

## Werk

**Jahr:** 1970

**Kollektion:** fid.geo

**Signatur:** 8 Z NAT 2148:36

**Digitalisiert:** Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

**Werk Id:** PPN101433392X\_0036

**PURL:** [http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X\\_0036](http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0036)

**LOG Id:** LOG\_0095

**LOG Titel:** Plasmamessungen im Polarlicht-Elektrojet und daraus erschlossene elektrische Felder

**LOG Typ:** article

## Übergeordnetes Werk

**Werk Id:** PPN101433392X

**PURL:** <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

## Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain there Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

## Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen  
Georg-August-Universität Göttingen  
Platz der Göttinger Sieben 1  
37073 Göttingen  
Germany  
Email: [gdz@sub.uni-goettingen.de](mailto:gdz@sub.uni-goettingen.de)

## **Plasmamessungen im Polarlicht-Elektrojet und daraus erschlossene elektrische Felder<sup>1)</sup>**

### **Electric Fields Derived from Plasma Measurements in the Polar Electrojet**

Von R. KIST und K. SPENNER, Freiburg<sup>2)</sup>

Eingegangen am 17. Februar 1970

*Zusammenfassung:* Bei Aufstiegen mit Black Brant-Raketen in ESRANGE zur Untersuchung des Polarlicht-Elektrojets wurde die Impedanzsonde zur Messung der lokalen Elektronendichte eingesetzt. Die erhaltenen Elektronendichteprofile werden diskutiert. Aus den Meßergebnissen werden Profile der elektrischen Leitfähigkeiten berechnet. Besonderer Wert wird auf die Frage gelegt, welche Profile der Elektronen- und Ionenstoßfrequenzen dabei zu benutzen sind. Die erhaltenen Leitfähigkeiten werden verwendet, um die elektrischen Feldstärken im Polarlicht-Elektrojet (AEJ) zu berechnen. Dabei werden die Stromdichtewerte eingesetzt, die sich aus parallelaufenden magnetischen Messungen des Geophysikalischen Instituts der TU Braunschweig ergaben. Die erhaltenen Feldstärken stimmen mit den aus der Ionentriftemessung gewonnenen Werten sowie mit den Feldstärken überein, die aus Bariumwolkenexperimenten erschlossen wurden.

Bei denselben Raketenanstiegen wurde die Elektronentemperatur mit einem Gegenspannungsanalysator im Polarlicht-Elektrojet gemessen. Innerhalb des Stromsystems zeigt sich eine kräftige Temperaturerniedrigung. Die Ionenstromverteilung um die spinnende Rakete wurde untersucht. Die gemessene Strommodulation erlaubt es, die Ionenanströmrichtung und die Ionentrifgeschwindigkeit zu ermitteln. Aus dieser Trifgeschwindigkeit und aus den Leitfähigkeitswerten wurde das höhenabhängige elektrische Feld und das entsprechende Stromprofil berechnet. Die Resultate werden mit den davon unabhängigen Magnetometermessungen und den theoretischen Modellvorstellungen zum AEJ verglichen.

*Summary:* With a variable frequency impedance probe electron density profiles have been measured on board of three Black Brant rockets, fired at ESRANGE/Kiruna. The profile obtained during ascent for rocket 1 can be represented quite well by a CHAPMAN-ELIAS-function, with an "effective scale height" of 15 km, and height of maximum 115 km. At the two other occasions, considerable deviations from this particular profile have been stated. They could be due to a more complex ionization function as is particularly indicated in case of rocket 3 by the magnetometer measurements after which the rocket moved towards a second

---

<sup>1)</sup> Die Messungen wurden im Rahmen eines Gemeinschaftsprojekts mit dem Institut für Geophysik und Meteorologie der TU Braunschweig durchgeführt. Vgl. den Beitrag von H. HEINRICH, D. REIMER und H. SIEMANN: "Investigation of the Auroal Electrojet" in diesem Heft.

<sup>2)</sup> Arbeitsgruppe für physikalische Weltraumforschung, 78 Freiburg, Werderring 15. — Teil 1 dieses Aufsatzes wurde von R. KIST, Teil 2 von K. SPENNER verfaßt.

current density peak. In fact, as the rockets were intended to be fired into an Auroral Electrojet (AEJ) the position of which has been determined from ground observations, the probability is very high that the ionization profile as function of latitude was rather variable.

Conductivity profiles have been computed using the measured electron densities and collision frequency profiles which had to be chosen carefully. After height integration of the calculated conductivities they were brought together with height integrated current densities determined by magnetometer measurements, so that an electric field could be computed. It has been assumed that this field, in the height range concerned, is independent on height.

Electric fields determined in this way agree well with results obtained independently from the retarding potential analyzer for the height of the AEJ. In detail, our data obtained in the vicinity of an AEJ give a prevailing NS-component. A typical value for the NS-component is 12 mV/m for rockets 1 and 2 hitting the AEJ. We conclude that in an AEJ the electric field is considerably increased. In fact, for rocket 3 which did not hit directly an AEJ but went into a region between two current density peaks the NS-component was only 5 mV/m.

Thus, at ionospheric heights, electron density in situ profile observations, together with data on collision frequencies and magnetic field observations reasonably allow the electric field to be deduced.

With the planar retarding potential analyzer (RPA) electron and ion velocity distributions have been measured in all three rockets. Except for energies above 7 kTe for which an increased population was found the data agree with a maxwellian distribution so that the electron temperature  $T$  could be derived. The temperatures show their average increase between 100 and 170 km of height, and a minimum where the rocket was hitting the AEJ. The vertical gradient of  $T$  is always increased in cases where the AEJ was well developed.

Firstly with a RPA the ion drift velocity in the  $xy$ -plane could be determined from the wake effect upon the ion current as found by the ion current modulation which was equal in period with the rocket spin. A relevant simplified theory is given. The velocities so obtained contain the relevant rocket motion components and fit well with these, so that the horizontal ion drift can be isolated.

Supposing the ion motion to be due to the effect of an electric field (i.e. neglecting neutral wind drag effects) this field could be calculated and the total current be derived, using local electron density values measured by the impedance probe. Agreement with magnetic observations is quite good, except for one case where the small discrepancy could be explained by assuming a neutral wind drag effect of about  $60 \text{ m sec}^{-1}$ . The electric field profile and the current profile of one rocket measurement is in good agreement with theoretical models of the AEJ given by BOSTRÖM.

## **1. Elektronendichte, elektrische Leitfähigkeit und elektrische Feldstärke**

### **1.1 Das Raketengerät**

Die Impedanzsonde mit Frequenzdurchlauf wurde auf allen drei Nutzlasten zur Messung des Profils der lokalen Elektronendichte eingesetzt. Obwohl dieses Gerät und seine Auswertetheorie bereits anderweitig beschrieben wurde [JACOBS und RAWER 1965, 1966; KIST 1969], soll seine Funktionsweise hier kurz angegeben werden. Eine HF-Spannung, die im Frequenzbereich von 1,4 bis 10 MHz durchfahren wird, liegt an einer zylindrischen Antenne an, die an der Spitze der Rakete isoliert montiert ist und gegen die Raketenhaut einen Kondensator bildet. Im ionosphärischen Plasma, bei vernachlässigbarer Stoßzahl, weist dieser Kondensator eine Impedanz auf, die,

ähnlich wie bei einem Resonanzkreis, bei einer bestimmten Frequenz von kapazitiven zu induktiven Werten umschlägt. Diese Frequenz ist im Idealfall die „obere Hybridfrequenz“.

$$f_{Hy} = (f_N^2 + f_B^2)^{\frac{1}{2}}$$

( $f_N$  = Plasmafrequenz;  $f_B$  = Gyrofrequenz).

Für  $f < f_{Hy}$  ist die Impedanz der idealen Plasma-Antenne induktiv, für  $f > f_{Hy}$  kapazitiv.

Die mit der Impedanzsonde gemessene Resonanzfrequenz liegt jedoch etwas unterhalb von  $f_{Hy}$ , da parallel zum Plasmakondensator noch eine definierte Kapazität liegt, die im wesentlichen durch das Verbindungskabel zwischen Elektronikbox und Antenne bestimmt ist.

Die Amplitudendifferenz der HF-Spannungen, die an der Antenne und einem Vergleichsnetzwerk erscheinen, wird verstärkt und, abhängig von der Frequenz, telemetriert. Die Zeit, in der das Gerät einen Frequenzdurchlauf ausführt, beträgt etwa eine halbe Sekunde, so daß die mittlere räumliche Auflösung bei etwa 500 m liegt. Die Meßunsicherheit für die Elektronendichte liegt bei Höhen oberhalb etwa 90 km unter 7 %. Unterhalb 90 km sind größere Fehler möglich, da bei den dort niedrigen Elektronendichten der Einfluß der Ionenschicht auf die Lage der Resonanzfrequenz stärker ausgeprägt ist. Überdies wird in Gebieten, in denen die Plasmafrequenz in die Nähe der Gyrofrequenz kommt, unsere vereinfachte Auswertetheorie weniger zuverlässig.

## 1.2 Experimentelle Ergebnisse

Die erhaltenen Resonanzfrequenzen wurden in Plasmafrequenzen und die zugehörigen Elektronendichteprofile umgerechnet, die in Abb. 1 dargestellt sind. Für die folgende Diskussion der Ergebnisse ist es von Bedeutung, daß ein Elektronendichteprofil stets eine Folge von Meßwerten darstellt, die in Raum und Zeit verteilt sind (längs der Raketenbahn).

### Rakete 1 (19. 11. 68)

Das Aufstiegsprofil kann recht gut mit Hilfe der CHAPMAN-ELIAS-Funktion

$$N(h) = N_0 \exp \left\{ \frac{1}{2} (1 - z - e^{-z}) \right\} \quad (1.1)$$

beschrieben werden, wobei  $Z = (h - h_0)/H$ ;  $h_0 = 115$  km;  $H = 15$  km und  $N_0 = 3,5 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$  ist. ( $N_0$  = max. Elektronendichte;  $h_0$  = Höhe, in der  $N_0$  erreicht wird;  $H$  = Skalenhöhe).

Nach Ausweis der Magnetometermessungen [HEINRICH et al. 1970] befand sich die Rakete während des Aufstiegs recht gut innerhalb des Stromdichtemaximums des Polarlicht-Elektrojet (AEJ). Diese Beobachtung wird unterstrichen durch die

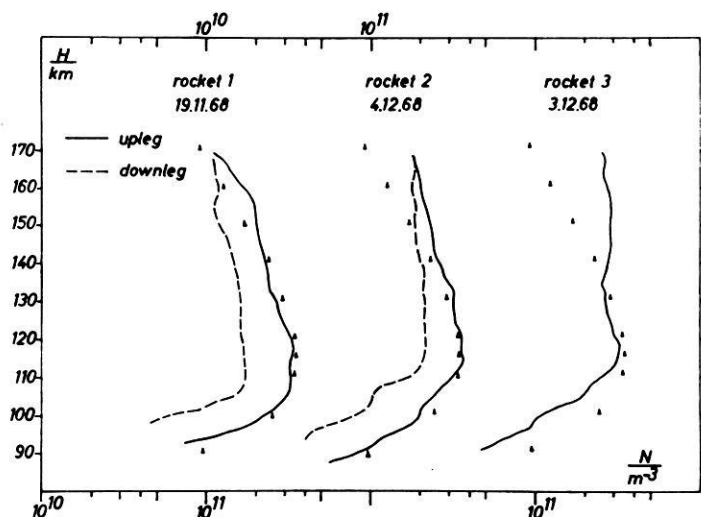


Abb. 1: Elektronendichte-Profile für alle drei Raketen, gemessen mit der Impedanz-Sonde. (Volle Dreiecke bezeichnen die für Aufstieg 1 angepasste CHAPMAN-ELIAS-Funktion.)

Electron density profiles for all three flights, measured with the impedance probe (full triangles indicate fit with CHAPMAN-ELIAS function for ascent 1).

Tatsache, daß die unmittelbar vor und nach dem Aufstieg erhaltenen Ionogramme keine Reflexionen zeigen. Soweit an Hand der Ergebnisse des RPA-Experiments Elektronendichtewerte ermittelt wurden, stimmen sie ziemlich gut mit den Ergebnissen der Impedanzsonde überein.

Die während des Abstiegs gemessenen Elektronendichten sind merklich niedriger als die Aufstiegswerte. Offensichtlich paßt dies zu der magnetometrisch erschlossenen Stromdichteverteilung [HEINRICH et al. 1970], aus der man ersieht, daß die Rakete beim Abstieg Gebiete niedrigerer Stromdichte erreichte. Auch der während des Raketenfluges beobachtete Abfall der Riometerabsorption (27,6 MHz) von ca. 1,9 dB auf 0,8 dB paßt in dieses Bild. Allerdings können wir zur Zeit nicht ausschließen, daß ein Schweifeffekt durch Ausgasen der absteigenden Rakete auch eine Erniedrigung der Elektronendichte im „Kielwasser“ der Rakete hervorrief. In diesem Falle wären die Abstiegsresultate unsicher.

#### Rakete 2 (4. 12. 68)

Bis hinauf zu 130 km kann das Aufstiegsprofil sehr gut durch die Gl. (1) mit den für Rakete 1 bestimmten Parametern beschrieben werden. Oberhalb dieser Höhe übersteigen jedoch die mit der Impedanzsonde gemessenen Elektronendichtewerte jene des CHAPMAN-ELIAS-Profiles bis zu 100%. Der Maximalwert der gemessenen

Elektronendichte von  $3,5 \cdot 10^{11} \text{m}^{-3}$  ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem Wert, der aus dem Ionogramm des Kiruna Geophysical Observatory (KGO) ermittelt wurde. Das erste ESRANGE-Ionogramm nach dem Schuß zeigt eine maximale Elektronendichte von  $2,5 \cdot 10^{11} \text{m}^{-3}$ , die gut mit dem während des Abstiegs gemessenen Wert von  $2,2 \cdot 10^{11} \text{m}^{-3}$  übereinstimmt. Auch im Verlauf dieses Schusses nahm die Riometerabsorption beträchtlich ab (der AEJ wanderte hier nach Süden bzw. teilte sich in zwei sich voneinander entfernende Zentren auf).

### Rakete 3 (3. 12. 68)

Die Abweichung des Dichteprofils von dem für Rakete 1 erhaltenen Profil der Gl. (1) ist sehr stark oberhalb 130 km. Dies ist mit den magnetometrischen Beobachtungen [HEINRICH et al. 1970] in Einklang, nach denen sich die Rakete auf das zweite Stromdichtemaximum zu bewegte, das nördlich des Startplatzes lokalisiert war (und selbst in südlicher Richtung wanderte). Die gemessene maximale Elektronendichte von  $3,3 \cdot 10^{11} \text{m}^{-3}$  ist in guter Übereinstimmung mit dem Ionogrammwert des KGO ( $3,5 \cdot 10^{11} \text{m}^{-3}$ ). Die ESRANGE-Ionosonde, die sich etwa 40 km nördlich des Startplatzes befindet, zeigte zu dieser Zeit keine Reflexion, wohl wegen der höheren Ionisation über dieser Stelle.

Während dieses Schusses nahm die Riometerabsorption von anfänglich 0,6 dB auf schließlich etwa 2,1 dB zu. Leider verfügen wir über keine Abstiegsdaten bei diesem Flug, da bei Erreichen des Apogäums die Telemetrie ausfiel. Sehr wahrscheinlich wären aufgrund der Magnetometermessungen beim Abstieg wesentlich höhere Elektronendichtewerte gemessen worden als beim Aufstieg; dies scheint sich mit der starken Abweichung des Aufstiegsprofils von dem CHAPMAN-ELIAS-Profil oberhalb 130 km bereits anzukündigen.

### 1.3 Berechnung von Leitfähigkeitsprofilen

Neben der Elektronendichte sind die Haupt-Eingangsparameter bei der Berechnung elektrischer Leitfähigkeiten die Stoßfrequenzen:

$$\begin{aligned}\sigma_P &= \frac{N_e}{B} \left[ \frac{\omega_e/v_{en}}{1 + (\omega_e/v_{en})^2} + \frac{\omega_i/v_{in}}{1 + (\omega_i/v_{in})^2} \right] \\ \sigma_H &= \frac{N_e}{B} \left[ \frac{1}{1 + (v_{en}/\omega_e)^2} - \frac{1}{1 + (v_{in}/\omega_i)^2} \right] \\ \sigma_{||} &= \frac{N_e}{B} \frac{\omega_i/v_{in} + \omega_e/v_{en}}{1 + (\omega_i/v_{in} + \omega_e/v_{en}) \cdot v_{ei}/\omega_e}\end{aligned}\quad (1.2)$$

Dabei sind  $\sigma_P$ ,  $\sigma_H$  die PEDERSEN- und HALL-Leitfähigkeit,  $\sigma_{||}$  die Leitfähigkeit Parallel zum Magnetfeld  $B = 0,5$  Gauß,  $\omega_e$ ,  $\omega_i$  die Elektronen- und Ionengyro-

frequenz,  $\nu_{en}$ ,  $\nu_{in}$  die Elektronen- und Ionenstoßfrequenz,  $\nu_{ei}$  die Stoßfrequenz zwischen Elektronen und Ionen und  $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$  Asec die Elementarladung. In (1.2) ist das ionosphärische Plasma als elektrisch neutral behandelt.

### 1.3.1 Stoßfrequenzprofile

Wir wollen schauen, welche Stoßfrequenzprofile hier zu verwenden sind. Abb. 2 zeigt eine Reihe von Elektronenstoßfrequenzen für den hier interessierenden Höhenbereich. Stoßfrequenzen für monoenergetische Elektronen wurden in effektive Stoßfrequenzen umgerechnet, wobei ein von PIGGOTT und THRANE [1966] für Höhen oberhalb von 90 km angegebener Faktor 2,5 benutzt wurde. Die durch volle Dreiecke gekennzeichneten Stoßfrequenzen wurden nach PIGGOTT und THRANE [1966] berechnet, wobei die Proportionalität der Stoßfrequenz zu  $T_e/T_n$  ( $T_e$ ,  $T_n$  = Elektronen- bzw. Neutralteilchentemperatur), berücksichtigt wurde. Dabei sind die  $T_e$ -Werte und — als Näherung für  $T_n$  — der Wert der Ionentemperatur  $T_i$  des GSA-Experimentes bei 170 km benutzt worden. Für 80 km wurde  $T_n$  der CIRA 65-Atmosphäre (Modell 5) entnommen; in den Zwischenhöhen wurde  $T_n$  linear zwischen dem CIRA- und dem GSA-Wert interpoliert. Die durchgezogene Kurve in Abb. 2 stellt Mittelwerte dar, die aus allen in dieser Figur eingetragenen Stoßfrequenzen mit Ausnahme der von BOSTRÖM [1964] benutzten Werte gebildet wurden. Wie zu ersehen ist, scheinen die von BOSTRÖM benutzten Stoßfrequenzen um einen Faktor von mindestens 2 zu klein zu sein.

Abb. 3 zeigt Ionenstoßfrequenzen. Die durchgezogene Kurve bezeichnet Stoßfrequenzen, die durch Mittelung von bei HEINRICH [1969] entnommenen und nach DALGARNO [1958, 1961] berechneten Werten entstanden sind. Diese Abbildung zeigt, daß die von BOSTRÖM benutzten Ionenstoßfrequenzen ebenfalls, und zwar wenigstens unterhalb 130 km, als zu klein erscheinen.

Abb. 4 zeigt Elektronen-Ionen-Stoßfrequenzen als Funktion der Elektronendichte für verschiedene Werte der Elektronentemperatur. Die Kurven sind nach einer von NICOLET [1953] angegebenen Formel berechnet.

### 1.3.2 Leitfähigkeitsprofile

Da in der gesamten Ionosphäre  $\omega_i/\nu_{in} \ll \omega_e/\nu_{en}$ , oberhalb etwa 80 km  $(\omega_e/\nu_{en})^2 \ll 1$  und oberhalb etwa 100 km  $\nu_{en} \cdot \nu_{in} \ll \omega_e \omega_i$  gilt, können die Gleichungen (5.2) wie folgt vereinfacht werden:

$$\begin{aligned}\sigma_P &= \frac{N_e}{B} \frac{\omega_i/\nu_{in}}{1 + (\omega_i/\nu_{in})^2} \\ \sigma_H &= \frac{N_e}{B} \frac{1}{1 + (\omega_i/\nu_{in})^2} \\ \sigma_{||} &= \frac{N_e}{B} \frac{\omega_e}{\nu_{en} + \nu_{ei}}\end{aligned}\tag{1.3}$$

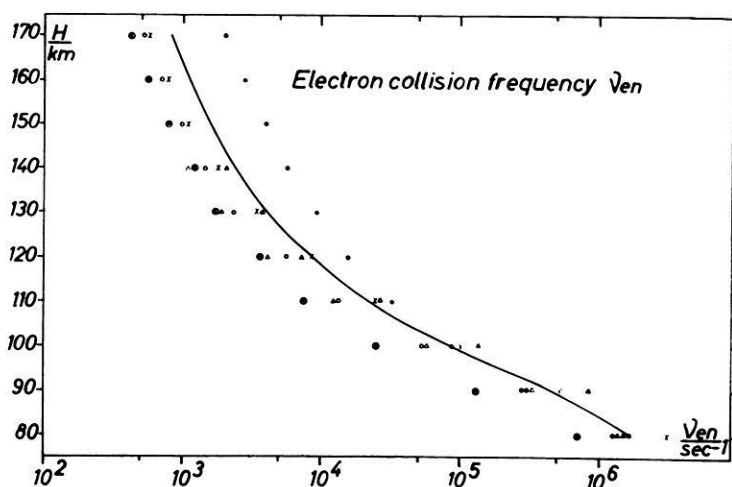


Abb. 2: Effektive Elektronen-Stoßfrequenzen  $\nu_{en}$ :

- × Werte, die HEINRICH [1969] entnommen wurden.
- Werte, die mit der CIRA 65 Atmosphäre nach der Formel von PHELPS und PACK [1959] errechnet wurden.
- Experimentelle Werte nach PIGGOTT und THRANE [1966] extrapoliert oberhalb 140 km.
- △ Theoretische Werte berechnet nach PIGGOTT und THRANE unter der Annahme  $T_e/T_n = 1$ .
- ▲ Theoretische Werte, berechnet nach PIGGOTT und THRANE, unter Benutzung von quasi beobachteten  $T_e/T_n$ -Werten. (Mittelwert der Beobachtungen aller drei Raketen.)  $T_e$  wurde direkt mit GSA-Technik gemessen, siehe Teil 2. Zu  $T_n$  siehe Text.
- ⊗ Werte, die von BOSTRÖM [1964] benutzt wurden.

Effective electron collision frequencies  $\nu_{en}$ :

- × Values taken from HEINRICH [1969].
- Values calculated with CIRA 65 atmosphere using the formula of PHELPS and PACK [1959].
- Experimental values after PIGGOTT and THRANE [1966] extrapolated above 140 km.
- △ Values calculated after PIGGOTT and THRANE assuming  $T_e/T_n = 1$ .
- ▲ Values calculated after PIGGOTT and THRANE using quasi observed  $T_e/T_n$  values (mean of all three rockets).  $T_e$  has been directly observed by RPA-techniques, see part 2. For  $T_n$  interpolation was made between the  $T_i$ -value deduced by RPA technique at 170 km and the  $T_n$  value of CIRA 65 at 80 km.
- ⊗ Values used by BOSTRÖM [1964].



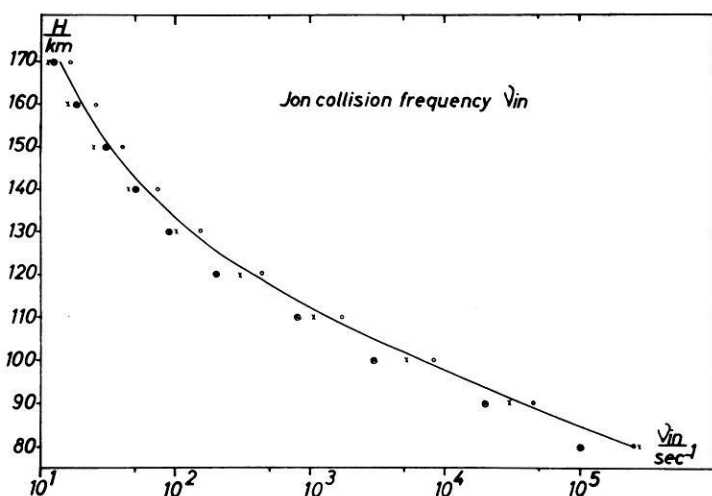


Abb. 3: Ionen-Stoß-Frequenzen  $\nu_{in}$ :

- $\times$  Werte, die HEINRICH [1969] entnommen wurden.
- $\circ$  Werte, die nach DALGARNO [1958, 1961] unter Benutzung der CIRA 65-Atmosphäre berechnet wurden.
- $\otimes$  Werte, die von BOSTRÖM [1964] benutzt wurden.

Ion collision frequencies  $\nu_{in}$ :

- $\times$  Values taken from HEINRICH [1969].
- $\circ$  Values calculated after DALGARNO [1958, 1961] using CIRA 65.
- $\otimes$  Values used by BOSTRÖM [1964].

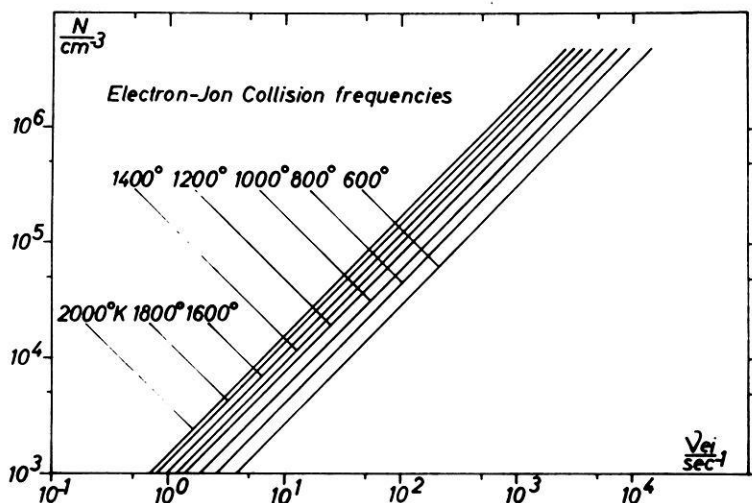


Abb. 4: Elektronen-Ionen-Stoßfrequenzen  $\nu_{ei}$  nach NICOLET [1953].

Electron-ion collision frequencies  $\nu_{ei}$  after NICOLET [1953].

In den angegebenen Höhenbereichen hängen somit die PEDERSEN- und HALL-Leitfähigkeit praktisch nur von den Ionenstoßfrequenzen ab. Dort gilt zwischen  $\sigma_P$  und  $\sigma_H$  demnach die einfache Beziehung

$$\sigma_P = \frac{\omega_i}{\nu_{in}} \sigma_H \quad (1.4)$$

Im betrachteten Höhenbereich sind die Elektronen- und Ionengyrofrequenz praktisch konstant:

$$\omega_e = 9 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}; \quad \omega_i = 1,55 \cdot 10^2 \text{ sec}^{-1},$$

wobei  $\omega_i$  einen Mittelwert für  $\text{NO}^+$  und  $\text{O}_2^+$  darstellt ( $B = 0,5$  Gauß).

Die Stoßfrequenzen der Abbildungen 2 bis 4 wurden nun — zusammen mit den Aufstiegsprofilen der Abbildungen 1 bis 3 — zur Berechnung der Leitfähigkeiten nach (1.2) benutzt. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 5 bis 7 dargestellt. Die gestrichelten Linien geben die Leitfähigkeitswerte an, die man bei Benutzung der Stoßfrequenzen nach BOSTRÖM [1964] erhält. In niedrigeren Höhen, wo  $(\omega_i/\nu_{in})^2 \ll 1$ , hängt  $\sigma_H$  praktisch nur von der Elektronendichte  $N$  ab. Sobald sich  $(\omega_i/\nu_{in})^2$  dem Wert 1 nähert oder diesen übersteigt, führen die von BOSTRÖM benutzten niedrigeren Ionenstoßfrequenzen zu niedrigeren HALL-Leitfähigkeiten. Dies gilt auch für  $\sigma_P$  oberhalb etwa 125 km. Unterhalb dieser Höhe wird der Faktor  $\omega_i/\nu_{in}$  bestimmend, so daß hier die mit den niedrigeren  $\nu_{in}$ -Werten verbundenen PEDERSEN-Leitfähigkeiten höher sind. Unterhalb etwa 100 km beeinflußt schließlich mehr und mehr die elektronische Komponente den Wert von  $\sigma_P$ .

Die Leitfähigkeitswerte  $\sigma_H$ , die mit BOSTRÖMS niedrigeren  $\nu_{in}$ -Werten gerechnet wurden, sind gemäß Formel (1.3) etwa zweimal so hoch wie jene, die mit denen für diese Arbeit gewählten  $\nu_{in}$ -Werten gebildet wurden. Aus den Abbildungen 5 bis 7 geht hervor, daß die durch die verschiedenen Ionenstoßfrequenzen hervorgerufenen Unterschiede in den  $\sigma_P$ - und  $\sigma_H$ -Werten Faktoren bis zu 1,6 entsprechen.

#### 1.4 Elektrische Felder

Wir wollen nun versuchen, die elektrischen Felder zu finden, die für die magnetisch beobachteten Stromdichten (HENRICH et al. 1970] verantwortlich waren. Wie es für Fälle, in denen Stromsysteme durch Magnetometermessungen erschlossen werden, typisch ist, können wir nur integrale Betrachtungen unter der Annahme einer höhenunabhängigen Horizontalkomponente des elektrischen Feldes  $E$  anstellen; die höhenintegrierte Stromdichte wird dann:

$$I = \int_0^\infty i \, dh = E \int_0^\infty \sigma \, dh = E \cdot \Sigma \quad (1.5)$$

( $i$  = lokale Stromdichte).

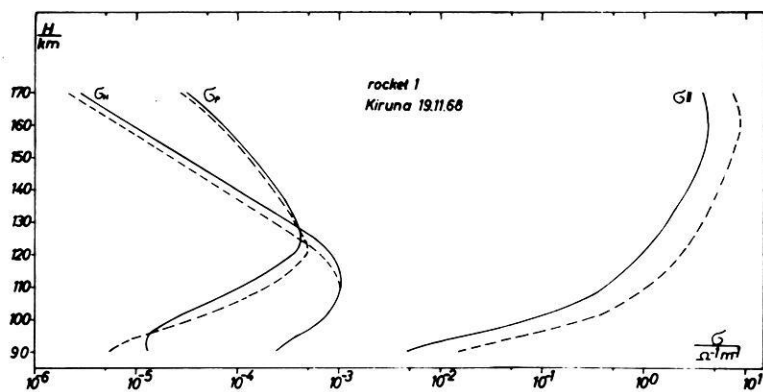


Abb. 5.

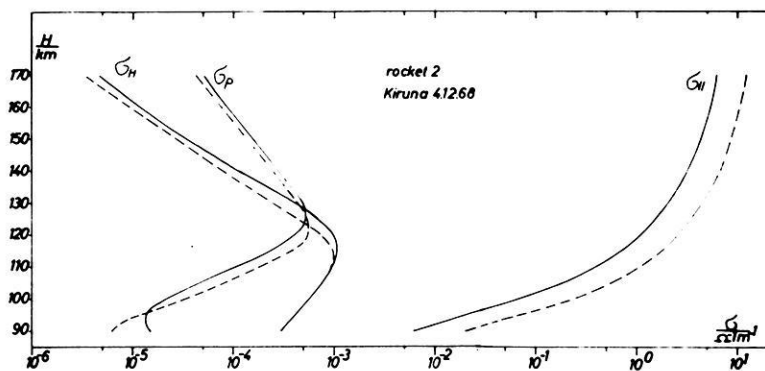


Abb. 6.

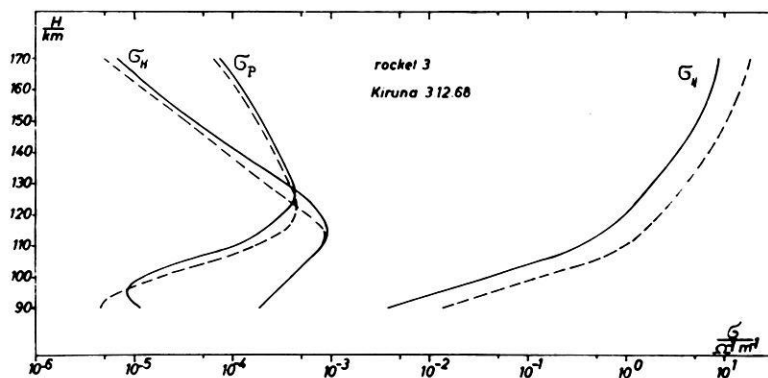


Abb. 7.

Aus den Abbildungen 5 bis 7 sowie aus den Leitfähigkeitsprofilen bei BOSTRÖM [1964] geht hervor, daß der Beitrag von  $\sigma_P$  und  $\sigma_H$  zu  $\Sigma_P$  und  $\Sigma_H$  unterhalb und oberhalb des hier betrachteten Höhenbereiches (90 bis 170 km) ohne weiteres zu vernachlässigen ist, so daß wir

$$\Sigma = \int_{90 \text{ km}}^{170 \text{ km}} \sigma \, dh$$

benutzen können.

In Tabelle 1 sind die höhenintegrierten Leitfähigkeiten eingetragen.  $\Sigma_{\parallel}$  ist etwa 4 Größenordnungen größer als  $\Sigma_P$  und  $\Sigma_H$ . In der ungestörten Ionosphäre ist  $\Sigma_P$  größer als  $\Sigma_H$ , da bei ca. 300 km ein zweites Maximum für  $\sigma_P$  existiert [BOSTRÖM, 1964]. Dieses Maximum wird unwesentlich im Fall eines AEJ, so daß die oben erwähnte Integration bis zu 170 km ausreichend ist. Natürlich bleibt zu bedenken, daß die Integration nicht mit  $\sigma$ -Werten erfolgte, die zu einer bestimmten Vertikallinie gehören, sondern mit solchen, die längs der Raketenbahn angetroffen wurden.

Tabelle 1.

|                       | $\Sigma_P/\Omega^{-1}$ | $\Sigma_H/\Omega^{-1}$ | $\Sigma_{\parallel}/\Omega^{-1}$ |
|-----------------------|------------------------|------------------------|----------------------------------|
| Rakete 1              | 14,05                  | 34,5                   | $16,8 \cdot 10^4$                |
| Rakete 2              | 16,2                   | 35,0                   | $21,15 \cdot 10^4$               |
| Rakete 3              | 15,5                   | 27,5                   | $26,1 \cdot 10^4$                |
| ungestörte Ionosphäre | 0,56                   | 0,19                   | —                                |

Mit den  $\Sigma$ -Werten der Tabelle 1 wurden die integrierten Schichtleitfähigkeiten  $\Sigma_{xx} \cong \Sigma_P/\sin^2 \psi$  und  $\Sigma_{yx} \cong \Sigma_H/\sin \psi$  ( $\psi = 77^\circ$ , Inklinationswinkel für Kiruna) gebildet [Untiedt, 1968]. In unserem Koordinatensystem ( $x$  nach Norden,  $y$  nach Osten,  $z$  zum Erdmittelpunkt) wurden nun (unter Vernachlässigung von Neutralwinden) die folgenden Gleichungen benutzt (siehe auch Teil 2):

$$\begin{aligned} I_x &= \Sigma_{xx} E_x - \Sigma_H E_y \\ I_y &= \Sigma_{yx} E_x + \Sigma_P E_y \end{aligned} \quad (1.6)$$

Abb. 5, 6, 7: Aus den gemessenen Elektronendichten mit den von uns angenommenen Stoßzahlwerten berechnete PEDERSEN-Leitfähigkeit  $\sigma_P$ , HALL-Leitfähigkeit  $\sigma_H$  und feldparallele Leitfähigkeit  $\sigma_{\parallel}$ . Gestrichelt: Ergebnis mit den von BOSTRÖM [1964] benutzten Stoßfrequenzen.

Conductivities computed from the measured electron densities with collision frequencies as given by the full curves of Figs. 2, 3, 4: PEDERSEN-conductivity  $\sigma_P$ , HALL-conductivity  $\sigma_H$ , fieldparallel conductivity  $\sigma_{\parallel}$ . Broken curves: results obtained with collision frequencies used by BOSTRÖM [1964].

Die höhenintegrierten Stromdichten  $I_x$  und  $I_y$  wurden den Ergebnissen der magnetometrischen Messungen [HEINRICH et al. 1970] entnommen, wobei für die Richtung des AEJ Mittelwerte des gemessenen Azimutwinkels von  $260^\circ$  (Rakete 1),  $265^\circ$  (Rakete 2) und  $260^\circ$  (Rakete 3) benutzt wurden. Die erhaltenen elektrischen Feldstärken sind in Tabelle 2 eingetragen:

Tabelle 2

|                                |        | Rakete 1 | Rakete 2 | Rakete 3 |
|--------------------------------|--------|----------|----------|----------|
| $\frac{E_x}{\text{mV m}^{-1}}$ | A *)   | — 12     | — 15     | — 5      |
|                                | B *)   | — 14     | — 11     |          |
|                                | mittel | — 13     | — 13     |          |
| $\frac{E_y}{\text{mV m}^{-1}}$ | A      | — 4      | — 4      | — 2      |
|                                | B      | — 5      | — 3      |          |
|                                | mittel | — 4,5    | — 3,5    |          |

\*) Bei A wurden die höhenintegrierten Stromdichtewerte von D. REIMER, bei B diejenigen von H. HEINRICH benutzt.

Wir erhalten somit ein elektrisches Feld mit einer Nord-Süd-Komponente, die etwa um den Faktor drei größer als die Ost-West-Komponente ist. Dieses Resultat scheint den Schluß von WESCOTT et al [1969] zu bestätigen, daß der AEJ im wesentlichen einen HALL-Strom darstellt.

Die elektrischen Felder der Tabelle 2 stimmen recht gut mit den elektrischen Feldern überein, die in Teil 2 mit Hilfe der GSA-Technik aus der horizontalen Ionen-triftbewegung für den Höhenbereich um etwa 120 km gewonnen wurden. Unser Resultat ist ebenfalls mit den elektrischen Feldern vergleichbar, die aus Bariumwolkenexperimenten (allerdings für Höhen von 200–300 km) abgeleitet wurden [FÖPPL et al. 1968; WESCOTT et al. 1969].

## 2. Messung von Elektronen-Temperatur und Ionen-Trift mit einem Gegenspannungs-Analysator und daraus berechnete elektrische Feld- und Stromprofile

### 2.1 Einführung

Für ein besseres Verständnis und für theoretische Berechnungen ist es von großer Wichtigkeit, neben der Elektronendichte auch deren Temperatur und die Plasma-bewegung zu kennen. Zu diesem Zweck wurde mit einem planaren Gegenspannungs-analysator (GSA) [HINTEREGGER 1960] das thermische Energiespektrum der Elek-tronen und, als neue Anwendung, auch die Ionentriftgeschwindigkeit gemessen. Während die Elektronentemperatur aus der Strom-Spannungskurve der LANGMUIR-Charakteristik abgeleitet wurde, konnte die Ionentrift aus der gemessenen Strom-modulation um die rotierende Rakete ermittelt werden.

Der planare Sensor der GSA besteht im wesentlichen aus dem Gegenspannungs-gitter in der Front des Sensors, dem Schirmgitter und dem Kollektor (Abb. 8). Die Kollektorplatte ist umgeben von einem Schutzring. Beide sind so geladen, daß in einem Mode (+ 18 V) nur die Elektronen gesammelt und die positiven Ionen ab-gestoßen werden, während im folgenden Mode (− 15 V) nur die Ionen gemessen werden. Das Schirmgitter (+ 15 V bzw. − 18 V) ist immer etwas negativer als der Kollektor, um Sekundärelektronen zu unterdrücken; außerdem verringert es die Kapazität zwischen Gegenspannungsgitter und Kolektor. Um eine bessere Energie-auflösung zu erhalten, ist das Gegenspannungsgitter als Doppelgitter ausgebildet. Das Potential wurde in 256 Schritten zwischen + 5 V und − 4 V durchgefahren. Zur Verkürzung der Meßzeit war die Möglichkeit vorgesehen, automatisch 7 Stufen von 8 zu überspringen, so lange die gemessene Stromänderung klein blieb. Die ein-

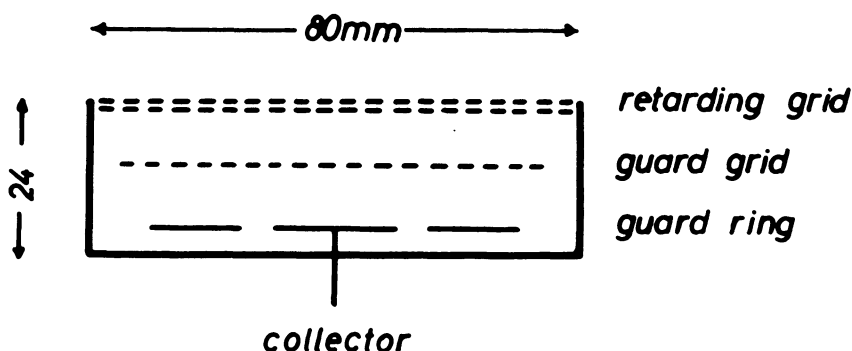


Abb. 8: Gegenspannungs-Sensor (schematisch).

Sensor of (planar) retarding potential analyzer (RPA): Double retarding front grid on variable voltage, screen or guard grid to eliminate secondary electrons, collector plate surrounded by guard ring to achieve planar geometry.

fallenden geladenen Partikel können nur dann das Gegenspannungsgitter passieren, wenn deren kinetische Energie größer ist als das angelegte Gitterpotential. Der gesammelte Teilchenstrom wurde in Abhängigkeit von der Gitterspannung durch einen empfindlichen linearen Verstärker ( $10^{-6}$  A bis  $10^{-10}$  A) mit automatischer Bereichsumschaltung gemessen. Der Durchmesser des Sensors betrug 8 cm mit einer Kollektorfläche von etwa  $3 \text{ cm}^2$ . Der Sensor war an einem kurzen Ausleger befestigt ( $1/2 \text{ m}$ ) und schaute in Richtung der Raketenachse.

## 2.2 Messung der Elektronentemperatur

Aus dem gemessenen Elektronenstrom und der angelegten Gitterspannung wurde die halblogarithmische Strom-Spannungskurve aufgezeichnet, die in Abb. 9 dargestellt ist. Dieses integrale Energiespektrum kann durch seine Temperatur gekennzeichnet werden, wenn eine thermische Energieverteilung vorliegt. Die gemessene Verteilung zeigte für den Logarithmus des Stroms regelmäßig einen linearen Verlauf über zwei Größenordnungen. Dies bedeutet, daß die Elektronen in einem Energiebereich, der von 2 oder 3 bis zu  $7 kT_e$  reicht, einer MAXWELL-Verteilung gehorchen. Vom Plasmapotential aus gerechnet entsprechen  $2,5 kT_e$  einer negativen Gegen-

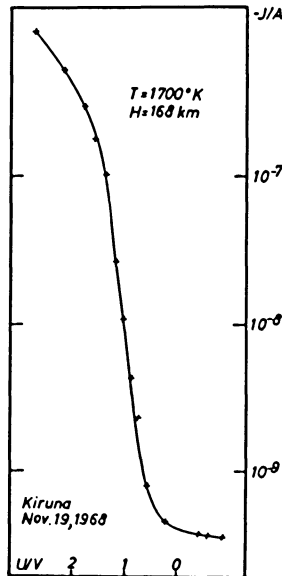


Abb. 9: Eine gemessene Stromspannung-Charakteristik (halb-logarithmisch).

Example of a measured semi-logarithmic current voltage curve; the quasi-linear part corresponding to the tail of a maxwellian distribution, is used to derive an electron temperature.

spannung von ca. 0,3 V. Das Plasmapotential kann aus der Lage der Kurve gegen die Spannungsachse erhalten werden. Im vorliegenden Beispiel (Abb. 9) betrug sein Wert etwa + 1,8 V. Im Bereich unter  $2 kT_e$  erhält man keine genauen Messungen, weil die verschiedenen Störfelder bei kleinen Potentialen die Messung verfälschen. Wir dürfen aber annehmen, daß in diesem Bereich kleiner Energie die gleiche thermische Verteilung besteht wie im anschließend gut meßbaren Energiebereich. Dagegen wurde im Bereich oberhalb von  $7 kT_e$  ein größerer Strom gemessen, als er dem Schwanz einer MAXWELL-Verteilung, d. h. einer Geraden in Fig. 9 entsprechen würde. Hieraus ergibt sich, daß eine energiereiche Elektronen-Komponente der thermischen überlagert ist. Der Teilchenfluß ändert sich oberhalb von 120 km nicht mehr wesentlich mit der Höhe, und er beträgt etwa  $10^9$  Elektronen  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  in allen drei Aufstiegen.

Im thermischen Bereich des Spektrums wurde die Temperatur aus der Steigung des linearen Teils der halblogarithmischen Stromspannungskurve ermittelt, entsprechend den folgenden Gleichungen:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{eU}{kT_e}\right) \quad \text{oder} \quad \frac{T_e}{^\circ\text{K}} = \frac{5,02 \cdot 10^3 (\Delta U/V)}{\Delta \log_{10}(I/A)}$$

- $I$  gemessener Strom,  $I_0$  Strom für  $U = 0$ ;  
 $e$  Ladung eines Elektrons,  $U$  Gegenspannung;  
 $k$  BOLTZMANN-Konstante,  $\Delta U$  Spannungsdifferenz zwischen 2 Punkten;  
 $\Delta \log I$  entsprechende logarithmische Stromdifferenz;  
 $T_e$  wirksame Temperatur der Elektronen.

Die Ergebnisse der drei Aufstiege sind in den Abbildungen 10, 11 und 12 zusammengestellt. In allen drei Fällen gelingt die erste Temperatur-Messung ungefähr in 100 km Höhe und ergibt rund  $1000^\circ\text{K}$ , um dann auf rund  $2000^\circ\text{K}$  in 170 km Höhe anzusteigen.

Aufstieg 1 (Abb. 10) zeigt eine starke Streuung der Meßpunkte im Apogäum und verschiedene Werte für den Auf- und Abstieg; letztere sind bei 100 km Höhe wenigstens  $400^\circ\text{K}$  größer. (Die experimentelle Unsicherheit ist höchstens  $100^\circ\text{K}$ ). Wir glauben, daß während dieses Aufstiegs die Ionosphäre sehr heterogen war, so daß die Rakete im Abstieg ein Gebiet anderen Zustandes durchfuhr. Dementsprechend finden wir auch für die Ionentrift starke Veränderungen, wie weiter unten gezeigt wird.

Aufstieg 2 (Abb. 11) zeigt im Höhenbereich von 100 bis 130 km ein Temperaturminimum von  $500^\circ\text{K}$  bei 120 km Höhe; das ist exakt die Höhe, für die unsere Triftmessungen maximalen Strom im AEJ anzeigen. In den beiden anderen Aufstiegen ist diese Minimum ebenfalls angedeutet, jedoch weniger ausgeprägt.

Aufstieg 3 (Abb. 12) gibt Temperaturen, welche gerade zwischen den beiden Aufstiegen liegen. Der mittlere Temperaturanstieg ist geringer ( $10^\circ/\text{km}$ ) für Rakete 3 und den Abstieg von Rakete 1 als für Flug 2 und den Aufstieg von Rakete 1 ( $15^\circ/\text{km}$ ).



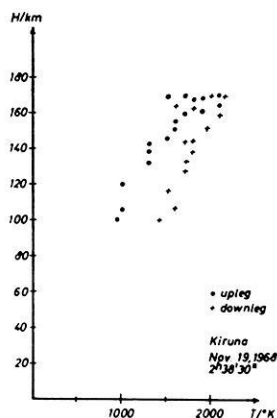


Abb. 10: Elektronentemperatur, gemessen mit Rakete 1.

Measured electron temperature for rocket 1. Descent values higher than those of ascent.

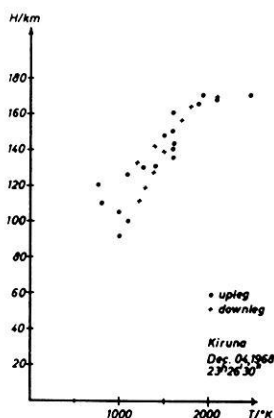


Abb. 11: Elektronentemperatur, gemessen mit Rakete 2.

Measured electron temperature for rocket 2. Note minimum at altitude of AEJ (120 km) observed at ascent.

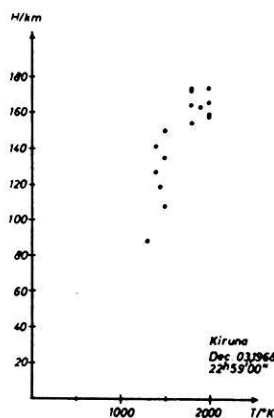


Abb. 12: Elektronentemperatur, gemessen mit Rakete 3.

Measured electron temperature for rocket 3 (upleg only, telemetry broke down during downleg).

Im Vergleich mit den magnetischen Bodenbeobachtungen [HEINRICH et al. 1970] und unseren Triftmessungen, die später beschrieben werden, haben wir demnach dann einen großen vertikalen Gradienten der Elektronentemperatur  $T_e$ , wenn der Strom im AEJ groß ist, und umgekehrt. Die Elektronentemperatur scheint durch den Aufbau eines AEJ erniedrigt zu werden; dabei tritt die größte Temperaturerniedrigung in der gleichen Höhe auf, in der die Beobachtung der Ionen-Triftgeschwindigkeit das Strommaximum ergibt. Dies erklärt auch den starken Temperaturanstieg beim Abstieg in Abb. 10, da sowohl die magnetischen als auch die Triftmessungen eine geringere Stromdichte im Abstieg zeigen.

Für unsere späteren Überlegungen ist die Ionentemperatur ebenfalls von Wichtigkeit. Da aber die thermische Ionengeschwindigkeit in der gleichen Größenordnung liegt wie die Raketengeschwindigkeit, ist die Temperaturbestimmung ziemlich schwierig. Lediglich im Apogäum, wo die Raketengeschwindigkeit in der (vertikalen)  $z$ -Richtung klein ist, konnten wir die Ionentemperatur bestimmen. Für Flug 1 erhielten wir etwa  $1000^\circ\text{K}$  und für Flug 2 etwa  $1100^\circ\text{K}$  in 170 km Höhe.

### 2.3 Messung der Ionen-Triftgeschwindigkeit

Wir können unser oben beschriebenes Meßinstrument, den GSA, auch zur Untersuchung der Ionen-Triftgeschwindigkeit benutzen. Dabei gehen wir von der Vorstellung aus, daß die Rakete selbst gegenüber dem Ionengas Überschallgeschwindigkeit hat, also ein Hindernis in einer hypersonischen Plasmaströmung darstellt und deshalb einen Bereich verminderter Ionendichte (Schweif; englisch = wake = Kielwasser) hinter sich herzieht. Hat man außer der im wesentlichen vertikalen Bewegung der Rakete noch eine horizontale Trift des Plasmas, so entsteht auch in der  $xy$ -Ebene ein Schweif-Effekt, d. h. um die Rakete herum in dieser Ebene. (Die reine  $z$ -Bewegung verursacht dagegen keine Störung in der  $xy$ -Ebene). Der Sensor, an einem kurzen Ausleger befestigt, schaut in  $z$ -Richtung und rotiert mit dem Spin der Rakete um die Raketenachse. Da unser Sensor auf der Rakete als Bezugssystem den Teilchenfluß im Zeitverlauf, also in Abhängigkeit des Drehwinkels, laufend mißt, sollte eine Störung der Zentralsymmetrie in der  $xy$ -Ebene im zeitlichen Stromverlauf zu erkennen sein. Sofern die Störung bis zum Ende des Auslegers reicht, wird jede Plasmabewegung in dieser Ebene eine Strommodulation im Takt der Spinfrequenz erzeugen. Das Strommaximum erscheint im Azimuth des ankommenden Ionenstroms, das Minimum auf der gegenüberliegenden Seite im „Schatten“ der Rakete. Diese Modulation erscheint in der Tat sehr deutlich bei allen drei Aufstiegen.

Abb. 13 zeigt eine Registrierung während der Betriebsart „Ionenmode“. Es wurde eine zeitlich treppenförmige abnehmende Gegenspannung angelegt; der mittlere Ionenstrom nimmt daher zu. Dem Strom überlagert ist eine kräftige Modulation, deren Frequenz genau mit der Spinfrequenz übereinstimmt, wie sie durch die Magnetometer-Aufzeichnung (dritte Spur in Abb. 13) gemessen wurde. Einige vorläufige Meßergebnisse dazu haben wir bereits früher beschrieben [RAWER und SPENNER 1969].

Ähnliche Effekte mit LANGMUIR-Proben sind von verschiedenen Autoren angegeben worden, ohne daß jedoch die gemessene Modulation als Ionentrift interpretiert worden wäre.

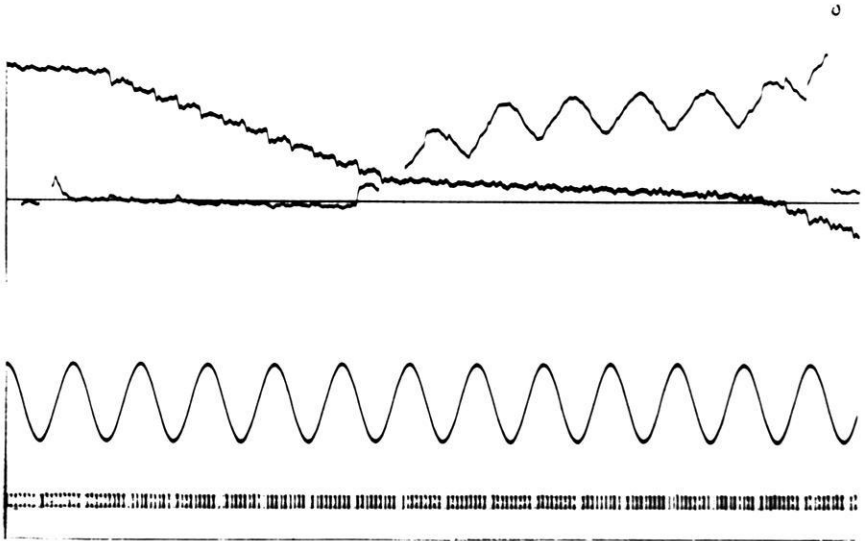


Abb. 13: Registrierung für einen Ionen-Meßmode. Spur 1 (links von oben) zeigt die treppenförmige Gegenspannung mit Fein- und Grobschritten, Spur 2 das modulierte Ionenstrom-Signal, Spur 3 das Magnetometer-Signal zur Phasenbestimmung der Strommodulation, Spur 4 den Zeit-Kode (Rakete 1, 120 km Höhe).

Record obtained for an ion measuring mode, i.e. with a retarding potential going to negative values. Trace 1 shows the staircase like retarding potential with rough and fine stepping. Trace 2 is the ion current which is zero at first, begins to increase in the middle of the time scale and reaches its maximum at right. Superposed to this general increase, a strong modulation occurs. Its frequency exactly equals the spin frequency as is seen from trace 3, the magnetometer output ( $x$ -component). Phase comparison between both traces allows to determine the ion flux direction (as seen from the rocket). The modulation depth is used to compute the ion flux intensity. Trace 4 is the time code (rocket 1, altitude 120 km).

### 2.3.1 Theoretische Grundlagen

Für eine qualitative Untersuchung des modulierten Stromes teilen wir die  $xy$ -Ebene um die Rakete in zwei Zonen. Die erste Zone ist die sogenannte Plasmahaut; sie umgibt die Rakete allseitig als eine Schicht positiver Raumladung nahe der Raketenhaut, in der das stark negative Potential allmählich zum ungestörten Raumpotential abfällt. Die positiven Ionen, die diese Zone treffen, werden durch das elektrische Feld in der Plasmahaut der Rakete angezogen. In der zweiten Zone

ist das elektrische Feld bereits so weit abgeschirmt, daß die thermischen Ionen auf ihrem Weg nicht mehr wesentlich gestört werden. In dieser feldfreien Zone läßt sich die thermische Ionendichte näherungsweise aus geometrischen Überlegungen berechnen unter der Voraussetzung, daß innerhalb eines bestimmten Winkels  $\varphi$  keine Ionen den gegebenen Punkt A im Abstand  $l$  von der Rakete erreichen können (Abb. 14). Diese vereinfachenden Überlegungen gelten nur für nicht allzu große Störungen, für verhältnismäßig kleine Machzahl und für genügend große freie Weglängen.

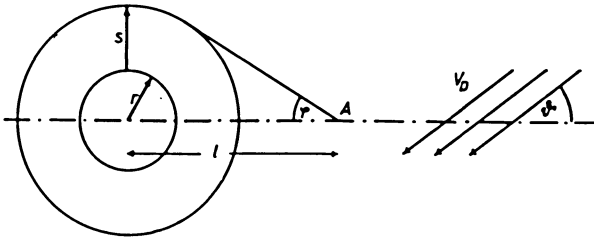


Abb. 14: Zur Berechnung der Ionenstrommodulation in Abhängigkeit von der Triftgeschwindigkeit benutztes Modell.

Model used for computation of the ion current modulation due to wake effects in the  $xy$ -plane of the spinning rocket with radius  $r$ . The retarding potential analyzer A is supposed to be at radial distance  $l$ ;  $s$  is the effective thickness of the sheath. The plasma velocity projection into the  $xy$ -plane is  $v_D$  with azimuth  $\vartheta$ .

Wir setzen also folgende Bedingungen voraus:

$$l_f > l; \quad r_B \gg l; \quad L_R \gg l$$

$l_f$  mittlere freie Weglänge;  $r_B$  Gyoradius der Ionen,  $L_R$  Länge der Rakete oberhalb und unterhalb der  $xy$ -Ebene,  $r$  Raketenradius,  $s$  Schichtdicke (die erste Bedingung ist oberhalb von 110 km Höhe erfüllt, die beiden anderen Bedingungen waren im vorliegenden Fall ebenfalls weitgehend erfüllt).

Für die positive Ionendichte gilt dann bei MAXWELL-Verteilung der Temperatur  $T_i$ :

$$n_A = n_0 \left\{ 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \operatorname{erf}(x \operatorname{tg} \varphi) \exp(-x^2) dx \right\} \quad (2.1)$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{2kT_i}{m}}; \quad \sin \varphi = \frac{r+s}{l}$$

$\alpha$  = mittlere thermische Ionengeschwindigkeit;  $T_i$  Iontemperatur;

$k$  = BOLTZMANN-Konstante;  $m$  = mittlere Ionenmasse;

$n_0$  = ungestörte Ionendichte;  $\vartheta$  = Einfallswinkel der Triftströmung;

$v_D$  = Triftgeschwindigkeit.

Der Strom auf einem planaren GSA am Punkt A ist dann:

$$I = I_0 \left\{ 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{v_D}{\alpha} \cos \vartheta}^{\infty} \operatorname{erf}(x \operatorname{tg} \varphi) \exp(-x^2) dx \right\}^2 \quad (2.2)$$

$I_0$  Strom ohne Störung durch die Rakete.

Die entsprechende Modulation  $M$  ist:

$$M = \frac{I_{\text{Max}} - I_{\text{Min}}}{(I_{\text{Max}} + I_{\text{Min}})/2} = \frac{\frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^{v_D/\alpha} \operatorname{erf}(x \operatorname{tg} \varphi) \exp(-x^2) dx}{\left(1 - \frac{\varphi}{\pi}\right)^2 + \left(\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{v_D/\alpha} \operatorname{erf}(x \operatorname{tg} \varphi) \exp(-x^2) dx\right)^2} \quad (2.3)$$

Bestimmen wir die Azimuth-Werte, bei denen die Extrema des Stroms auftreten, so haben wir die Strömungsrichtung bestimmt, die Modulation  $M$  ergibt dann das Verhältnis  $v_D/\alpha$ , sofern man den Winkel  $\varphi$  kennt.

### 2.3.2 Datenanalyse

Modulation und Einfallswinkel wurden für Aufstieg 1 und 2 berechnet. Bei der Analyse des Ionenstroms wurden je drei Spinperioden zusammengefaßt. Die damit verbundene Verschlechterung der Höhengauflösung wird durch die Verbesserung der Winkelauflösung mehr als aufgewogen. Unter der Voraussetzung eines gegebenen Schirmwinkels  $\varphi$  erhalten wir das relative Geschwindigkeitsverhältnis und daraus eine  $x$ -Komponente nach magnetisch Norden und eine  $y$ -Komponente nach magnetisch Osten (Wir benutzen dabei ein Bezugssystem, das zwar die Translation, nicht aber die Rotation der Rakete mitmacht). Zur Berechnung von  $\alpha$  benötigen wir die Iontemperatur, welche nicht während des ganzen Fluges gemessen werden konnte. So gingen wir von der Annahme aus, daß die Temperatur bei 80 km 300°K beträgt (Cira 65: Model 5, 00 h) und linear ansteigt zu 1000°K in 170 km Höhe entsprechend den GSA-Ergebnissen. Geringe Änderungen von  $T_i$  ändern  $\alpha$  kaum, so daß die Unsicherheit in  $\alpha$  sicher klein ist.

Um nun die Triftgeschwindigkeit im erdbezogenen System zu erhalten, muß die Plasmaströmung, die durch die Raketenbewegung verursacht wird, abgezogen werden. Diese ist umgekehrt gleich der senkrecht zur Raketenachse vorhandenen Geschwindigkeitskomponente. Sie setzt sich aus einem höhenunabhängigem horizontalen Geschwindigkeitsanteil der Rakete und aus einem mit der Höhe abnehmenden vertikalen Geschwindigkeitsanteil zusammen. Beide sind noch durch die Nutation moduliert. Diese Anströmung ist in Abb. 15 und 16 dargestellt (durchgezogene Linie). Bei der Berechnung der Lagedaten der Raketen wurde dabei die Annahme getroffen,

daß die Achse des Nutationskegels in der Bahnebene liegt, da die Lagedaten leider unvollständig sind. Vergleicht man nun die von der Rakete stammende Anströmung mit der gemessenen Triftgeschwindigkeit (punktierter Kurve in Abb. 15 und 16), so sieht man deutlich, daß der Triftgeschwindigkeit der Einfluß der Raketengeschwindigkeit überlagert ist.

Nun ist noch der Winkel  $\varphi$  in Gleichung (2.3) solange zu variieren, bis die Meßpunkte mit der von der Nutation verursachten Modulation am besten übereinstimmen.

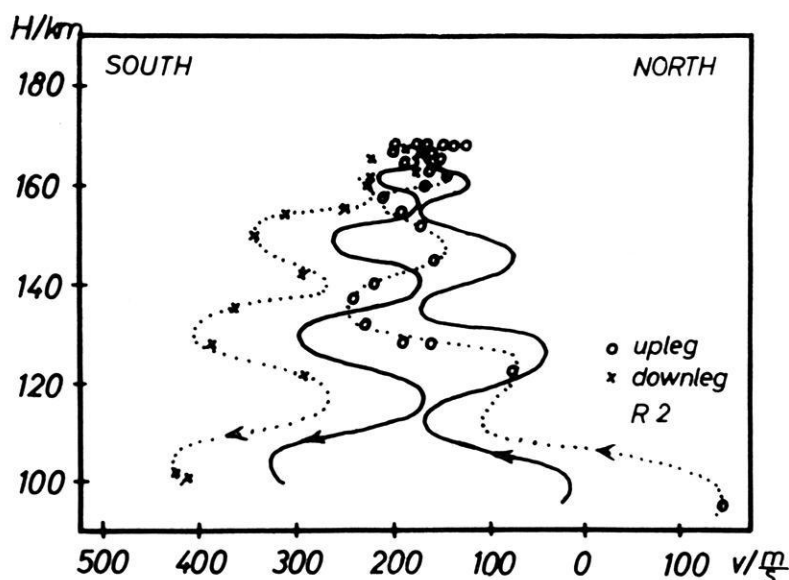


Abb. 15: Relative Ionen-Geschwindigkeit in der  $x$ -Richtung (N.-S.) (gepunktet) und entsprechende Anströmgeschwindigkeit, die durch die Raketenbewegung verursacht wird (ausgezogene Kurve) für Rakete 2.

Relative ion velocity component, dotted curve, in  $x$ -direction (N.-S.) and the corresponding plasma velocity of flow caused by the velocity component of the rocket 2; (full curve). The relative ion velocity was derived from the ion current modulation measured with the retarding potential analyzer.

Diese Variationsmethode ist recht empfindlich und ergab eine effektive Schichtdicke von 25 cm bei einer negativen Aufladung der Rakete von etwa 2 V. Dies bedeutet, daß in dieser Entfernung der Einfluß des negativen Raketenpotentials auf die thermischen Ionen im Mittel verschwindet. Die Ionentrift-Geschwindigkeit im erdbezogenen System erhält man durch Subtraktion der Anströmung durch die Raketenbewegung vom Meßwert. Das Ergebnis ist in Abb. 17 und 18 dargestellt.

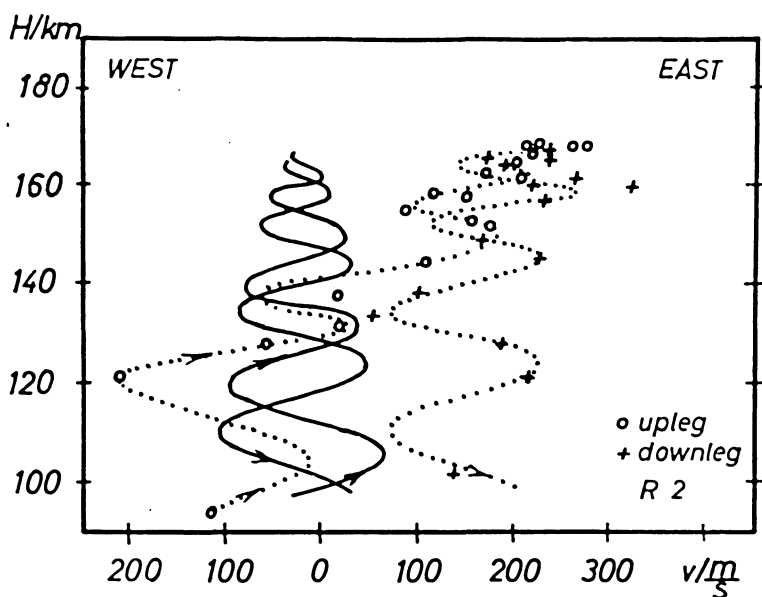


Abb. 16: Relative Ionen-Geschwindigkeit in der  $y$ -Richtung (E.-W.) (gepunktet) und entsprechende Anströmgeschwindigkeit, die durch die Raketenbewegung verursacht wird (ausgezogene Kurve) für Rakete 2.

Relative ion velocity component, dotted curve, in  $y$ -direction (E.W.) and the corresponding plasma velocity of flow caused by the velocity component of rocket 2, full curve. The relative ion velocity was derived from the ion current modulation measured with the retarding potential analyzer.

Für Aufstieg 1 wurde die gleiche Schichtdicke wie bei Aufstieg 2 angenommen, da eine neuerliche Überprüfung nicht möglich war. Die Rakete flog nach den Magnetometerdaten ohne nennenswerte Nutation, deshalb trat hier auch keine höhenabhängige zusätzliche Modulation auf. Die Raketenachse stand im Flug nahezu vertikal, und so war nur eine Korrektur um die konstante Horizontalgeschwindigkeit der Rakete erforderlich. Die Ergebnisse sind in Abb. 19 und 20 dargestellt.

Die Fluglage der dritten Rakete war für die Triftmessung sehr ungünstig, da der Winkel zwischen Flugvektor und Raketenachse sehr groß war (etwa  $10^\circ$ ). Die Rakete verursachte so durch ihre eigene Geschwindigkeit eine starke Modulation. Zusammen mit dem Ionenwind war die gemessene Modulation so stark, daß das Elektrometer in jedem Spinzyklus zweimal den Bereich umschaltete (mehr als 12 Schaltungen/sec). Die Schaltzeit des Elektrometers war nicht kurz genug, um trotzdem Phase und Modulation mit der notwendigen Genauigkeit zu bestimmen.

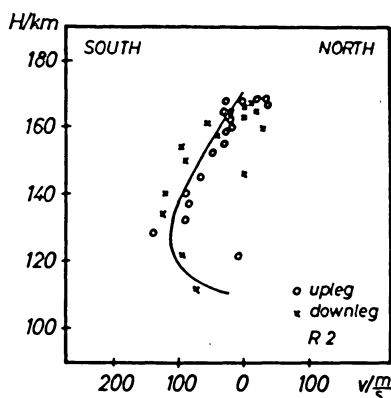


Abb. 17: Ionen-Triftgeschwindigkeit: Nord-Süd-Komponente für Rakete 2.

Ion drift velocity: North-South component for rocket 2.

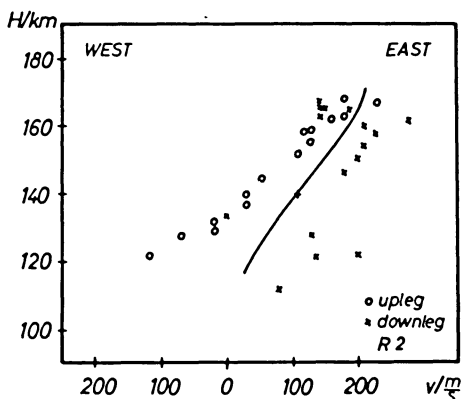


Abb. 18: Ionen-Triftgeschwindigkeit: Ost-West-Komponente für Rakete 2.

Ion drift velocity: East-West component for rocket 2.

Betrachten wir nun die Ergebnisse des Aufstiegs 2 (Abb. 17 und 18), so finden wir eine Ionengeschwindigkeit von etwa 110 m/s im Bereich von 120–140 km nach Süden und eine nach Osten gerichtete Geschwindigkeit, die mit der Höhe zunimmt. Eine große Differenz besteht zwischen Auf- und Abstieg. Wir sind jedoch nicht sicher, daß es sich hier um einen realen Unterschied handelt, denn die Fluglage der Rakete



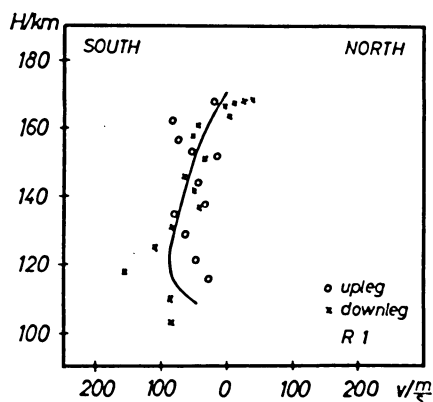


Abb. 19: Ionen-Triftgeschwindigkeit: Nord-Süd-Komponente für Rakete 1.

Ion drift velocity: North-South component for rocket 1.

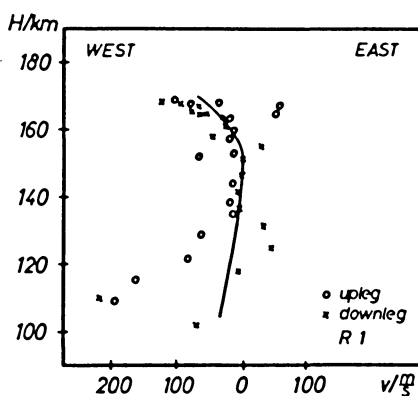


Abb. 20: Ionen-Triftgeschwindigkeit: Ost-West-Komponente für Rakete 1.

Ion drift velocity: East-West component for rocket 1.

geht sehr stark in die Korrektur ein. Wenn die Achse des Nutationskegels um  $3^\circ$  nach Westen geneigt gewesen wäre, würden die Auf- und Abstiegsdaten nahezu zusammentreffen. Wegen des Fehlens genauer Lagedaten wird deshalb stets der Mittelwert aus den Aus- und Abstiegsdaten der gleichen Höhe gebildet (ausgezogene Kurve). Dadurch wird die Unsicherheit der Lagemessung eliminiert. Man erhält jedoch nur noch Mittelwerte aus Auf- und Abstieg.

Aufstieg 1 gibt eine etwas geringere Geschwindigkeit in Südrichtung als Aufstieg 2 (Abb. 19). Jedoch in Ost-West-Richtung finden wir eine westwärts gerichtete Bewegung im Gegensatz zu Aufstieg 2 (Abb. 20). Außerdem erscheinen hier sehr erhebliche Variationen in beiden Richtungen, besonders im Höhenbereich bei 120 km, die eine sehr gestörte Ionosphäre vermuten lassen.

Nimmt man an, daß die Trift durch ein elektrisches Feld hervorgerufen sei, so läßt sich aus dem gemessenen Ionen-Triftprofil das elektrische Feld berechnen unter der Annahme, daß andere Kräfte die Ionenbewegung nicht wesentlich beeinflussen. Es ist allerdings anzunehmen, daß in dem beobachteten Höhenbereich neutrale Winde auftreten. In diesem Fall sind unsere Berechnungen zu korrigieren. Da aber die Winde unbekannt sind, werden wir unsere Ergebnisse mit denen der Magnetometer überprüfen. Wesentliche Unterschiede der beiden unabhängigen Meßergebnisse wären ein Anzeichen für einen neutralen Wind.

Das elektrische Feld ist gegeben durch

$$\mathbf{E} = n_0 e S^{-1} \mathbf{v}_D \quad (2.4)$$

$S$  Leitfähigkeitstensor (Komponenten  $\sigma \dots$ );  $E$  Elektrische Feldstärke.

Unter der Annahme, daß (wegen der hohen Leitfähigkeit in dieser Richtung) längs der magnetischen Feldlinien kein elektrisches Feld vorhanden ist, kann man das elektrische Feld durch die Ionentrift folgendermaßen ausdrücken:

$$E_x = \frac{n_0 e}{\sigma_{xx}^i} \frac{v_x - \frac{1}{a_2} v_y}{a_1 + \frac{1}{a_2}}; \quad E_y = \frac{n_0 e}{\sigma_{yx}^i} \frac{v_x + \frac{1}{a_1} v_y}{a_1 + \frac{1}{a_2}} \quad (2.5)$$

$$\frac{\sigma_{yx}^i}{\sigma_{xx}^i} = a_1; \quad \frac{\sigma_{yx}^i}{\sigma_{yy}^i} = a_2; \quad \sigma_{yx}^i = \frac{\sigma_H^i}{\sin \psi}; \quad \sigma_{xx}^i = \frac{\sigma_P^i}{\sin^2 \psi}$$

$\psi$  Inklinationswinkel,  $\sigma_H$  HALL-Leitfähigkeit

$\sigma_P$  PEDERSEN-Leitfähigkeit (Die Leitfähigkeiten wurden von R. KIST berechnet).

Die errechneten Ergebnisse für das elektrische Feld von Aufstieg 2 sind in Abb. 21 dargestellt. In Ost-West-Richtung nimmt das elektrische Feld mit der Höhe langsam zu. In Nord-Süd-Richtung finden wir ein Maximum bei 120 km. Dieser Feldverlauf läßt sich zusammensetzen aus einem mit der Höhe zunehmenden Feld (wie wir es in Ost-West-Richtung gefunden haben) und einem starken zusätzlichen Feld im Höhen-

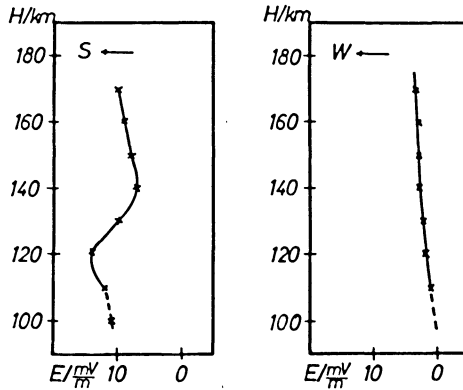


Abb. 21: Profil des elektrischen Feldes (links N.-S., rechts E.-W.-Komponente), errechnet aus der Ionen-Trift für Rakete 2.

Profile of computed electric field (NS-component at left, EW-component at right hand) for rocket 2. The profile has been obtained with equations (2.4) and (2.5) using electron density values observed by R. KIST at the computation of the different conductivity expressions. Neutral wind influence has not been admitted.

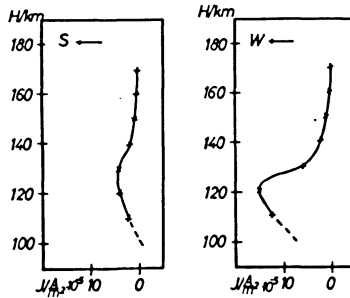


Abb. 22: Das dem elektrischen Feld der Abb. 21 entsprechende Stromprofil (Rakete 2).

Profile of total current as computed by equation (2.6) from the electric field shown in Fig. 21 (rocket 2).

bereich um 120 km. Abb. 22 zeigt die dem elektrischen Feld entsprechenden Stromdichten nach der Gleichung

$$\begin{aligned} J_x &= \sigma_{xx} E_x - \sigma_{11} E_y; \\ J_y &= \sigma_{xy} E_x + \sigma_p E_y. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Die in Abb. 22 angegebenen Stromwerte wurden also aus der errechneten Ionen-trift einerseits und der von R. KIST gemessenen Elektronendichte andererseits erhalten (die zur Berechnung der Leitfähigkeit benutzt wurde).

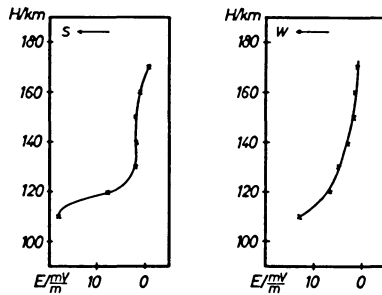


Abb. 23: Profil des elektrischen Feldes (links N.-S., rechts E.-W.-Komponente), berechnet aus der Ionentrift (Rakete 1).

Profile of computed electric field (NS-component at left, EW-component at right hand) for rocket 1. The profile has been obtained with equations (2.4) and (2.5) using electron density values observed by R. KIST at the computation of the different conductivity expressions. Neutral wind influence has not been admitted.

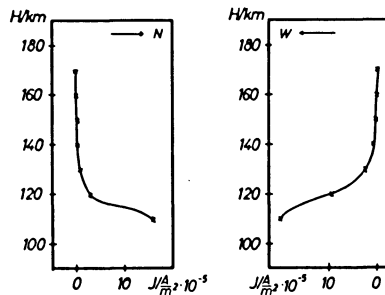


Abb. 24: Das dem elektrischen Feld der Abb. 23 entsprechende Stromprofil (Rakete 1).

Profile of total current as computed by equation (2.6) from the electric field shown in Fig. 23 (rocket 1).

Wir finden ein ausgeprägtes Strommaximum in 120 km Höhe mit

$$J_x = -0,4 \cdot 10^{-5} \frac{\text{A}}{\text{m}^2} \quad \text{und} \quad J_y = -1,5 \cdot 10^{-5} \frac{\text{A}}{\text{m}^2}$$

für Aufstieg 2.

Der höhenintegrierte Strom zwischen 170 km und 110 km hat eine Südkomponente von  $0,13 \text{ Am}^{-1}$  und eine Westkomponente von  $0,36 \text{ Am}^{-1}$ .

Der totale höhenintegrierte Strom wurde durch Interpolation mit

$$J_x = -0,12 \frac{\text{A}}{\text{m}} \quad \text{und} \quad J_y = -0,45 \frac{\text{A}}{\text{m}}$$

(vgl. punktierte Linie in Abb. 14 und 15) geschätzt. Dieses Ergebnis stimmt gut mit den Magnetometerbeobachtungen überein [HEINRICH et al. 1970].

Abb. 23 zeigt die Ergebnisse für das elektrische Feld in Aufstieg 1 und die entsprechenden Ströme in Abb. 24. Der höhenintegrierte Strom zwischen 170 km und 110 km Höhe hat eine Nordkomponente von  $0,14 \text{ Am}^{-1}$  und eine Westkomponente von  $+0,32 \text{ Am}^{-1}$ . Dies ist etwa 20% weniger als in Aufstieg 2.

Im Vergleich zu den Magnetometerdaten [HEINRICH et al. 1970] finden wir, daß der interpolierte höhenintegrierte Strom  $J_y$  in Westrichtung und auch der Gesamtbetrag übereinstimmen. Jedoch die Richtung der Nord-Süd-Komponente entspricht nicht der aus den Magnetometerdaten erschlossenen. Diese Diskrepanz könnte eine neutrale Windgeschwindigkeit von etwa 60 m/s nach Westen erklären. Außerdem muß man starke lokale Störungen des elektrischen Feldes in der Nordlichtzone erwarten, wie sie auch bei Messungen mittels Ionenwolken gefunden wurden [FÖPPL et al. 1968; WESCOTT et al. 1969]. Hierüber geben die Magnetometerdaten keine Aufschlüsse, da sie über lokale Störungen innerhalb kurzer Entfernungen keine eindeutigen Aussagen erlauben. Bei der Beurteilung aller Höhenprofile ist zu berücksichtigen, daß diese als Mittelwerte über örtlich und zeitlich verschiedene Meßpunkte erhalten wurden und so keinen echten Höhenschnitt darstellen.

## 2.4 Folgerungen

Das aus den Ionentriftmessungen erschlossene Stromprofil zeigt in beiden Anstiegen ein ausgeprägtes Maximum im 100 ... 130 km Höhenbereich, das im wesentlichen der HALLstrom eines nach Süden gerichteten elektrischen Feldes ist. Dies entspricht beim Aufstieg 2 weitgehend einer Modellrechnung für den AEJ von BOSTRÖM [1964]. Dort wird einmal angenommen, daß der AEJ in etwa 120 km Höhe der HALLstrom eines primär nach Süden gerichteten elektrischen Feldes ist (2. Modell n. [BOSTRÖM 1964]). Zusätzlich finden wir aber ein schwächeres elektrisches Feld auch in Ost-Westrichtung. Dessen HALLstrom sollte dann ein nach Süden gerichtetes Polarisationsfeld erzeugen, das ebenfalls zum AEJ beiträgt (1. Modell n. [BOSTRÖM 1964]). In Aufstieg 2 (Fig. 21) finden wir tatsächlich im 120 km Bereich ein ausgeprägtes E-Feld maximum, das als Polarisationsfeld erklärt werden könnte. So liegt es nahe zu vermuten, daß in diesem Fall der AEJ durch eine Kombination beider Modellvorstellungen erklärt wird. Wie verschieden jedoch die elektrischen Felder in den einzelnen Ereignissen sein können, zeigt der Aufstieg 1, der zu einem ganz anderen Feldverlauf führt.

Hier wird vermutet, daß die Ionosphäre besonders inhomogen war und daß eventuell der Einfluß eines Neutralwindes zu verfälschten Resultaten bei der Feldberechnung geführt hat.

### Danksagung

Wir danken Prof. KERTZ und Dr. SIEMANN für die Anregung zu diesem Forschungsprojekt sowie für dessen organisatorische Durchführung.

Dem Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft danken wir für die Förderung dieses interessanten Projektes.

Wir danken vielmals Herrn Prof. RAWER für wertvolle Hinweise bei der Durchsicht des Manuskripts.

Besonderer Dank gebührt Herrn W. OTT, der die Impedanzsonde gebaut und während der Schußkampagne auf ESRANGE/KIRUNA betreut hat.

### Literatur

- BOSTRÖM, R.: A model of the Auroral Electrojets. *J. Geophys. Res.* 69, 4983—4999, 1964
- FÖPPL, H., C. HAERENDEL, L. HASER, R. LÜST, F. MELZNER, B. MEYER, H. NEUSS, J.-H. RABBen, E. RIEGER, J. STÖCKER und W. STOFFREGEN: Preliminary Results of Electric Field Measurements in the Auroral Zone. *J. Geophys. Res.* 73, 21—26, 1968
- DALGARNO, A.: Ambipolar Diffusion in the F2-Layer. *J. Atmospheric Terrest. Phys.* 12, 219—220, 1958
- : Charged Particles in the Upper Atmosphere. *Ann. Geophys.* 17, 16—49, 1961
- HEINRICH, H.: Raketenmessungen in der Polarlichtzone mit einem Protonen-Magnetometer. GAMMA 6, Institut für Geophysik und Meteorologie der TU Braunschweig, 1969
- HEINRICH, H., D. REIMER, and H. SIEMANN: Investigation of the Auroral Electrojet. *Z. Geophys.* 36 (dieses Heft), 1970
- HINTEREGGER, H. E.: Combined Retarding Potential Analysis of Photoelectrons and Environmental Charged Particles up to 234 km. *Space Res.* I, 304—327, 1960
- JACOBS, K. G. and K. RAWER: Electron Density Measurements in the Ionosphere over the Sahara with a variable frequency Impedance Probe. *Space Res.* V, 706—718, 1965
- : Raketenmessungen mit einer Hochfrequenz-Impedanzsonde. *Jahrb. Wissensch. Ges. Luft- und Raumf.*, 378—384, 1966
- KIST, R.: Electronendichteprofile von Polarlichtschichten, gemessen mit ESRO-Raketen in Kiruna, BMBW-Forschungsbericht W 69-12, 1969
- NICOLET, M.: The Collision Frequency of Electrons in the Ionosphere. *J. Atmospheric Terrest. Phys.* 3, 200—211, 1953
- PHELPS, A. V. and J. K. PACK: Electron Collision Frequencies in Nitrogen and in the lower Ionosphere. *Phys. Rev. Lett.* 3, 340—342, 1959
- PIGGOTT, W. R. and E. V. THRANE: The Collision Frequency in the E- and D-regions of the Ionosphere. *J. Atmospheric Terrest. Phys.* 28, 721—737, 1966
- RAWER, K. und K. SPENNER: Detection of Plasma Drift with a Retarding Potential Analyzer. *Space Res.* IX, 1969 (in print)
- UNTIEDT, J.: Der äquatoriale Elektrojet — Stromsystem und Magnetfeld. GAMMA 2, Institut für Geophysik und Meteorologie der TU Braunschweig, 1968
- WESCOTT, E. M., J. D. STOLARIK and J. P. HEPPNER: Electric Fields in the Vicinity of Auroral Forms from Motions of Barium Vapor Releases. *J. Geophys. Res.* 74, 3469—3487, 1969

