Dynamische Leistungsspektren einzelner Komponenten des Erdmagnetfeldes an GvN im Pc2/Pc5-Pulsationsbereich.

c) Datum: 18.10.84

NS-Komponente

Ap=43



d) Datum: 15.2.85

OW-Komponente

Ap=9

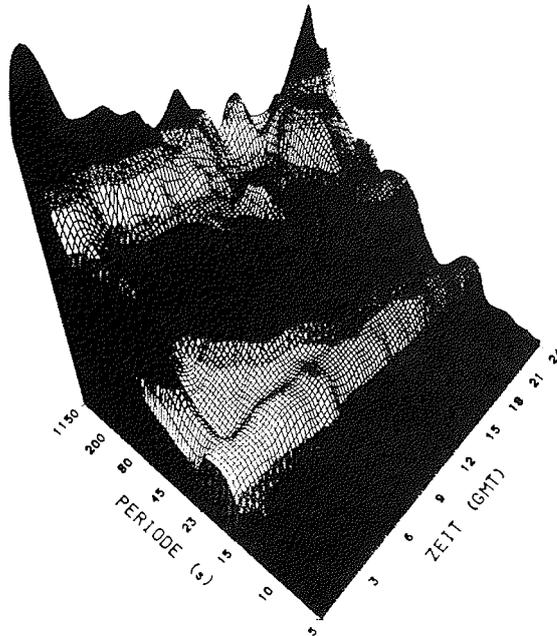
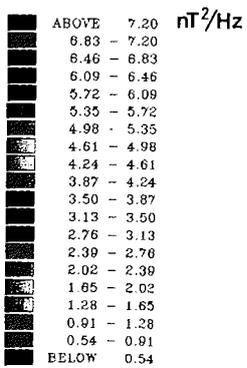


Abb.3.2c-d: Dynamische Leistungsspektren einzelner Komponenten des Erdmagnetfeldes an GvN im Pc2/Pc5-Pulsationsbereich.

von 5 Sekunden erkennbar (siehe Abb.3.2c und b); für kleinere Kennziffern verliert sich das Nutzsignal sehr schnell im Rauschanteil des Meßgerätes (siehe Abb.3.2a und d). Die Spektralbänder, die sich bis zu Perioden von 5 Sekunden verfolgen lassen, sind meist mit den Maxima der größeren Perioden identisch; eine Ausnahme findet sich in der Abb.3.2b. Dort existieren um die Mittagszeit zwei erhöhte Bänder, die allerdings auf Störeinflüsse - wahrscheinlich auf die Aktivierung des Kreiselkompaßes im erdmagnetischen Observatoriums bei GvN - zurückgeführt werden müssen.

In der Abb.3.2d ist der schon diskutierte Swelleffekt, der bisher nur in australen Sommermonaten in Erdmagnetfeldregistrierungen von GvN nachgewiesen wurde, sehr deutlich zu erkennen. Gut dokumentiert ist in der Abb.3.2a ein mittägliches Maximum des dynamischen Powerspektrums im Pc2/Pc3-Periodenbereich. Dieser Periodenbereich wird im folgenden mit Hilfe verschiedener Analysemethoden eingehender betrachtet.

### 3.2.2 Ergebnisse aus Analysen von Pc2/Pc3-Pulsationen

In den nächsten beiden Abschnitten werden einige Verfahren zur Untersuchung von Schwingungsart und Häufigkeit der Pc2/Pc3-Pulsationen in Abhängigkeit von der erdmagnetischen Aktivität vorgestellt. Als Maß für die erdmagnetische Aktivität werden hier und auch im vierten Kapitel die Kp-Kennziffern herangezogen, da sie i.G. zu den polaren AE-Indizes und den Dst-Ringstromkennziffern einen besseren globalen Aktivitätswert repräsentieren und sich für statistische Analysen besser eignen (Rostoker, 1972).

#### 3.2.2.1 Anwendung von FIR-Filter

Zur Darstellung der Impuls- bzw. Schwingungsart der Pc2/Pc3-Pulsationen im Zeitbereich wird eine digitale Filterung der Quelldaten durchgeführt. Besonders eignen sich dafür FIR-Filter mit endlicher Impulsantwortlänge (Finite Impulse Response), die als nicht-rekursive digitale Filter gegenüber den Rekursivfilter phasentreu sind. Außerdem sind sie immer stabil - aufwendige Stabilitätsuntersuchungen sind deswegen entbehrlich - benötigen aber im Vergleich zu Rekursivfilter mehr Rechenzeit (Fischer & Friedsam, 1977).

Zum Entwurf von FIR-Filterkoeffizienten wurden zwei Algorithmen herangezogen; der eine benötigt eine abschließende Optimierung der Impulsantwort unter Einsatz des Remez-Algorithmus (Mc Clellan , 1979), der andere bedient sich der sogenannten Fenster-Methode (Rabiner et al, 1979). Mit der idealen Impulsantwort  $h(n)$  des digitalen Filters, die die Fouriertransformierte der idealen Frequenzantwort des Filters darstellt, sowie der Fensterfunktion  $w(n)$  mit  $n$  Stützstellen im Bereich  $[0, N-1]$ , wobei  $N$  die Anzahl der zu berechnenden Filterkoeffizienten ist, resultiert die Übertragungsfunktion  $g(n)$  des Filters nach Gl.3.6:

$$g(n) = \begin{cases} w(n) \cdot h(n) & 0 < n < N+1 \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad \text{Gl.3.6}$$

Bei der Fenstermethode, die hier zur Generierung von Filterkoeffizienten für Pulsationsdaten angewendet wird, können verschiedene Eingabefunktionen wie z.B. Hamming-, Kaiser-, Rechteck- oder Chebyshev-Fenster vorgegeben werden. Weiter sind die Filterungsart wie Tiefpaß, Hochpaß, Bandstop oder Bandpaß, die dazugehörigen Eckfrequenzen sowie die Filterlänge zur Berechnung definierter Durchlaßkurven notwendig. Um einen adäquaten Filter zu entwerfen, werden diese Daten interaktiv eingelesen und, wenn die berechnete Durchlaßfunktion  $g(n)$  den geforderten Ansprüchen entspricht (z.B. geringe Filterlänge bei optimaler Steilheit des Filters), zur aktuellen digitalen Filterung herangezogen.

Eine günstige Filtergenerierung ergibt sich bei der Anwendung eines Kaiserfensters mit der Filterlänge von 55 Werten für die 'Eckperioden' von 10 und 45 Sekunden. Die favorisierte Fensterfunktion sowie deren Filterkoeffizienten und die Durchlaßkurve sind in der Abb.3.3 a-d, ausgestellt. Zu beachten ist, daß die Frequenzen normiert aufgetragen sind; die aktuellen Eckfrequenzen berechnen sich dabei aus der Multiplikation der normierten Frequenz mit der gewünschten Abtastrate.

Einen Überblick über die Pc3-Pulsationen in Abhängigkeit von der Tageszeit und der globalen Kennziffer  $A_p$ , die sich aus den linearisierten, dreistündigen  $K_p$ -Kennziffern zu einem Tagesmittelwert errechnen (Rostoker, 1972), zeigt die Abb.3.4.

Die bandpaßgefilterten erdmagnetischen Zeitreihen, deren 10 Hz-Quelldaten vor der Filterung über Mittelwertbildung auf 0.5 Hz-Daten reduziert wurden, zeigen auf der linken Seite für eine kleine planetare Kennziffer  $A_p$  über die Mittagszeit deutlich sinusoidale Schwingungen. In den Morgenstunden sind einige Ereignisse zu sehen, die wegen ihrer Ungleichförmigkeit den Pi-Pulsationen zuzuordnen sind. Weniger eindeutig sind die Pulsationsformen in der Abb.3.4 auf der rechten Seite für eine große planetare Kennziffer ( $A_p=47$ ). Sinusoidale Pc-Pulsationen und unregelmäßige Pi-Pulsationen gehen teilweise ineinander über. Außerdem sind die Skalierungsfaktoren, die auf der rechten Ordinate jeweils angezeigt werden, wesentlich größer.

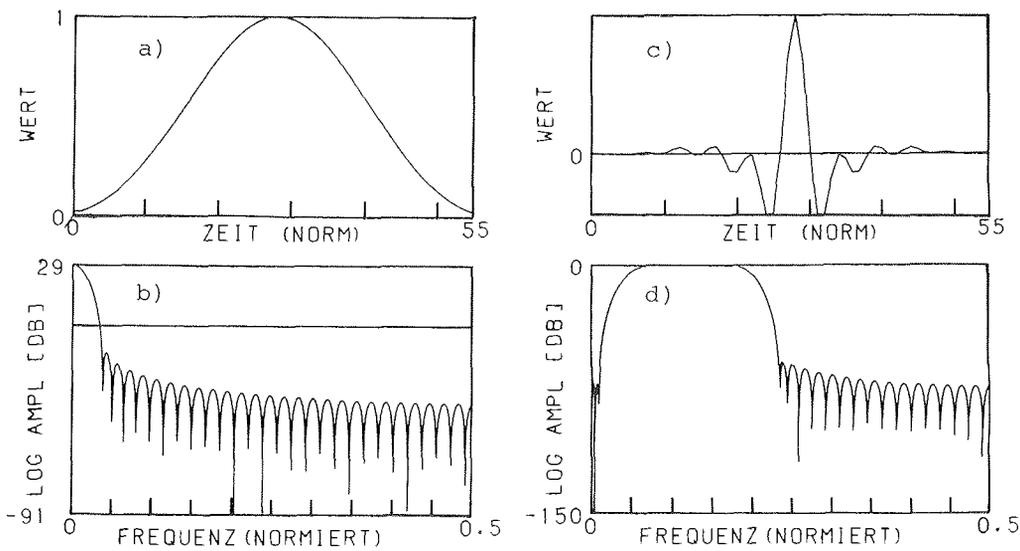


Abb.3.3 a-d: FIR-Bandpaßfilter zur Filterung von Pc3-Pulsationen  
a) und b) zeigt die Fensterfunktion  $w(n)$  im Zeit- und Frequenzbereich. c) ist die Impulsantwort bzw. die Darstellung der Filterkoeffizienten und d) der Durchlaßbereich.

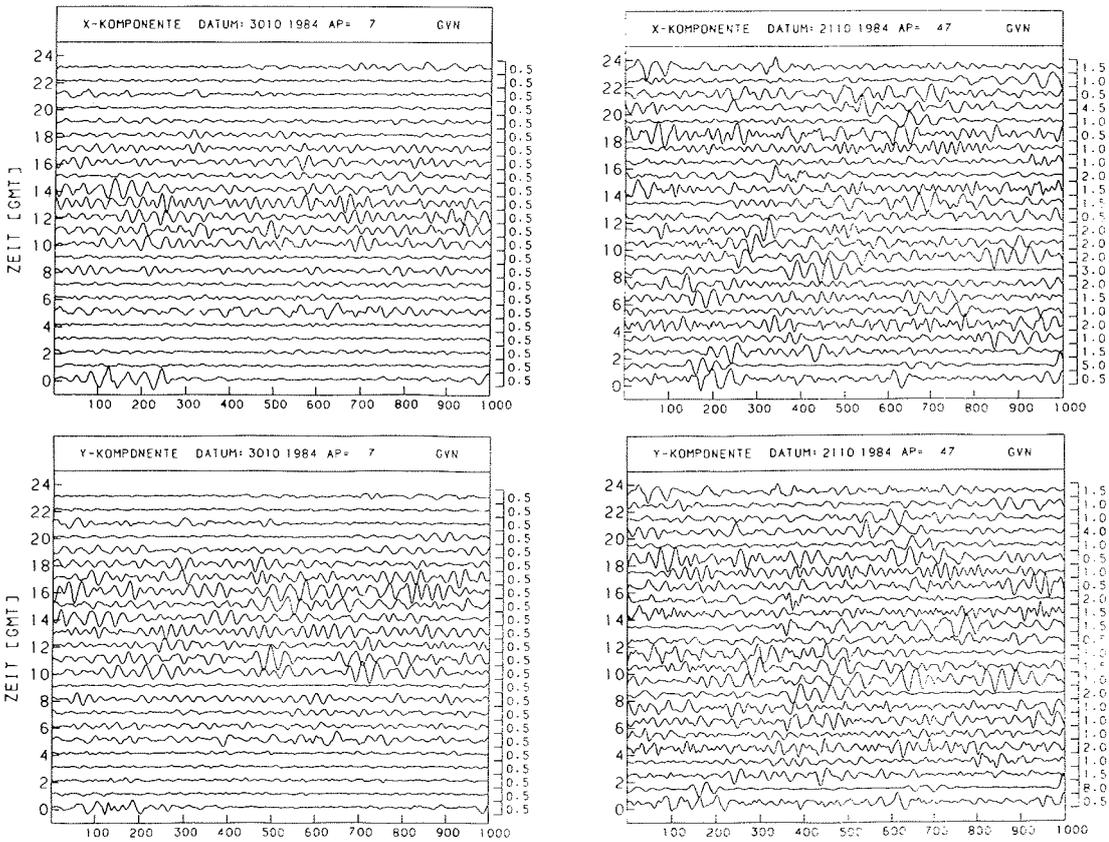


Abb.3.4: Erdmagnetische Pulsationen für einen magnetisch ruhigen Tag (links) und einen magnetisch unruhigen Tag (rechts). Die Skalierungsfaktoren sind an der rechten Ordinate jeweils in nT angegeben. Für jede Stunde ist willkürlich eine 1000 Sekunden lange Sequenz bandpaßgefiltert aufgezeichnet.

### 3.2.2.2 FFT-Analysen

Allgemein bieten sich zur systematischen Untersuchung sinusoidaler Wellenzüge hinsichtlich ihrer  $K_p$ - und Tagesabhängigkeit verschiedene Möglichkeiten an:

Mit Echtzeitsystemen werden z.B. erdmagnetische Pulsationen über eine Bandpaßfilterung vom  $1/f$ -Rauschen getrennt, um sie dann mit Hilfe eines festgelegten Aktivitätsindex auf Signifikanz zu testen, so daß sie gegebenenfalls abgespeichert werden können (Arnoldy & Cahill, 1983). Ungefilterte Daten, die permanent registriert werden, offerieren bei der anschließenden Datenaufbereitung deutlich mehr Untersuchungsmöglichkeiten. So können zusätzlich diverse Frequenzbänder speziell mit verschiedenen Triggerschwellen untersucht werden; auch Ereignisse mit kleineren Amplituden, die bei der o.g. Methode die Triggerschwelle unterschritten haben, können jetzt ebenfalls mit in die Auswertung eingehen.

Im folgenden werden 10-Hz-Daten von GvN, die weitgehend im Oktober 1984 lückenlos registriert wurden, mit der bereits schon öfters zitierten Methode der Statistischen Frequenzanalyse aufbereitet. Die Transformation der zeitlichen Variationen in den Frequenzraum - exakter in den Hilbertraum (Kertz, 1978) - vermittelt eine Frequenzinformation, die allerdings zuungunsten der Amplitudengenauigkeit geht.

Der Modus der Datenaufbereitung funktioniert bis zur FFT analog der Beschreibung im Abschnitt 2.3.1. Entsprechend der Aufgabenstellung - also Pulsationen mit Maximalperioden von 45 Sekunden statistisch zu untersuchen - werden hier ca. 800 Sekunden lange Zeitreihen erstellt. Die Länge der Datensequenzen wird dabei so gewählt, daß eine potentielle Frequenzverschiebung des Signals im Tagesgang nach der FFT-Analyse im Tagesgang nicht verloren geht. Aus den 10-Hz-Quelldaten werden nun als erstes die 800 Sekunden langen Sequenzen gleitend mit einer Schrittweite von 1.6 Sekunden herausgemittelt (insgesamt 512 Werte).

Nach der Transformation der Daten erfolgt mit Hilfe einer Fortran-Routine eine Abfrage der 256 Fourierpaare (Amplitude, Frequenz) nach den zehn größten Amplituden. Diese werden dann nach einer Sortierung mit zusätzlicher Information (Zeit und planetarer Kennziffer  $K_p$ ) versehen und binär abgespeichert.

Um nun die Verteilung der Pulsationen und deren Frequenz abhängig von einigen Parametern untersuchen zu können, werden sämtliche Analysen des Monats Oktober 84 (maximal 110 Wertepaare/Tag) nach verschiedenen Kriterien geordnet. Es wird dabei nur auf das Hauptmaxima der insgesamt 10 zu Verfügung stehenden Paare eingegangen.

In der Abb.3.5 a-d sind Histogramme dargestellt, die sich aus dem Wertebereich von  $(0.05, 0.4)$  nT ergeben. Nur Pulsationen, deren Amplituden in diesem Bereich liegen, werden hier berücksichtigt. Systematisch wird hier die Pulsationsaktivität nach verschiedenen planetaren Kennziffernbereichen untergliedert. Eine Differenzierung des Periodenbereichs von  $[5, 45]$  Sekunden ist in den Abb.3.5 a-d nicht mit einbezogen. Die Abszisse stellt jeweils die Zeit bezogen auf den Nullmeridian dar.

Ein Maximum der Ereignisse zeichnet sich in der Abb.3.5a für kleine planetare Kennziffern ab ( $0 < K_p < 1+$ ). Die größte Häufigkeit um die Mittagszeit läßt sich auf Pc-Pulsationen zurückführen, die auf der sonnenzugewandten Seite der Magnetosphäre erzeugt werden. Dies gilt im eingeschränkten Maße auch für  $2- < K_p < 3$  (siehe dazu Abb.3.5 b). Dort wird jedoch in den Morgenstunden ein Nebenmaximum sichtbar, das den Pi-Pulsationen zugeordnet werden muß (siehe dazu auch Abb.3.4). Für größere planetare Kennziffern können die Übergänge von Pi- zu Pc-Pulsationen nicht mehr so einfach festgelegt werden; für  $3+ < K_p < 5-$  erfolgt eine Gleichverteilung der Ereignisse (Abb.3.5 c). Die zu diesen Histogrammen zugehörigen Analysen der Periode zeigen besonders für kleinere planetare Kennziffern Minima der Perioden um die Mittagszeit (siehe Abb.3.5a und Abb.3.5d). Für größere Kennziffern verschwindet dieser Effekt; die Perioden, die in den Abb.3.5c-d gezeigt werden, sind eher gleichverteilt. Die Standardabweichungen der aufgetragenen Mittelwerte betragen jeweils ca. 4 Sekunden.

Ähnliche Ergebnisse sind in der Abb.3.6a-d angedeutet; hier wurden z.T. kleinere Periodenfenster, teilweise auch andere Amplitudenwertebereiche vorgegeben. Ein weiteres Untersuchungsergebnis wird in der Abb.3.6d deutlich. Für diese Analyse werden nur Fourierpaare mit den Amplituden aus dem Wertebereich von  $(0.4, 2.0)$  nT aber aus dem gesamten Aktivitätsfenster von  $0 < K_p < 6+$  zugelassen. Von 00:00 bis 12:00 Uhr UT finden zum Vergleich zur zweiten Hälfte des Tages ca. drei mal so viele Ereignisse statt. U-förmige Periodenverteilungen für Pc3-Pulsationen wurden in Neuseeland gefunden (nach Linford in: Jacobs, 1970). Diese variieren aber nicht so

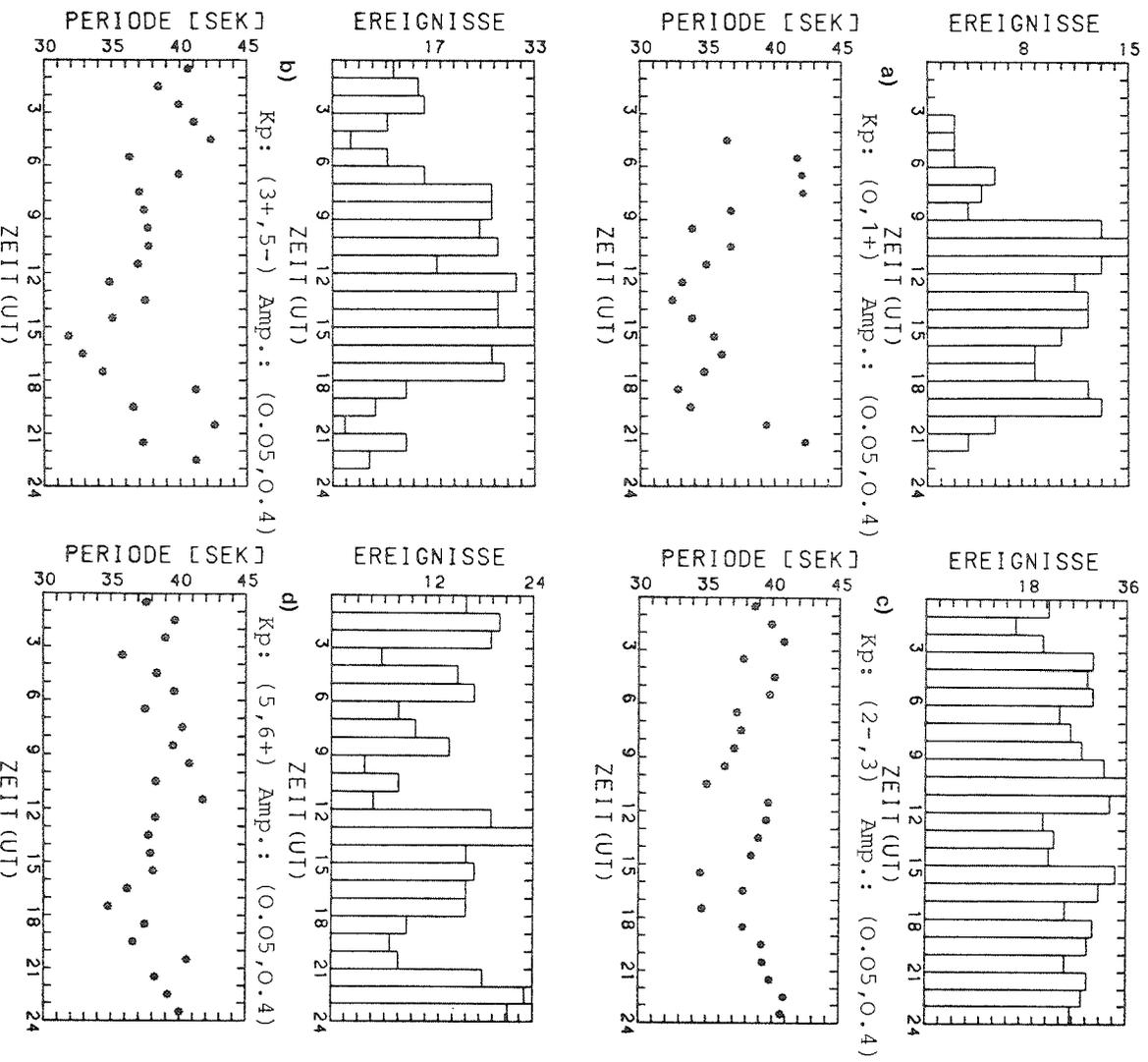


Abb. 3.5a-d: Häufigkeit und Perioden von erdmagnetischen Pulsationen in Abhängigkeit von der erdmagnetischen Aktivität. Die Pulsationen wurden im Oktober 1984 an GVN registriert.

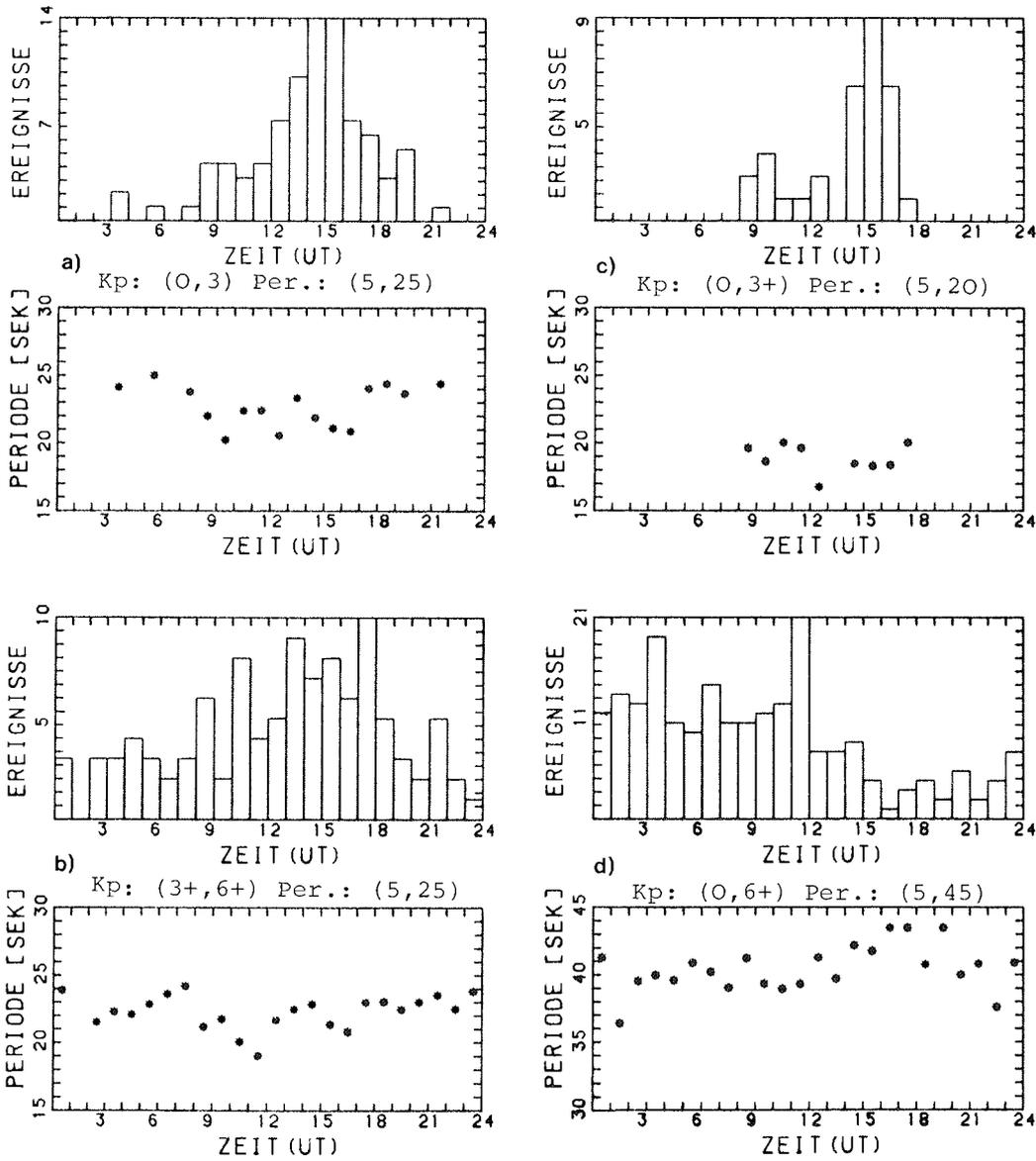


Abb.3.6a-d: Häufigkeit und Perioden von erdmagnetischen Pulsationen in Abhängigkeit von der erdmagnetischen Aktivität  $K_p$ . Die Pulsationen wurden im Oktober 1984 an GvN registriert.

stark, wie die in der Abb.3.5.a-b. Erklärbar wird dieses Verhalten, wenn man die theoretischen Erläuterungen zu Pc-Pulsationen, die eingangs von Kapitel 3 gemacht wurden, in Erwägung zieht. Aus Gl.3.5 ist abzulesen, daß bei konstanter Plasmadichte der Magnetosphäre für Pulsationen mit längeren Perioden nur längere Feldlinien des Dipolfeldes in Frage kommen.

Daraus resultiert:

Für kleinere planetare Kennziffern befinden sich über GvN zur Mittagszeit Erdmagnetfeldschalen mit kleineren L-Zahlen, als zur Morgen- bzw. Nachtzeit. Werden die Kennziffern respektive die erdmagnetische Aktivität größer, reicht das Polarlichtoval weiter in den Norden (siehe Abb.3.5), und somit werden bedeutend mehr Ereignisse, die in der sonnenabgewandten Seite der Magnetosphäre - im Erdmagnetfeldschweif - erzeugt werden, bei GvN registrierbar.

#### 4 DER EINFLUSS DES POLAREN ELEKTROJETS AUF DIE ERGEBNISSE DER ERDMAGNETISCHEN TIEFENSONDIERUNG (ETS)

Prinzipiell wird das an der Erdoberfläche zu messende Erdmagnetfeld durch laterale, geoelektrische Inhomogenitäten des Erdkörpers gestört. Schmucker (1970) unterscheidet dabei 2 Klassen von Anomalien:

- Oberflächennahe Anomalien wie Sedimenttröge und Ozeanbecken
- Inhomogenitäten der Kruste und/oder des oberen Erdmantels (partielle Schmelzen, hydrothermale Phänomene)

Erkenntnisse über solche Anomalien liefern verschiedene elektromagnetische Induktionsverfahren. Da die Jet-Stromsysteme der Ionosphäre - gemeint sind der äquatoriale und der polare Elektrojet - in sehr niedrigen und hohen Breiten inhomogene Feldanteile beinhalten, dürfen die erdmagnetischen Sondierverfahren eigentlich nur für Meßdaten aus mittleren Breiten angewendet werden.

In diesem Kapitel soll nun die Frage geklärt werden, wie weit und unter welchen Bedingungen die Erdmagnetische Tiefensondierung, die im wesentlichen Informationen über den Gradienten der integrierten Leitfähigkeit der näheren Umgebung eines Meßpunktes gibt, in hohen Breiten angewandt werden darf, bzw. wie weit die inhomogenen PEJ-Felder die Übertragungsfunktion (Tipper-elemente) der ETS beeinflussen. Dazu wird zunächst das Prinzip des Verfahrens erklärt, um darauffolgend einzelne Sondierergebnisse vorzustellen, die dann in Abhängigkeit der planetaren Kennziffern und der Tageszeit diskutiert werden.

##### 4.1 Elektromagnetische Induktionsverfahren

Generell wird bei den Elektromagnetischen Induktionsverfahren unterschieden, ob man die linearen Übertragungsfunktionen zwischen den beiden horizontalen Magnetfeldkomponenten und den beiden erdelektrischen Komponenten berechnen will (Magnetotellurik, kurz MT), oder ob die linearen Relationen zwischen den horizontalen und der vertikalen Magnetfeldkomponenten gesucht werden sollen (Erdmagnetische Tiefensondierung, kurz ETS). Für Anregungssignale mit Frequenzen oberhalb von einem Hertz bis einem KHz (Audio-Frequenzbereich) werden für MT-Verfahren spezielle mikroprozessorgesteuerte Apparaturen gebaut. Dabei bezeichnet man dieses Verfahren als passive oder

aktive Audiomagnetotellurik (AMT), je nachdem ob künstlich erzeugte Quellenfelder oder die natürlichen ausgenutzt werden. Zur Untersuchung lateraler Änderungen der Leitfähigkeit des Untergrundes werden vorwiegend die natürlichen magneto-ionosphärischen Quellenfelder verwendet, die zumindestens für mittlere Breiten und Perioden bis ca. 10000 Sekunden quasi-homogen sind.

Die MT/AMT- und ETS-Methoden gehen alle auf die Definitionen aus der Theorie linearer Systeme zurück, die im Fourierraum eine einfache Beziehung zwischen Inputsignal  $H_j$ , dem Outputsignal  $Z_i$  und der Übertragungsfunktion  $A_{ij}$  für lineare zeitinvariante Systeme liefern (Berdichevsky & Zhdanov, 1984):

$$Z_i = A_{ij} \cdot H_j \quad \text{Gl.4.1}$$

Die Übertragungsgröße bzw. der Tensor  $A_{ij}$  gibt bei nichtverletzter Invarianz und bei gültigem Superpositionsprinzip Auskunft über die erdelektrische Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund. Die Auswertung der Feldregistrierungen über ein breites Frequenzband liefert dabei über den lateralen und vertikalen elektromagnetischen Skineffekt die Tiefeninformation.

Falls große inhomogene Anregungsfelder, wie sie in polaren Gebieten zu erwarten sind, dominieren, müßte korrekterweise eine Transformation der Felder vom Orts-Zeit-Bereich in den Frequenz-Wellenzahl-Bereich durchgeführt werden. Dies wird jedoch aus meß- und rechenzeittechnischen Gründen selten praktiziert. Magnetotellurische Registrierungen in Island und der Antarktis (Nord-Viktorialand) konnten auch ohne solch aufwendige Verfahren interpretiert werden (Beblo, 1980, Liebig, 1986).

#### 4.1.1 Die Methode der ETS - Ausgleichsrechnung

Die in Gl.4.1 dargestellte lineare Beziehung zwischen elektromagnetischen Feldgrößen reduziert sich bei der Anwendung auf die ETS zu einer einfachen Beziehung, die durch Gl.4.2 ausgedrückt wird (für die Magnetotellurik ergeben sich 2 Gleichungen).

$$Z(f_i) = T_x(f_0) \cdot X(f_i) + T_y(f_0) \cdot Y(f_i) + \delta Z(f_i) \quad \text{Gl.4.2}$$

mit  $i=1, \dots, n$  ( $n$  entspricht der Anzahl der Fourierkoeffizienten je Ausgleichsfenster)

$$\text{und } f_0 = 1/n \sum_{i=1}^n f_i \quad f_0: \text{ Mittenfrequenz der Ausgleichsfenster} \quad \text{Gl.4.3}$$

wobei  $T_x$  und  $T_y$  die Elemente des Übertragungs- bzw. Tipper-Vektors zwischen der Vertikalkomponenten und der Horizontalkomponenten des erdmagnetischen Feldes darstellen ( $\vec{T} = (T_x, T_y)$ )

Die Abhängigkeit der Mittenfrequenz  $f_0$  von  $f_i$  in Gl.4.3 soll hier darlegen, daß für praktische Anwendungen meist nicht genügend Zeitreihen zur Verfügung stehen, um auf der Spektrallinie zu stapeln, sondern daß vorwiegend die Erhöhung der statistischen Freiheitsgrade über sogenannte spektrale Ausgleichsfenster gewonnen wird.  $X$  und  $Y$  stellen in Gl.4.2 die komplexen Anteile der Horizontalkomponenten und  $Z$  die Vertikalkomponente des Erdmagnetfeldes dar, die über eine statistische Frequenzanalyse (FFT oder DFT von Gl.2.4) erzielt werden (Vorsicht! wegen Konventionen, die bei den Berechnungen der Modelle in Kapitel 5 zugrunde gelegt werden, und wegen Vergleichs der Modellergebnisse mit denen der ETS, entspricht hier  $X$  der  $OW$ -Komponente und  $Y$  der  $NS$ -Komponente. In den Jahrbüchern dagegen werden nach IAGA-Empfehlung die Komponenten gerade entgegengesetzt bezeichnet).

Die Übertragungsgrößen  $T_x$  und  $T_y$ , die sich auch als Vektor darstellen lassen (Tippervektor), werden über eine Ausgleichsrechnung bestimmt, indem die Summe der Fehlerquadrate von  $\delta Z_i$  minimalisiert wird:

$$\delta Z_i^2 = (Z_i - T_x \cdot X_i - T_y \cdot Y_i)^2 = Q(\delta Z, T_x, T_y) \quad i=1, \dots, n \quad \text{Gl.4.4}$$

Um den Fehler  $Q$  zu minimalisieren, werden die partiellen Ableitungen von Gl.4.4 berechnet:

$$\frac{\delta Q}{\delta T_x} = -2 \cdot (Z_i - T_x X_i - T_y Y_i) X_i^* = 0$$

$$\frac{\delta Q}{\delta T_y} = -2 \cdot (Z_i - T_x X_i - T_y Y_i) Y_i^* = 0$$

daraus lassen sich dann die fehlerbehafteten Tipperemente Tx und Ty berechnen:

$$Tx = \{ [Z_i X_i^*] \cdot [X_i Y_i^*] - [X_i Y_i^*] \cdot [Z_i Y_i^*] \} / D \quad \text{Gl.4.5a}$$

$$Ty = \{ [Z_i Y_i^*] \cdot [Y_i X_i^*] - [Y_i X_i^*] \cdot [Z_i X_i^*] \} / D \quad \text{Gl.4.5b}$$

$$\text{mit } D = [X_i X_i^*] \cdot [Y_i Y_i^*] - [X_i Y_i^*] \cdot [Y_i X_i^*]$$

Die mit Sternchen versehenen Größen stellen konjugiert komplexe Werte dar; Produkte aus gleichen Komponenten repräsentieren Power-, die mit ungleichen Komponenten Kreuzspektren.

Eine Herleitung für den Fehler der Tipperemente in Gl.4.6a-b gibt etwa Pedersen (1982) oder Dittus (1986).

$$\delta Tx = S \cdot V \cdot [Z_i Z_i^*] / [X_i X_i^*] \quad \text{Gl.4.6a}$$

$$\delta Ty = S \cdot V \cdot [Z_i Z_i^*] / [Y_i Y_i^*] \quad \text{Gl.4.6b}$$

Die Größe V, die den Quotienten aus der multiplen Kohärenz und der einfachen Kohärenz vertritt, wird hier nicht explizit dargestellt (siehe z.B. Dittus, 1986). Der Statistikfaktor S berechnet sich nach Scheffé (1959) für Quotienten aus  $\chi^2$ -verteilten Funktionen aus einer Fisher-verteilten Variablen F.

$$S = F(q, (n-r), d) \cdot q / (n - r)$$

Mit der Berücksichtigung der Komplexwertigkeit der Komponenten, was einer Verdoppelung der Freiheitsgrade gleichkommt, dem Wahrscheinlichkeitswert d, der hier 0.68 beträgt und der die Wahrscheinlichkeit für das Zutreffen zukünftiger Schätzwerte mit 68 % angibt, sowie mit  $r = 4$  (mindestens 2 komplexe Meßwerte sind notwendig, um die Übertragungsgrößen zu bekommen), folgt (Pedersen, 1982):

$$S = 1 / (2N-4) \cdot F(1, (2N-4), d=0.68)$$

mit N: Zahl der komplexen Fourierkoeffizienten im Ausgleichsfenster

und  $n = 2N$ : Freiheitsgrad im Ausgleichsfenster

Die Fisherverteilungswerte  $F$  lassen sich aus Tabellen übernehmen (Scheffé, 1959) oder über statistische Analyseprogramme (IMSL-Softwarepaket), die in den meisten universitären Großrechneranlagen installiert sind, bestimmen. Sie konvergieren mit zunehmenden Freiheitsgraden sehr schnell gegen 1.

#### 4.1.2 Induktionspfeile sowie Amplituden- u. Phasengänge aus der Übertragungsfunktion

Aussagen über Leitfähigkeitsanomalien aus Registrierungen von nur einer Station sollen die sogenannten Induktionspfeile machen. Sie werden im Reellen (Zeitbereich) als auch für den transformierten Bereich sehr unterschiedlich definiert (Meyer, 1982, Berdichevsky & Zhdanov, 1984). Favorisiert wurde in den letzten Jahren der Schmucker'sche Induktionspfeil, da er die beste allgemeine Gültigkeit besitzt (Meyer, 1982). Er läßt sich aus den Übertragungsgrößen der Gl.4.6a-b folgendermaßen mit einem reellen und imaginären Anteil beschreiben (Schmucker, 1980):

$$\vec{P}_r = \operatorname{Re}(T_x) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \operatorname{Re}(T_y) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{REALPFEIL} \quad \text{Gl.4.7a}$$

$$\vec{P}_i = \operatorname{Im}(T_x) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} - \operatorname{Im}(T_y) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{IMAGINÄRPFEIL} \quad \text{Gl.4.7b}$$

Real- und Imaginärpfeile stehen nach der Theorie jeweils senkrecht zur Streichrichtung einer zweidimensionalen Leitfähigkeitsstruktur, wobei die Realpfeile von Gebieten mit erhöhter Stromdichte wegzeigen (Meyer, 1982). Zeigen die Pfeile, die aus analysierten erdmagnetischen Zeitreihen berechnet wurden, über ein größeres Periodenband in eine Richtung, so kann auf eine Leitfähigkeitsanomalie geschlossen werden. Exakte Aussagen über zweidimensionale Strukturen können erst über profil- oder flächenhafte Registrierungen erzielt werden.

Weitere Informationen bieten die Beträge und Phasen der Übertragungsgrößen  $T_x$  und  $T_y$ . Die Beträge stellen dabei die aus der Ausgleichsrechnung ermittelten Spektralquotienten, die aus der Z-Komponente und jeweils einer Horizontalkomponenten gebildet werden, dar. Verschwinden sie, so kann man, je nach Eindringtiefe der Perioden, von einem eindimensionalen Untergrund ausgehen. In diesem Fall variiert die Leitfähigkeit nur mit der Tiefe.

#### 4.1.3 Anwendung der ETS für an GvN registrierte Daten

Um einen ersten Überblick der Übertragungsfunktionen der erdmagnetischen Komponenten bei GvN zu bekommen, sind aus den 10Hz-Quelldaten 18192 Sekunden lange Sequenzen (9096 Einzelwerte) durch Mittelwertbildung erzeugt worden, um sie anschließend mit der eingangs zitierten FFT zu transformieren.

Bevor die eigentliche Tiefensondierung durchgeführt wird, müssen zur Erhöhung der statistischen Freiheitsgrade bzw. Reduzierung der berechneten Fourierpaare Ausgleichsfenster festgelegt werden (siehe Gl.4.3). Die Länge der Ausgleichsfenster - also die Anzahl der pro Fenster zu mittelnden Fourierpaare - sowie der spektrale Überlappungsgrad werden über einen Algorithmus bestimmt, der auch schon zur Datenreduktion im Abschnitt 3.2.1 angewendet wurde. In den folgenden Analysen wurden jeweils 48 Ausgleichsfenster berechnet, die für die kürzeste Mittenfrequenz vier (siehe Gl.4.3) und die höchste 286 spektrale Schätzwerte berücksichtigt. Die dazwischenliegenden Fenster werden, bezogen auf die kleinste Mittenfrequenz, jeweils um 6 Werte erhöht, wobei eine ca. 50-prozentige spektrale Überlappung mit eingeht.

In den Abb.4.1a-d und 4.2a-d sind einige Ergebnisse aus Analysen vom 22.10.84 und vom 12.02.85 für eine relativ kleine ( $A_p=11$ ) und eine relativ große erdmagnetische Aktivität ( $A_p=46$ ) aufgeführt: Die oberen Reihen zeigen jeweils die Induktionspfeile; die darunter liegenden die Spektralquotienten und die Phaseninformationen der beiden komplexen Tipper-elemente. Real- und Imaginärpfeile der mittleren Spalten (siehe Abb.4.1b-c und Abb.4.2b-c) weisen jeweils über einen großen Periodenbereich in dieselbe Richtung, grob nach Süd bis Südost. Dies ist sicherlich ein Effekt des im Norden angrenzenden Weddellmeeres, das mit seinen großen Leit-

fähigkeitswerten eine regionale Anomalie hinsichtlich der erdmagnetischen Induktion darstellt. Solche Phänomene, die als erdmagnetischer Küsteneffekt in die Literatur eingegangen sind, wurden an vielen küstennahen Observatorien nachgewiesen. Einen Überblick der Standorte, an denen der Küsteneffekt nachgewiesen wurde, ist beispielweise bei Parkinson (1962) illustriert.

Auf eine Anomalie kann auch aus den Spektralquotienten geschlossen werden:

die  $Z/X$ -Quotienten sind in der Abb.4.1b-c über einen größeren Frequenzbereich deutlich geringer, als die  $Z/Y$ -Quotienten, was mit einer Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes zu deuten ist. Zu diesem Phänomen werden im Kapitel 5 bei der Berechnung von Modellen noch eingehende Bemerkungen gemacht.

Offensichtlich unterliegen die von links nach rechts dargestellten Übertragungsgrößen der Abb.4.1a-d und 4.2a-d, die jeweils analysierte Intervalle von 00:00 bis 05:03, von 06:00 bis 11:03, von 12:00 bis 17:03 und von 18:00 bis 23:03UT wiedergeben, einem Trend. Induktionspfeile von Nachtzeitintervallen weisen i.G. zu den zwischen 06:00 und 17:00 berechneten Richtungen weniger eindeutig für viele Ausgleichsfenster in eine konstante Richtung; oft überschneiden sich die Pfeile wie z.B. in Abb.4.2a.

Einen ähnlichen Trend zeigen die  $Z/X$ -Spektralquotienten, die für Tageszeitintervalle im Pulsationsspektralband relativ klein und für Analysen aus Registrierungen nächtlicher Intervalle deutlich größer sind (siehe Abb.4.1a-d). Dies kann jedoch nur für planetare erdmagnetische Kennziffern bestätigt werden, die relativ klein sind; für größere überschreiten die  $Z/X$ -Spektralquotienten der mittäglichen Analysen schon bei 100 Sekunden den Quotientenwert von 0.2 (siehe Abb.4.2b-c).

Zur Absicherung des o.a. Trends bzw. seiner Deutung sind die statistischen Abweichungen der Mittelwerte relevant, die als vertikale Striche neben den Quotienten ausgezeichnet sind. Ihre Beträge sind zumindestens bis Perioden von 1000 Sekunden klein genug, um den Trend statistisch als signifikant zu betrachten (oberhalb von 1000 Sekunden stehen deutlich weniger Meßwerte für die Ausgleichsfenster zur Verfügung; zudem verschlechtert das Gibb'sche Phänomen die Meßgenauigkeit, was eine große Streuung

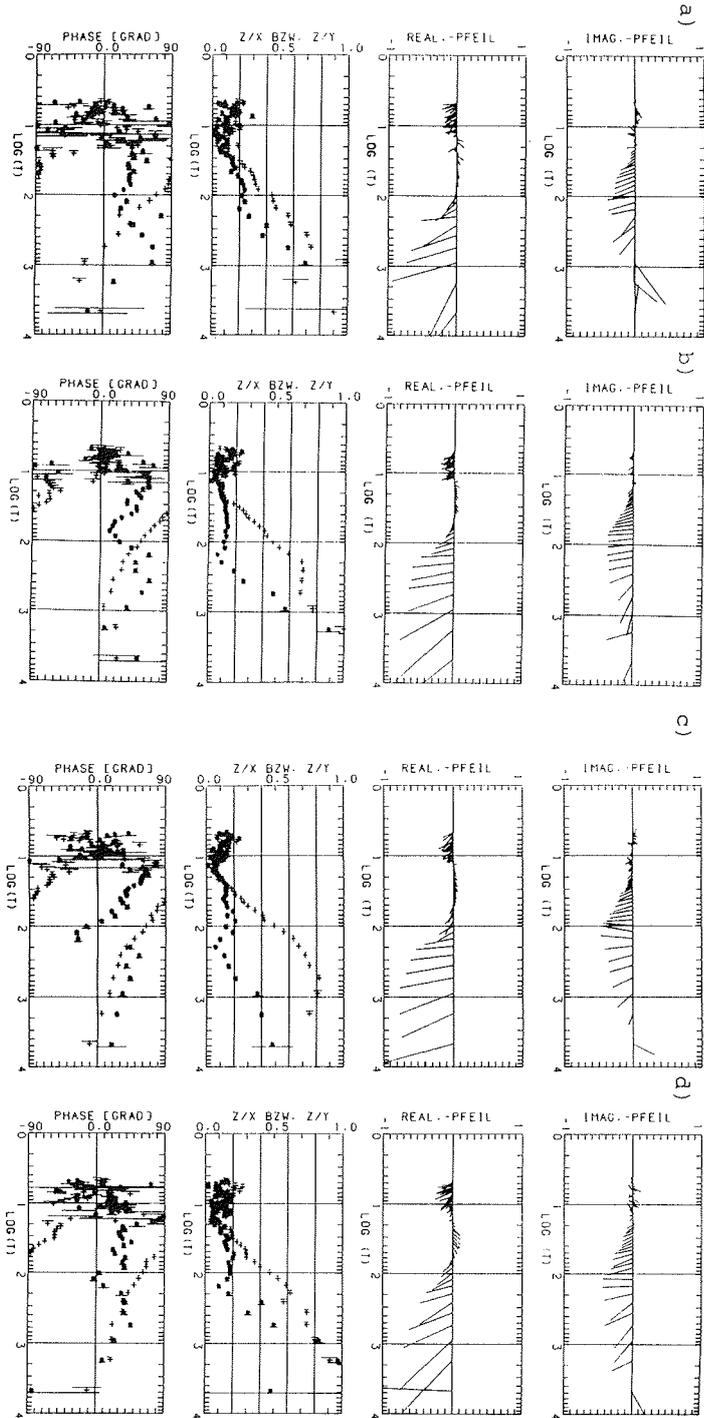


Abb.4.1.a-d: Induktionspfeil-, Spektralquotienten- und Phasenkurvendarstellungen für einzelne Zeitintervalle vom 12.02.1985. (Zeit T in Sekunden)  
 a) von 00:00 bis 05:03, b) von 05:00 bis 10:03, c) von 12:00 bis 17:03 und d) von 18:00 bis 23:03  
 Die erdmagnetische Aktivität beträgt für diesen Tag: Ap=11  
 X entspricht der O-W-Komponente  
 Y entspricht der N-S-Komponente  
 Z/X → \* Z/Y → +

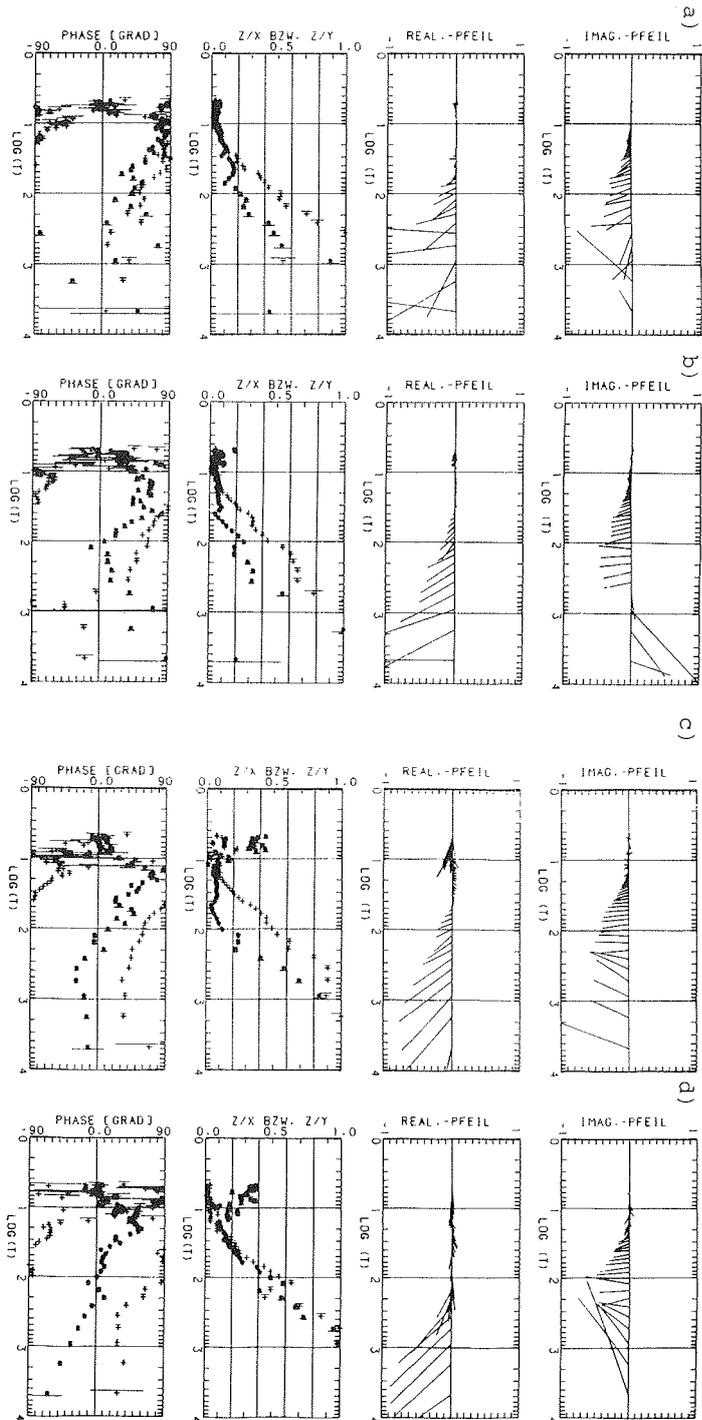


Abb.4.2a-d: Induktionspfeil-, Spektralquotienten- und Phasenkurvendarstellungen für einzelne Zeitintervalle vom 22.10.1984. (Zeit T in Sekunden)  
 a) von 00:00 bis 05:03, b) von 05:00 bis 10:03, c) von 12:00 bis 17:03 und d) von 18:00 bis 23:03  
 Die erdmagnetische Aktivität beträgt für diesen Tag:  $A_p=46$   
 $\times$  entspricht der O-W-Komponente  
 $\ast$  entspricht der N-S-Komponente  
 $Z/X \rightarrow \ast$   $Z/Y \rightarrow \times$

bewirkt). Da es absurd ist, sich vorzustellen, daß sich der Untergrund bezüglich der Leitfähigkeit so drastisch innerhalb von 24 Stunden verändert, kommen als Ursachen für die variierenden Z/X-Spektralquotienten nur inhomogene Quellenfelder der Magneto- bzw. Ionosphäre in Betracht.

#### 4.2 Untersuchung des Einflusses von planetaren Kenngrößen auf die Sondierergebnisse

Bevor nun diese Erkenntnisse statistisch über viele Sondierungen in Abhängigkeit von der Tageszeit und den planetaren Kennziffern verifiziert werden sollen, werden zunächst noch einige notwendig gewordene Bemerkungen zum Polarlichtoval gemacht.

##### 4.2.1 Das Polarlichtoval

Informationen über zusätzliche, inhomogene erdmagnetische Quellenfelder können durch Registrierung der Variationen der H-Komponenten auf geomagnetischen, meridionalen Profilen, über die Bestimmung der Auroral Electrojet (AE)- Kennziffern gewonnen werden (Akasofu & Chapman, 1972). Eine typische inhomogene Feldverteilung über dem geomagnetischen Meridian auf der nördlichen Hemisphäre ist in der Abb.4.3 aufgezeichnet. Die Abb.4.4 vermittelt einen besseren visuellen Eindruck des inhomogenen Quellenfeldbeitrages, der dort abhängig von der geomagnetischen Breite und der Greenwicher Zeit während eines polaren erdmagnetischen Substorms dargestellt ist.

Diese Darstellungen reflektieren jedoch nur sporadische Eindrücke des PEJ und können deswegen keine direkten Interpretationshilfen für Tiefensondierungsanalysen geben. Mehr Informationen über Einflüsse des PEJ werden durch die zeitliche Variation des Polarlichtovals über einen ortsfesten Punkt geliefert. Um dies zu demonstrieren, wurde die Positionierung des Polarlichtovals nach Feldstein (1973), die empirisch aus visuellen Beobachtungen am nördlichen Polarkreis für mittlere planetare Kennziffern ermittelt wurde, auf die Antarktis projiziert (die ungefähre Lage des australen Polarlichtovals ist bei Davis (1965) dargestellt; eine aktuellere bzw. genauere statistische Untersuchung des australen Ovals wurde bisher

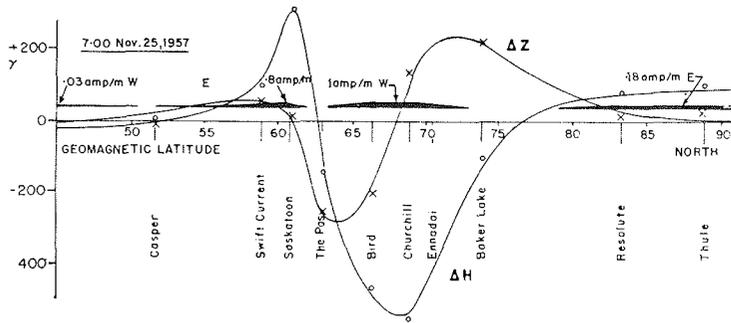


Abb.4.3 Beobachtete typische, inhomogene Feldverteilung der H- und Z-Komponente des Erdmagnetfeldes vom 40. bis zum 90. geomagnetischen Breitengrad (nach Walker, 1964).

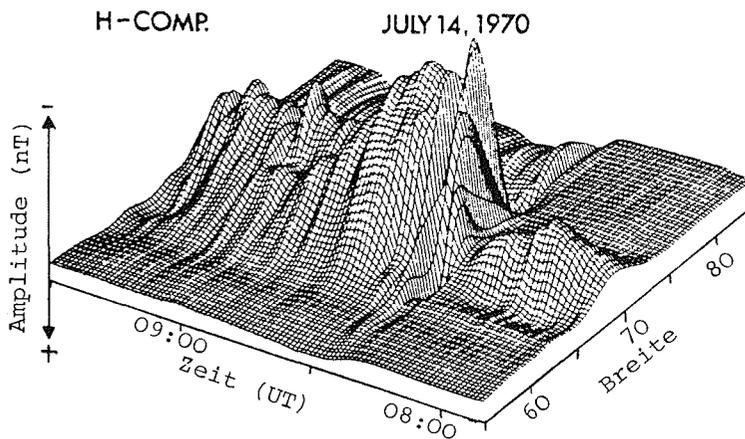


Abb.4.4 Inhomogener Feldanteil (H-Komponente) während eines Substorms am 14.7.1970 in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite (aus Akasofu, 1970, nach Kisabeth, 1972).

nicht durchgeführt). Zur tageszeitlichen Abhängigkeit der geographischen Lage des Ovals wird dabei das Zentrum des Ovals in den Durchstoßpunkt der geomagnetische Dipolachse gelegt und entsprechend der Rotation der Erde um die Dipolachse gedreht (Hessler, 1970).

In der Abb.4.5 sind einige Positionen des PEJ für Greenwich-Zeiten aufgeführt: Zwischen 22:00 und 04:00 UT liegt GvN unterhalb des Ovals, vormittags und mittags am weitesten weg vom Oval. Für größere planetare Kennziffern sind sicherlich auch Positionen möglich, in denen GvN innerhalb des Ovals liegt (siehe dazu Abb.2.3). Allerdings lassen sich die inhomogenen Feldanteile des EMF nicht notwendigerweise immer mit der Lage des Ovals direkt in Beziehung setzen; in polaren Zonen der Ionosphäre können durchaus bei geringer Lumineszenz große Ströme fließen, die inhomogene Quellenfelder erzeugen (Kamide et al, 1986).

#### 4.2.2 Quantitative Resultate und Vergleich der Sondiererergebnisse mit der zeitlichen Position des Polarlichtovals

Nach diesen einführenden Bemerkungen werden nun wie angekündigt möglichst viele Sondierungen statistisch in Abhängigkeit von der Tageszeit und der planetaren Kennziffern untersucht. Einen Überblick über die insgesamt durchgeführten Sondierungen erlaubt die Tabelle 4.1, aus der auch ersichtlich wird, wie sich dieselben über Tageszeitintervalle und Kp-Fenster aufteilen. Registrierfenster, die über kurze Registrierlücken bzw. über durch Observatorentätigkeit verursachten Störungen reichen, wurden, soweit sie identifiziert werden konnten, nicht ausgewertet.

Die in der Tabelle angegebenen Zeiten beziehen sich auf die zentrierten erdmagnetischen Registrierfenster; 02:30 heißt, daß die analysierte Zeitreihe um 00:00 UT beginnt. Da sich die Sondierungen jeweils über ca. 5 Stunden lange Registrierfenster erstrecken, wurden die entsprechend zugehörenden, dreistündigen Kp-Kennziffern proportional zur Zeit gemittelt und auf ganzzahlige Werte gerundet.

Für die nachfolgenden Analysen werden die Mittelwerte der Z/X-Spektralquotienten der einzelnen Zeit/Kp-Fenster für bestimmte Perioden im Intervall von [10,5000] Sekunden berechnet, um sie anschließend als Isolinien

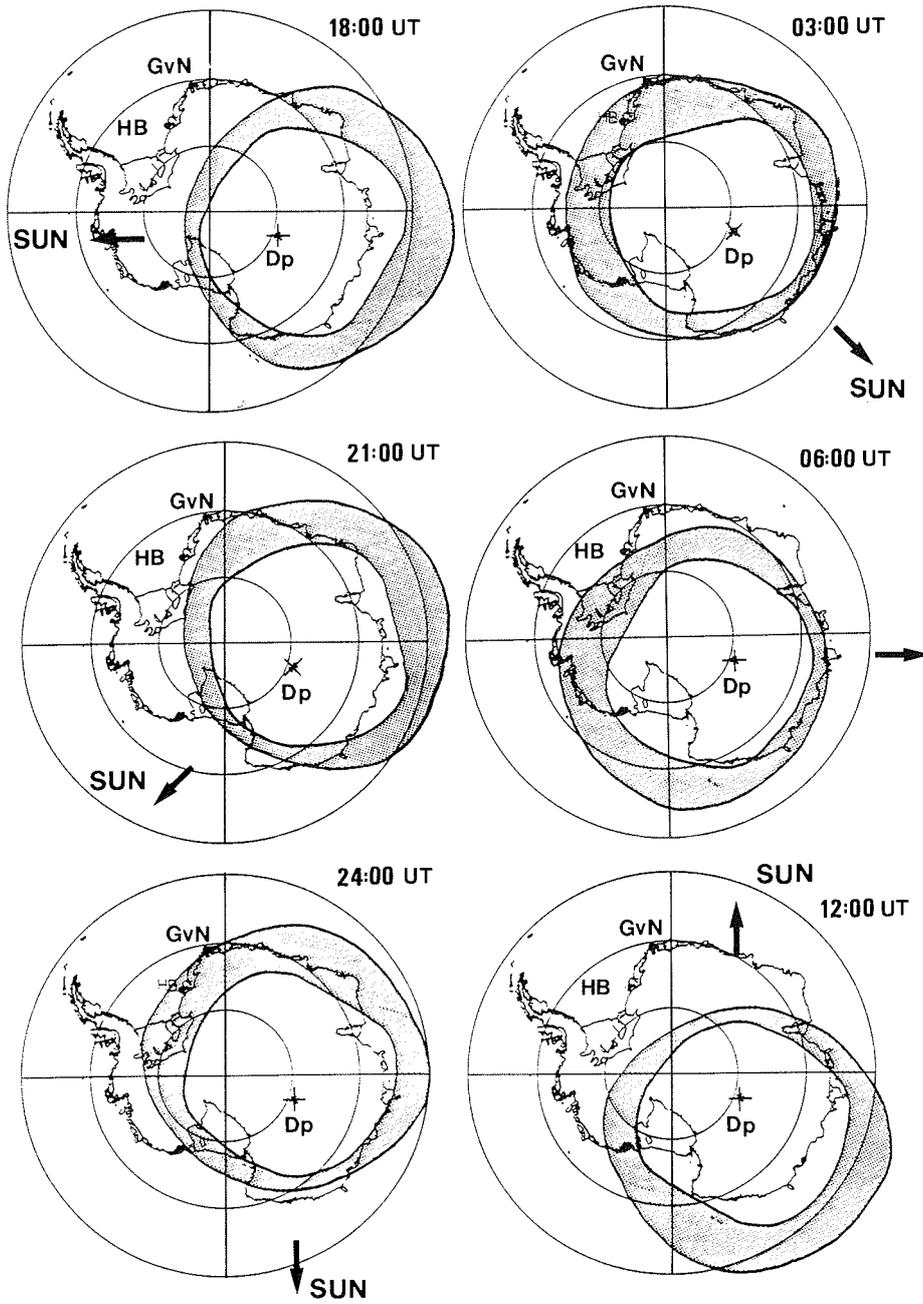


Abb.4.5: Position des Polarlichtovals für mittlere planetare Kennziffern zu verschiedenen Zeiten (nach Hessler, 1970, Feldstein, 1973). Dabei bedeutet Dp die Lage des Geomagnetischen Pols; der Pfeil zeigt jeweils zur Sonne.

darzustellen. Die in der Tabelle 4.1 bei  $K_p=6$  zu erkennenden Registrierlücken werden dabei aus den drei Mittelwerten der jeweils angrenzenden Zeit/ $K_p$ -Fenster korrigiert.

#### ERGEBNISSE UND DEREN DISKUSSION:

Deutlich sind in den Abb.4.6c-d Verengungen der Isolinien für kleinere  $K_p$ -Zahlen zwischen 17:30 und 21:00 Uhr zu erkennen, die sicherlich mit dem Nahen des Polarlichtovals bzw. des mitführenden PEJ zu erklären sind (siehe Abb.4.5). Wahrscheinlich ist diese schnell zunehmende Erhöhung des inhomogenen erdmagnetischen Anteils mit einem starken Gradienten der ionosphärischen Stromdichte auf der Abendseite der Harrangdiskontinuität, die während der Expansionsphase von Substorms entsteht, zu erklären (siehe Abb.2.2). Allerdings gilt der in der Abb.2.2 dargestellte PEJ für die nördliche Hemisphäre, wobei dort der größere Stromdichtegradient auf der Morgenseite der Harrangdiskontinuität zu finden ist. Neuere Analysen von Substorms über der Nordpolkappe, die auf Falschfarbenbildern von Satelliten der DE-Mission und Magnetogrammen von 58 nordhemisphärischen Stationen basieren, belegen ebenfalls einen bedeutend größeren E-Feldgradienten auf der Morgenseite (Kamide et al,1986). Dieses gegensätzliche Ergebnis kann auch für kleinere Perioden weiterverfolgt werden, wobei jedoch die Isolinienverdichtungen mit zunehmenden Frequenzen zu größeren  $K_p$ -Kennziffern wandern (siehe Abb.4.7a-d und Abb.4.8a-d).

Für Perioden oberhalb des Pulsationsbandes, zwischen 530 und 5000 Sekunden, können aus den Abb.4.6a-d ausgeprägte Minima der Z/X-Spektralquotienten zwischen 05:00 und 17:00 Uhr ausgemacht werden. Diese Minima beschreiben allerdings nur bis etwa  $K_p=4$  einen deltaförmigen Verlauf.

Das trapezförmige Verhalten der Linien gleicher Inhomogenität, wie man die Isolinien der Z/X - Spektralquotienten auch bezeichnen könnte, ist ebenfalls für mittlere Pulsationsperioden gut dokumentiert (Abb.4.7a-d und Abb.4.8a). Dieses Phänomen ist leicht zu verstehen, wenn man sich nochmal Abb.2.3 in Erinnerung ruft; für größer werdende erdmagnetische Aktivitäten wächst das Polarlichtoval weit in mittlere Breiten, und überstreicht, bei Rotation des Ovals um die Dipolachse, sehr viel früher die GvN-Station (siehe Abb.4.5).

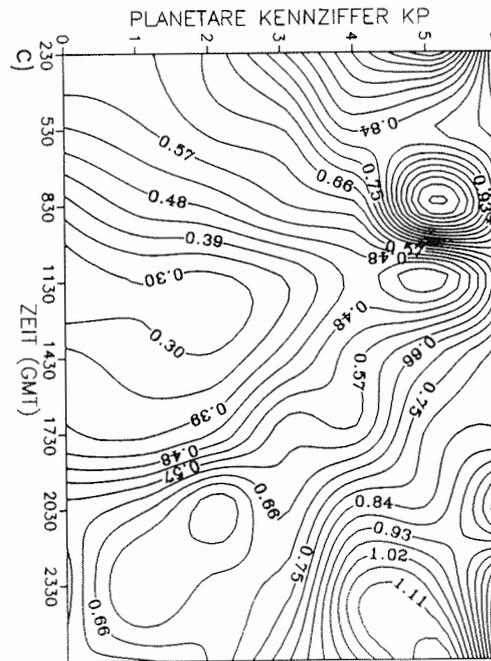
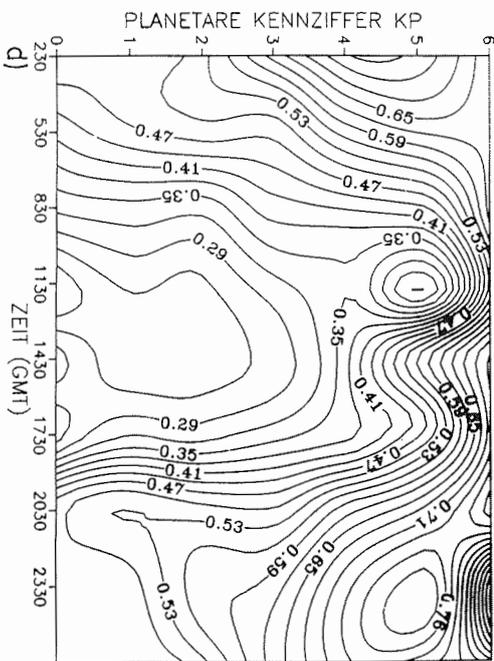
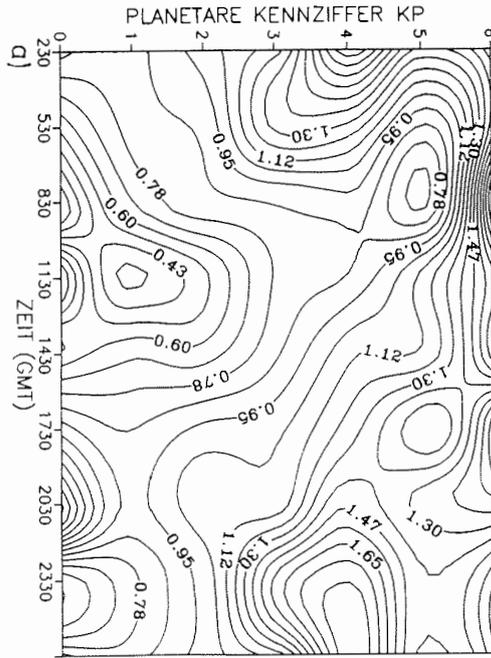
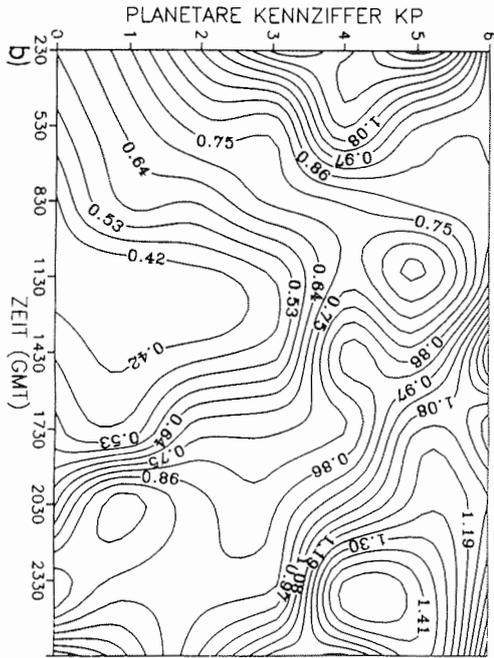


Abb.4.6a-d: Anomale Magnetfeldanteile für die Mittenperioden 4681, 1724, 886 und 537 Sekunden (konsekutiv von a bis d)

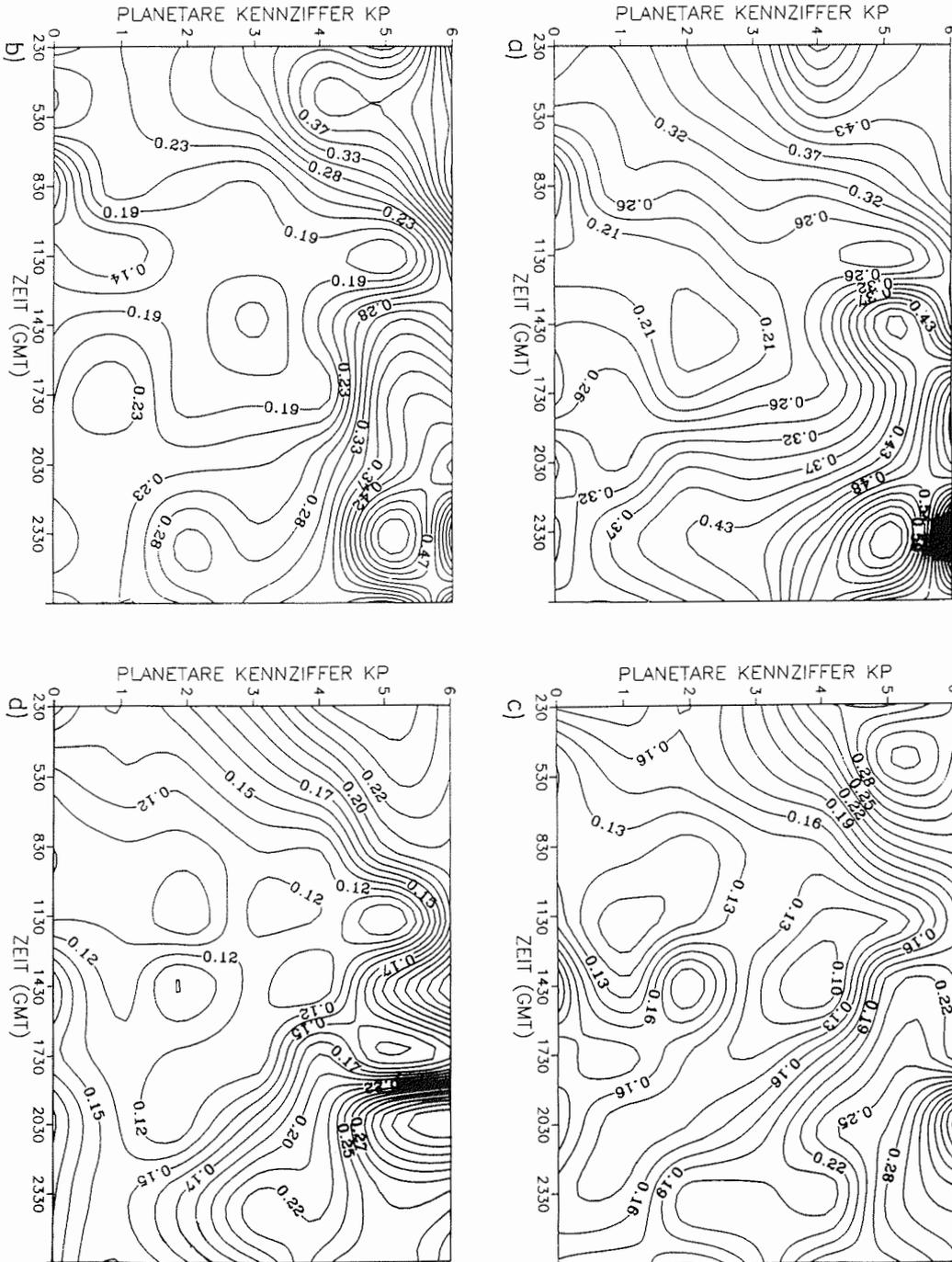


Abb.4.7a-d: Anomale Magnetfeldanteile für die Mittenperioden 360, 258, 151 und 121 Sekunden (konsekutiv von a bis d).

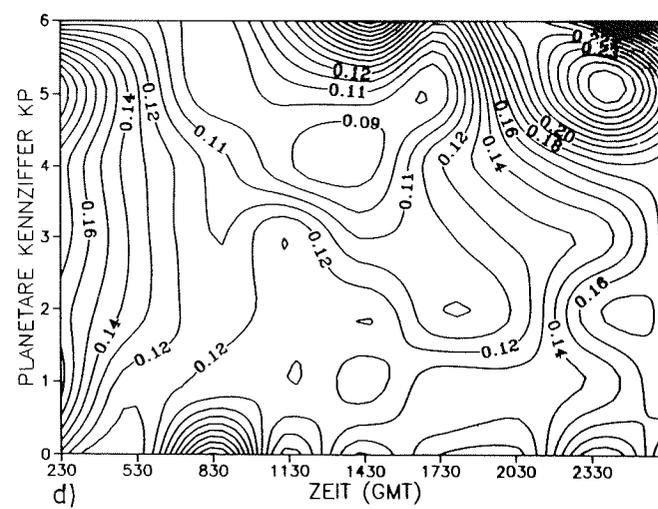
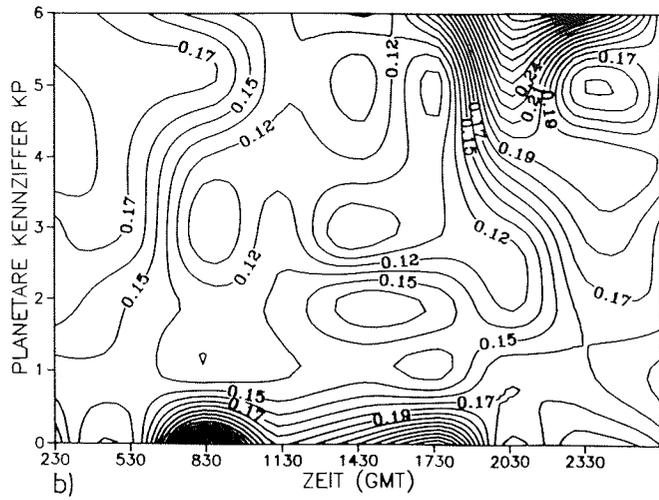
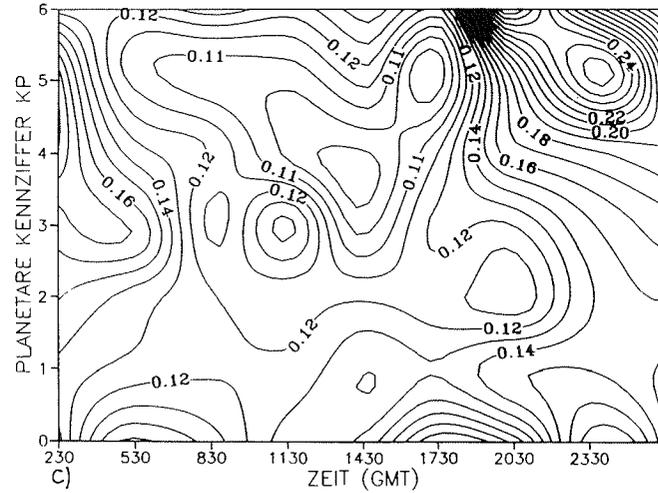
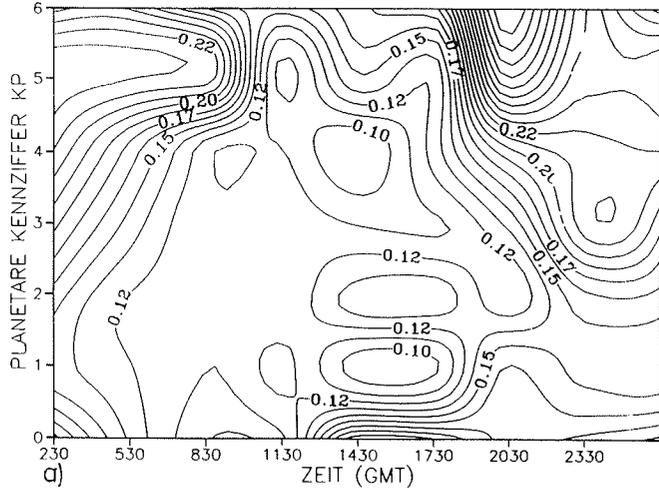


Abb. 4.8a-d: Anomale Magnetfeldanteile für die Mittenperioden 99, 83, 60 und 52 Sekunden (konsekutiv von a bis d).

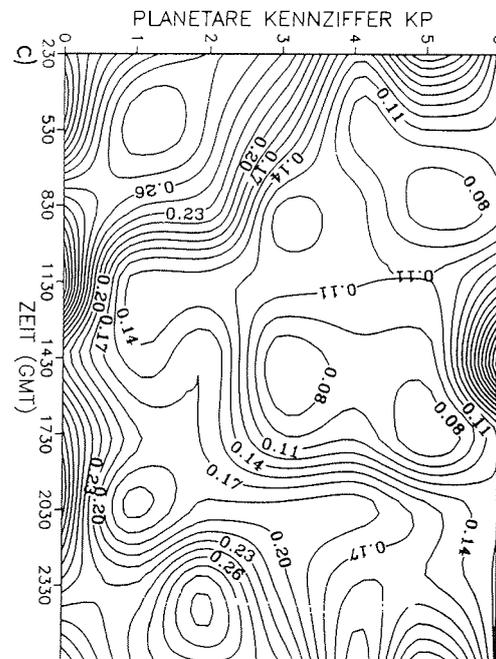
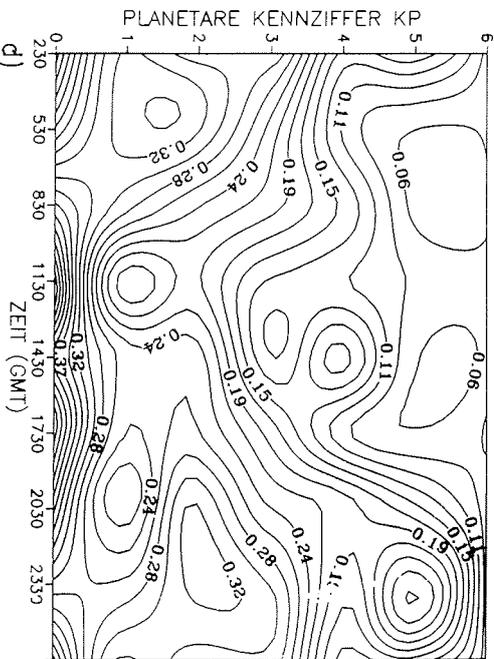
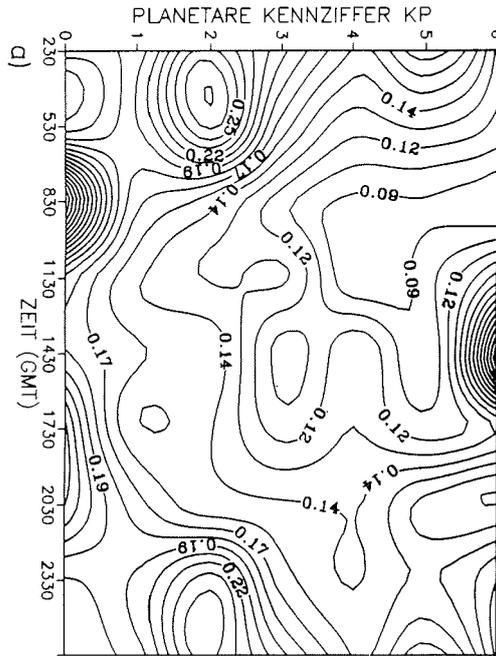
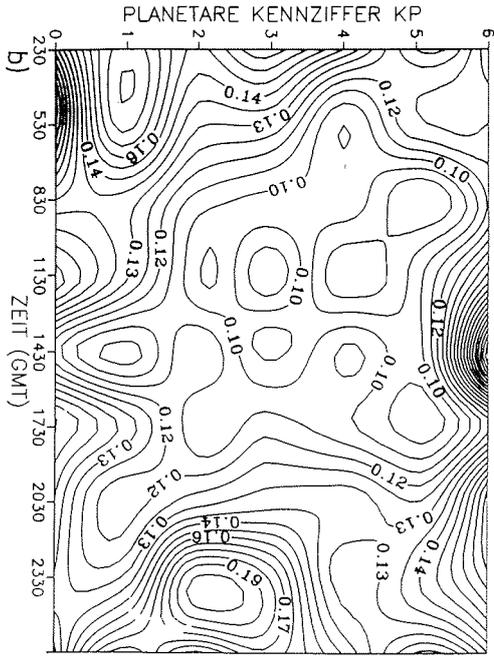


Abb.4.9a-d: Anomale Magnetfeldanteile für die Mittenperioden 45, 36, 26 und 16 Sekunden (konsekutiv von a bis d).

Kp	0	1	2	3	4	5	6
0230	4	10	14	16	9	6	3
0530	3	16	10	13	12	6	0
0830	1	18	12	9	12	2	1
1130	4	12	16	9	6	5	0
1430	6	10	15	6	5	7	1
1730	3	11	14	15	6	2	4
2030	5	11	16	11	11	3	4
2330	3	12	15	11	11	4	4

Anzahl der  
Sondierungen: 29    100    112    90    72    35    17    Summe: 455

Tabelle 4.1: Anzahl der durchgeführten Sondierungen in Abhängigkeit von der Tageszeit und der planetaren Kennziffer Kp.

Folgende saisonale Sondierfenster wurden dabei verwendet:  
vom 2.10.84 - 1.11.84, vom 8.2.85 - 16. 2.85, vom 9.1.86 - 18.1.86  
und vom 10.12.86 - 1.1.87.

Bemerkenswert ist, daß sich für Perioden, die kleiner als 50 Sekunden sind, das deltaförmige Verhalten der Isolinien in ein V-förmiges übergeht (siehe Abb.9a-d). Dies stellt die vorhergehenden Ergebnisse auf den Kopf:

Die Tiefensondiererergebnisse im Pc3-Periodenbereich sind bei kleineren planetaren Kennziffern besonders um die Mittagszeit relativ stark durch inhomogene Anteile kontaminiert. Oder m.a.W. für kleinere Perioden äußert sich die Rotation des Polarlichtovals um die Dipolachse so, als ob die GvN-Station bei größeren planetaren Kennziffern in das Innere des Polarlichtovals gelangt (Polarkappe), in dem entsprechend homogenere Verhältnisse vorzufinden sind als am Randbereich. Letzteres wurde auch durch magnetotellurische Analysen antarktisch terrestrischer Registrierungen, die während der German Antarctic North Victoria Land Expedition (GANOVEX) 1984/85 gemacht wurden, festgestellt (Liebig, 1986). Die Erhöhung des anomalen Anteiles bei Kp=6 um die Mittagszeit (siehe Abb.4.9a-c) stört diese Annahme allerdings; da für diesen Bereich jedoch nur wenig Werte vorhanden sind (siehe Tabelle 4.1), ist diese Abweichung nicht signifikant. Davon abgesehen reduzieren sich für kleinere Perioden die sonst zwischen 20

und 8 Uhr wirkenden Störungen auf einen im Kp-Intervall von [5-6] eher miternächtlichen inhomogenen Anteil, was besonders gut in Abb.4.9d dokumentiert ist. Dieses Phänomen wird sonst bezüglich der Aurora-Tätigkeit nur in sehr hohen geomagnetischen Breiten nahe des geomagnetischen Poles beobachtet (Davis, 1965).

#### **FEHLERBETRACHTUNG:**

Um einen groben Überblick der Fehler bzw. der Signifikanz der in den Abb.4.6-4.9 dargestellten Isolinienverläufe zu bekommen, werden in den Abb.10 und Abb.11 einzelne Schnitte durch die Konturlinienplänen gelegt. Die Mittelwerte der Quotienten werden dabei als fehlerfrei betrachtet, was zumindest für Perioden zwischen 10 und 1000 Sekunden gut zutrifft (siehe dazu Abb.4.1a-d und 4.2a-d). Es werden solche Schnitte bevorzugt, in denen besonders große Trends zu sehen sind. Dabei zeigt sich, daß die Standardabweichungen klein genug sind, um diese Trends bezüglich der Signifikanz abzusichern. Es wird hier nochmals darauf hingewiesen, daß die Trends insbesondere für  $K_p=6$  statistisch kaum haltbar sind, da in diesen Bereichen - wie aus Tab.4.1 hervorgeht - zu wenig oder keine Sondierfenster zu verzeichnen sind und somit auch zukünftig zeitlich hochauflösende Registrierungen an GvN erforderlich machen.

#### 4.3 Qualitativer Vergleich lokaler Aktivitätszahlen verschiedener antarktischer Stationen und die Konsequenzen für die Anwendbarkeit von Induktionsverfahren für EMF-Daten aus polaren Breiten

Erhöhte Variationen der Z-Komponenten des Erdmagnetfeldes aus erdmagnetischen Registrierungen, die während der GANOVEX-IV-Expedition in der Antarktis 1984/85 gemacht wurden, konnten mit den Ein- und Austrittzeiten des Meßgebietes in das Polarlichtoval korreliert werden (Liebig, 1986). Zur Untermauerung der Allgemeingültigkeit dieses Phänomens, das allerdings schon von erdmagnetischen Registrierungen auf Eisflößen des Nordpolarmeeres her bekannt ist (Hessler, 1970), sollen über lokale Aktivitätszahlen der GvN-Station und der Halley Bay-Station ebenfalls eine zeitliche Korrelation gefunden werden. Dazu werden analoge Registrierungen der Halley-Bay-Sta-

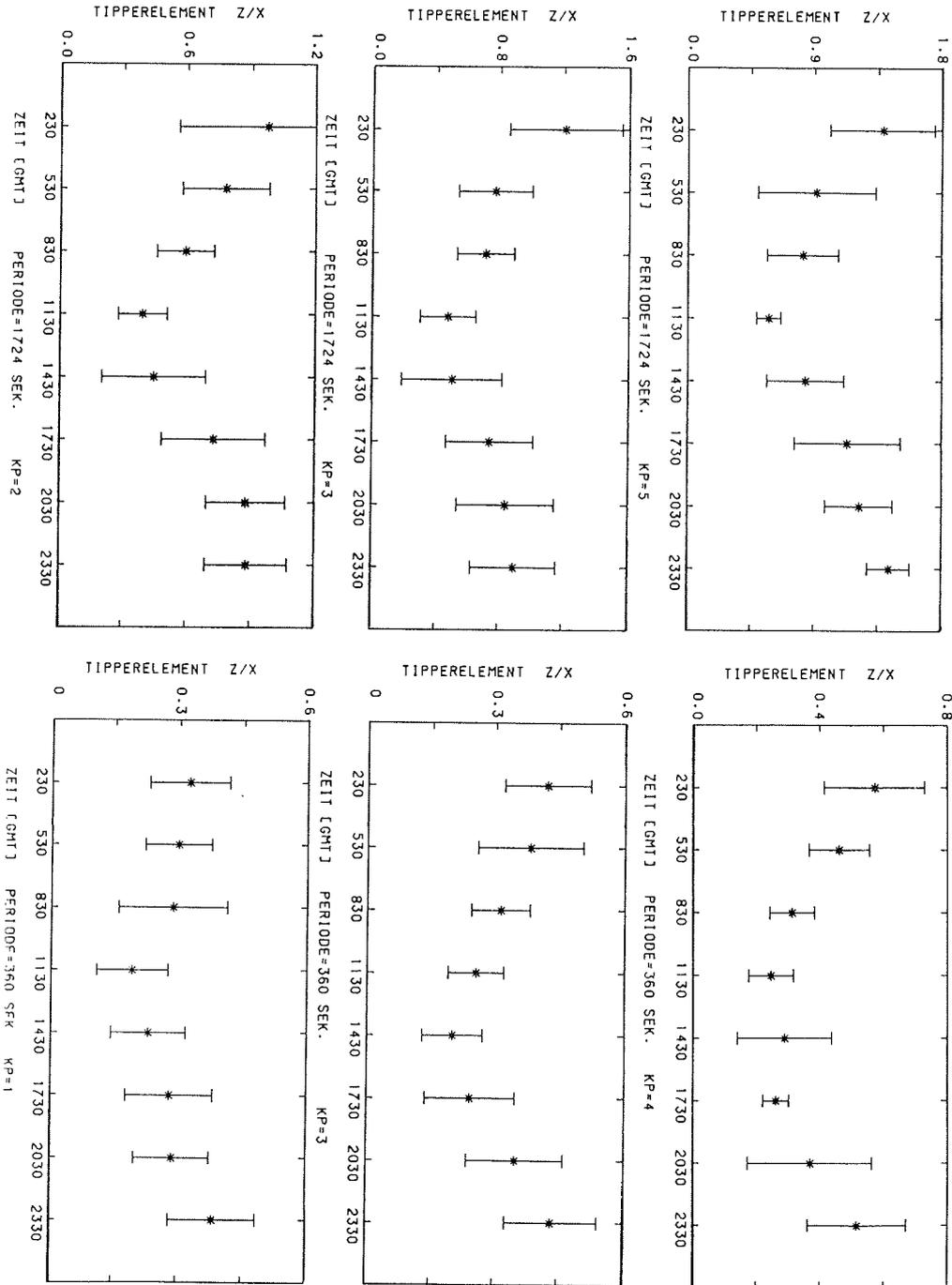


Abb.4.10: Standardabweichungen der Z/X-Spektralquotienten für bestimmte Perioden und planetare Kennziffern  $K_p$ .

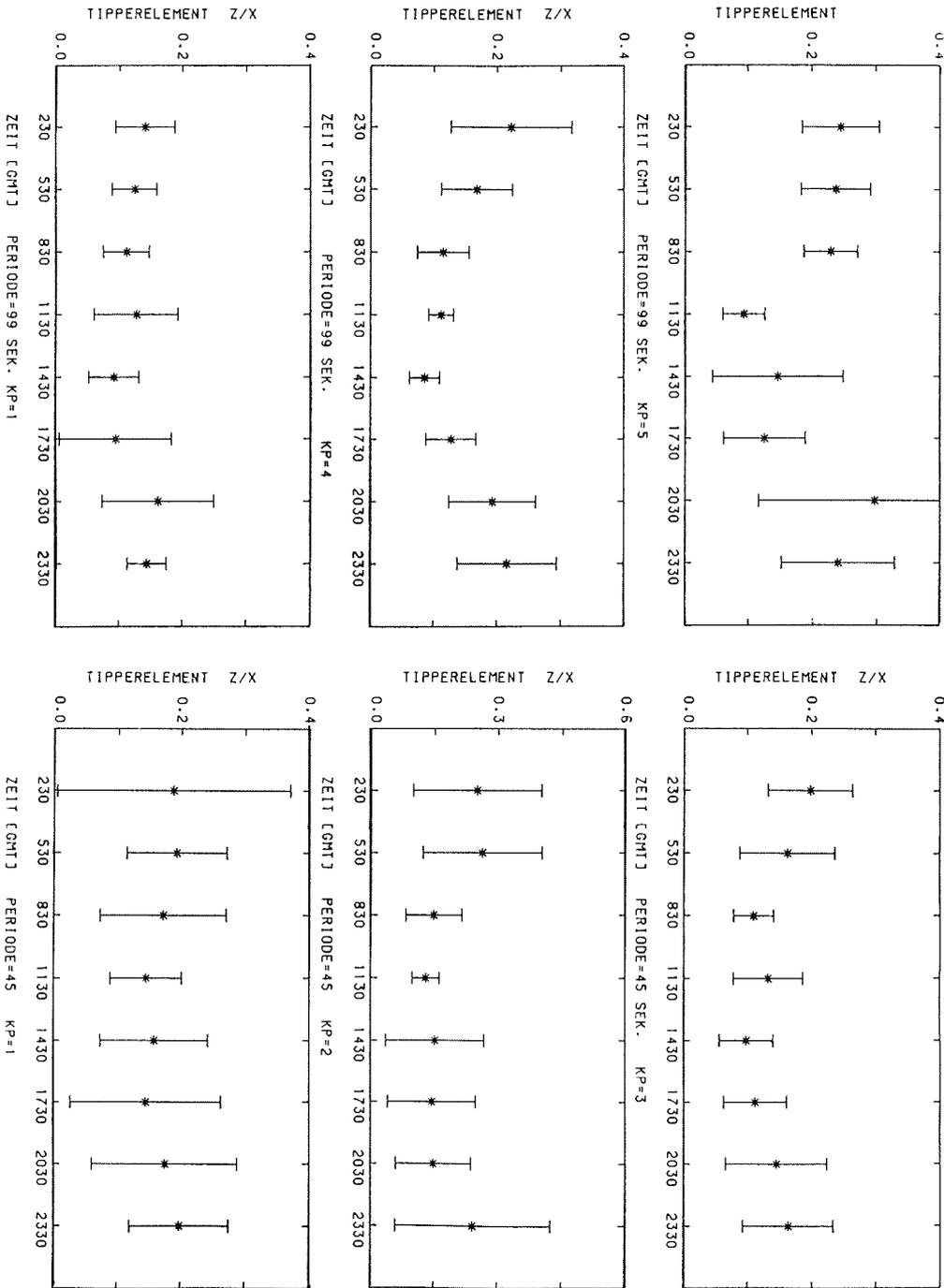


Abb.4.11: Standardabweichungen der Z/X-Spektralquotienten für bestimmte Perioden und planetare Kennziffern Kp.

tion, die freundlicherweise vom British Antarctic Survey zur Verfügung gestellt wurden, vom [H,D]-Koordinatensystem in ein [NS,OW]-System nach den Formeln von Wienert (1970) transformiert, um anschließend stündliche Min/Max-Werte der einzelnen Komponenten zu berechnen. Diese werden dann auf die Differenz der Extrema der gesamten Tagesvariation normiert. Die Deklination D beträgt für ein rechthändisches System bei Halley Bay  $-1^\circ$  (Hamilton, 1976). In den Gl.4.8a-b bedeuten dabei dD und dH die Beträge der Min/Max- Werte in nT für die Deklination D und die Horizontalintensität H.

$$d(NS) = \cos(D) dH - \sin(D) dD \quad [nT] \quad \underline{\text{Gl.4.8a}}$$

$$d(OW) = \sin(D) dH + \cos(D) dD \quad [nT] \quad \underline{\text{Gl.4.8b}}$$

Stellvertretend für mehrere durchgeführte Berechnungen von Aktivitätszahlen sind in der Abb.4.12 für die GvN- und Halley Bay-Station zwei Beispiele aufgeführt: Man erkennt für beide Stationen eine deutliche Zunahme der erdmagnetischen Aktivität zwischen 19:00 und 22:00 Uhr (UT), wobei die Z-Komponenten fast so groß werden wie die Horizontalkomponenten (ein Hinweis für zusätzliche, anomale äußere Anteile). Dies geschieht an beiden Stationen simultan mit dem Eintreten des Ovals in den Bereich bzw. mit dem Streifen des Polarlichtovals der näheren Umgebung der Observatorien (siehe Abb.4.5). Zwischen 24:00 und 06:00 Uhr (UT) wird ein zweites Maximum sichtbar, daß offenbar mit dem Heraustreten des Ovals korreliert (siehe Abb.4.5).

Die Konsequenzen für die Interpretationsfähigkeit elektromagnetischer Übertragungsfunktionen, die aus erdmagnetischen oder magnetotellurischen Meßreihen von hohen Breiten berechnet werden, stellen sich nun wie folgt dar:

Die Ergebnisse aus ETS- und wahrscheinlich auch aus MT/AMT-Verfahren sind mit äußerster Bedachtsamkeit hinsichtlich der Aussagekraft über Leitfähigkeit des Untergrundes zu interpretieren. Falls der kausale Zusammenhang zwischen dem PEJ, der erdmagnetischen Aktivität und den Sondierergebnissen adäquat diskutiert und berücksichtigt wird, liefern die Sondierungen prinzipiell Informationen über die elektrische Leitfähigkeitskontraste tieferer Stockwerke bzw. über die räumliche Ausdehnung erdelektrischer Störkörper der festen Erde.

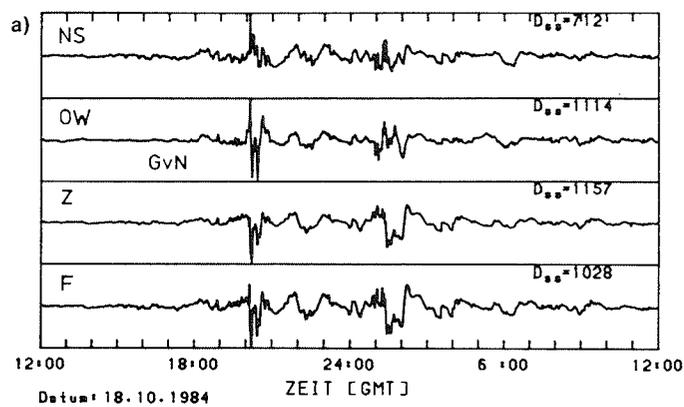
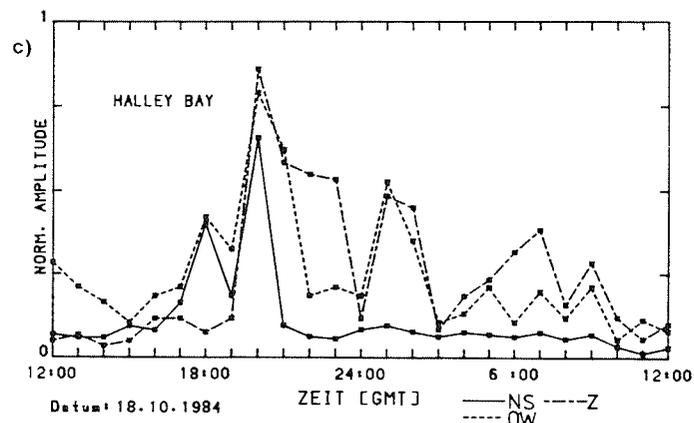
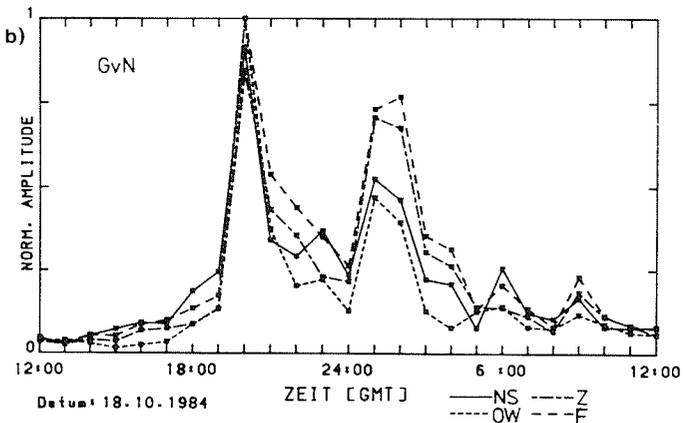


Abb.4.12a-c: Stündliche lokale Aktivitätszahlen für GvN und die Halley-Bay-Station.  
 In der Abb.4.12a) sind die Zeitvariationen jeweils für die NS-, OW-, Z- und F (Total)-intensitäten aufgetragen.  
 $D_{SS}$  bedeutet dabei der Unterschied zwischen der minimalen und maximalen Amplitude in nT.

Diese Differenzen lauten für die einzelnen Komponenten der Halley-Bay-Station:

- $D_{SS}$  (NS): 593 nT
- $D_{SS}$  (OW): 294 nT
- $D_{SS}$  (Z) : 480 nT



## 5 ZWEIDIMENSIONALE MODELLRECHNUNGEN ZUM ERDMAGNETISCHEN KÜSTENEFFEKT

Im letzten Kapitel sollen nun einige Modelle vorgestellt werden, die den erdmagnetischen Küsteneffekt und eine spezifisch antarktische Gegebenheit - den Schelfeiseinfluß - mitberücksichtigen. Zudem wird versucht, die relativ großen Z/Y-Spektralquotienten der GvN- Sondierungsdaten zu erklären.

Es ist natürlich nicht beabsichtigt, aus den Sondierungsergebnissen der GvN-Station ein endgültiges Modell der Leitfähigkeitsverteilung für den Untergrund abzuleiten, sondern es sollen lediglich potentielle Konstellationen angegeben werden, die mit den Ergebnissen am besten harmonisieren und eventuell durch zukünftige Messungen bei GvN verifiziert werden könnten.

Zunächst wird jedoch ein kurzer Einblick in das Formelwerk des verwendeten Modellrechneralgorithmuses nach Haak (1978) gegeben.

### 5.1 Physikalische Grundlagen zur theoretische Herleitung der Modell-Algorithmen

Ausgangspunkt der zur Herleitung der für die zweidimensionalen Modelle notwendigen Formalismen sind die von Maxwell 1863 aufgestellten, und nach ihm benannten, vier Feldgleichungen, die sämtliche opto-elektro-magnetischen Phänomene zusammenfassen (siehe z.B. Gerthsen, 1974). In Gl.5.1a-b sind die ersten beiden Maxwellgleichungen im S.I.-System in differentieller Form beschrieben. Da man bei den elektromagnetischen Induktionsmethoden von zeitlich, harmonisch oszillierenden Quellenfeldern ausgeht, ist bereits in Gl.5.1b eine zeitliche Ableitung für ein entsprechendes Magnetfeld durchgeführt worden.

Zur vollständigen Beschreibung elektromagnetischer Felder sind neben den beiden Divergenz-Gleichungen, die die Existenz der elektrische Ladung ( $\text{div}D = \rho$ ; hier entspricht  $\rho$  der elektrischen Ladungsdichte) und die Ladungsfreiheit des magnetischen Feldes ( $\text{div}B=0$ ) demonstrieren, dann noch die drei Materialgleichungen notwendig (siehe Gl.5.2a-c).

Die relative magnetische Permeabilität  $\mu$  wird in den Maxwell-Gleichungen 1

gesetzt, da die meisten Gesteine der festen Erde und auch die Luft diese Bedingung erfüllen (siehe Tozer, 1959). Allerdings wird diese Näherung verletzt, wenn die Temperatur der Gesteine nahe an der Curietemperatur liegt, da dann infolge des Hopkinson-Effektes eine Erhöhung der Suszeptibilität erfolgt (Peterson & Bleil, 1982). Diese ist eng mit der relativen magnetischen Permeabilität verknüpft.

$$\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \cdot \sigma \cdot \mathbf{E} \quad \text{Induktionsgesetz} \quad \text{Gl.5.1a}$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -i \cdot \omega \cdot \mathbf{B} \quad \text{Durchflutungsgesetz} \quad \text{Gl.5.1b}$$

$$\mathbf{B} = \mu \cdot \mu_0 \cdot \mathbf{H} \quad \text{wobei } \mu = 1 \text{ gesetzt wird} \quad \text{Gl.5.2a}$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \mathbf{E} \quad \text{Gl.5.2b}$$

$$\mathbf{J} = \sigma \cdot \mathbf{E} \quad \text{verallgemeinertes Ohm'sches Gesetz} \quad \text{Gl.5.2c}$$

In der 1. Maxwellgleichung ist zudem die Verschiebungsstromdichte vernachlässigt; man kann zeigen, daß eine sogenannte quasistationäre Lösung erlaubt ist, wenn die Perioden der anregenden Quellenfelder oberhalb von einigen Zehntelsekunden liegen (Reitmayer, 1974).

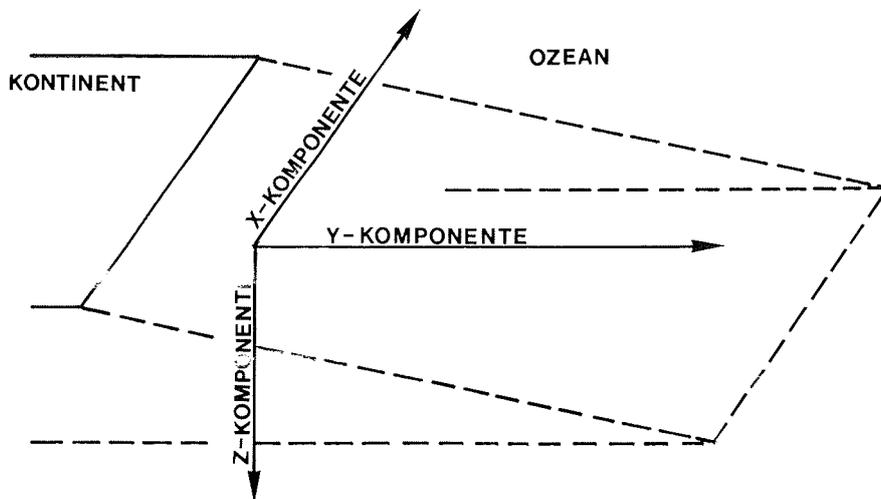


Abb.5.1: Zweidimensionale Leitfähigkeitsverteilung eines idealisierten Küstenverlaufes ( $\mathcal{G} = f(Y, Z, X=\text{const.})$ )

Da bei einer rein zweidimensionalen Struktur, wie sie in Abb.5.1 veranschaulicht wird, alle Ableitungen in X-Richtung verschwinden, lassen sich für diese zwei entkoppelte Gleichungssysteme aus den ersten beiden Maxwellgleichungen berechnen (siehe Gl.5.1a-b):

$$\begin{aligned} \delta B_z / \delta y - \delta B_y / \delta z &= \mu_0 \sigma E_x && \text{Gl.5.3a} \\ \delta B_x / \delta z &= \mu_0 \sigma E_y && \text{Gl.5.3b} \\ \delta B_x / \delta y &= \mu_0 \sigma E_z && \text{Gl.5.3c} \\ \delta E_z / \delta y - \delta E_y / \delta z &= -i \omega B_x && \text{Gl.5.3d} \\ \delta E_x / \delta z &= -i \omega B_y && \text{Gl.5.3e} \\ \delta E_x / \delta y &= -i \omega B_z && \text{Gl.5.3f} \end{aligned}$$

Diese entkoppelten Gleichungssysteme, nämlich 5.3a,e,f sowie 5.3b,c,d, beschreiben dann zwei voneinander unabhängige Vorgänge. Der erste Fall demonstriert dabei den in der X-Richtung fließenden Strom, der von geschlossenen Magnetfeldlinien umgeben ist. Er wird mathematisch mit der stationären Diffusionsgleichung - der sogenannten E-Polarisation (E-Pola) - beschrieben, die durch Elimination der Bz- und By-Feldanteile von Gl.5.3e,f durch Einsetzen in Gl.5.3a gefunden wird (siehe Gl.5.4a).

$$\frac{\delta^2 E_x}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 E_x}{\delta z^2} = i \mu_0 \omega \sigma(y,z) E_x \quad \text{Gl.5.4a (E-Pola)}$$

Eine zweite Diffusionsgleichung läßt sich gleichermaßen bestimmen, indem Ey und Ez von Gl.5.3b und Gl.5.3.c in Gl.5.3d eingesetzt werden. Der zweite Fall beschreibt nun Stromwirbel in der Y-Z-Ebene, die senkrecht dazu von der Bx-Komponenten des Magnetfeldes durchsetzt sind.

$$\frac{\delta^2 B_x}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 B_x}{\delta z^2} = i \mu_0 \omega \sigma(y,z) B_x \quad \text{Gl.5.4b (B-Pola)}$$

Interessant zum Vergleich der Ergebnisse aus der ETS sind in diesem Zusammenhang nur die E-Pola-Modelle; aus der Lösung von Ex aus Gl.5.4a können über die Gln.5.3e-f die By- und Bz-Spektralanteile berechnet werden, um daraus anschließend die Spektralquotienten Bz/By zu bilden (diese sind genau dann mit den Z/Y-Spektralquotienten aus der ETS vergleichbar, wenn

deren Sondierdaten aus Profilen oder Meßpunkten stammen, die senkrecht zu einer zweidimensionalen Struktur verlaufen und in einem speziell zur Anomalie ausgerichteten Koordinatensystem registriert oder umgerechnet wurden).

Zur Umwandlung der dargestellten Differentialgleichungen in eine programmierbare Form werden diese mit der Methode der finiten Differenzen in Differenzen-Gleichungen umgerechnet (Haak, 1978). Dabei werden die Differentialquotienten in Taylorreihen entwickelt, wobei Ableitungen höherer Ordnung ( $>2$ -Grades) nicht miteingehen. Um Informationen über die Spektralanteile der Magnetfeldkomponenten  $B_y$  und  $B_z$  oberhalb der  $Z/Y$ -Ebene zu bekommen, muß nun je nach Modellvorstellung ein Gitternetz der  $Z/Y$ -Ebene gebildet werden, deren Felder mit entsprechenden Leitfähigkeiten  $\sigma(y,z)$  versehen sind. Bei der E-Pola ist es nun notwendig, die einzelnen Feldwerte  $E_x(y,z)$  zu bestimmen, indem jeweils die vier Diffusionsgleichungen für einen Punkt, der von vier Zellen umgeben ist, gelöst werden. Dabei müssen die Rand- bzw. Stetigkeitsbedingungen beim Übergang von einer Zelle in die nächste leitende Zelle erfüllt sein (Jones & Pascoe, 1971).

Bevor jedoch einzelne Feldwerte der Zellen berechnet werden, müssen die Zellen mit gewissen Start- bzw. Erwartungswerten vorbelegt sein. Sie können entweder über analytische eindimensionale Modellrechnungen definiert sein, oder sie werden aus einer vorhergegangenen Modellrechnung, die schon für das gleiche Modell aber einer anderen Periode durchgeführt wurde, übernommen (Teufel, 1986).

Die Feldwerte werden nun sukzessive zeilenweise berechnet, wobei nach einer Iteration noch keine repräsentativen Werte zu erwarten sind; je nach Leitfähigkeitskontrast und Periode können sich die Feldstörungen über viele Zellen ausbreiten. Deswegen wird so oft iteriert, bis die Differenz zwischen dem alten und dem neu berechneten Feldwert einer Zelle ein gewisses Minimum unterschreitet bzw. konvergiert.

Ein wesentlicher Aspekt bei der Erstellung des Modellgitters ist die Wahl der Größe der Gitterzellen. Da, wie schon erwähnt, bei der Diskretisierung der Diffusionsgleichung die Terme höherer Ableitungen nicht mitgezogen werden, entstehen bei sehr starken Leitfähigkeitskontrasten entsprechend große Fehler. Um diese Fehler möglichst gering zu halten, müssen bei diesen Übergängen die Gitterabstände besonders klein gewählt werden. Eine Faust-

formel besagt, daß die Abstände nicht kleiner als 1/3 der Eindringtiefe sein sollen (Haak, 1978, Teufel, 1986). Die Eindringtiefe berechnet sich dabei nach der Näherungsformel Gl.5.5 für einen homogenen Halbraum (Schmucker, 1970).

$$d \sim (\rho \cdot T)^{\frac{1}{2}} \quad \text{Gl.5.5}$$

mit d : Tiefe in Km  
ρ : Spez. elektr. Widerstand in Ωm  
T : Periode in sec

## 5.2 Diskussion einiger Modelle sowie Vergleich der Modellergebnisse mit den Z/Y-Spektralquotienten aus den erdmagnetischen Sondierungen

Nachdem wesentliche technische Details zur Berechnung von E-Pola-Modellen beschrieben wurden sollen einige konkrete Beispiele zum erdmagnetischen Küsteneffekt diskutiert werden.

### 5.2.1 Konzeption eines Modells

Zur Ableitung eines zweidimensionalen Modells, das in etwa den Untergrundverhältnissen des Ekströmschelfeises und des Weddellmeeres gerecht wird, werden Ergebnisse von verschiedenen Autoren verwendet. Zuerst zu den morphologischen Gegebenheiten, die in der Abb.5.2 dargestellt sind:

#### **- Kontinentalabhang und Wassersäule unter dem Schelfeis:**

Aus einer bathymetrischen Karte nach Schenke & Niederjasper (1987), die die Morphologie des Meeresbodens der näheren Umgebung der Schelfeisregion im Bereich des südlichen Weddellmeeres aufzeigt, wurde der Verlauf des Kontinentalabhanges für den nördlichen Bereich der GvN-Station simuliert. Die Fortsetzung der Bathymetrie unter das Ekströmschelfeis ist aus den Analysen reflexionsseismischer Messungen entnommen worden (Hoyer, 1984): Für den Nord/Süd-Schnitt des Schelfeises im näheren Bereich der GvN-Station wurde dabei eine mittlere Wassersäule von 200m Mächtigkeit festgestellt. Obwohl neuere Messungen eine Zunahme der Wassersäule nach Süden ergaben (Kaul & Unterschütz, 1987), wurde für das Schelf(eis)modell eine konstante Dicke der subglazialen Wassermächtigkeit von 200m angesetzt.

- Dicke des Schelfeises:

Aus den o.g. reflexionseismischen Registrierungen wurde für die nähere Umgebung der GvN-Station eine mittlere Schelfeisdicke von 200m berechnet. Sie dient ebenfalls als Modellgrundlage für den Nord-Süd-Verlauf der Dicke des Schelfeises. Da hier vorwiegend die von der Tiefsee verursachten magnetischen Effekte diskutiert werden, sind geringe Abweichungen der Modellparameter mit denen der gemessenen Schelfeis- und Wasserdicke im Süden der GvN-Station nicht relevant.

- Leitfähigkeitsverteilung

Die für ein sinnvolles Modell zu erstellende tellurische Untergrundstruktur sowie deren Leitfähigkeitsverteilung wurde, da aus dem Schelfbereich des Weddellmeeres bzw. der Antarktis keine Widerstandstiefenverteilungen bekannt sind, aus Modellen anderer Kontinente entnommen.

Eines der Modelle bezieht sich dabei auf ein Schelfmodell, das ein Profil senkrecht zum Kontinentalrand bei Vancouver Island wiedergibt (DeLaurier et al, 1983). In der Abb.5.2 sind die einzelnen Stockwerke des Untergrundes mit den jeweils aktuellen spezifischen Widerständen aufgetragen. Abweichend von DeLaurier et al (1983) ist für den Oberen Mantel ein spezifischer Widerstand von  $200 \Omega\text{m}$  eingetragen, der als Mittelwert von Modellen mitteleuropäischer Stationen abgeleitet wird (siehe Neurieder, 1984). Der in Klammer angegebene Wert mit  $\rho = 10 \Omega\text{m}$  stellt eine erhöhte Leitfähigkeit im Mantel dar. Er erklärt die MT-Daten von Vancouver Island besser und ist vorwiegend in Zonen rezenter Geodynamik - also in Bereichen der festen Erde mit erhöhter Temperatur - zu erwarten.

Zur Veranschaulichung von langperiodischen Induktionseffekten in Abhängigkeit von der Leitfähigkeit des Oberen Erdmantels und der Frequenz des Quellenfeldes, wird auch dieser spezifische Widerstand in eine Modellrechnung eingebaut.

Der spezifische Widerstand des Meerwassers wurde aus Proben des Weddellmeeres bestimmt und stellt mit  $\rho = 0.33 \Omega\text{m}$  ein Mittelwert dar (pers. Mitt. Hellmer, 1987). Für das Ekströmschelfeis wird ein spezifischer Widerstand von  $50000 \Omega\text{m}$  - ein Mittelwert für antarktische Schelfeise - eingesetzt (Miller, 1982).

### 5.2.2 Interpretation einiger Modellergebnisse

Zur Verdeutlichung verschiedener Induktionseffekte werden insgesamt im folgenden vier Modelle vorgestellt, die aus der Abb.5.2 hervorgehen: Modell Nr.1 und Nr.2 sollen einerseits die elektromagnetischen Auswirkungen von einer Eisplatte, die im ozeanischen Schelfbereich schwimmt, und andererseits den erdmagnetischen Küsteneffekt, der aus dem vorgelagerten Weddellmeer entsteht, jeweils getrennt behandeln. Die dritte Modellrechnung zeigt die Überlagerung beider Effekte und wird anschließend im Zusammenhang mit der Auswirkung einer erhöhten Leitfähigkeit im Untergrund diskutiert.

Prinzipiell werden die anomalen  $B_z/B_y$ -Spektralquotienten bzw. Z-Anomalien (\*) aus Modellrechnungen von drei verschiedenen Effekten mit jeweils unterschiedlicher Periodenabhängigkeit beeinflusst (siehe z.B. Teufel, 1986):

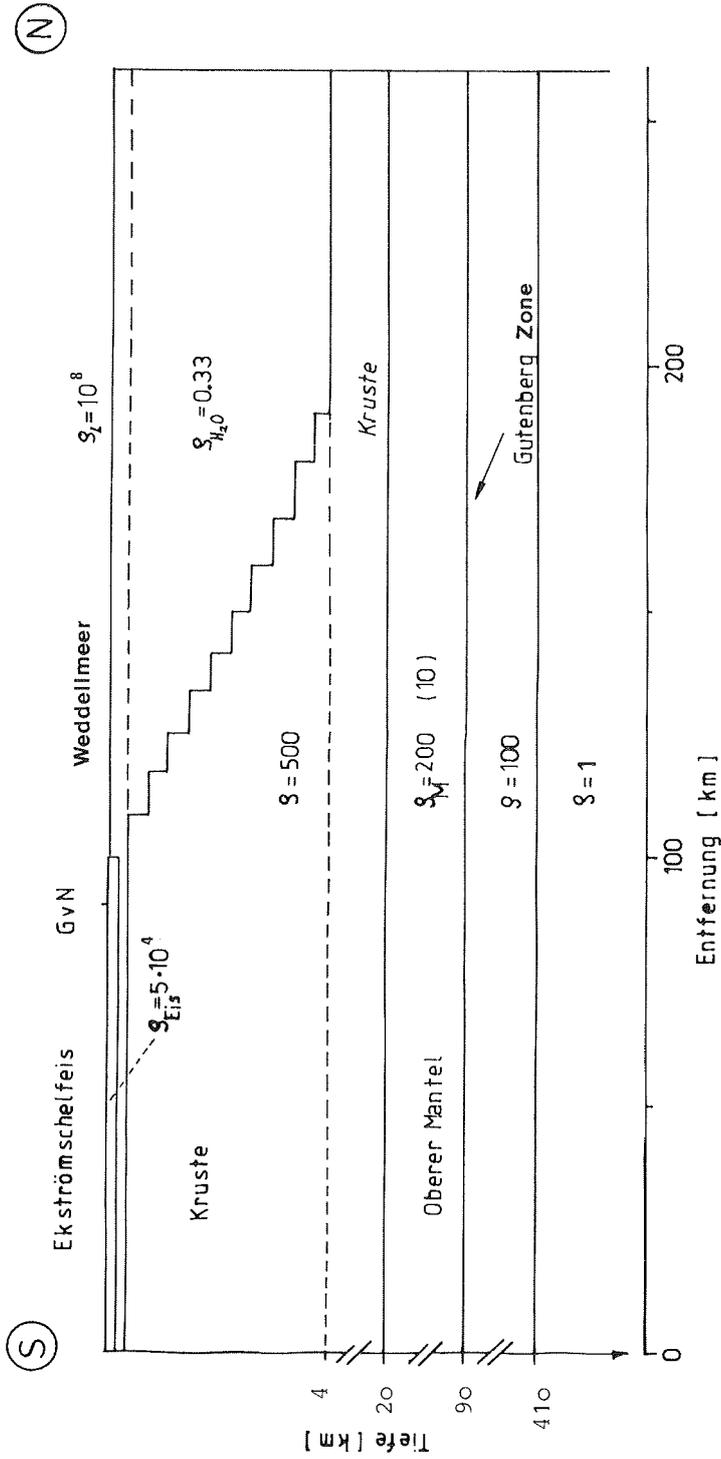
- vom vertikalen Skineffekt, der je nach Leitfähigkeitskontrast des tieferen Untergrundes (der meist als eben geschichtet mit in die Modelle eingeht) und der Periode des Quellenfeldes eine Dämpfung der durch laterale (horizontale) Leitfähigkeitsgrenzen verursachten Z-Anomalien bewirkt

- vom lateralen Skineffekt, der durch Stromdrängung im guten Leiter, also in den hier betrachteten Modellen meeresseitig an der Schelfeiskante, die Z-Anomalie bewirkt

- sowie von der destruktiven Überlagerung der mit verschiedenen Vorzeichen versehenen Z-Anomalien des linken und rechten Randes einer Leitfähigkeitsanomalie (z.B. Modell eines tektonischen Grabensystems). Da in den hier berechneten Modellen in lateraler Richtung nur ein Leitfähigkeitsübergang vorgegeben ist, tritt dieser Effekt nicht auf.

Die E-Pola-Ergebnisse der aktuellen Modelle (also Betrag und Phase der komplexen Spektralquotienten  $B_z/B_y$ ) sind in den Abb. 5.3-5.6 dargestellt.

(\*) (Mit der Z-Anomalie ist die Erhöhung des anomalen Z-Anteiles gemeint, der sich aus Modellrechnungen ergibt, wenn ein Sondierprofil über laterale Leitfähigkeitsgrenzschichten gelegt wird.)



Modell Nr.1: ohne Tiefsee,  $\rho_M = 200 \Omega \cdot m$   
 Modell Nr.2: ohne Schelfeis,  $\rho_M = 200 \Omega \cdot m$   
 Modell Nr.3: mit Tiefsee und mit Schelfeis,  $\rho_M = 200 \Omega \cdot m$   
 Modell Nr.4: mit Tiefsee und mit Schelfeis,  $\rho_M = 10 \Omega \cdot m$

Abb.5.2: Darstellung eines Schelfeisküstenmodells (nicht maßstabsgetreu).

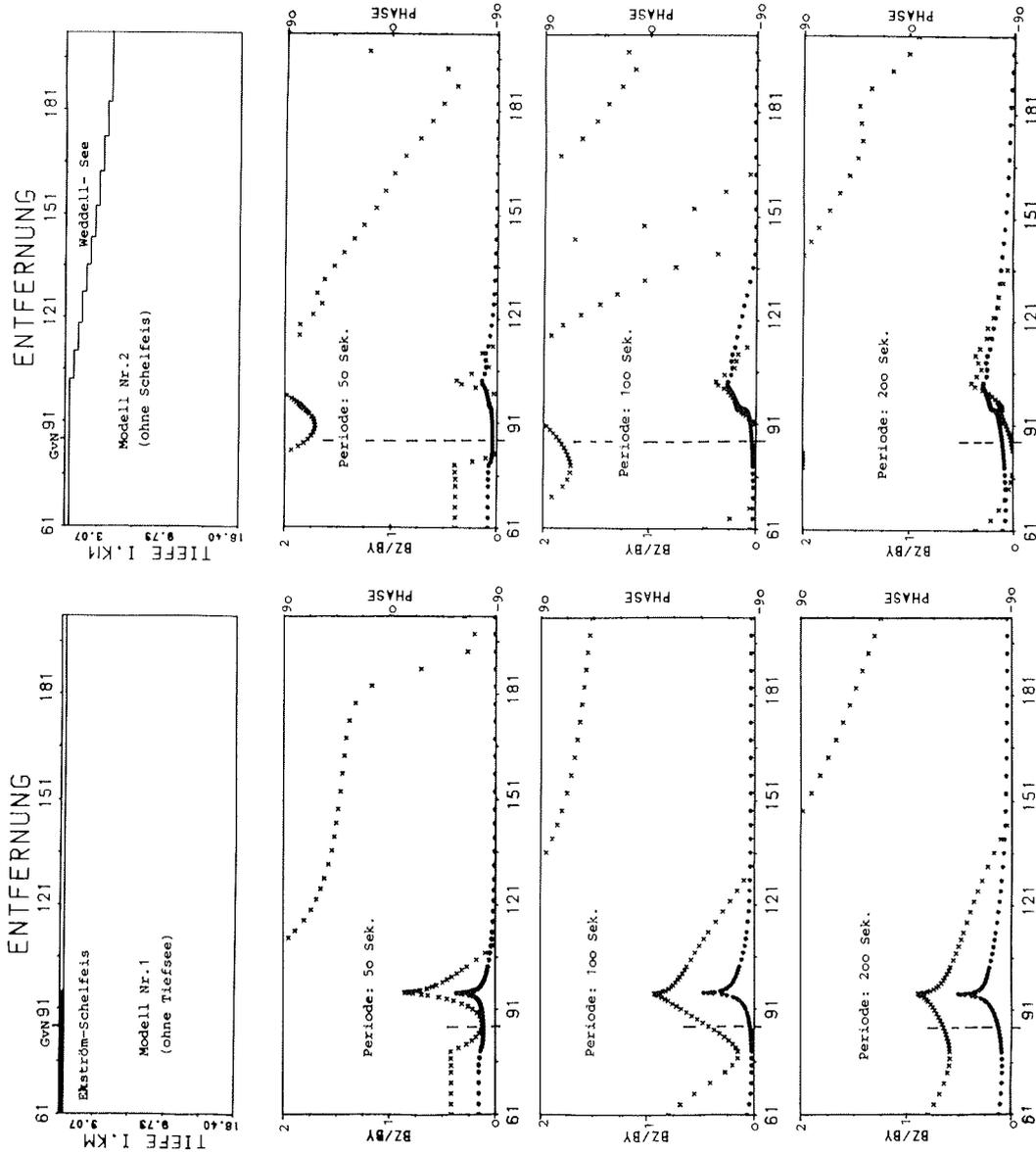
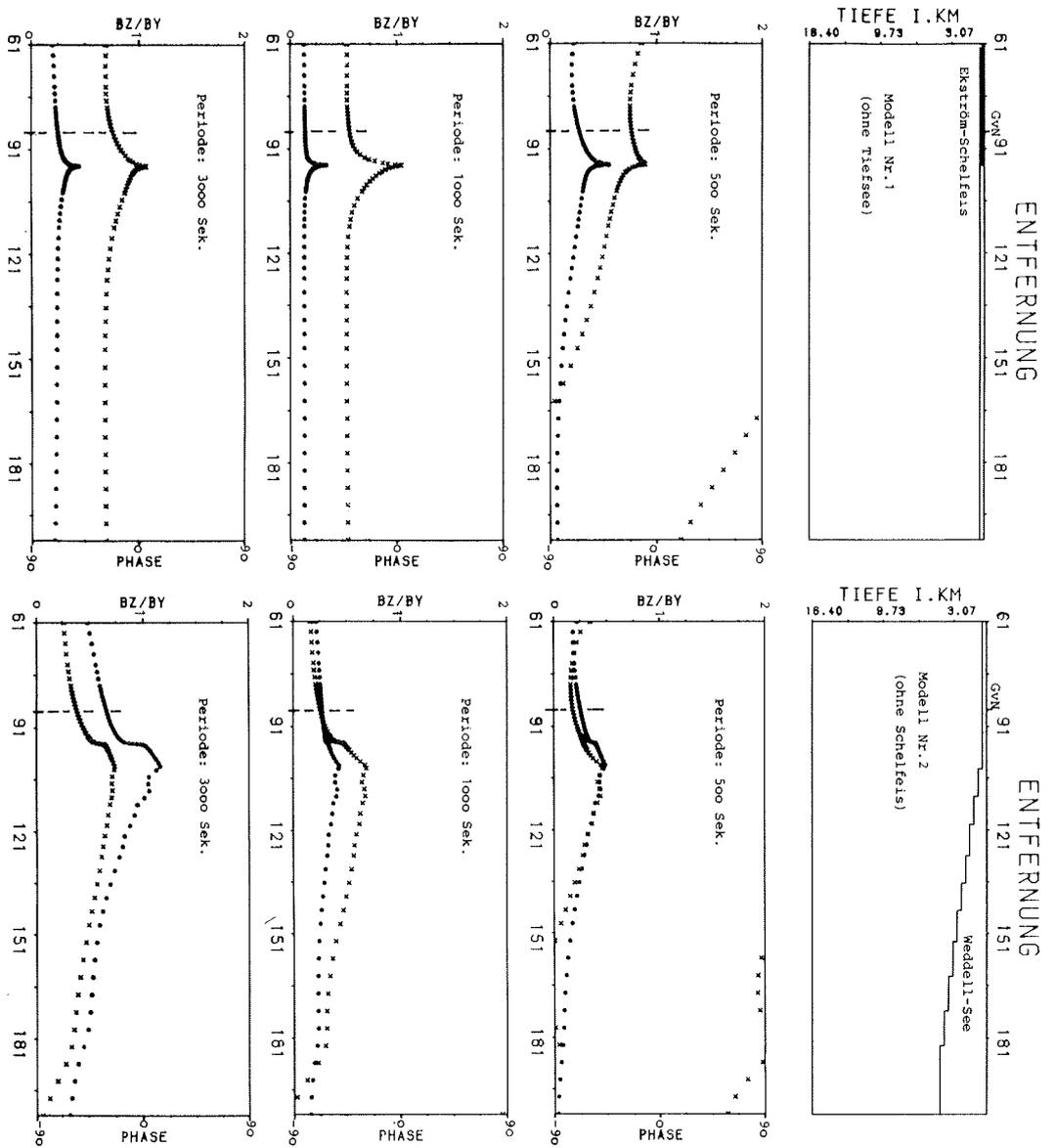


Abb.5.3: Modellergebnisse (E-Pole) für verschiedene Leitfähigkeitsstrukturen und Perioden. Ausgeblendet sind jeweils Betrag (\*) und Phase (x) der Übertragungsfunktion des Bereiches von 61-200km aus Abb.5.2. Die Lage von GvN ist durch Strichlierung angedeutet. Modell 1 zeigt den Effekt eines Schelfeises im Flachwasser; Modell 2 beinhaltet den Küsteneffekt ohne Schelfeiskörper.

Abb.5.4: Modellergebnisse (E-Pola) für verschiedene Leitfähigkeitstrukturen und Perioden. Ausgebildet sind jeweils Betrag (\*) und Phase (x) der Übertragungsfunktion des Bereiches von 61-200km aus Abb.5.2. Die Lage von GVN ist durch Strichlierung angedeutet.

Modell 1 zeigt den Effekt eines Schelfeises im Flachwasser; Modell 2 beinhaltet den Küsteneffekt ohne Schelfkörper.



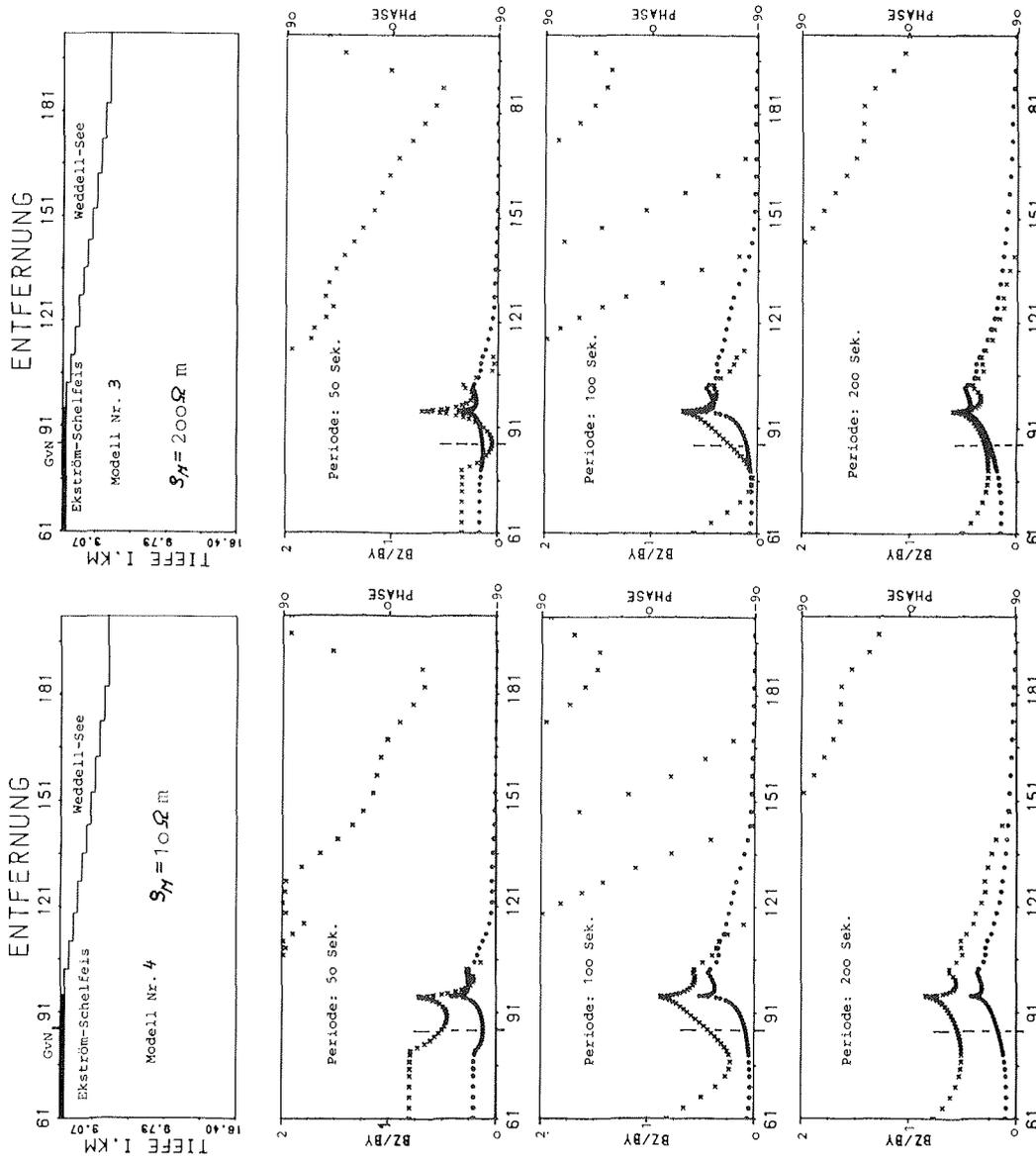


Abb.5.5: Modellergebnisse (E-Pola) für verschiedene Leitfähigkeitsstrukturen und Perioden. Ausgeblendet sind jeweils Betrag (\*) und Phase (x) der Übertragungsfunktion des Bereiches von 61-200Km aus Abb.5.2. Die Lage von GvN ist durch Strichlierung angedeutet. Modell Nr.3 stellt ein Küsten/Schelfeis-Modell dar, wobei für den Mantel eine schlecht leitende Schicht eingebaut ist; dasselbe gilt für Modell Nr.4, allerdings mit einer gut leitenden Schicht im Mantel.

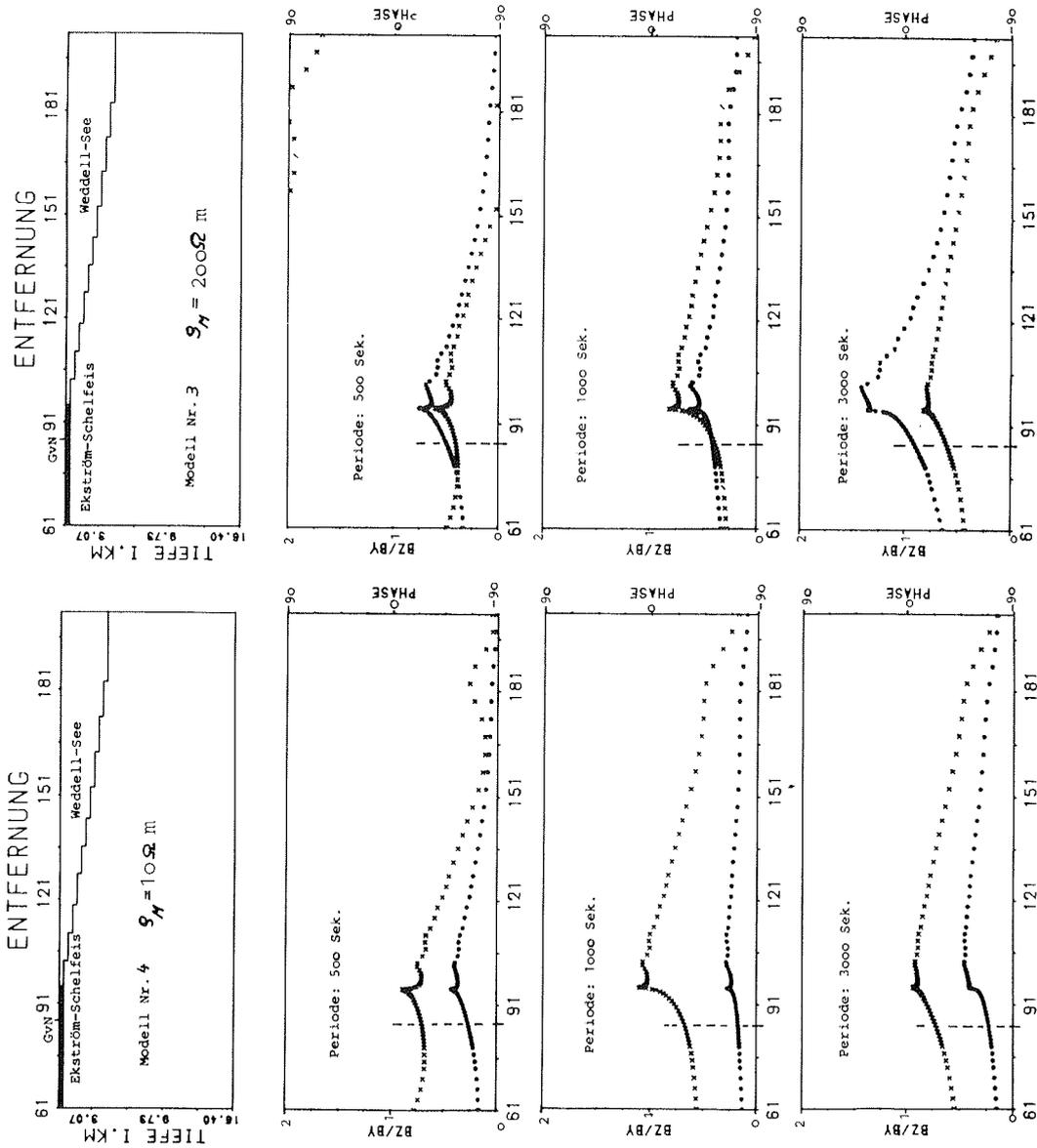


Abb.5.6: Modellergebnisse (E-Pole) für verschiedene Leitfähigkeitsstrukturen und Perioden. Ausgeblendet sind jeweils Betrag (\*) und Phase (x) der Übertragungsfunktion des Bereiches von 61-200km aus Abb.5.2. Die Lage von GvN ist durch Strichlierung angedeutet. Modell Nr.3 stellt ein Küsten/Schelfeis-Modell dar, wobei für den Mantel eine schlecht leitende Schicht eingebaut ist; dasselbe gilt für Modell Nr.4, allerdings mit einer gut leitenden Schicht im Mantel.

Eine Anhäufung der Punkte in den Modellergebnissen im Bereich der Schelfeiskante hängt mit der engeren Rasterung des Modelluntergrundes im Bereich von Leitfähigkeitsübergängen zusammen, die aus den in Abschnitt 5.1 zitierten Gründen notwendig ist.

Ergebnisse der ersten beiden Modelle sind in den Abb.5.3 und 5.4 für Perioden im Intervall [50-3000] Sekunden dargestellt. Deutlich spiegeln sich die Z-Anomalie bzw. der laterale Skineffekt (dargestellt durch vergrößerte  $B_z/B_y$ -Spektralwerte) im Schelfeismodell in der Nähe der Schelfeiskante für alle Perioden wider.

Der reine erdmagnetische Küsteneffekt, der im Modell Nr.2 dargestellt ist, hat für alle Perioden eine Z-Anomalie, die ihr Maximum nördlich der Schelfeiskante besitzt. In beide Richtungen nehmen dann die Beträge der  $B_z/B_y$ -Werte für alle untersuchten Perioden unterschiedlich schnell ab; schelfseitig schneller als ozeanseitig.

Eine durchweg konstruktive bzw. additive Überlagerung beider Effekte - Schelfeis- und Küsteneffekt - kann festgestellt werden, wenn man die Ergebnisse aus den Abb.5.5 und 5.6 des 3. Modells mit denen der ersten beiden Modelle vergleicht. Deutlich ist die Superposition der beiden Maximalbeiträge zu erkennen.

Um auf den o.g. vertikalen Skineffekt einzugehen, sollen nun die Ergebnisse des dritten und vierten Modells diskutiert werden. Vergleicht man die Ergebnisse der Modelle drei und vier in der Abb.5.5, so erkennt man nur relativ unbedeutende Unterschiede der  $B_z/B_y$ -Quotienten. Dasselbe resultiert auch aus dem Vergleich der Phasen beider Modelle; relevante Abweichungen sind nicht auszumachen. Offensichtlich äußert sich der vertikale Skineffekt für diesen Modellaufbau erst für Signale längerer Perioden. Für Perioden ab 500 Sekunden wird die Dämpfung der Z-Anomalien - also der Einfluß des vertikalen Skineffektes auf die Z-Anomalie - aus einem Vergleich der Modellergebnisse von Modell Nr.3 und Nr.4 in der Abb.5.6 veranschaulicht:

- Die Spektralquotienten sind insbesondere im Bereich der Schelfeiskante bei allen drei Perioden im vierten Modell, für das eine erhöhte Leitfähigkeit im Oberen Erdmantel festgelegt wurde, deutlich niedriger (siehe Abb.5.6). Die Werte sind im Modell Nr.3 bis zu einem Faktor drei größer.

Aus den Modellergebnissen des dritten Modells, die für GvN in der Abb.5.6 dargestellt sind (die Position von GvN ist strichliert angedeutet), ergeben sich für den Periodenbereich von 500 bis 3000 Sekunden Spektralquotienten im Bereich von 0.5 bis 0.9. Diese Werte stimmen in etwa mit den anomalen Z/Y-Spektralquotienten der ETS-Ergebnisse, die aus den Abb.4.1a-d und Abb.4.2a-d zu entnehmen sind, überein. Sie liegen dort für die o.g. Perioden in dem Wertebereich von 0.6 bis >1.0 und sind damit tendenziell etwas größer als die theoretisch berechneten (je nach Tageszeit und erdmagnetischer Aktivität sind auch die Z/Y-Spektralquotienten leicht voneinander verschieden, so daß anzunehmen ist, daß auch hier ein geringer inhomogener Anteil miteinwirkt).

Aus Vergleich der Modelle mit den Sondiererergebnissen kann also geschlossen werden, daß die Tiefensondiererergebnisse am ehesten mit spezifischen Widerständen im Oberen Erdmantel mit  $r > 200\Omega\text{m}$  zu befriedigen sind. Dies würde bedeuten, daß das Stockwerk in der Tiefenlage von 20 bis 90Km eine relativ geringe Temperatur besitzt, denn die spezifischen Widerstände der Gesteine bzw. Halbleiter nehmen meist exponentiell mit zunehmender Temperatur ab (siehe z.B. Haak, 1983).

**-- INTERPRETATION:**

Wie weit ist nun dieses Ergebnis mit den bisherigen geologischen Erkenntnissen der Ostantarktis in Übereinstimmung zu bringen?

Es ist bekannt, daß die Ostantarktis ein alter Schild bzw. Kraton ist, so daß ihr Litho/Asthenosphärenbereich im Vergleich zu tektonisch aktiveren Regionen in anderen Teilen der Erde einen relativ kalten Sockel besitzen müßte. Damit harmoniert die im favorisierten Modell angegebene Leitfähigkeitstiefenverteilung.

Es gibt neuerdings Hinweise, daß der Kontinentalrand im Küstenbereich von Sanae bis Novolazarevskaya geriftet ist (Hinz & Kristoffersen, 1987, Bergh, 1987). Dies und ein im Osten von GvN, bei Sanae von Süd nach Nord verlaufender tektonischer Graben, der u.a. auch aus der Feldfortsetzung aeromagnetischer Daten abgeleitet wurde (Kadmina et al, 1983), sprechen dafür, daß einige Teile der Ostantarktis jedenfalls am Kontinentalrand schon tektonisch aktiver waren. Die Untersuchung von Laufzeiten teleseismischer Beben, die auf die Laufzeitabellen von Jeffreys & Bullen

(1940) bezogen werden, ergaben für GvN, Sanae und Novolazarevskaya azimutal verschiedene Residuen (pers. Mitt. Eckstaller, 1987):

Die Laufzeiten von Ereignissen mit östlichen Azimuten sind bei GvN und Sanae signifikant grösser als entsprechende Laufzeiten aus den Tabellen von Jeffreys & Bullen (1940). Diese langsamen seismischen Wellen können möglicherweise über eine erhöhte Temperatur des Oberen Erdmantels zu erklären sein (s. z.B. Kern, 1982), so daß die Ergebnisse der Residuenuntersuchungen zu den o.g. geologischen Gesichtspunkten nicht in Widerspruch stehen würden. Jene Laufzeiten, die von Erdbeben aus südlich bis südwestlichen Azimuten herrühren, sind dagegen deutlich schneller (pers. Mitt. Eckstaller, 1987), dementsprechend passen sie auch eher zu der Vorstellung einer inaktiven, seismisch schnelleren Litho/Asthenosphäre der Ostantarktis.

Aus den erdmagnetischen Tiefensondiererergebnissen von GvN sind Effekte, die aus dem im Osten von GvN angesiedelten Graben herrühren könnten, nicht zu sehen. Erst durch profil- oder flächenhafte ETS-Messungen, eventuell unterstützt mit MT-Analysen, ermöglicht weitere Aussagen bzw. die Verifizierung der bereits durchgeführten Modelle. Nicht berücksichtigt ist bei den berechneten Modellen der Einfluß des Übergangs vom Flachwasser ins terrestrische Hinterland, der einhergeht mit einem größer werdendem Eispanzer. Bei dieser Berücksichtigung würden die E-Pola-Ergebnisse der leicht abgewandelten Schelfeismodelle die langperiodische Anteile an GvN etwas modifizieren.

Literaturverzeichnis:

- Akasofu S. I.: Physics of Magnetospheric Substorms. D. Reidel  
Dordrecht-Holland, 1977
- Akasofu S. I., Chapman S.: Solar-Terrestrial Physics, Oxford  
at the Clarendon Press, 1972
- Arnoldy R.L., Cahill L.J. Jr.: Magnetic Pulsation Activity at  
South Pole Station. Ant. J. of the U.S., 1983
- Baker D.N., Anderson R.C., Zwickl R.D.: Average Plasma and Magnetic Field  
Variation in the Distant Magnetotail Associated With Near-Earth  
Substorm Effects. J. Geophys. Res. Vol.92, 71-81, 1987
- Beblo M.: Temperaturverteilung und stoffliche Zusammensetzung der  
Lithosphäre Islands: Interpretation der kurzperiodischen  
Magnetotellurik Messungen. In: Prot. Koll. Erdmagn. Tiefens.,  
Berlin-Lichtenrade, 1980
- Berdichevsky M., Zhdanov S.: Advanced Theory of Deep Geomagnetic  
Sounding. Elsevier Science Publisher B.V., Amsterdam, N.Y., 1984
- Bergh H.W.: Underlying Fracture Zone Nature of Astrid Ridge off Antarc-  
tica's Queen Maud Land. J. Geophys. Res. Vol.92, 475-484, 1987
- Bergland G.D., Dolan M.T.: Fast Fourier Algorithms. In: Programs for  
Digital Signal Processing. IEEE Press, N.Y., 1979
- Blackman R.B., Tukey J.W.: The Measurements of Power Spectra.  
Dover N.Y., 1959
- Bonner W., Walton D.W.H.: Antarctica. British Antarctic Survey,  
Cambridge, Uk. Pergamon Press, Oxford, N.Y., Frankfurt, 1985
- Budyko N.I.: Climate and Life. Int. Geophys. Series, Vol.18,  
Academec Press N.Y., 1974
- Campbell W.H., Matshushita S.: Physics of Geomagnetic Phenomena, Int  
Geophysics Series V. 11 - II, 1967
- Clauer C.R., Banks P.M., Smith A.Q., Jorgensen T.S., Friis-Christensen  
E., Vennerstrom S., Wickwar V.B., Kelly J.D., Douppnik J.:  
Observation of Interplanetary Magnetic Field and of Ionospheric  
Plasma Convection in the Vicinity of the Dayside Polar Cleft.  
Geophys. Res. Lett., Vol.1, No.9, pp. 891-894, 1984
- Cooley J.W., Tukey J.W.: An Algorithm for the Machine Calculation  
of Complex Fourier Series. Math.Comp., Vol.19, No.90,  
pp. 297-301, 1965
- Davis T.N.: The Aurora. In: Introduction to Space Science,  
Hess W.N.(Ed.), N.Y.-London-Paris: Gordon and Breach Science, 1965
- De la Beaujardiere O., Wickwar V.B., Kelly J.D., King J.H.: Effect  
of the interplanetary magnetic field Y-component on the  
high-latitude nightside convection, J. Geophys. Lett., 12, 1985

- DeLaurier J.M., Auld D.R., Law L.,K.: The Geomagnetic Response Across the Continental Margin off Vancouver Island: Comparison of Results from Numerical Modelling and Field Data. J. Geomag. Geoelectr., Vol.35, pp. 517-528, 1983
- Dittus H.: Methoden der Registrierung und Datenverarbeitung für das Prospektionsverfahren "Passive Audio-Magnetotellurik". Diss., München, 1986
- Evans J.V., Holt M.,J., Oliver W.,L., Wand R.,H.: Millstone Hill incoherent scatter observations of auroral convection over  $60^{\circ} < 1 < 75^{\circ}$ , 2, Initial results, J. Geophys. Res.,85, 1980
- Feldstein Y.I.: 'Auroral Oval'. J. Geophys. Res. 78, 1210, 1973
- Fischer E.U., Friedsam H., Optimales Design digitaler FIR-Filter mit linearer Phase, Mitt. Inst. f. Theoret. Geod. Universität Bonn, Nr.53, Bonn, 1977
- Foster J.,C.: An empirical electric field model derived from Chatanika radar data, J. Geophys. Res./A, Vol.88, pp. 981-987, 1983
- Gerthsen H., Kneser H., Vogel H., Physik. Zwölfte, völlig neubearbeitete und erweiterte Auflage von H.Vogel. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New-York. 1974
- Giloi W.: Simulation und Analyse stochastischer Vorgänge. R. Oldenburg Verlag, München, Wien, 1967
- Haak V.: Interpretationsverfahren für die Magnetotellurik unter besonderer Berücksichtigung lateral variierender Leitfähigkeit und eines räumlich inhomogen induzierenden Magnetfeldes. Bayr. Akademie der Wissenschaften, München, 1978
- Haak V.: Elektrische Leitfähigkeit von Mineralen und Gesteinen bei hohen Temperaturen und Drucken. In: Landolt-Börnstein, Physical Properties of Rocks. Bd.1b, Springer-Verlag, Heidelberg, N.Y., pp. 99-140, 1982
- Hamilton R.A.: The Morphology of Magnetic Pulsations at Halley Bay. British Antarctic Survey Bulletin, 1976
- Hessler V.P.: Telluric, Geomagnetic, and Auroral Activity on Arctic Drifting Stations and at Pt. Barrow, University of Alaska, Final Report, 1970
- Hinz K., Kristoffersen Y.: Antarctica, Recent Advances in the Understanding of the Continental Shelf. Geologisches Jahrbuch Reihe E, Heft 37, BGR Hannover, 1987
- Hirasawa T., Rep. Ionos. Space Res. Jap.24, 66, 1970
- Holdsworth G., Erebus Glacier Tongue, Mc Murdo Sound, Antarctica Journal of Glaciology 13, pp. 27-35, 1974
- Holdsworth G.,Glynn J.: Iceberg calving from floating glacier by a vibrating mechanism. Nature Vol.274, 1978

- Hones E.W. Jr.: Transient Phenomena in the Magnetotail and their Relation to Substorms. Space Sci. Rev., Vol. 23(3), 1979
- Hones E.W. Jr.: Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas. Washington, American Geophysical Union, 1984
- Hoyer M.: Auswertung glaziologisch-geophysikalischer Messungen auf dem Ekströmschelfeis. Diplomarbeit, Münster, 1983A
- Iqbal M.: An Introduction to solar Radiation. Academic Press, N.Y., pp. 390, 1983
- Jacobs J.A.: Kato Y., Matsushita S., Troitskaya V.A.: Classification of Geomagnetic Micropulsations. J. Geophys. Res., Vol.69, pp. 180-181, 1964
- Jacobs J.A.: Geomagnetic Micropulsations: Springer Verlag Berlin, Heidelberg, N.Y., pp. 179, 1970
- Jeffreys H., Bullen K.E.: Seismological Tables. British Association, Gray-Milne Trust, 1940
- Jones F.W., Pascoe L.J.: A General Computer Program to Determine the Perturbation of Alternating Electric Currents in a Two-Dimensional Model of a Region of Uniform Conductivity with an Embedded Inhomogeneity. Geophys. J. R. astr. Soc., 24, pp. 3-30, 1971
- Kadmina I.,N., Kurinin R.G., Masolov V.N., Grikurov G.E.: Antarctic Crustal Structure from Geophysical Evidence: A Review. In: Antarctic Earth Science. Cambridge University Press, pp. 498-502, 1983
- Kamide Y., Craven J.D., Frank L.A., Ahn B.-H., ofu S.-I.: Modeling Substorm Current Systems using Conductivity Distributions inferred from DE Auroral Images J. Geophys. Res. Vol.91, pp. 11235-11256, 1986
- Kaul N., Unterschütz A.: Berichte zur Polarforschung, 1987
- Kern H.: Elasticity of Rocks at Elevated Pressures and Temperatures. In: Landolt-Börnstein, Physical Properties of Rocks. Bd.1b, Springer-Verlag, Heidelberg, N.Y., 99-140, 1982
- Kertz W.: Einführung in die Geophysik. 2 Bände, BI, 1969
- Kertz W.: Statistik geophysikalischer Beobachtungsreihen, Braunschweig, pp.178, 1978
- Kobarg W., Lippmann E.: Gezeitenmessungen auf dem Ekström-Schelfeis, Antarktis. Polarforschung 56 (1/2). pp. 1-21, 1986
- Liebig V.: Untersuchung zur Durchführbarkeit magnetotellurischer Messungen in der Antarktis unter Benutzung mikroprozessorgesteuerten Datenerfassungssysteme. Diss., Fak. f. Geowis. d. Univ. München, 1986

- Linford J.G.: Ph.D.thesis. Victoria Univ. Weelington,  
New Zealand 1969A
- Longhurst R.S.: Geometrical and Physical Optics, Wiley, N.Y.,1962
- Lutjeharms J.R.E., Stavropoulos C.C., Koltermann K.P.:  
Tidal measurements along the Antarctic coastline.  
Oceanology of the Antarctic Continental Shelf,  
Ant. Res. Series, Vol.43, pp. 273-289, 1985
- Maier A.: Untersuchungen zum Rauschspektrum des Saturationskern  
Magnetometers. Diss., Braunschweig, 1979
- Matsuhita S.: Physics of Geomagnetic Phenomena I. International  
Geophysics Series 11, S.Matsushita and W.H.Campbell (Eds.),  
Academic Press, N.Y., 1967
- McClellan J.H.: FIR-Filter Design and Synthesis. In: Programs for Digital  
Signal Processing. IEEE Press, N.Y., 1979
- McGregor P.M., McEwing A.J., Dooley J.C.: Secular Motion of the  
South Magnetic Pole. In: Antarctic Earth Science.  
Cambridge University Press, 603-606, 1983
- Meyer J.: Induktionspfeile im Reellen und Komplexen. In: Prot. Koll.  
Erdmagn. Tiefens., Neustadt-Weinstraße, pp. 95-113, 1982
- Miller H.: Physical Properties of Ice. In: Landolt-Börnstein,  
Physical Properties of Rocks. Bd.1b, Springer-Verlag,  
Heidelberg, N.Y., 482-506, 1982
- Neurieder P.: Die elektrische Leitfähigkeit des oberen Mantels unter  
Mitteleuropa, abgeleitet aus langperiodisch variierenden,  
natürlichen elektromagnetischen Wechselfeldern. Diss.,  
Fak. f. Geowiss. d. Univ. München, 1984
- Nishida, A.: Geomagnetic Diagnosis of the Magnetosphere. Springer,  
N.Y., 1978
- Obayashi T., Jacobs J.A., Geomagnetic Pulsation and the Earth's Outer  
Atmosphere. Geophys. J. R. Astr. Soc., Vol.1, pp. 53-63, 1958
- Ol' A.I., Long period gigantic geomagnetic field pulsations.  
Geomag. Aeron. 3, 90-95, 1963
- Parkinson W.D.: The Influence of Continents and Oceans on Geomagnetic  
Variations. Geophys. J. R. Astr. Soc., Vol.6, pp. 441-449, 1962
- Pedersen L.B.: The Magnetotelluric Impedance Tensor. Its Random  
and Bias Error. Geophys.Prosp. Vol.30, 188-210, 1982
- Petersen N., Bleil U.: Magnetic Properties of Rocks. In: Landolt-Börnstein,  
Physical Properties of Rocks. Bd.1b, Springer-Verlag, N.Y.,  
Heidelberg, pp. 366-432, 1982

- Rabiner L.R., Mc Gonegal C.A., Paul D., FIR Window Filter Design Program - Window. In: Programs for Digital Signal Processing. IEEE Press, N.Y., 1979
- Reitmayer G.: Elektromagnetische Induktion im Erdinnern studiert am Rheingraben. Diss. München, 1974
- Rokityansky I.I.: Geoelectromagnetic Investigation of the Earth's Crust and Mantle. Springer-Verlag Berlin/Heidelberg N.Y., 1982
- Rosenbauer H., Grünwaldt H., Montgomery M.D., Paschmann G., Schopke N.: Heos 2 Plasma Observations in the Distant Polar Magnetosphere: The Plasma Mantle. J. Geophys. Res., Vol.80, 2723, 1975
- Rostoker G.: Geomagnetic Indices. Rev. Geophys. Space Phys., Vol.10, No. 4, pp. 935-950, 1972
- Saito T.: Proc. Magnetosph. Symp., ISAS, Univ. Tokio, pp. 70, 1976
- Samson J.C., Rostoker G.: J. Geophys. Res., Vol.77, 6145, 1972
- SCARbulletin, NO. 84, Scott Polar Research Institute Cambridge England, 1986
- Scheffé H.: The Analysis of Variance. J.Wiley & Sons, Inc., N.Y., 1959
- Schenke H.W., Niederjasper F.: Bathymetrische Vermessungen mit dem SEABEAM-System und Auswertungen ausgewählter Gebiete des Antarktischen Kontinentalsockels. In: Berichte zur Polarforschung, Expedition ANT V/4, 1987
- Schlich R., Bittyerly J.: Activés d'Observatoire et de Recherche a Dumont d'Urville Magnétisme Terrestre. In: Actes du Colloque sur la Recherche Française dans l'Antartique. Organisé par le Comité National Française des Recherches Antarctiques. Grenoble , 1984
- Schmucker U., " Auswertungsverfahren Göttingen"  
Protokoll Erdmagnetische Tiefensondierung Neustadt/W. 1978
- Schmucker U.: An Introduction to Induction Anomalies. J. Geomag. Geoelectr., Vol.22, No. 1-2, 9-33, 1970
- Schmucker U.: Anomalies of Geomagnetic Variations in the Southwestern United States. University of California Press, Berkeley, L.A., London, 1970
- Schmucker U.: Diskussionsbeitrag zu " Über die Unterschiede zwischen verschiedenen Definitionen der Induktionspfeile ". In: Prot. Koll. Erdmagn. Tiefens., Berlin-Lichtenrade, 1980
- Serson P.H.: Instrumentation for Induction Studies on Land. Phys. Earth Planet. Inter., Vol.7, pp. 313-322, 1973
- Siebert M.: Geomagnetic pulsations with latitude dependent periods und their relation to the structure of the magnetosphere. Planet. Space Sci., Vol.12, pp. 137-147, 1964

- Sojka J.J., Rasmussen C.E., Schunk R.W.: An Interplanetary Magnetic Field Dependent Model of the Ionospheric Convection Field. J. Geophys. Res., Vol.91, No.A10, pp. 281-290, 1986
- Sterns D.S.: Digitale Verarbeitung analoger Signale. Oldenbourg Verlag GmbH München, 1979
- Sugiura M., Heppner J.P.: The Earth's Magnetic Field. In: Introduction to Space Science. Hess W.N.(Ed.), N.Y.-London-Paris: Gordon and Breach Science, 1965
- Sutcliffe P.R., Hattingh S.K.F., Boshoff H.F.V.: Longitudinal Effects on the Eigenfrequencies of Low-Latitude Pc3-Pulsations. J. Geophys. Res., Vol.92, No. A3, 1987
- Swithinbank C.: Towards an Inventory of the Great Ice Sheets. Geogr. Ann., 65A (3-4), pp. 289-294, 1983
- Swithinbank C.: A Distant Look at the Cryosphere. Adv. Space Res. Vol.5, No.6, pp. 263-274, 1985
- Teufel U.: Die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit in der Erdkruste unter dem Schwarzwald, ein Beispiel für Möglichkeiten und Grenzen der Interpretation von Audio-Magnetotellurik, Magnetotellurik, Erdmagnetischer Tiefensondierung. Diss., München, 1986
- Tozer D.C.: The Electrical Properties of the Earth's Interior. In: Physics and Chemistry of the Earth. Edited by L.H. Ahrens et. al., Pergamon London 3, pp. 414-436, 1959
- Walker J.K.: Space-time Association of the Auroral and Magnetic Disturbance. J. Atmosph. Terr. Phys., Vol.26, pp. 951-958, 1964
- Weaver J.T.: Magnetic Variations Associated with Ocean Waves and Swell. J. Geophys. Res., Vol.70, No.8, 1965
- Westwood J.V.B.: Geomagnetic Micropulsation recorded at Halley Bay. British Antarctic Survey Bulletin, 1964
- Wienert K.A.: Notes on Geomagnetic Observatory and Survey Practise. Unesco, 1970
- Yumoto K., Saito T., Akasofu S.-I., Tsurutani B., Smith J.: Propagation Mechanism of Daytime Pc3-4 Pulsations observed at synchronous Orbits and multiple Ground-Based Stations. J. Geophys. Res., Vol.90, pp. 6439-6450, 1985
- Zürn W.: Detectability of Small Harmonic Signals in Digitized Records. J. Geophys. Res., Vol.79, pp. 4433-4438, 1974

Anhang:

Zusammstellung der verwendeten Symbole, deren Bedeutung,  
sowie einige oft verwendete Termini Technici und deren Abkürzungen

a) Mathematisch-Physikalische Nomenklatur:

$A_{ij}$ :	Übertragungsfunktion als Tensor bei der ETS und MT
B:	Magnetische Induktion
$B_x, X$ :	Spektrale Magnetfeldanteile der OW-Komponente
$B_y, Y$ :	Spektrale Magnetfeldanteile der NS-Komponente
$B_z, Z$ :	Spektrale Magnetfeldanteile der Z-Komponente
$B_z/B_y$ :	Z-Anomalie aus den zweidimensionalen E-Pola- Modellrechnungen; vergleichbar mit $T_y$ aus den Sondierungen
D:	Elektrische Verschiebungsdichte
E:	Elektrisches Feld
F:	Totalintensität des Erdmagnetfeldes
$f_1$ :	Mittelfrequenz eines Ausgleichsfensters
$H_1^i$ :	Fouriertransformiertes Eingangssignal
$H^i$ :	Magnetische Feldstärke
J:	Stromdichte
nT:	Nanotesla (1 Tesla = 1Vs/m <sup>2</sup> = 10000 Gauß)
q:	Quantisierungsgröße eines A/D-Wandlers
S:	Statistikfaktor in der Ausgleichsrechnung
$\vec{T}=(T_x, T_y)$ :	Tipper- bzw. Übertragungsvektor zwischen den Vertikal- komponenten und den Horizontalkomponenten des erdmagne- tischen Feldes mit $T_{x,y} = \text{re}(T_{x,y}) + i \text{im}(T_{x,y})$
$T_x, T_y$ :	Tipperelemente der komplexen Übertragungsfunktion bzw. des Übertragungsvektors
$[X_1^* Y_1^*]$ :	Kreuzspektrum der erdmagnetischen Horizontalkomponenten
$[X_1^* X_1^*]$ :	Quadratisches Spektrum der erdmagnetischen Horizontalkomponenten
$Z_1$ :	Fouriertransformiertes Ausgangssignal
$Z_1/X_1$ :	Spektralquotient aus der Ausgleichsrechnung: hier identisch mit dem Tipperelement $T_x$ aus der ETS
$Z_1/Y_1$ :	dto für Y
$\delta Z_1^2$ :	Fehlerquadrate der Ausgleichsrechnung
$\delta T_x, \delta T_y$ :	Fehler der Tipperelemente $T_x$ bzw. $T_y$
$\phi$ :	geographische Breite
$\phi^*$ :	geomagnetische Breite
$\lambda$ :	geographische Länge
$\lambda^*$ :	geomagnetische Länge
$\theta$ :	geomagnetische Ko-Breite
$\sigma$ :	Spezifische bzw. integrierte Leitfähigkeit
$\rho$ :	Spezifischer Widerstand
$\epsilon$ :	Dielektrizitätskonstante
$\epsilon_0$ :	Influenzkonstante
$\mu_0$ :	Relative Permeabilität
$\mu_0^*$ :	Magnetische Feldkonstante
$\zeta$ :	Standardabweichung des stochastischen, analogen Rauschsignals
$\omega$ :	Kreisfrequenz

b) Abkürzungen:

AMT:	Audio-Magnetotellurik
AE:	"Auroral Electrojet"-Kennziffern
Ap:	Eintägige, erdmagnetische planetare Kennziffer
CPD:	Frequenzeinheit (cycles per day bzw. Zyklen/Tag)
DE:	"Dynamics Explorer" Mission
DFT:	Diskrete Fouriertransformation
EMF:	Erdmagnetfeld
ETS:	Erdmagnetische Tiefensondierung
FIR:	Finite Impulse Response; nicht-rekursive digitale Filterungsmethode mit endlicher Impulsantwortlänge
FFT:	Schnelle Fouriertransformation
GANOVEX:	German Antarctic North Victoria Land Expedition
IMF:	Interplanetares Magnetfeld
Kp:	Dreistündige, erdmagnetische planetare Kennziffer
MT :	Magnetotellurik
Pc:	Regelmäßige Pulsationen
PEJ:	Polarer Elektrojet
P <sub>i</sub> :	Unregelmäßige Pulsationen
Re:	Erdradius
UT:	Universal Time, Zeit bezogen auf den Nullmeridian