

**MÅLING AV PLASMADRIFT
I DEN ØVRE ATMOSFÆRE OVER
NY-ÅLESUND, SVALBARD**

HOVEDFAGSOPPGAVE I FYSIKK

av

Egil Børge Mikalsen

**Institutt for matematiske realfag
Universitetet i Tromsø**

November 1977

Denne hovedoppgave er utarbeidet under veiledning av amanuensis Ove Bratteng. Observasjonene ble gjort fra Norsk Polarinstitutt's forskningsstasjon i Ny-Ålesund sommeren 1975.

Jeg vil takke min hovedfagsveileder for all hjelp og veiledning underveis.

Jeg vil også takke personalet ved Institutt for matematiske realfag for all hjelp under utførelsen av oppgaven.

INNHOOLDSLISTE

	side
KAP. 1 INNLEDNING OG OVERSIKT	1
KAP. 2 KONVEKSJONSTEORI	4
2.1 Solvinden	4
2.2 Magnetosfæren	5
2.3 Sammenkobling av IMF og GMF	5
2.4 Danning av <u>E</u> -felt og nedføring til ionosfæren	7
2.5 Inndeling av de polare områder	8
2.6 Drift	9
2.6.1 Primærdrift	9
2.6.2 Returdrift	10
2.6.3 Magnetfeltkonveksjon	12
2.6.4 Strømmer i magnetosfæren	13
2.6.5 Termisk drift	14
2.6.5a Soloppvarming	14
2.6.5b Oppvarming i nordlyssonen	14
2.7 Partikkelbevegelse i ionosfæren	15
2.7.1 Gyrosenterbevegelse	15
2.7.2 Strømmer og konduktiviteter	17
2.7.3 Joule-oppvarming	19
2.8 Drift av irregulariteter	19
2.9 Magnetiske variasjoner og indekser	20
2.9.1 K-verdi	20
2.9.2 Ks-verdi	21
2.9.3 Kp-verdi	21

	side
KAP. 3 METODE OG DATAANALYSE	22
3.1 Målemetoder	22
3.2 Refleksjon og størrelse på drifthastigheten	22
3.2.1 Speilrefleksjon	22
3.2.2 Diffus refleksjon	23
3.2.3 Refleksjon fra et punkt over skjermen	23
3.2.4 Refleksjon fra flere punkt	23
3.2.5 Sammenliknende undersøkelser	24
3.3 Spaced receivers	24
3.4 Similar fade og krysskorrelasjon	26
3.5 Diffraksjonsteori	27
3.5.1 Fresnel-soner	27
3.5.2 Utvikling av amplitude og fase under en faseskjerm	28
3.5.2a Fokuseringseffekt	29
3.5.3 Autokorrelasjon og Wiener-Khinchines teori	30
3.5.3a Relasjon mellom mediets og bølgefeltets auto- korrelasjon	31
3.5.4 Tredimensjonale diffraksjonsskjermer	31
3.6 Hoveddata, presentasjon og analyse	32
3.6.1 Presentasjon	32
3.6.2 Analyse	35
3.6.2a B.P.S.-metoden	38
3.7 Bearbeidelse av data	38
3.7.1 Bestemmelse av drifthastighet	39
3.7.2 Usikkerhetsberegning	41

	side
KAP. 4 EKSPERIMENTELT UTSTYR	42
4.1 De enkelte komponentene	42
4.2 Sender og mottaker som filter	45
KAP. 5 RESULTATER, PRESENTASJON OG DISKUSJON	47
5.1 Drifthastighet mot UT (Universal Time)	47
5.1.1a Driftrretningen i F-laget mot UT	53
5.1.1b Driftrretning i E-laget mot UT	56
5.2 Driftrretning for simultane målinger i E- og F-laget	56
5.3 Drifthastighet mot høyde	57
5.4 Drifthastighet mot magnetisk aktivitet	61
5.4.1 F-laget	61
5.4.2 E-laget	62
5.5 Sammenligning med E-lagsmålinger fra andre breddegrader	64
KAP. 6 KONKLUSJONER OG SLUTTBEMERKNINGER	66
REFERANSER	68

MÅLING AV PLASMADRIFT I DEN ØVRE ATMOSFÆRE
OVER NY-ÅLESUND, SVALBARD

KAP. 1 INNLEDNING OG OVERSIKT

Sammenhengen mellom partikkelstrøm fra sola og geomagnetiske fenomen har vært gjenstand for forskning i nærmere hundre år. Et banebrytende arbeid ble gjort av Birkeland og Størmer. Fram gjennom dette århundret har det vært gjort store fremskritt i å forstå den kosmiske elektrodynamikken. I 1961 fremsetter Axford og Hines en teori om at mange av de geofysiske fenomen relaterer seg til magnetosfærisk konveksjon som skyldes en gjensidig viskøs påvirkning mellom magnetosfæren og solvinden.

Axford og Hines viser hvordan denne konveksjonen forplantes ned til ionosfæren og skisserer ionosfæredriften ved høye breddegrader. Denne teorien har siden ligget til grunn for en del driftmålinger foretatt på den nordlige halvkule.

For å kunne teste denne teorien er det nødvendig å foreta observasjoner på høye geomagnetiske breddegrader, helst inne i polkalotten.

Ønsket om å måle drift nord for nordlyssonen, førte til at Nordlysobservatoriet i 1974 startet et prosjekt for måling av ionosfærisk drift over Ny-Ålesund på Vest-Spitsbergen med "spaced receivers" metoden.

Grunnen til at en valgte nettopp denne metoden er først og fremst det økonomiske. "Spaced receivers" er svært mye billigere i oppbygging og drift enn noen andre kjente målemetoder.

Det har etter hvert blitt klart at den ionosfæriske drift er avhengig av så mange effekter at en ikke kan få noen oversikt ut fra små datamengder. Det er nødvendig med et stort observasjonsmateriale slik at en kan være i stand til å etablere en "midlere ionosfærisk drift".

Hovedvekten i denne oppgaven er lagt på å studere hvordan retning og fart i den ionosfæriske drift varierer relativt til en del parametre som f.eks. tid, høyde og magnetisk aktivitet.

I kap. 2 setter vi opp modellen for solvind, magnetosfære og ionosfære og ser på fenomen som forplanter seg fra solvinden til ionosfæren. Ved hjelp av disse modeller beregner vi drift av plasma i ionosfæren.

I kap. 3 beskriver vi målemetoden. Vi diskuterer diffraksjonsmekanismen, presenterer eksempler på observasjonsdata og beskriver metoden for datareduksjon.

I kap. 4 beskriver vi det tekniske måleutstyret.

I kap. 5 presenterer vi måleresultatene, og diskuterer disse i relasjon til andre geofysiske parametre.

I kap. 6 følger en oppsummering med konklusjon og sluttmerknad.

En del av innholdet i kap. 3 og noen av resultatene i kap. 5 har tidligere vært presentert i et foredrag gitt på Plasma-symposiet på Skeikampen i 1977.

KAP. 2 KONVEKSJONSTEORI

2.1 Solvinden

Ut fra sola eller solas atmosfære strømmes det store mengder fullstendig ionisert gass. Ledningsevnen i denne gassen er uendelig stor slik at solas magnetfelt også må bevege seg utover sammen med gassen som om det var frosset til den. Denne partikkelstrømmen, kalt solvinden, ble ved studier av blant annet komethaler beregnet alt for 40-50 år siden. Da en omkring 1960 kunne sende satellitter ut i verdensrommet fikk en verifisert den kontinuerlige solvinden (Piddington 1969).

Sola roterer ved ekvator om sin egen akse en gang i løpet av 25 dager. Dette fører til at solas magnetfelt vil bli spiralformet i ekvatorplanet, se fig. 1. Feltet vil i sektorer peke enten mot eller fra sola. Gjentakelsesperioden for magnetiske forstyrrelser med opphav på sola er 27 dager.

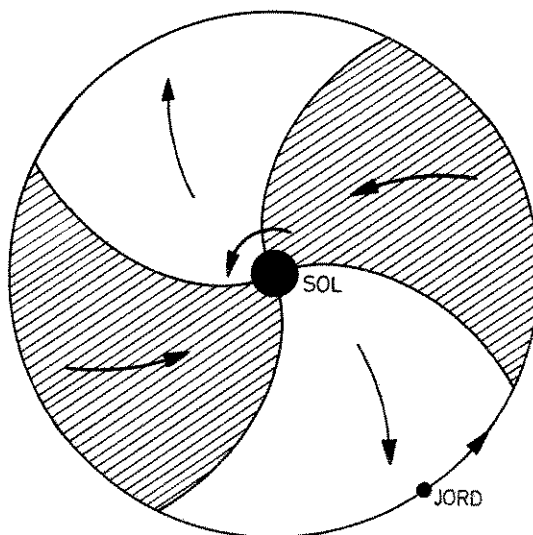


Fig. 1 Enkel skisse av magnetfeltet i solvinden.

Ute ved jorda har solvinden en hastighet $v \approx 400$ km/s, ved utbrudd på sola kan denne fordobles. Partikkeltettheten $N \approx 10 \text{ cm}^{-3}$. Magnetfeltet har en styrke $B \approx 5\gamma$.

2.2 Magnetosfæren

Jordas magnetiske felt er tilnærmet et dipolfelt ut til $3-4 R_E$. Utenfor dette er feltet sterkt deformert på grunn av solvinden. På dagsiden er magnetfeltet sammentrykt mens det på nattsiden er dratt ut i en hale som strekker seg langt ut i verdensrommet. Halen er registrert opptil 100 AU fra jorda, mens magnetfeltet på dagsiden går ut til omkring $10 R_E$.

2.3 Sammenkobling av IMF og GMF

På dagsiden vil det geomagnetiske felt, for enkelhets skyld heretter kalt GMF, stoppe solvinden og det dannes en sjokkfront. Se fig. 2. Innenfor denne sjokkfronten er et turbulent område

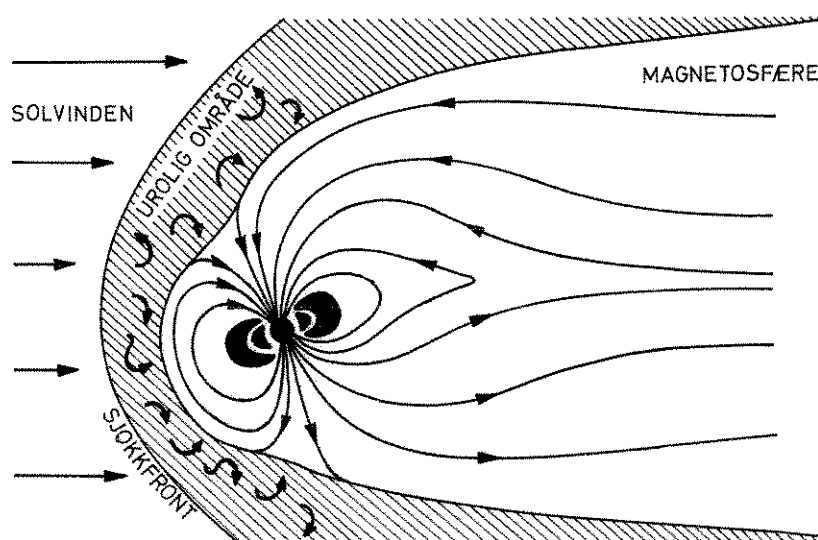


Fig. 2 Modell av magnetosfæren med solvinden og sjokkfronten.

hvor det går store strømmene. Disse strømmene vil påvirke GMF på en slik måte at det til visse tider koples sammen med IMF. En slik sammenkobling synes lettest å finne sted når IMF har sørkomponent (Axford 1971). Se fig. 3.

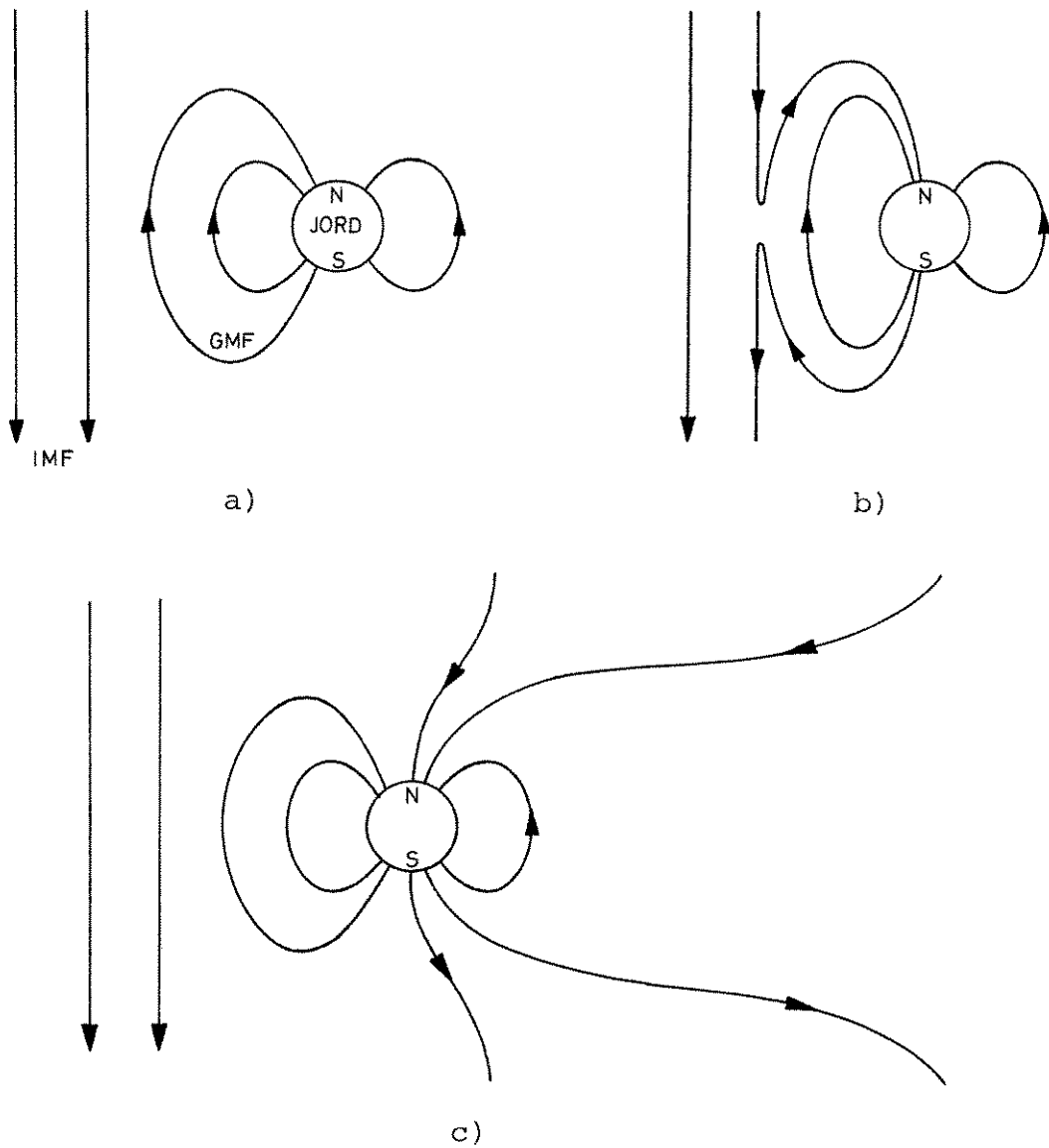


Fig. 3 Sammenkoblingen IMF - GMF når IMF har sørkomponent.

2.4 Danning av \underline{E} -felt og nedføring til ionosfæren.

Etter at denne sammenkoplingen har funnet sted vil dette felles feltet drive mot halen. En observatør som befinner seg i den ytre magnetosfæren vil kunne observere et \underline{E} -felt som skyldes at et magnetisk felt driver forbi): $\underline{E} = -\underline{v} \times \underline{B}$. Dette \underline{E} -feltet vil være rettet fra morgen til kveld, og går vi ut fra $v = 400$ km/s og $B = 5\gamma$, får vi at $E \approx 2$ mV/m. Ledningsevnen langs jordas magnetfelt regner vi for å være uendelig stor slik at et \underline{E} -felt langs magnetfeltlinjene er lik null. Følgelig vil feltlinjene være ekvipotensiallinjer for \underline{E} -feltet helt ned til atmosfæren. Fra figuren ser en at feltlinjene vil ligge mye nærmere hverandre nær jorda enn ute i magnetosfæren. Dette vil føre til en økning i \underline{E} -feltets størrelse etter som vi nærmer oss jorda.

Målinger viser at vi under visse forutsetninger kan ha strømmer langs feltlinjene (Mæhlum & Moestue 1973, Zmuda & Armstrong 1974).

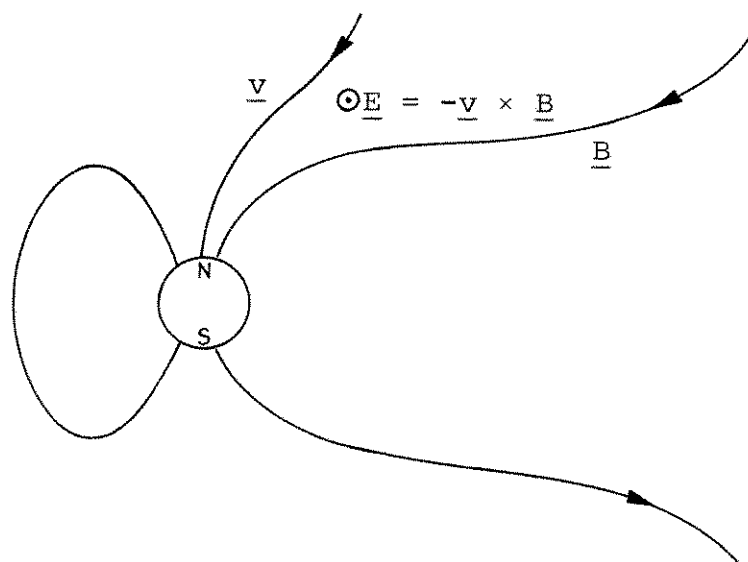


Fig. 4 Danning av \underline{E} -felt i den ytre magnetosfæren.

2.5 Inndeling av de polare områder

De områdene på jorda hvor de åpne magnetfeltlinjene har sine fotpunkt, ligger innenfor tilnærmede sirkler rundt de magnetiske poler og kalles for polkalottene eller "The polar caps". Når vi her snakker om polkalotten mener vi den nordre. Polkalotten strekker seg ned til ca. 75° N på dagsiden og ca. 65° N på nattsiden. Sør for polkalotten har vi nordlysovalen som er et belte som er smalest på dagsiden og bredest på nattsiden. Utstrekningen av nordlysovalen bestemmes optisk og varierer med den magnetiske aktivitet. Stor aktivitet gir bred nordlysoval.

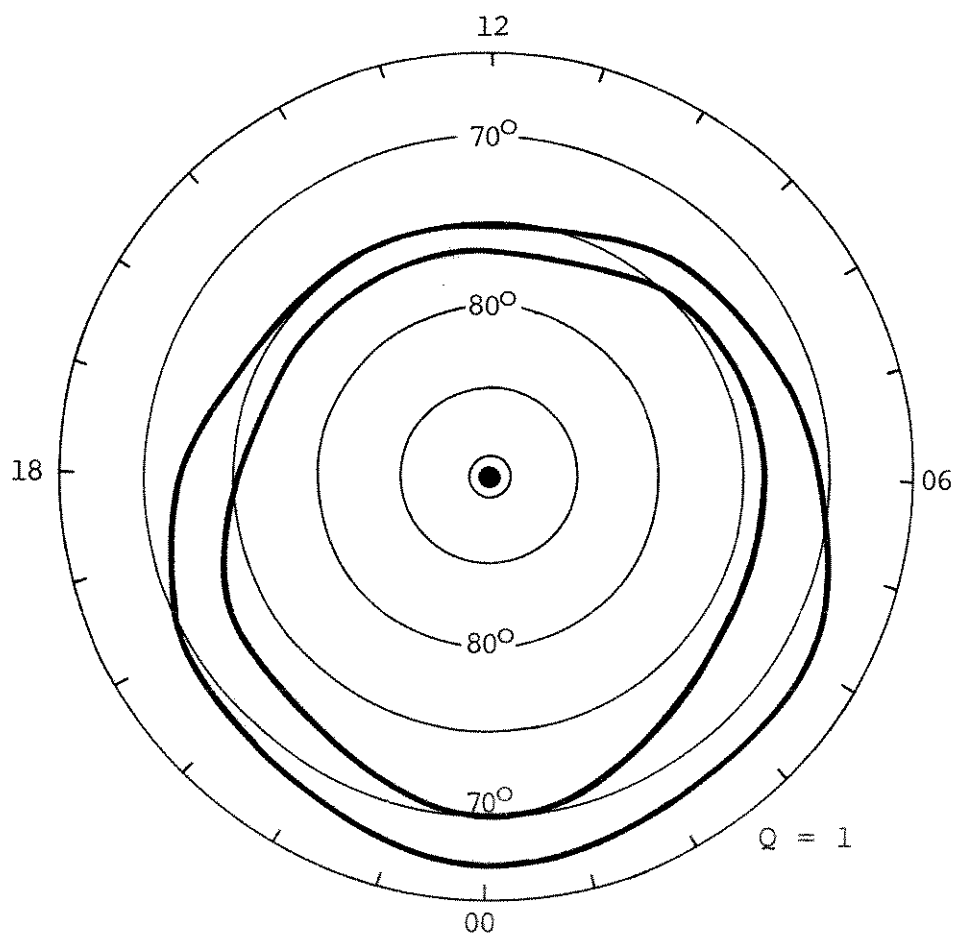


Fig. 5a Nordlysoval, liten magnetisk aktivitet.

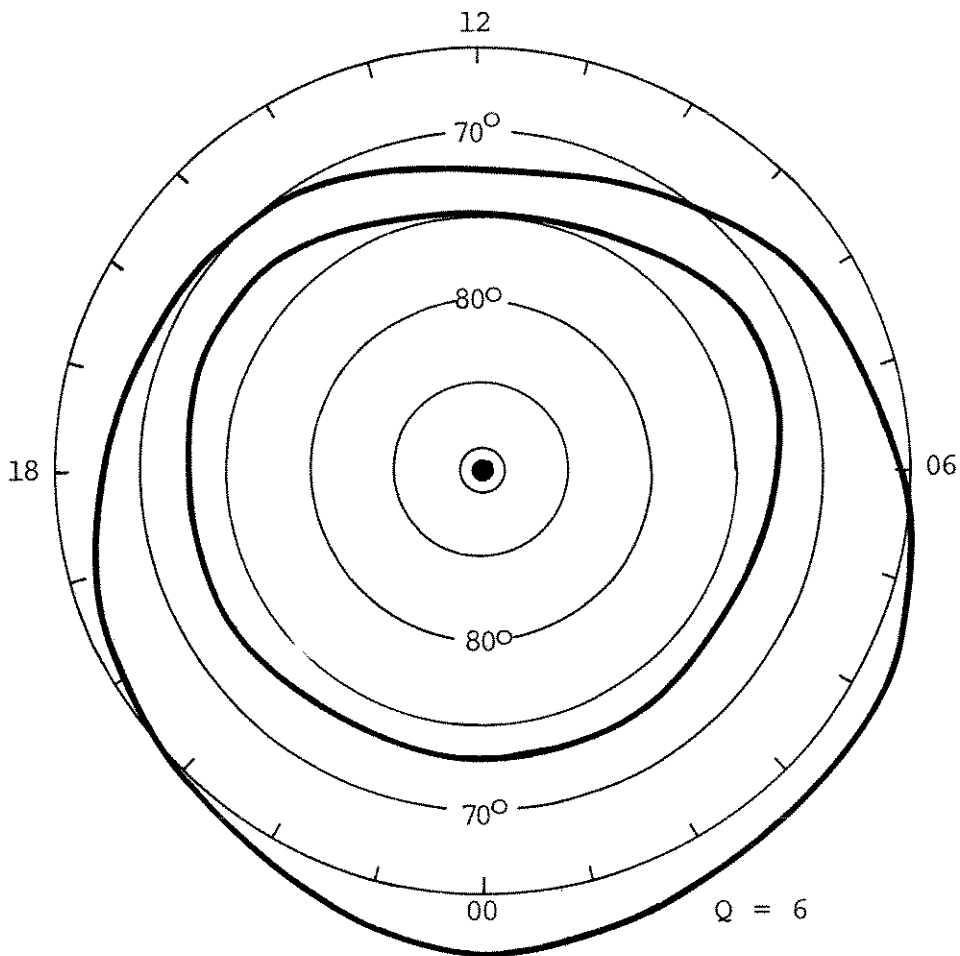


Fig. 5b Nordlysoval, stor magnetisk aktivitet.
(Feldstein 1967).

2.6 Drift

2.6.1 Primærdrift

Det elektriske feltet som observeres i den ytre magnetosfæren og som føres ned til polkalotten, vil også i ionosfæren være rettet morgen til kveld (se fig. 6). I ionosfæren har vi et B-felt pekende loddrett ned. I de høyder hvor en ikke har så stor tetthet av nøytrale partikler at en må ta hensyn til kollisjoner, vil en så få en ren $\underline{E} \times \underline{B}$ -drift slik at partikkel-driften blir fra dag til natt over polkalotten.

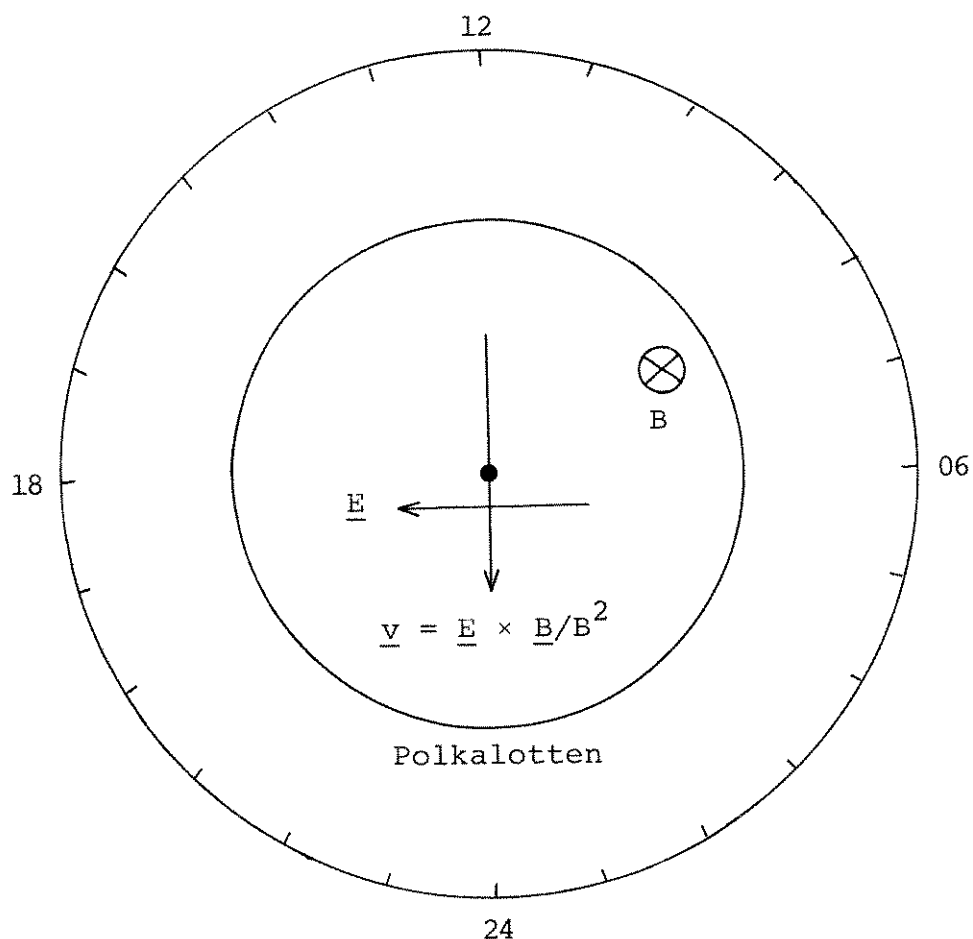


Fig. 6 $\underline{E} \times \underline{B}$ -driften over polkalotten.

2.6.2 Returdrift

Nå kan ikke en slik partikkeldrift vedvare uten at en får partikkelopphopning på nattsiden. Partiklene strømmer mot dagsiden igjen i nordlyssonen. Figur 7a viser et sterkt forenklet driftsmønster. Ved hjelp av satellittmålinger har en kommet fram til de to driftsbildene som vises i fig. 7b og c. Fig. 7b viser mønsteret når IMF peker mot sola, og fig. 7c når IMF peker fra sola.

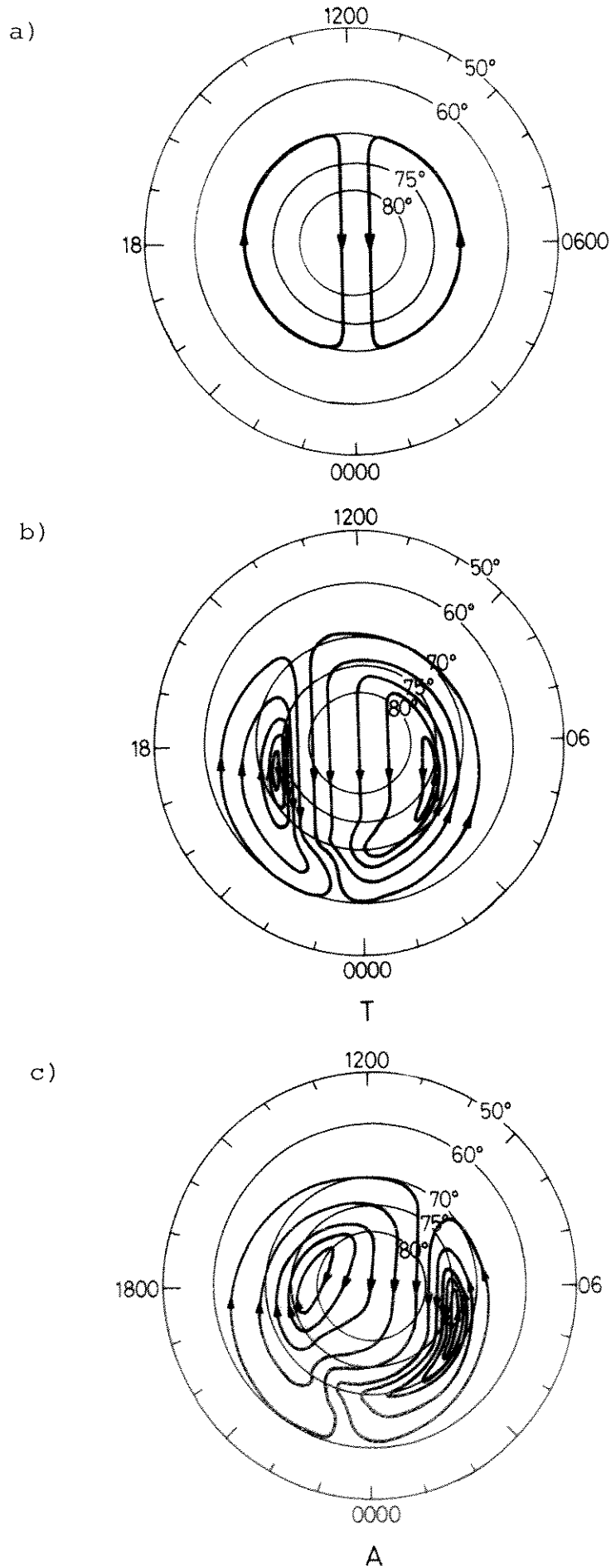


Fig. 7 Teoretiske driftsmønstre (b og c, Evans, 1975).

2.6.3 Magnetfeltkonveksjon

I de høyder i ionosfæren hvor denne driften går som ren $\underline{E} \times \underline{B}$ -drift, har vi så stor ledningsevne at en må regne med at magnetfeltet til en stor grad er frosset til partiklene slik at magnetfeltet vil drive med de ladede partiklene i de samme driftsmønstre. Under denne høyden er bildet mer diffust, nede i E-laget vil positive og negative partikler drive i forskjellige retninger og det vil bli satt opp strømmer.

Vi har tidligere i dette kapitlet sagt at GMF kobles til IMF og driver mot halen. En slik drift kan heller ikke vedvare uten en returdrift. Måten en tenker seg denne returdriften er at en i halen har slike strømmer at en får en sammenkobling av jordas magnetiske felt og en drift av magnetfeltet mot jorda fra halen (Piddington 1969). Se fig. 8.

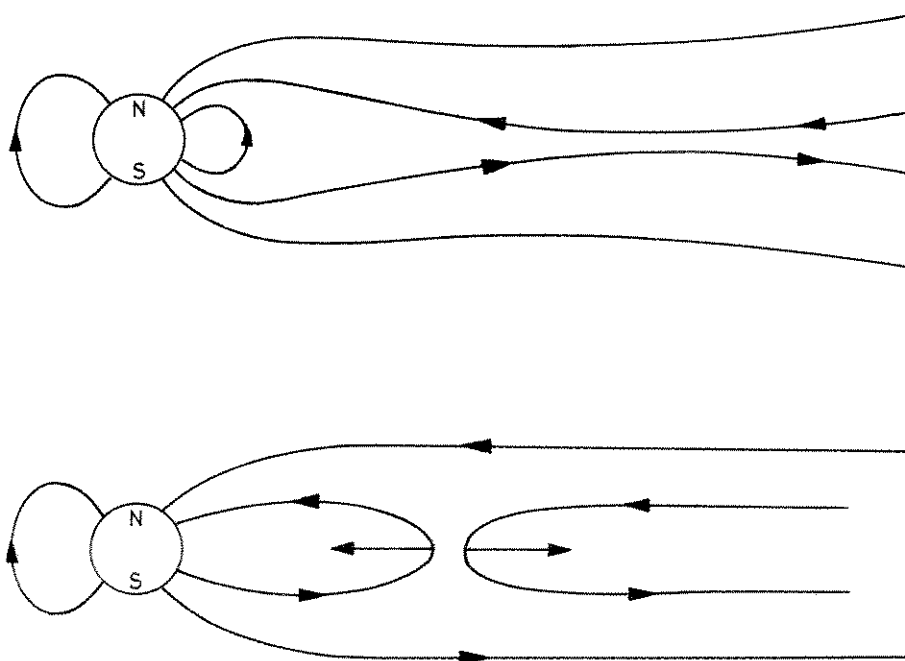


Fig. 8 Sammenkobling av jordas magnetiske felt.

Driften av partikler og magnetfelt i halen er helt i overensstemmelse med det konveksjonsbildet vi har i ionosfæren. Der-
som en følger de magnetfeltlinjene som driver mot jorda fra
halen ned til deres fotpunkt, vil en se at fotpunktene driver
fra natt til dag i nordlyssonen (Axford & Hines 1961).

2.6.4 Strømmer i magnetosfæren

Det bildet av magnetosfæren som her er gitt er et sterkt for-
enklet bilde. Etterhvert som en har fått mer informasjon om
området rundt jorda, ser en at bildet blir stadig mer kompli-
sert. Heikkila (1974) har gitt en oversikt over de forskjel-
lige strømmer som går i magnetosfæren, og det er en mengde
kompliserte strømmer og strømsystemer.

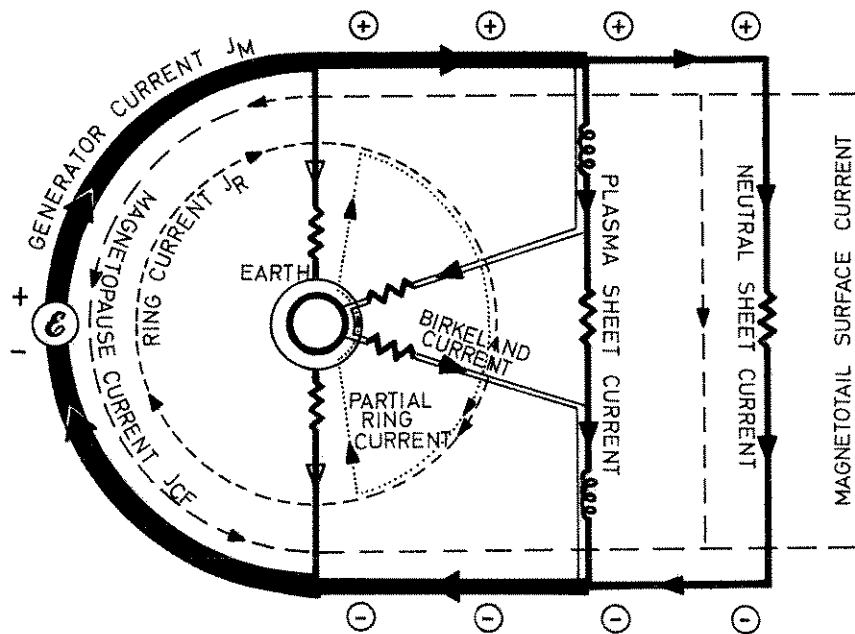


Fig. 9 Prinsippskisse over strømsystemer i magnetosfæren (Heikkila 1974).

2.6.5 Termisk drift

2.6.5a Sol oppvarming

Nå er det heller ikke bare elektriske og magnetiske felt som er årsak til drift i ionosfæren. På dagsiden varmes ionosfæren opp av solstråling og vi får trykkgradienter som vil føre til transport fra dagsiden til nattsiden. Ifølge Kohl og King (1967) gir dette vind på tvers av polkalotten fra dag- til nattside med en forsinkelse på ca. 2 timer p.g.a. termisk treghet.

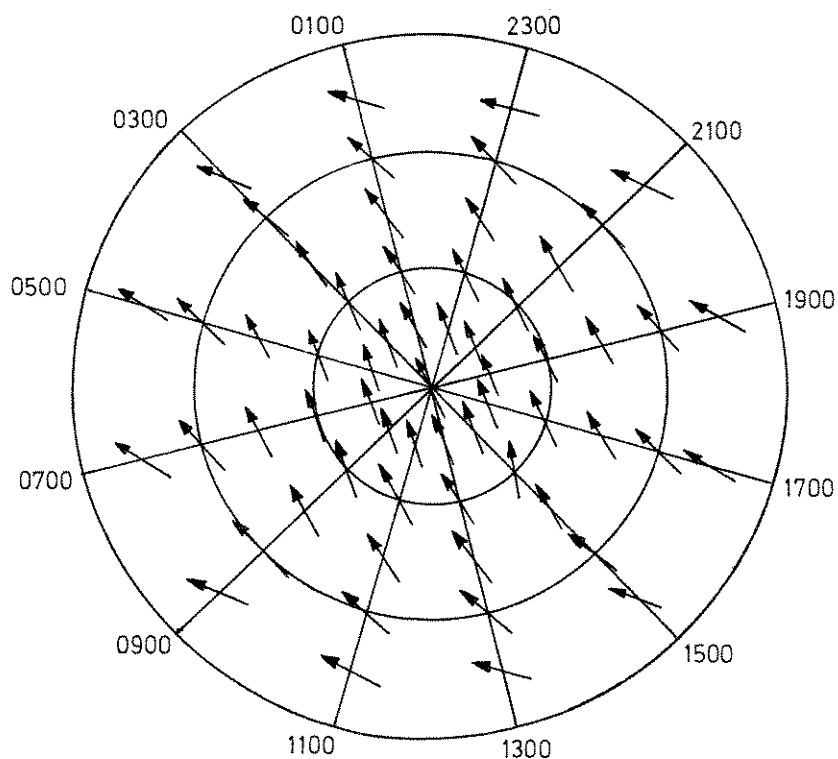


Fig. 10 Termiske vindsystemer i 300 km høyde (Kohl og King 1967).

2.6.5b Oppvarming i nordlyssonen

I nordlyssonen finner det sted en oppvarming som skyldes jouleoppvarming og partikkelpresipitasjon. Denne oppvarmingen vil

gi opphav til trykkgradienter vinkelrett på nordlyssonen og drift ut fra den (Banks 1976).

2.7 Partikkelbevegelse i ionosfæren

En fyldig beskrivelse av partikkelbevegelse i ionosfæren finnes i *Cosmical Geophysics* (1973).

2.7.1 Gyrosenterbevegelse

En partikkel med ladning q som beveger seg i et magnetfelt \underline{B} og som påvirkes av en kraft \underline{F} vil ha følgende hastighet

$$(1) \quad \underline{v} = \frac{1}{q} \frac{\underline{F} \times \underline{B}}{B^2} .$$

Hvis vi ser på ionosfærens F-lag kan vi si at kraften er en elektrisk kraft, dvs. $\underline{F} = q\underline{E}$. Innfører vi dette i (1) får vi at en partikkel i ionosfæren vil bevege seg med en hastighet

$$(2) \quad \underline{v} = \underline{E} \times \underline{B}/B^2 .$$

En ladet partikkel i et magnetfelt vil også drive med gradient-drift

$$(3) \quad \underline{v}_{\nabla B} = \frac{1}{2} \frac{q}{|q|} v_{\perp} r_L \frac{\underline{B} \times \nabla B}{B^2}$$

og med krumningsdrift

$$(4) \quad \underline{v}_R = \frac{m v_{\perp}^2}{q B^2} \frac{\underline{R}_C \times \underline{B}}{R_C^2}$$

hvor v_{\perp} og v_{\parallel} er partikkelens drift henholdsvis normalt på og parallelt med magnetfeltet, r_L er larmorradius og \underline{R}_C er radius vektor til magnetfeltlinja.

For F-laget over Ny-Ålesund regner vi med rette og gradientfrie \underline{B} -feltlinjer slik at bevegelsen i hovedsak er en $\underline{E} \times \underline{B}$ -drift. Vi vet at $\underline{E} \times \underline{B}$ -driften er ladningsuavhengig slik at elektroner og ioner driver i samme retning og det oppstår ingen strømmer.

Går vi så ned i E-laget, under 150 km, må vi begynne å ta kollisjoner med i beregningene, først og fremst når det gjelder ionene, men også for elektronene når vi kommer lengre ned. Etterhvert som vi går nedover i E-laget vil først ionene begynne å bevege seg med \underline{E} -feltet og etterhvert begynner elektronene å bevege seg mot \underline{E} -feltet. Følgelig vil det så oppstå strømmer.

Vinkelen α som partikkelhastighetene har med \underline{E} -feltet vil være gitt ved

$$(5) \quad \alpha_k = \text{tg}^{-1} \frac{\Omega_k}{v_{kn}} .$$

Ω_k er gyrofrekvens for partikkelslaget k og v_{kn} er kollisjonsfrekvens for partikkeltyper k med nøytrale partikler.

De krefter som en partikkeltype k i ionosfæren er påvirket av er

$$(6) \quad \underline{F} = q_k (\underline{E} + \underline{v}_k \times \underline{B}) + m_k v_{kn} (\underline{v}_k - \underline{v}_n)$$

hvor q_k er partikkelens ladning, v_k dens hastighet, m_k dens masse, v_{kn} dens kollisjonsfrekvens og v_n den nøytrale gassens

hastighet. Newtons andre lov gir så $\underline{F} = m \frac{d\underline{v}_k}{dt}$. Regner vi med at vi i ionosfæren har et såkalt kvasistasjonært system, kan vi sette $\frac{d\underline{v}_k}{dt} = 0$, og innsatt i (6) gir dette

$$(7) \quad \underline{v}_k - \underline{v}_n = \frac{q_k}{|q_k|} \frac{v_{kn}}{v_{kn}^2 + \Omega_k^2} \left(\frac{\underline{E}_\perp + \underline{v}_n \times \underline{B}}{B} \right) + \frac{\Omega_k^2}{\Omega_k^2 + v_{kn}^2} (\underline{E}_\perp + \underline{v}_n \times \underline{B}) \times \frac{\underline{B}}{B^2} + \frac{q_k}{m_k v_{kn}} \underline{E}_\parallel$$

hvor Ω er gyrofrekvens og E_\perp og E_\parallel er \underline{E} -feltets komponenter henholdsvis normalt på og parallelt med \underline{B} -feltet.

2.7.2 Strømmer og konduktiviteter

Antar vi bare enkelt ladede ioner og ladningslikevekt $N_i = N_e = N$, har vi at strømtettheten \underline{j} i ionosfæren er

$$(8) \quad \underline{j} = Ne(\underline{v}_i - \underline{v}_e) .$$

Videre kan vi si at når vi "setter på" et \underline{E} -felt i ionosfæren får vi en strøm ut fra Ohm's lov som er beskrevet ved likningen

$$(9) \quad \underline{j} = \underline{\underline{g}}(\underline{E} + \underline{v} \times \underline{B})$$

hvor konduktiviteten $\underline{\underline{g}}$ er en tensor, dvs. at konduktiviteten er forskjellig i de forskjellige retninger og at et \underline{E} -felt i en retning vil gi opphav til en strøm i en annen retning.

Kombinerer vi nå likningene 7, 8 og 9, får vi

$$(10) \quad \underline{\underline{\sigma}} = \begin{bmatrix} \sigma_P & \sigma_H & 0 \\ -\sigma_H & \sigma_P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{||} \end{bmatrix}$$

og

$$(11) \quad \underline{j} = \sigma_P (\underline{E}_{\perp} + \underline{v}_n \times \underline{B}) + \sigma_H \underline{B} \times (\underline{E}_{\perp} + \underline{v}_n \times \underline{B}) / B + \sigma_{||} \underline{E}_{||}$$

hvor de tre konduktivitene σ_P , σ_H og $\sigma_{||}$ kalles henholdsvis Pedersen-, Hall- og parallell-konduktiviteten. Vi har videre at

$$(12a) \quad \sigma_P = \left[\frac{\nu_{en} \Omega_e}{\nu_{en}^2 + \Omega_e^2} + \frac{\nu_{in} \Omega_i}{\nu_{in}^2 + \Omega_i^2} \right] \frac{eN}{B}$$

$$(12b) \quad \sigma_H = \left[\frac{\Omega_e^2}{\nu_{en}^2 + \Omega_e^2} - \frac{\Omega_i^2}{\nu_{in}^2 + \Omega_i^2} \right] \frac{eN}{B}$$

$$(12c) \quad \sigma_{||} = \left[\frac{1}{m_e \nu_{en}} + \frac{1}{m_i \nu_{in}} \right] e^2 N$$

Hvis vi nå ser på den øvre del av ionosfæren og lar kollisjonsfrekvensene ν gå mot 0, ser vi at $\sigma_{||}$ vil være stor og at den avtar etterhvert som vi går nedover i ionosfæren og ν øker.

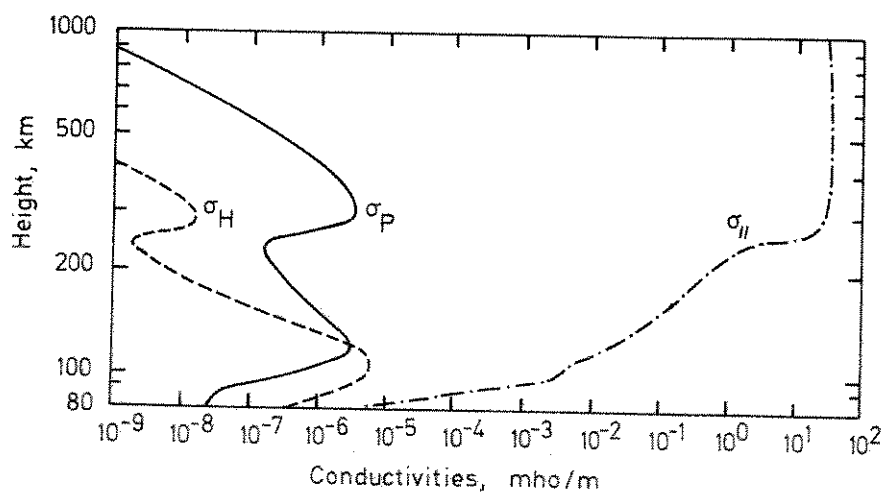


Fig. 11 Typiske variasjoner i de ionosfæriske konduktiviteter som funksjon av høyde (Cosmical Geophysics 1973).

Vi ser av figuren at $\sigma_{||}$ er mye større enn σ_H og σ_P i alle høyder. I de høyder hvor $\Omega_i \leq v_{in}$ (under ca. 120 km) dominerer σ_H , over denne høyde dominerer σ_P av disse to.

2.7.3 Joule-oppvarming

Joule-oppvarmingen p.g.a. strømmer normalt på magnetfeltet er nå

$$(13) \quad Q = \underline{j}_{\perp} \cdot (\underline{E}_{\perp} + \underline{v}_n \times \underline{B}) \quad (Q \approx [m^{-3}])$$

$$= [\sigma_P (\underline{E}_{\perp} + \underline{v}_n \times \underline{B}) + \sigma_H \underline{B} \times (\underline{E}_{\perp} + \underline{v}_n \times \underline{B}) / B] \cdot$$

$$\cdot [\underline{E}_{\perp} + \underline{v}_n \times \underline{B}] = \frac{j_{\perp}^2}{\sigma_C}$$

hvor $\sigma_C = \sigma_P + \frac{\sigma_H^2}{\sigma_P}$ som kalles Cowling-konduktiviteten og som kan være praktisk å benytte.

2.8 Drift av irregulariteter

Ionosfæren er på ingen måte et homogent medium. I plasmaet vil det finnes irregulariteter som er områder med avvikende tetthet i forhold til det omkringliggende medium.

Disse irregularitetene har forskjellig størrelse og form. Det har vært foretatt modellstudier av hvordan slike irregulariteter vil bevege seg. Ut fra disse beregningene skiller en gjerne mellom 3 typer irregulariteter: de som er strukket langs de magnetiske feltlinjene, feltrettede (field-aligned), de som er strukket ut på tvers av magnetfeltlinjene, ikke-rettede (non-aligned), og de som er en mellomting mellom disse

to. Det viser seg at de feltrettede beveger seg med samme hastighet som elektronene og de ikke-rettede med samme hastighet som ionene. De rettede vil ha samme hastighet i både E- og F-laget, mens de ikke-rettede vil ha en fart og en retning som vil variere mye med høyden i E-laget. I F-laget vil de to typene ha samme hastighet. En regner med at i E-laget har de ikke-rettede en hastighet som er en faktor 15 mindre enn de feltrettede (K.M. Johansen 1977).

2.9 Magnetiske variasjoner og indekser

Den modellen av jordas magnetfelt som er brukt i dette kapitlet er en modell av midlere tilstander. Varierende strømmer utenfor og innenfor magnetosfæren vil forårsake store endringer i de magnetiske forhold.

Over store deler av verden foretas kontinuerlige målinger av B-feltet. For å systematisere disse måleresultatene brukes forskjellige metoder (G. Rostoker 1972).

2.9.1 K-verdi

Ved beregning av K-verdi deles døgnet opp i 8 tre-timers intervaller. Innenfor hvert av disse intervallene beregnes så forskjellen mellom maksimum og minimum for hver målt komponent av B-feltet (f.eks. H, D og Z). Ved en midling over disse komponentene kommer en så ved hjelp av en skala fram til K-verdien som har en oppdeling fra 0 til 9.

2.9.2 Ks-verdi

Ved beregning av Ks-verdier bearbeider en K-verdiene ved å ta hensyn til daglige og årlige endringer i den magnetiske aktivitet og til observasjonsstedets geografiske beliggenhet.

2.9.3 Kp-verdi

Kp-verdier beregnes ved å midle Ks-verdier fra 13 observatorier fordelt over store deler av verden mellom nordlyssonene.

Kp-verdien har vist seg å ha nær sammenheng med andre målbare fenomen i magnetosfæren. Blant annet har observasjoner vist økning i Kp-verdi når hastigheten til solvinden øker (Kivelson 1976). Dette vil igjen si at Kp-verdien vil kunne være en indikasjon på potensialet til E-feltet i magnetosfæren og ionosfæren.

KAP. 3 METODE OG DATAANALYSE

3.1 Målemetoder

Til måling av ionosfærisk drift nyttes i dag flere forskjellige metoder, f.eks. raketter (Wright og Fedor 1967, Kelley, Mikkelsen og Jørgensen 1975), radar (J.V. Evans 1972) og radiostjerner (Harang og Malmjord 1963). Den metoden som brukes til disse målingene i Ny-Ålesund er "Spaced Receivers" metoden, dvs. at en har flere mottakerantenner som er plassert i et bestemt system (Leer & Bratteng 1976, G. Solvang 1975).

3.2 Refleksjon og størrelse på drifthastigheten

I plasmaet har vi irregulariteter som driver slik vi diskuterte i kap. 2. Disse vil virke som en diffraksjonsskjerm og den reflekterte radiobølgen vil danne et diffraksjonsmønster på bakken. Dette mønstret vil også drive, men hastigheten til mønstret relativt til irregularitetene vil være avhengig av forholdene i ionosfæren.

3.2.1 Speilrefleksjon

De ideelle forhold for måling av drift med spaced receivers er til stede når ionosfæren virker som et horisontalt utstrukket speil med irregularitetene som en skjerm under. Diffraksjonsmønstret vil da drive med samme hastighet som skjermen.

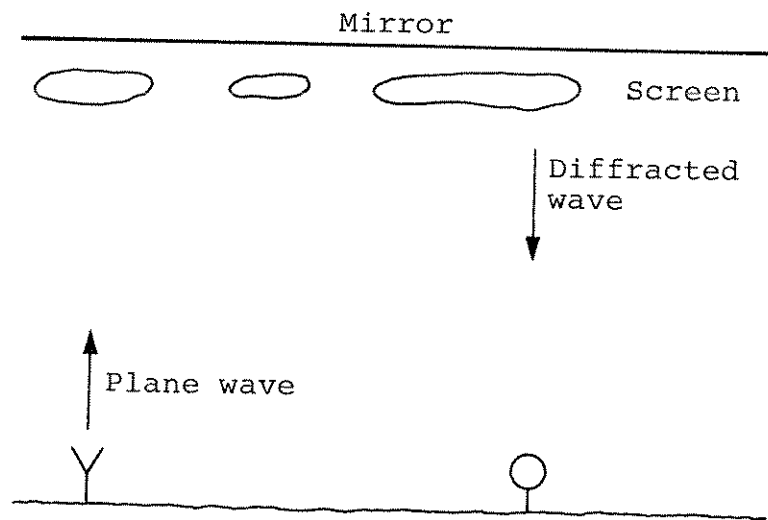


Fig. 1 Speilrefleksjon med underliggende skjerm.

3.2.2 Diffus refleksjon

Tilnærmet like ideelle forhold vil det være om speilet og skjermen faller sammen og vi får diffus refleksjon. Dersom den reflekterte bølgen derimot inneholder spekularkomponenter vil den målte hastigheten på bakken være 1-2 ganger den virkelige hastighet i skjermen.

3.2.3 Refleksjon fra et punkt over skjermen

En annen måte en kan tenke seg refleksjonen foregår på er at en har refleksjon fra et punkt over diffraksjonsskjermen. Den plane bølgen vil da bli reflektert som en sirkulær bølge. Denne type refleksjon vil være en feilkilde i våre målinger.

3.2.4 Refleksjon fra flere punkt

Refleksjon fra flere punkt vil det være vanskelig å dedusere drift ut fra da fadingen på bakken vil skyldes interferens

mellom de reflekterte signal og ikke diffraksjon. Dersom antallet punkt går mot uendelig vil denne type refleksjon ha samme effekt som diffus refleksjon.

3.2.5 Sammenliknende undersøkelser

Disse effektene har vært gjenstand for undersøkelser og Wright og Fedor (1967) har foretatt sammenliknende målinger med gassutslipp og spaced receivers. De konkluderer med at hastigheten målt med spaced receivers gir et tilnærmet riktig bilde av de fysiske forhold.

Radarmålinger med retningsfølsomme antenner har nå indikert at en har refleksjon fra flere separate punkt fordelt over himmelen. Antallet varierer, men er av størrelsesorden 5-10, (E. Leer, priv. komm.).

3.3 Spaced receivers

Når feltstyrkekonturen kommer drivende inn over det antennesystemet som er skissert i fig. 2, vil den bli registrert av antennene i rekkefølge 2, 1 og 3. Når vi så kjenner avstander og vinkler i antennesystemet, kan vi ved hjelp av tidsforskyvningene regne ut hastigheten til feltstyrkekonturen og følgelig også til irregulariteten.

I vårt eksperiment bruker vi 4 antenner hvor 3 står langs en basislinje, se fig. 3. Dette gir oss muligheten til å få flere uavhengige målinger i og med at vi har 3 trekanter som hver gir en hastighet. Det resultatet som vi benytter er en midling over disse tre resultatene. Dette systemet gir oss

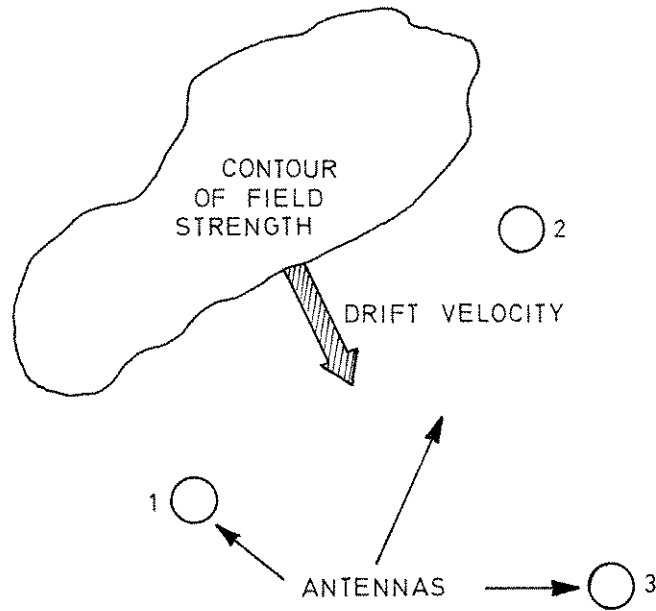


Fig. 2 Diffraksjonsmønstrer på bakken blir registrert av antennene.

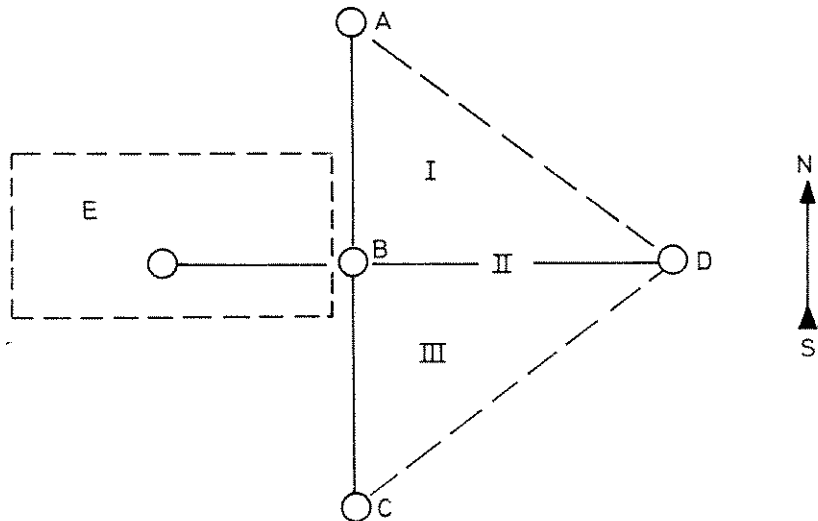


Fig. 3 Antennearray med trekantene avmerket.

også en mulighet til å se kritisk på hvert resultat i og med at vi kan ta ut de resultat hvor det er for stor spredning i hastighetene målt med en trekant i relasjon til de målt med en annen.

I antennesystemet vårt har vi en femte antenne E som kan kobles inn i stedet for antenne A. Ved på denne måte å endre retningen på basislinja vil vi kunne øke nøyaktigheten i våre målinger. Dette fordi en får større nøyaktighet når driften går langs basislinja.

3.4 Similar fade og krysskorrelasjon

For å bestemme tidsforskyvningen kan vi bruke en metode kalt "Similar Fade-Method". Den kan enkelt forklares ved hjelp av fig. 4.

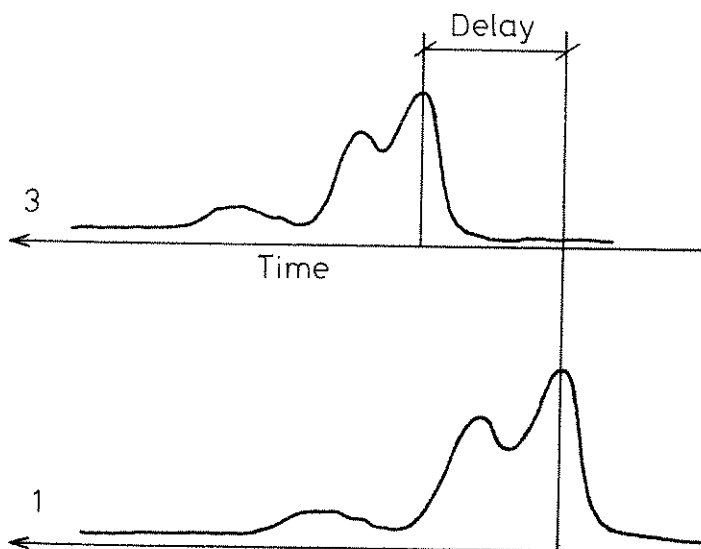


Fig. 4 Signaler fra antenne 1 og 3 gir oss en viss tidsforskyvning.

Vi bruker ikke enkeltmålinger til våre utregninger, men stort sett bruker vi 3-minutters intervaller. Vi tar da krysskorrelasjonen mellom de forskjellige antenner og bruker den tidsforskyvningen som fremkommer da.

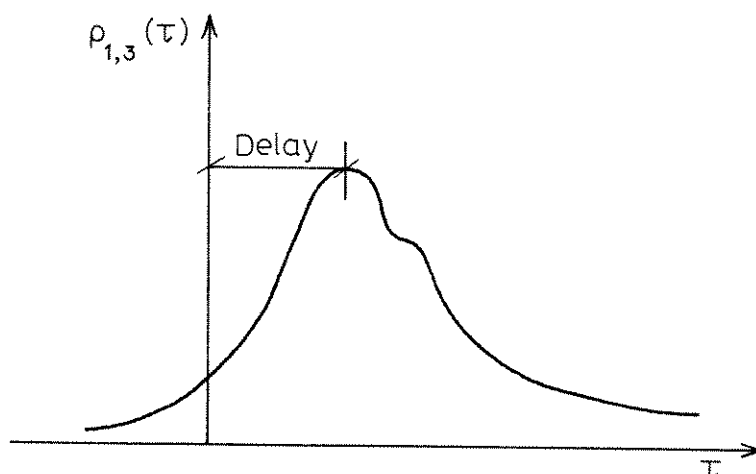


Fig. 5 Eksempel på tidsforskyvning fremkommet ved krysskorrelasjon.

3.5 Diffraksjonsteori

3.5.1 Fresnel-soner

Ser vi på en enkel skisse over hvordan Fresnel-soner framkommer (fig. 6) ser vi at vi får den første Fresnel-sonen der hvor bølgen a har gått lengden h og b lengden $h + \frac{1}{2}$ regnet i bølglengdeenheter.

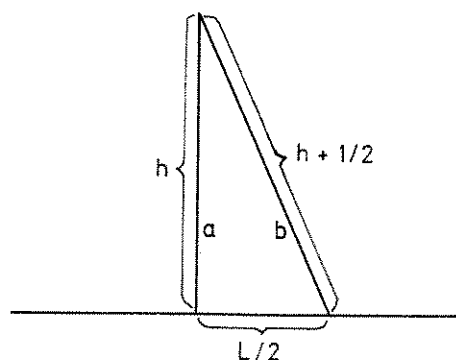


Fig. 6 Skisse for definisjon av 1. Fresnelzone.

$$\text{Når } h \gg 1 \Rightarrow h^2 + \frac{L^2}{4} = h^2 + h \Rightarrow h = \frac{L^2}{4} .$$

Amplitudebildet under en faseskjerm er fullt utviklet når avstanden til skjermen er så stor at radien i 1. Fresnel-sone tilsvarer den midlere størrelse for en irregularitet (Hewish 1952, Frihagen 1962).

3.5.2 Utvikling av amplitude og fase under en faseskjerm

Utviklingen av amplitude under en cosinusmodulert faseskjerm når modulasjonen er mye mindre enn en radian kan lett demonstreres (vi har benyttet samme notasjon som Ratcliffe (1956)):

Vi ser på en amplitudfordeling

$$(1) \quad f(x) \sim \exp(i\varphi(x))$$

over en faseskjerm hvor

$$(2) \quad \varphi(x) = \varphi_0 + \Delta\varphi \cos(2\pi x/d) .$$

Ved hjelp av rekkeutvikling vil

$$\Delta\varphi \ll 1 \Rightarrow f(x) \sim 1 + i\Delta\varphi \cos(2\pi x/d)$$

som gir

$$(3) \quad F(S) = \delta(S) + \frac{\Delta\varphi}{2} (\delta(S - 1/d) + \delta(S + 1/d)) .$$

$$(4) \quad f(x,z) = \int F(S) \exp(2\pi i(Sx + Cz)) dS .$$

$$C = \sqrt{1 - S^2} \quad \text{og} \quad S \ll 1 \Rightarrow C = 1 - \frac{1}{2} S^2$$

innsatt for C gir dette

$$(5) \quad f(x, z) = \exp(2\pi iz) [1 + i\Delta\phi \exp(-\pi z^2/d^2) \cos(2\pi x/d)]$$

Dette kan tolkes som en plan bølge som overlages av en bølge med varierende amplitude. Vi ser at dette bølgefeltet har maksimal amplitudevariasjon for plan som ligger i en avstand $z_n = (\frac{1}{2} + 2n)d^2$, $n = 0, 1, 2$, osv. Første maksimum får vi når $z_n = \frac{1}{2} d^2$. Det at vi ikke får samme resultat som Hewish (1952) skyldes at vi har regnet med en cosinusmodulert skjerm mens Hewish har regnet med et ensemble av irregulariteter.

Vi har her sett på hva som skjer når faseendringene er mye mindre enn en radian. Når $\Delta\phi \gg 1$ blir diffraksjonsbildet svære komplisert.

3.5.2a Fokuseringseffekt

Mercier (1962) har vist at for en dyp faseskjerm kan en til og med få en fokuseringseffekt.

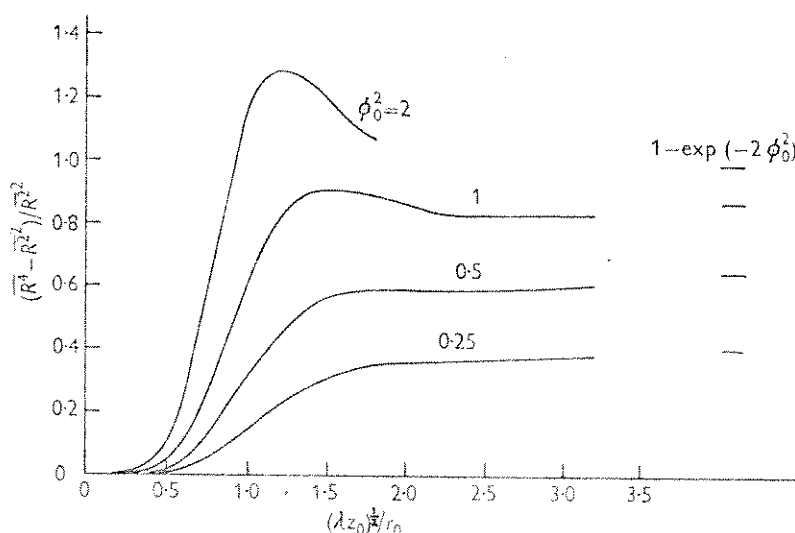


Fig. 1. This shows the dependence of the variance of R^2 on $\sqrt{(\lambda z_0)/r_0}$ for a deep phase screen with isotropic irregularities and Gaussian correlogram. Curves are given for different values of ϕ_0 , the rms phase fluctuation at the screen in radians. R = amplitude, λ = wavelength, z_0 = distance from the screen, r_0 = irregularity size at the screen.

Fig. 7 Fokuseringseffekt når $\phi_0^2 = 2$ (Mercier 1962).

Vi kan enkelt vise at for irregulareteter som er mindre enn 6 km vil amplitudebildet være fullt utviklet før det når bakken fra 100 km høyde.

3.5.3 Autokorrelasjon og Wiener-Khinchines teorem

I forrige avsnitt så vi på hvordan amplitudevariasjonene utviklet seg under skjermen. Diffraksjonsmønstreet på bakken er meget komplisert og gir ikke direkte informasjon om amplitudevariasjonene over skjermen. Ved hjelp av amplitudebildets autokorrelasjon kan vi imidlertid få informasjon om skjermen. Wiener-Khinchines teorem sier at den romlige autokorrelasjonsfunksjonen for amplitudefordelingen er lik den Fourier-transformerte til effekten i vinkelspektret. Dersom en ser bort fra "evanecent waves" vil amplitudefordelingen på bakken og amplitudefordelingen over skjermen være identiske med unntak av en fasefaktor (Ratcliffe 1956). Dette ser vi også av følgende utregning:

Vi har at $f(x) \leftrightarrow F(S)$ som gir

$$(6) \quad f(x, z) = \int \{F(S) \exp(2\pi i Cz)\} \exp(2\pi i (Sx)) dS$$

Vi setter

$$(7) \quad G(S) = F(S) \exp(2\pi i Cz)$$

Ettersom $g(x) \leftrightarrow G(S)$ gir Wiener-Khinchines teorem:

$$(9) \quad \rho_f(\xi) \leftrightarrow |F(S)|^2 \quad \text{og} \quad \rho_g(\xi) \leftrightarrow |G(S)|^2$$

Fra (7) får vi nå

$$|G(S)|^2 = G(S)G^*(S) = F(S)\exp(2\pi i Cz) \cdot F^*(S)\exp(-2\pi i Cz)$$

Dersom nå C er reell σ : ikke "evanecent waves", blir

$$|G(S)|^2 = |F(S)|^2$$

og

$$\rho_f(\xi) = \rho_g(\xi)$$

3.5.3a Relasjon mellom mediets og bølgefeltets autokorrelasjon

Bramley (1955) har utledet relasjonen mellom mediets og bølgefeltets autokorrelasjon. Han viser at når fasegangens varians $\varphi_0^2 \ll 1$ får mediet og bølgefeltet samme autokorrelasjon.

Dersom $\varphi_0^2 \gg 1$ blir dette meget komplisert. Bl.a. vil autokorrelasjonens halvverdibredde være avhengig av både φ_0^2 og irregularitetens størrelse.

3.5.4 Tredimensjonale diffraksjonsskjermer

Bramley (1954) og Fejer (1953) har på to forskjellige måter regnet på tykke 3-dimensjonale skjermene og kommet fram til to resultater som Bramley har vist er tilnærmet identiske.

3.6 Hoveddata, presentasjon og analyse

Til kvalitativ kontroll av de innkomne dataene har vi brukt en 4-kanals papirskriver og vi skal nå se på utdrag fra noen forskjellige typer registreringer.

3.6.1 Presentasjon

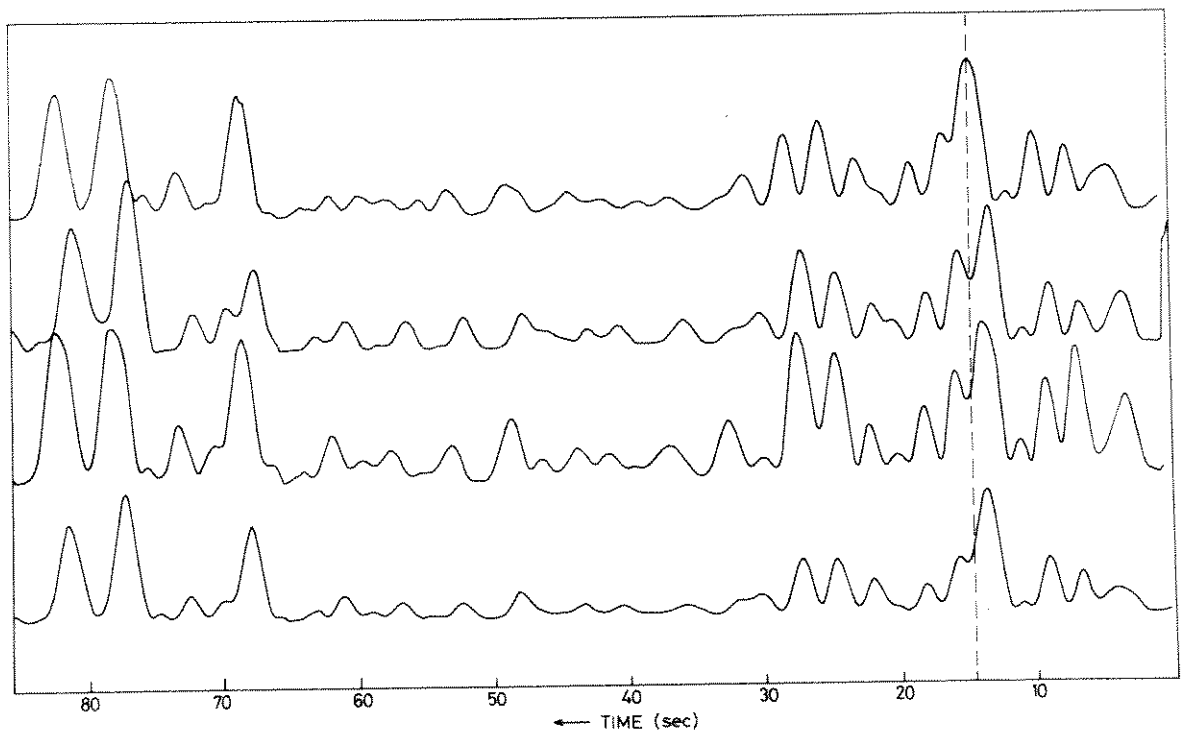


Fig. 8 Karakteristisk E-lagsregistrering.

Registreringen i fig. 8 ble tatt 21. juni 1975 kl. 2031 UT i 120 km høyde. Som vi ser av utdraget er dette en registrering med god korrelasjon mellom de forskjellige kanalene. Vi ser helt tydelig i hvilken rekkefølge fadingen forplanter seg over antennearrayet.

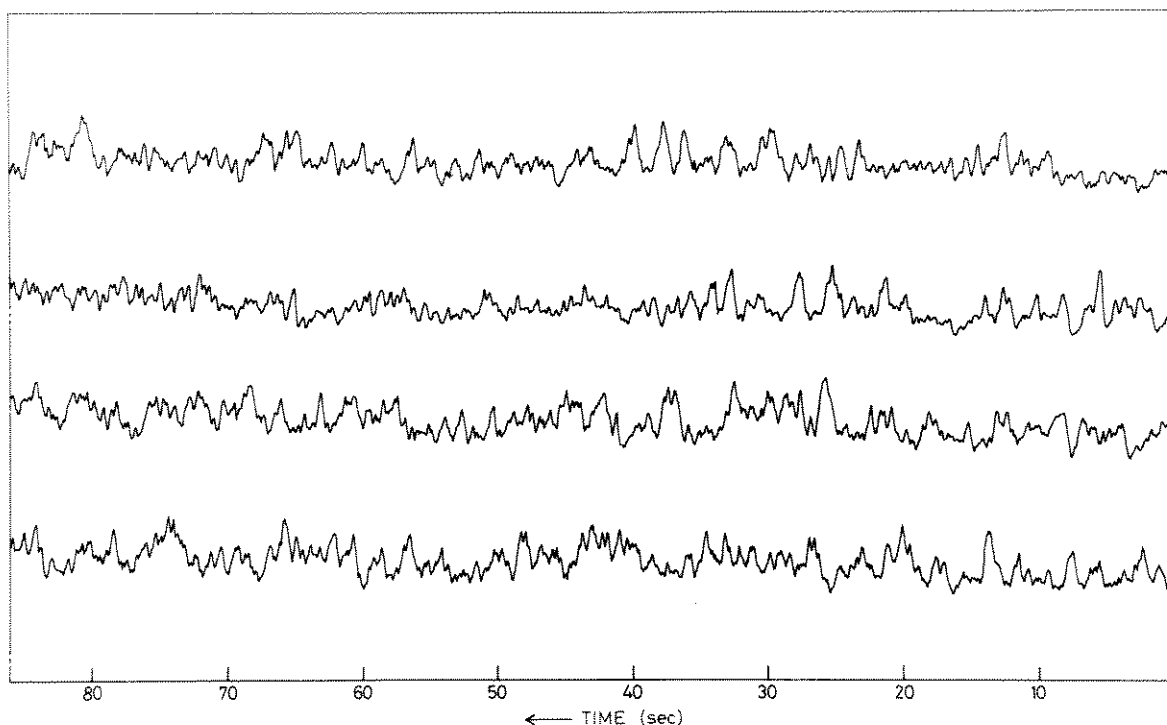


Fig. 9 F-lagsregistrering med rask fading.

Registreringen i fig. 9 ble tatt 6. juli 1975 kl. 0200 UT i 280 km høyde. Fadingen foregår så raskt at en kan ikke finne korrelasjon mellom kanalene. Dvs. på dette utdraget finnes det tilsynelatende karakteristiske fadingmønstre som kunne gi en hastighet, men midlingen over det 3-minutters intervallet som hele opptaket ble gjort over, gav intet resultat.

Det er flere årsaker til at vi få denne type målinger. Blant annet vil små irregulariteter eller dyp skjerm (se avsn. 3.5.3a) føre til et raskt skiftende diffraksjonsbilde.

Denne type registreringer er veldig typisk for tiden fra kl. 0000 til kl 1200. I tillegg til de årsakene vi har nevnt ovenfor, vil vi på denne tiden av døgnet også forstyrres av radio-stasjoner i Europa.

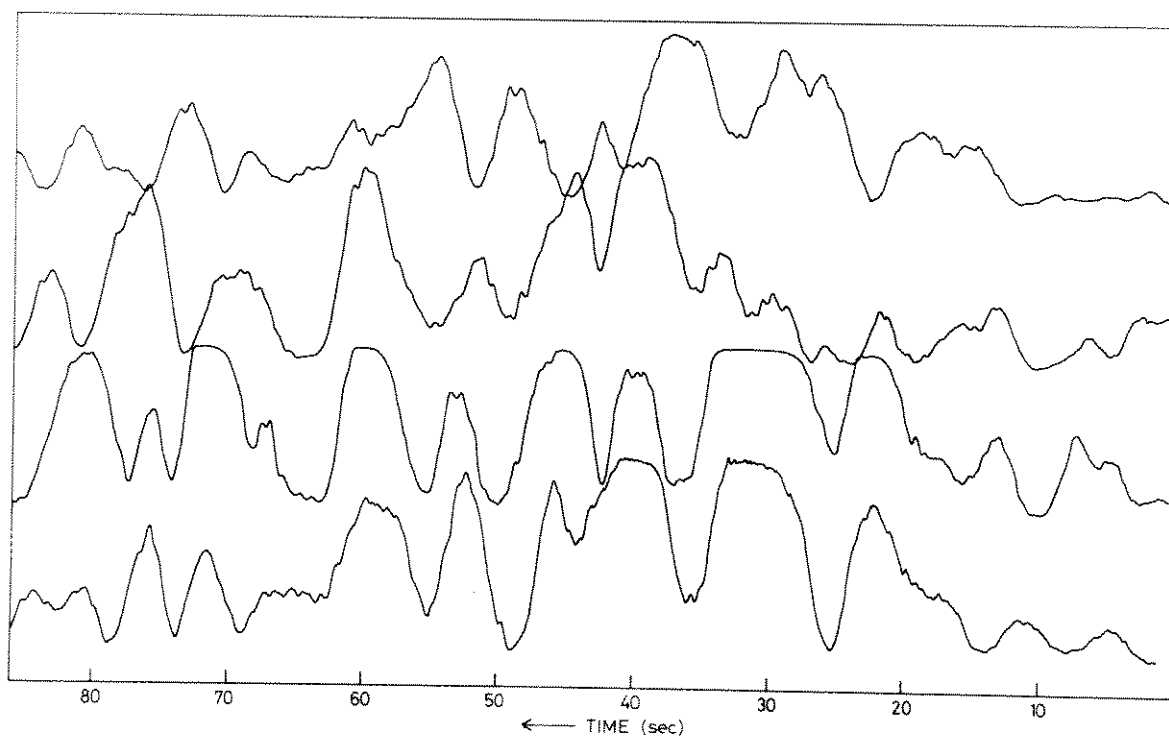


Fig. 10 Registrering med stor amplitudevariasjon.

Fig. 10 viser et utdrag fra en måling tatt 2. juli 1975 kl. 0009. Til å begynne med har vi brukbare registreringsforhold, men så blir intensiteten for sterk og spesielt kanal 2 går i metning.

Dette er problem som oppstår siden vårt system ikke har stort nok dynamisk område. Vi har mange opptak som må kasseres av denne grunn.

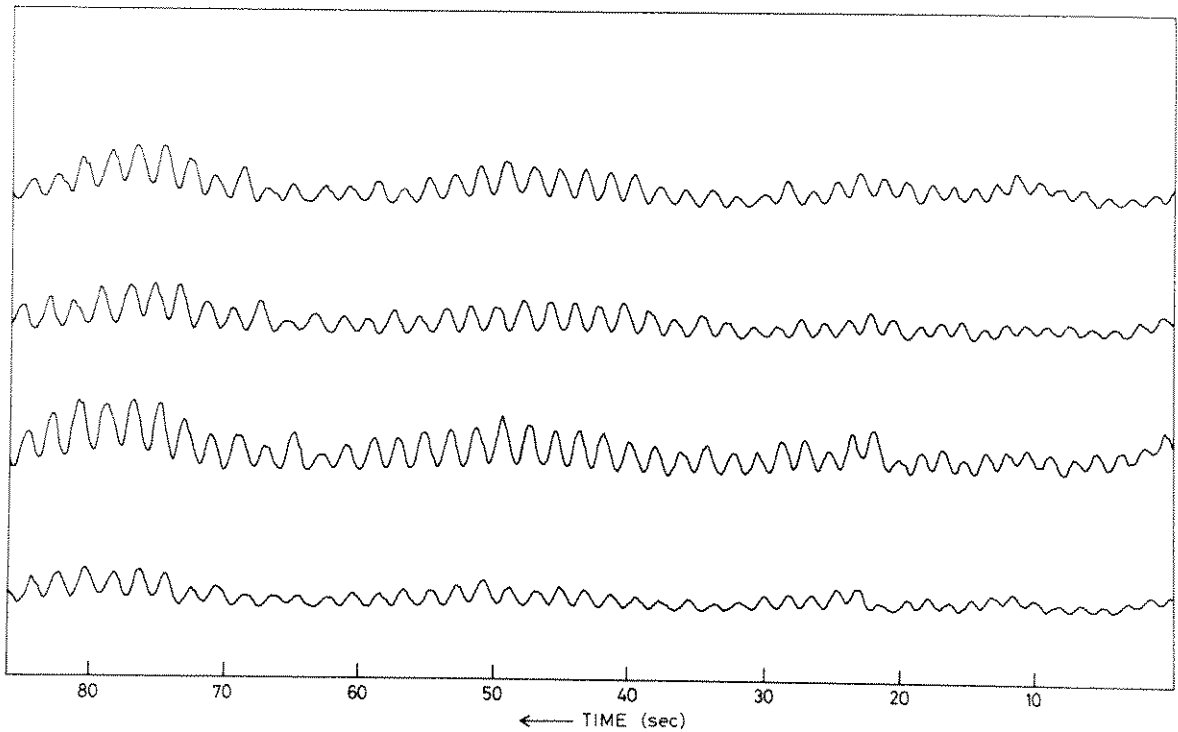


Fig. 11 Registrering med tilnærmet harmonisk variasjon.

Ved en del tilfeller registrerte vi fadingmønstre som på alle kanalene hadde en sterk likhet med sinusoscillasjoner.

Bratteng og Leer (1977) har diskutert dette fenomenet og kommet fram til at det kan skyldes refleksjon fra to punkt med en viss innbyrdes avstand. Oscillasjonsperioden vil være en funksjon av innbyrdes avstand, relativ drifhastighet og retning fra observasjonsstedet.

3.6.2 Analyse

Som vi har sett fra dataene skifter diffraksjonsmønstret kontinuerlig. Endringene er vanligvis bygd opp av endringer både i tid og rom. Dersom en observerer dette bare på et punkt, vil det ikke være mulig å avgjøre om endringene i fadingmønstret

skyldes variasjonene p.g.a. driften eller tidsvariasjonene. Dersom er derimot observerer på to eller flere punkt samtidig, vil en ha mulighet for å separere de to fenomenene og måle hver av dem statistisk.

Vi forutsetter i vår analyse at mediet er statistisk stasjonært, dvs. at middelveiden til bølgefeltet over skjermen er konstant under et opptak.

Vi tar for oss et en-dimensjonalt tilfelle og lar $g(x,t)$ representere amplitudfordelingen i diffraksjonsmønsteret. Vi lar $\rho(\xi,\tau)$ representere korrelasjonen mellom to punkt med avstand ξ og tidsforskjell τ . Dersom ξ og τ er små og $\rho(\xi,\tau)$ antar å være en funksjon av $\xi^2 + V_c^2 \tau^2$ vil

$$\rho(\xi_1, 0) = \rho(0, \tau_1) \quad \text{og} \quad V_c = \xi_1 / \tau_1 .$$

V_c har da dimensjonen hastighet og kalles for den "karakteristiske random hastighet" til mønsteret.

Dersom vi plotter kurver av konstant $\rho(\xi,\tau)$ i ξ,τ -planet vil disse kurvene bli ellipser. Dersom kurvene blir plottet som funksjon av ξ og $V_c \tau$ vil de blir sirkler.

Dersom vi så antar at det tidsvarierende diffraksjonsmønsteret har en drifthastighet V langs x -aksen vil en så komme fram til en korrelasjonsfunksjon

$$\rho(\xi - V\tau, \tau) .$$

Kurvene for konstant ρ vil da få en form som er vist i fig. 12.

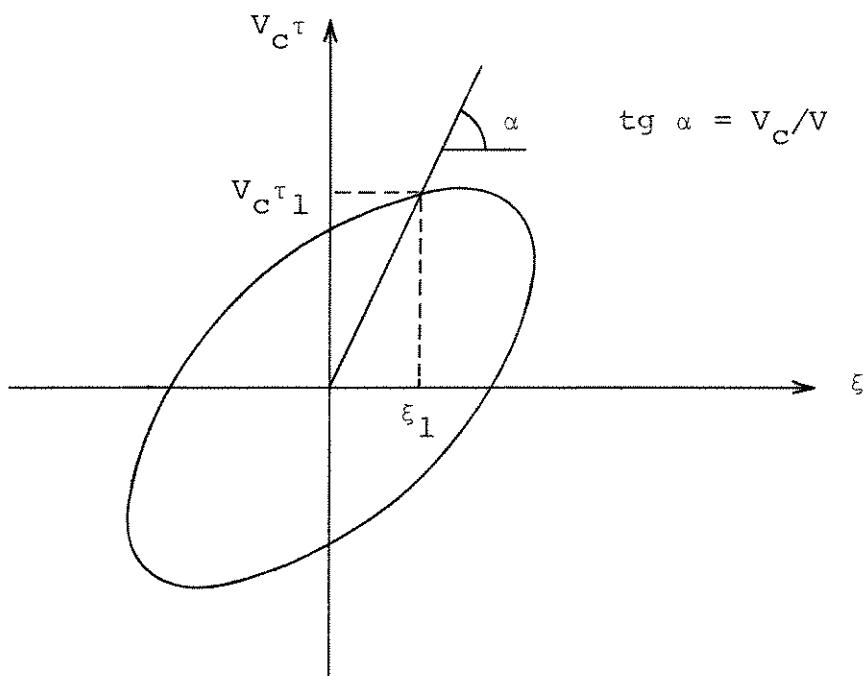


Fig. 12 Kurve for konstant ρ .

En har to muligheter til å benytte denne teknikken:

- a) beregne krysskorrelasjonen for opptak på to punkt for en bestemt tid og så endre avstanden mellom punktene til korrelasjonen får maksimum. $V_C\tau/\xi$ vil da representere V_C/V og når en så kjenner V_C kan V lett bestemmes ut fra siste figur,
- b) bestemme autokorrelasjonen mellom to faste observasjonspunkt og la tidsdifferansen endres til korrelasjonen er maksimal. $V_C\tau$ og ξ vil da ha samme relasjon som i siste figur, men $V_C\tau/\xi$ vil ikke representere V_C/V . På denne måten kan vi ikke måle V direkte.

3.6.2a B.P.S.-metoden

Briggs, Phillips og Shinn (1950) har vist hvordan det er mulig å bestemme både V_c og V på grunnlag av observasjoner gjort i to punkt. Phillips og Spencer (1955) har videreutviklet denne metoden som vanligvis kalles B.P.S.-metoden.

Det har ved tidligere målinger av ionosfærisk drift med spaced receivers-metoden vært benyttet B.P.S.-metoden for å bestemme driften.

G. Solvang (1975) har benyttet denne metoden, men han understreker at den gir større spredning enn similar fade metoden.

Når vi ikke bruker B.P.S.-metoden forutsetter vi at bildet driver uten å forandre form. Dette betyr igjen at $V_c = 0$. Dersom $V_c \ll V$, dvs. bildet endrer seg lite, viser fig. 12 at resultatet blir tilnærmet riktig.

3.7 Bearbeidelse av data

For å kunne bearbeide våre data ved hjelp av datamaskin, ble de analoge driftmålingene som var på magnettape digitalisert. Den videre maskinelle bearbeidelsen ble så foretatt på Nord-10 maskinen til EDB-senteret ved Universitetet i Tromsø. Det program som ble benyttet er utarbeidet av O. Bratteng. En del av de prinsipp dette program bygger på skal vi nå se på.

3.7.1 Bestemmelse av drifhastighet

OBSERVATION NO.: 291 YEAR: 1975 MONTH AND DAY: 709 TIME: 2153							
NO. OF DATAPPOINTS: 960 DELAY: 50 SCALEFACTOR: 0.232							
INTERVAL OF DATAPPOINTS ENCOUNTERED IN COMPUTATIONS: 1 = 500							
BASELINE		APPEARANT DRIFT VELOCITY			STATIS-	TIME	
SOUTH	EAST	SOUTH	EAST	TICAL	LAG		
				WEIGHT			
173	0	-166	0	0.65			-1.04
0	186	0	-370	0.03			-0.50
-93	0	-224	0	0.06			0.41
-173	186	-241	259	0.07			0.72
-266	0	-132	0	3.77			2.01
-93	-186	-73	-146	1.00			1.28
DRIFT VELOCITY = 126 +/- 13 M/S. (125)							
DIRECTION (SOUTH TO EAST) = -156 +/- 6 DEGREES. (157)							
ECHO HEIGHT = 110 KM.							

Fig. 13 Datamaskinutskrift for observasjon nr. 291, 1975.

Under opptak 291 var basislinja rettet N-S og kolonnen "Apparent drift" gir, ovenfra og ned, tilsynelatende hastighet mellom følgende antenner (se fig. 3) B-C, B-D, A-B, C-D, A-C, A-D. Tilsynelatende hastighet mellom to antenner uttrykkes ved $v_i = \ell_i / \tau$ der ℓ_i er avstanden mellom dem og τ er tidsforskyvningen framkommet ved krysskorrelasjon.

For å komme fram til virkelig hastighet plottes så de 6 hastighetene i et Syd-Øst koordinatsystem. Ut fra de 6 punktene som da framkommer, dras "line of maximum" og vektoren fra origo normalt på linja gir så drifhastigheten (se fig. 14).

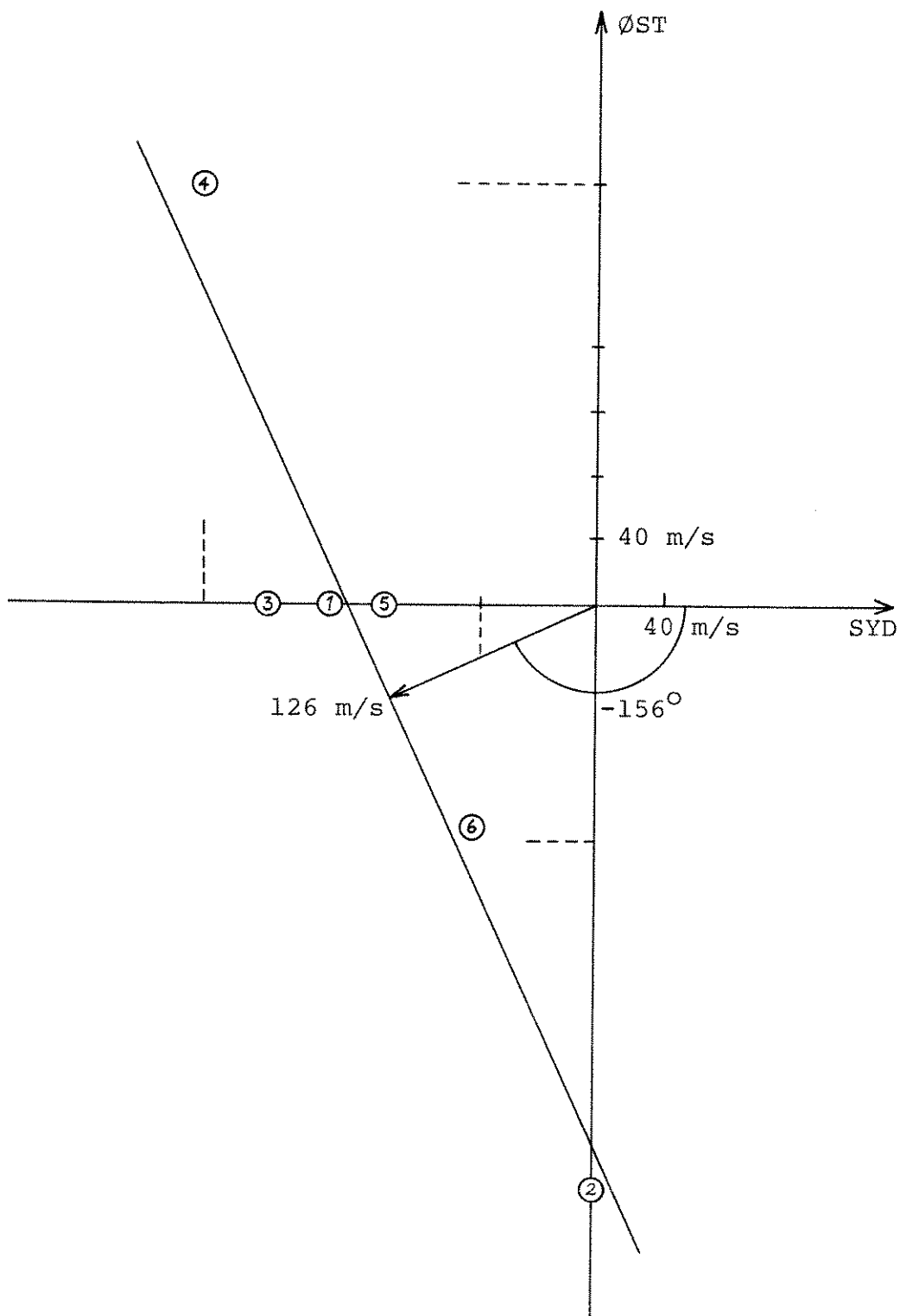


Fig. 14 "Line of maximum" gjennom 6 punkter.

3.7.2 Usikkerhetsberegning

Ut fra metoden som benyttes for å bestemme krysskorrelasjonens maksimum har vi satt usikkerheten i tid til $\Delta\tau = 0,1$ s. Variansen for den tilsynelatende hastigheten blir

$$\sigma_{v_i}^2 = \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} \Delta\tau \right)^2 = \left(- \frac{\ell}{\tau} \Delta\tau \right)^2 = \left(\frac{v_i \Delta\tau}{\tau} \right)^2 ; \quad i = 1, 2, \dots, 6.$$

Likedan kan vi tillegge hver hastighet statistisk vekt:

$$W_i = \frac{\sigma_{v_x}^2}{\sigma_{v_i}^2}$$

hvor x står for ett av tallene 1 - 6.

Linja "line of maximum" plasseres så i koordinatsystemet etter minste kvadraters metode der hvert punkt gis den beregnede statistiske vekt.

Som usikkerhet i v brukes så standardavviket for punktenes avstand til linja:

$$\sigma_v = \left(\frac{1}{6} \sum \Delta v_i^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

Usikkerheten i vinkel gis som:

$$\operatorname{tg} \sigma_\varphi = \frac{\sigma_v}{v}$$

Denne siste formelen er gal for store verdier av σ_v , men når $\sigma_v < \frac{1}{2} v$ gir den et godt mål for relativ usikkerhet.

KAP. 4 EKSPERIMENTELT UTSTYR

4.1 De enkelte komponentene

I dette kapitlet skal vi se nærmere på det utstyret som ble brukt. De måleresultater som fremkommer i denne oppgaven er oppnådd ved bruk av en senderfrekvens på 4 MHz, men utstyret, bortsett fra senderantennene, kan også brukes med senderfrekvens 2 MHz.

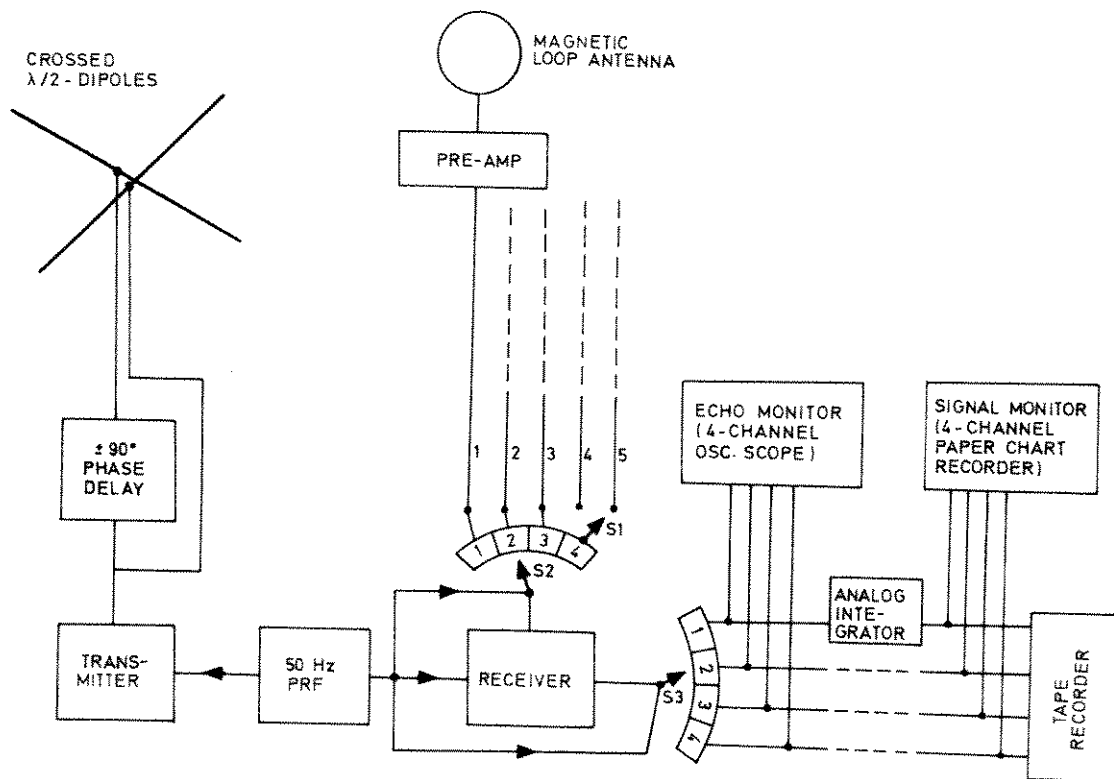


Fig. 1 Blokkskjema over utstyrets sammensetning (Leer og Bratteng 1975).

Pulsgeneratoren gir sendepuls på 4 MHz med repetisjonsfrekvens på 50 Hz. Samme pulsgenerator gir også en dempepuls for beskyttelse av mottakeren i den tiden signalet går ut fra senderen, pluss en ekkoportpuls som åpner mottakeren i det høydeintervall vi ønsker å registrere ekkot. Sendepulsen fra pulsgeneratoren

styrer en modifisert Heatkit SB401, 100 W forsterker som igjen driver en Heatkit SB220, 2 kW utgangsforsterker. (Heatkit-forsterkerne av denne type brukes mye i radioamatørvirksomhet).

Senderantennen består av 2 kryssede dipoler med lengde tilsvarende $1/2$ bølgelengde og tilhørende Hatfield balun. Antennene er montert i en $1/4$ bølgelengdes avstand over bakkenivå. I antennekoplingsboks kan et relé koble inn et 90° faseforskyvningsledd slik at en derved kan endre polarisasjonsretningen for den utstrålte bølge.

Som mottakerantenner bruker vi 5 magnetiske loop-antenner hvorav vi enten har utkoblet nr. 4 eller 5, se fig. 2. En grunn til at vi bruker antenner av denne typen er at de har så små

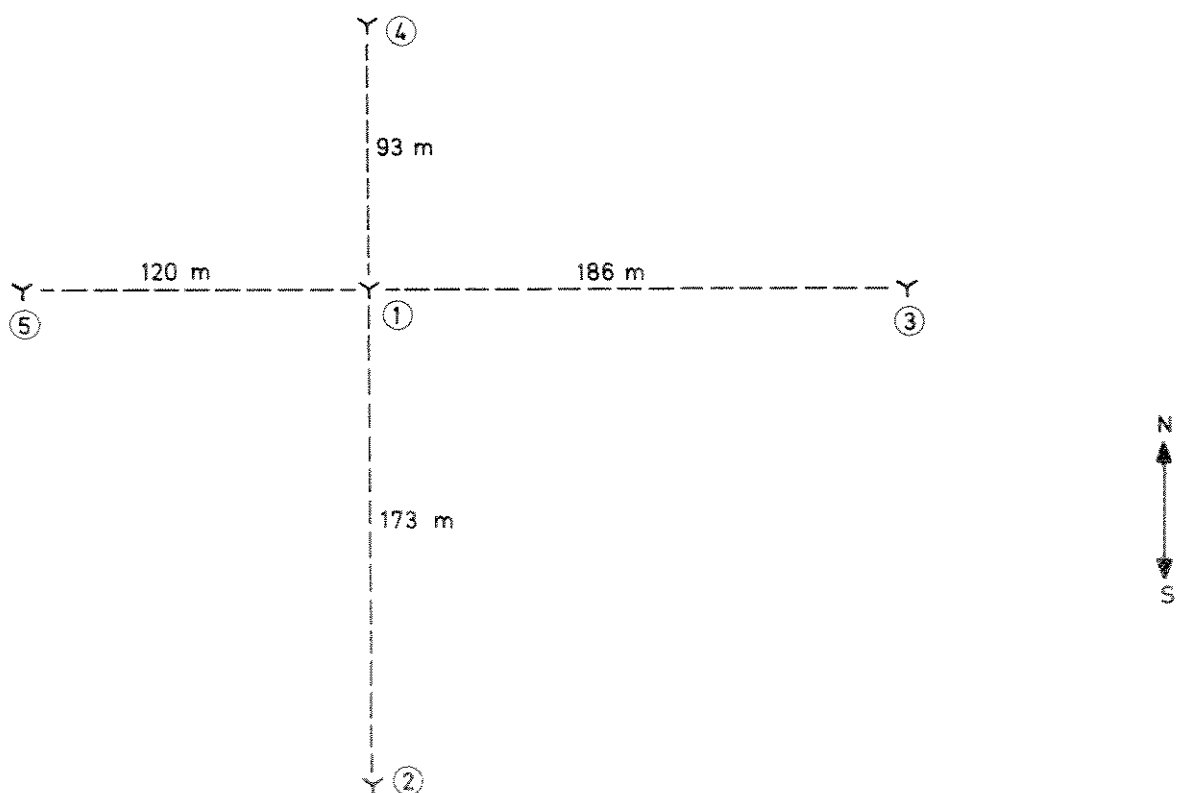


Fig. 2 Plassering av mottakerantennene.

fysiske dimensjoner. Skulle en brukt vanlige dipolantenner med en bølgelengdes lengde, ville det oppstått kobling mellom disse. Dessuten er våre antennene skjermet fra nære E-felt i og med at de måler endringer i magnetisk fluks etter formelen $\epsilon = NA \frac{\partial B}{\partial t}$ der N er antall viklinger og A er flateinnholdet av loopen.

Disse antennene er lineært polarisert, men siden vi sender sirkulært polarisert, vil det motsatte signal være uavhengig av antenneretningen. Strengt tatt vil det mottatte signal være elliptisk polarisert, men med mindre vi har en ekstremt hurtig Faraday-rotasjon vil dette ikke medføre noen feilkilde.

Mottakerantennene har ved 4 MHz en strålingsmotstand av størrelsesorden 0,01 Ω . Ved antenna er det plassert en forsterker som gir en forsterkning på ca. 60 dB. Denne forsterkeren tar også hånd om impedanstransformasjonen fra antenna til overføringskabelen. Forsterkeren blir drevet med 12 V likestrøm som blir overført gjennom samme overføringskabel.

For å unngå problemene ved å bruke en mottaker for hver kanal er det bygget et relé S2 som skifter syklisk mellom de forskjellige kanalene slik at mottakeren detekterer bare en kanal i gangen. Reléene S2 og S3 er synkroniserte og drives av pulsgeneratoren slik at hver antenne er inne 12,5 ganger pr. sek. Dette gir oss et dårligere signal til støynivå enn om det var mulig å ha inne hver mottakerantenne 50 ganger i sekundet. Det er imidlertid en fordel at alle mottatte signal passerer et identisk mottakersystem.

Mottakeren er bygget som rettmottaker med en båndbredde på ca. 80 kHz. Denne gir oss da muligheten til å gå ned til en pulsbredde på ca. 20 μ s.

Videre integreres signalet analogt. De analoge integratorene er pulsintegratorer med tidskonstant tilpasset pulsrepetisjonsfrekvensen. Tidskonstanten er ca. 0,4 s. Denne responsen er god nok da halvverdibredden av autokorrelasjonen stort sett ligger mellom 1 - 3 sekund.

Videre tar vi ut dataene på tre måter. Vi har et 4-kanals oscilloscope som brukes som monitor slik at vi kan ha kontroll med høyde og styrke på ekkoet. Etter at signalet er integrert analogt skrives det ut på en 4-spors papirskriver slik at vi kan vurdere opptakene kvalitativt. Dessuten legges signalet inn på 4-spors magnettape ved hjelp av en Tandberg tape-recorder. Disse magnetbåndene er det som brukes i den videre elektroniske behandling av de innkomne dataene.

4.2 Sender og mottaker som filter

Vi har tidligere sagt at vi bruker en sendefrekvens på 4 MHz som overlages av en puls med repetisjonsfrekvens 50 Hz og bredde ned til 20 μ s.

Frekvensspektret for en firkantpuls med bredde τ til en slik puls blir nå: $H(f) = K \cdot \text{sinc}(\pi f \tau)$ der K er en konstant.

I prinsippet vil dette kreve uendelig båndbredde, men ved å gi pulsen en annen form kan vi beskrive den svært godt med

endelig båndbredde. En god pulsform er f.eks. en halvsyklus av $\sin(2\pi t/\tau)$.

Vi vil anta at vår pulsform kan uttrykkes ved

$$p(t) = \int_{-f_c}^{+f_c} P(f) \exp(2\pi ift) df$$

der f_c nå er nødvendig lavpass båndbredde.

Dersom vi sender en puls gjennom et filter med transferfunksjon

$$H(f) = A e^{-2\pi f t_0}$$

hvor A og t_0 er konstanter vil utgangssignalet bli:

$$p'(t) = \int_{-f_c}^{f_c} P(f) H(f) e^{2\pi ift} df = A p(t-t_0)$$

Vi ser at de endringene som skjer når signalet går gjennom filtret er en tidsforskyvning og en lineær endring i amplituden. Pulsformen er den samme. Vårt utstyr vil virke som flere filtre slik at vi vil få en resulterende endring i tid og amplitude.

Vi har anslått den resulterende tidsforskyvning i vårt utstyr til 14 km, ut fra sammenligninger med tilsvarende anlegg.

KAP. 5 RESULTATER, PRESENTASJON OG DISKUSJON

I dette kapitlet vil vi presentere og diskutere de resultatene som er fremkommet ved en analyse som beskrevet i avsnitt 3.7. Hovedvekten er lagt på å sammenlikne data fra F- og E-laget. Videre har vi forsøkt å relatere drifthastigheten til geomagnetiske parametre.

Alle hastigheter er gitt i et koordinatsystem som er i ro relativt til jorda. Antar vi at atmosfæren er i ro relativt til jorda, kan vi følgelig anvende lign. (7) i kap. 2 direkte ved å sette $\underline{v}_n = 0$. De feil denne antakelse kan føre til vil være små så lenge vi måler på hastigheter som er større enn 100 - 200 m/s.

Observasjonsperioden varte fra 28. juni til 13. august 1975. Vi har totalt 413 observasjoner fordelt over 43 dager med maksimalt 20 og minimalt 1 pr. dag.

Vi har delt observasjonene opp i E- og F-lagsmålinger. Målinger under 150 km vil vi betegne E-lagsmålinger, og målinger over 150 km F-lagsmålinger. I de gitte høyder har vi ikke korrigert for forsinkelse i måleutstyret. Denne forsinkelse er som nevnt i kap. 4, ca. 14 km.

5.1 Drifthastighet mot UT (Universal Time)

For å kunne sammenligne våre driftmålinger med driftmønstre fra kap. 2, har vi plottet hastighetene i sirkelplott. Sirkelen tilsvarer den sirkelen Ny-Ålesund beskriver i løpet av døgnet

med den magnetiske nordpol som sentrum. Tallene angir tiden i UT som er en time etter lokal tid, 1200 UT = 1300 LT.

Den geomagnetiske tid i Ny-Ålesund er slik at solen står i det magnetiske meridianplan ca. kl. 0800 og kl. 2000 UT. I kap. 2 er det benyttet lokal geomagnetisk tid.

Vi presenterer her 5 dagsplott som vi anser å være et representativt utvalg av våre observasjoner.

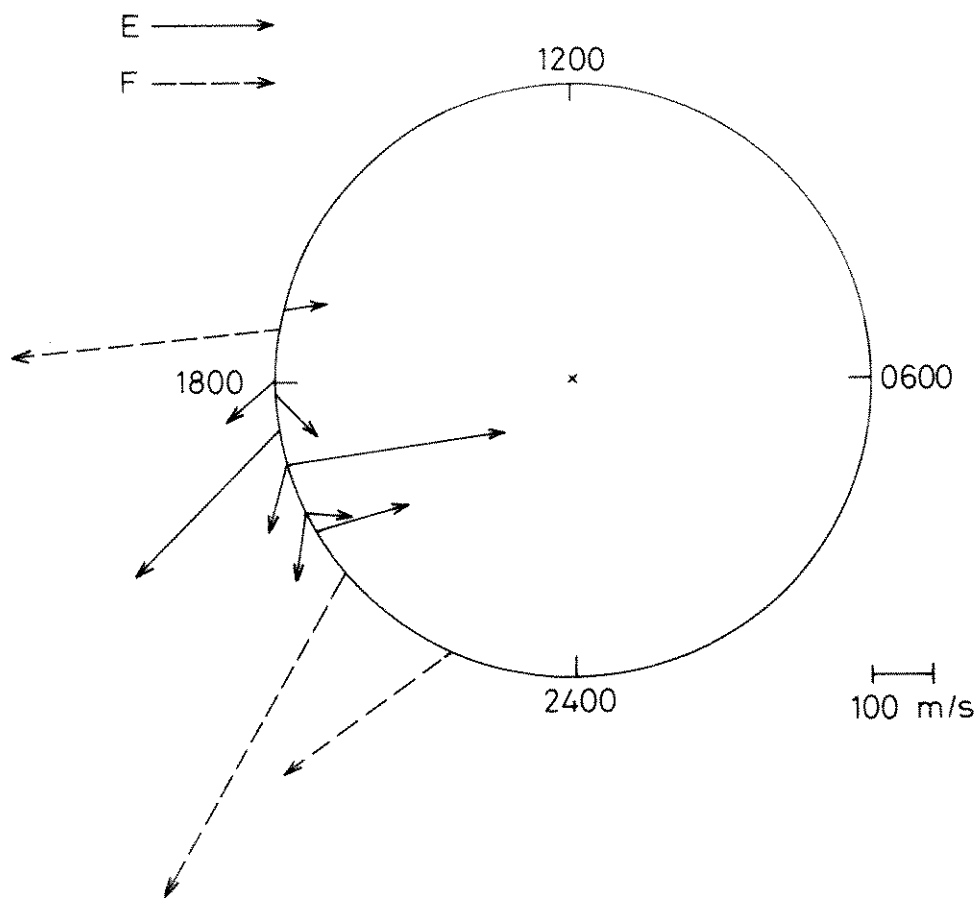


Fig. 1 Drifthastigheter 30. juni 1975 (300675).

Her har vi målinger i E- og F-laget fra kl. 1700 til kl. 2300. For E-laget er farten fra 50 m/s til 500 m/s, mens det for F-

laget er en fart på fra 300 m/s til 600 m/s. I F-laget har vi en tydelig sør-komponent i alle 3 målingene, mens vi i E-laget har øst-komponent i alle målingene unntatt en. Dette var en magnetisk forstyrret dag.

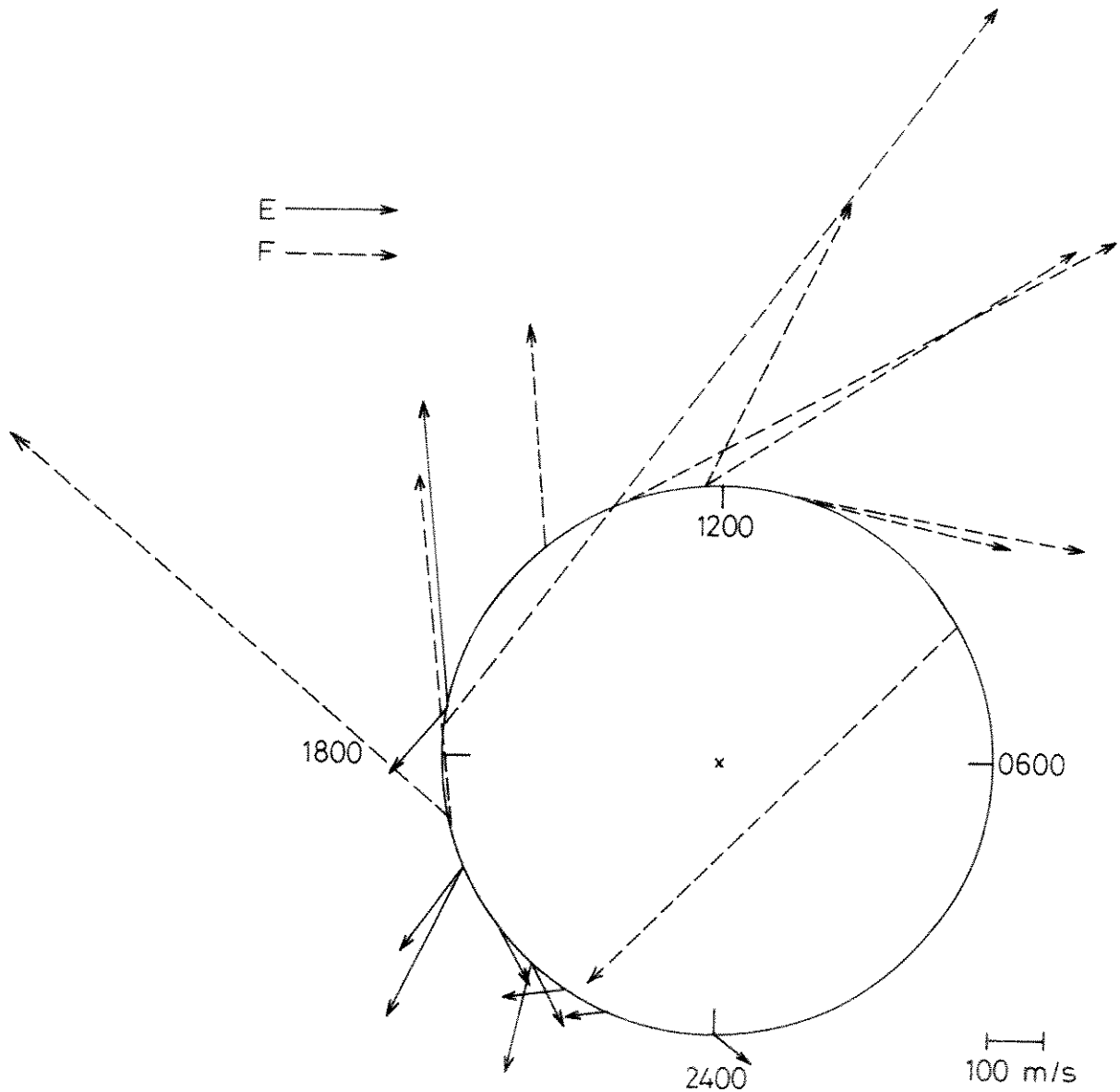


Fig. 2 Drifhastigheter 010775.

Her har vi 20 målinger fra kl. 0800 til kl. 2400 med en overvekt av F-lagsmålinger før kl. 1800 og en overvekt av E-lags-

målinger etter. Samtlige F-lagsmålinger unntatt en kl. 0800 har tydelig vest-komponent. E-lagsmålingene har større spredning, men alle har sør-komponent og de fleste øst-komponent. Hastighetene i F-laget er vesentlig større enn i E-laget.

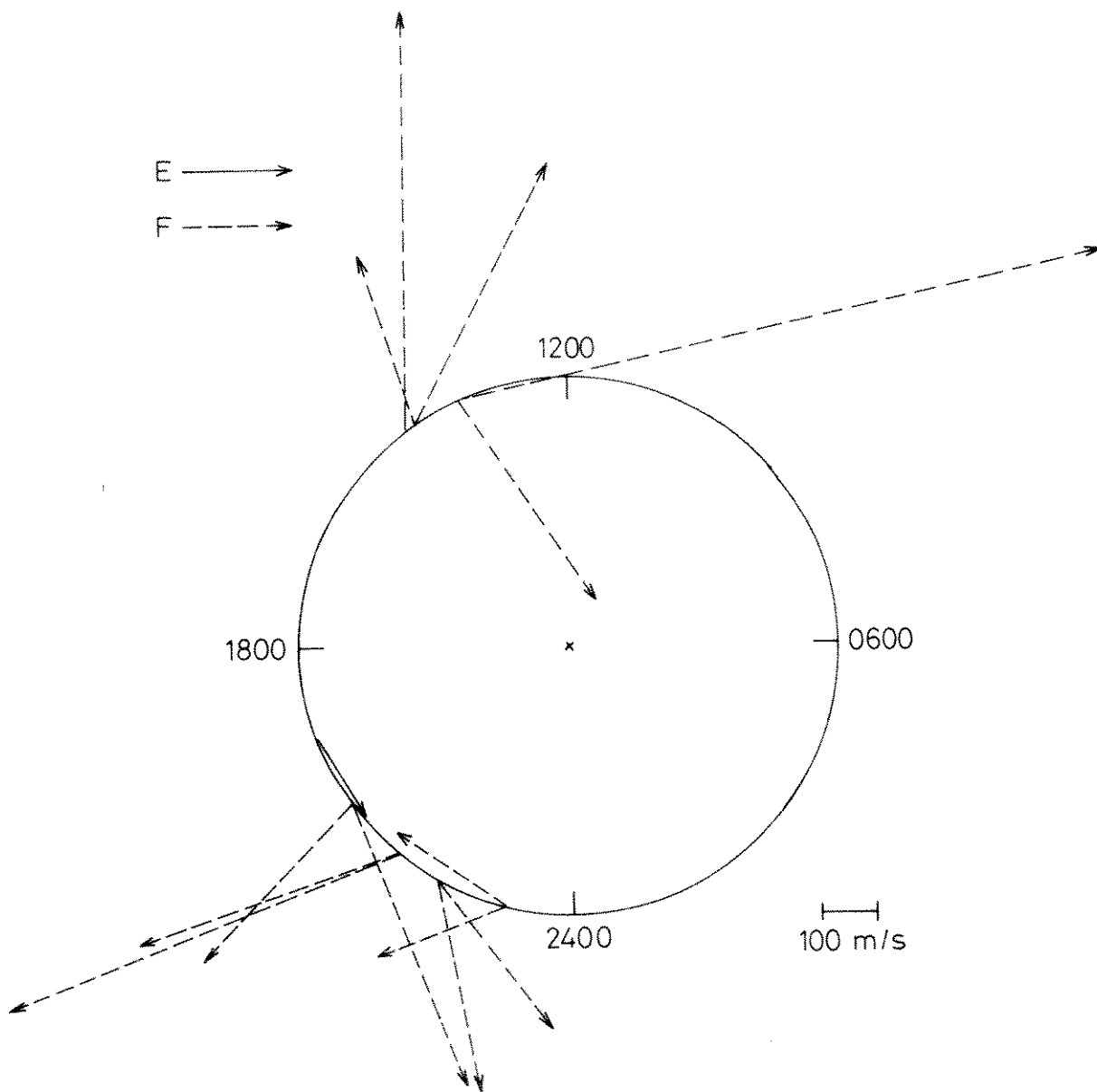


Fig. 3 Drifthastigheter 030775.

En dag med målinger fra kl. 1300 til kl. 1500 og fra kl. 2000 til kl. 2300 bortsett fra en E-lagsmåling kl. 1920. Målingene

i den første perioden har alle vest-komponent og 3 av 5 har sørkomponent. I den siste perioden har 7 av 8 målinger sørkomponent. Vi kan si at det er liten spredning i både størrelse og retning relativt til de fleste andre dagene i måleperioden.

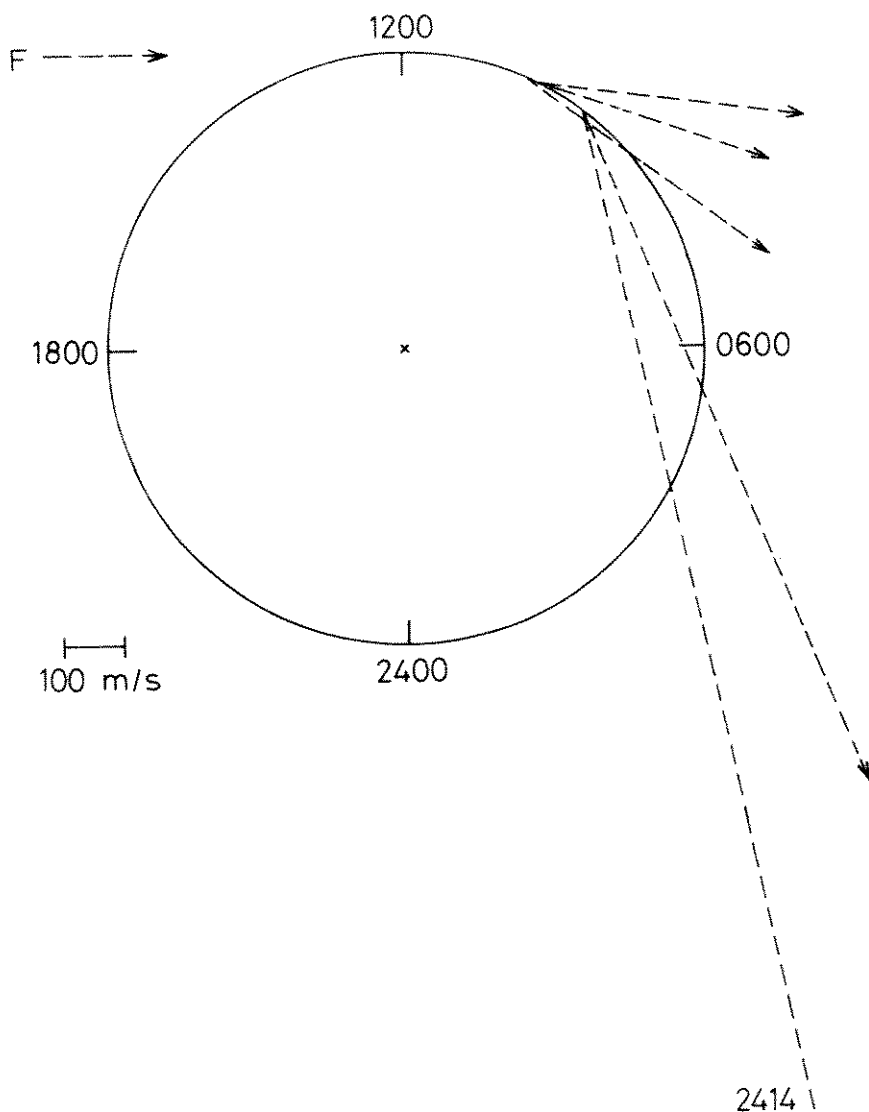


Fig. 4 Drifthastigheter 040775.

Dette er en av de få dagene vi har målinger før kl. 1200. Vi har her 5 målinger mellom kl. 0900 og kl. 1100. For to av disse er størrelsen på hastigheten over 1000 m/s og slike hastigheter

er marginale for vår metode m.h.t. målenøyaktighet (jfr. avsnitt 3.7).

E →
F →

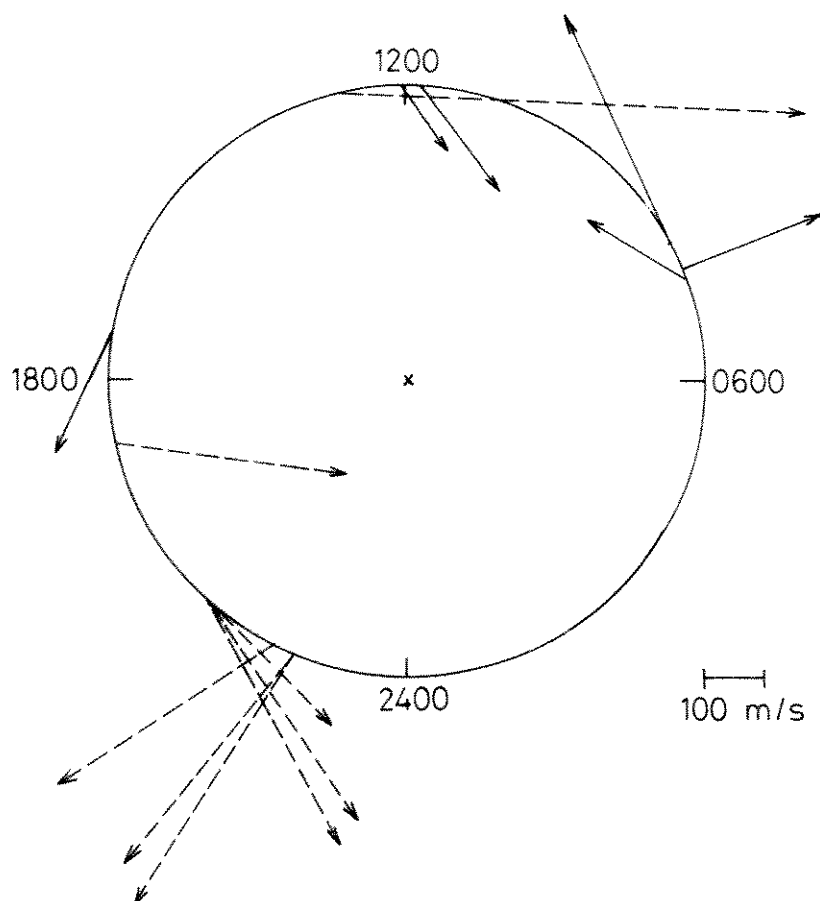


Fig. 5 Drifthastigheter 310775.

Dette er en magnetisk ekstra rolig dag (QQ). Vi har stor spredning i resultatene, spesielt hva angår retningen. De 6 F-lagsmålingene mellom kl. 2000 og 2300 har alle sør-komponent. Som vi ser av disse 5 plottene er det ingen umiddelbar sammenheng med de driftsmønster som er diskutert i kap. 2. Det er

stor spredning både i størrelse og retning. Det er tydelig at vi ikke har noe bilde som gjentar seg dag for dag, og det er derfor interessant å se på midlere drifthastighet for hele observasjonsperioden.

5.1.1a Driftretningen i F-laget mot UT

For å komme fram til midlere drifthastighet har vi i fig. 6 plottet samtlige F-lagsmålinger mot UT, totalt 162 observasjoner. I fig. 7 har vi i et sirkelplott tegnet inn medianverdiene sammen med retningen på E-feltet.

Av fig. 6 ser vi at vi har relativt stor usikkerhet i medianverdiene kl. 0600 og 0800. Dette skyldes både stor spredning i observasjonene og få observasjoner. (Erfaringer, også fra andre observasjonsperioder i Ny-Ålesund, går ut på at det er vanskelig å få brukbare målinger på denne tiden av døgnet).

Det vi med stor sikkerhet kan si er at vi har vestlig vind omkring middag (UT), denne dreier mot sør fram mot midnatt for så å dreie mot vest utover morgenen.

Fig. 7b) og c) kap. 2 er av Evans (1975) avledet fra Heppner (1973). Heppner skiller mellom et morgen til kveld rettet E-felt over polkalotten og et turbulent midlere E-felt i nordlyssonen. Ny-Ålesund ligger på vel 75° nordlig bredde og vil være i polkalotten en del av natta og i nordlyssonen om dagen. Våre avledede retninger på E-feltet gjennom døgnet viser en svært god sammenheng med de karakteristiske retninger som Heppner (1973) gir.

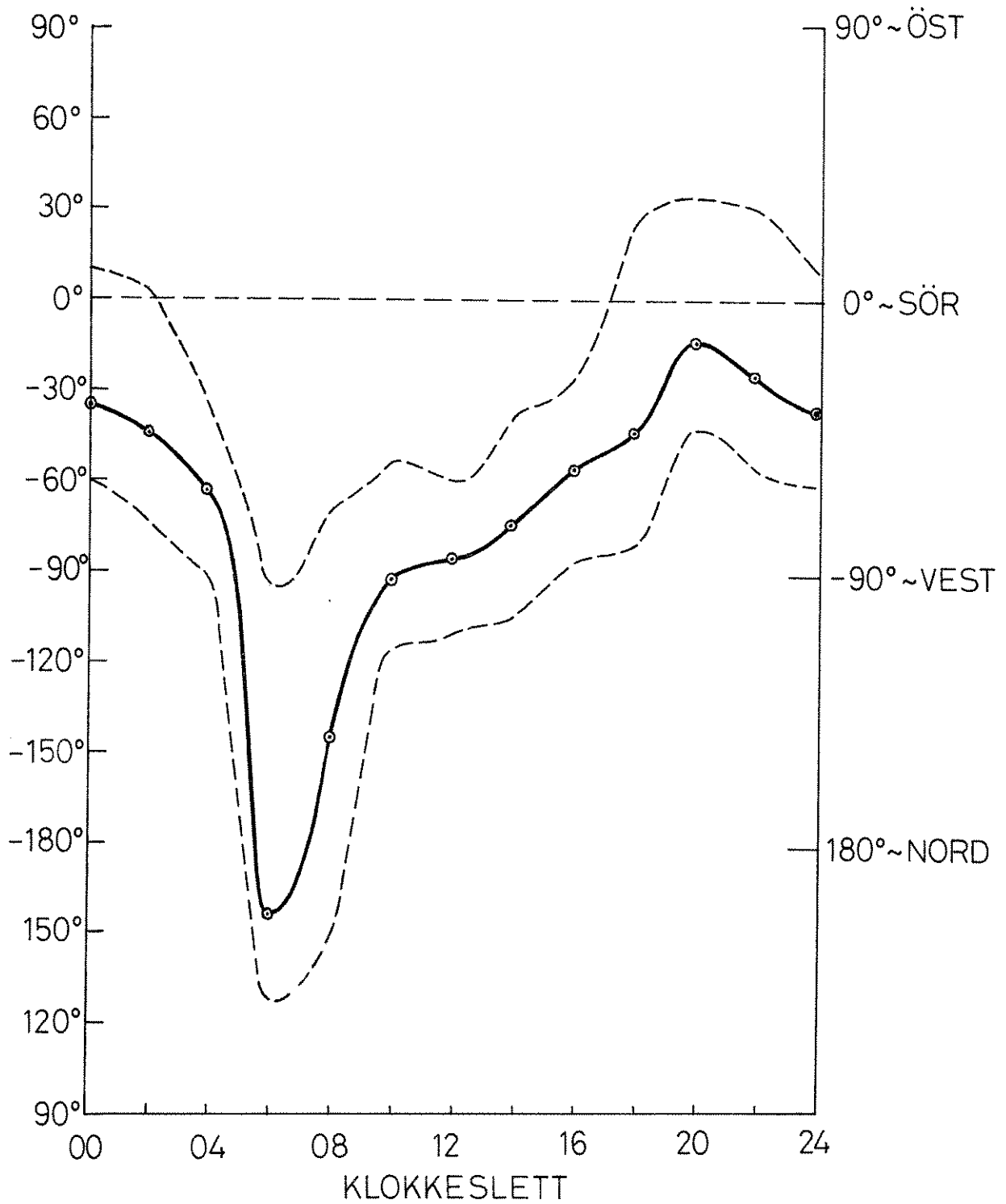


Fig. 6 Døgnlign variasjon i driftretningen i F-laget.
Punktene er fremkommet ved midling over 4 timer.

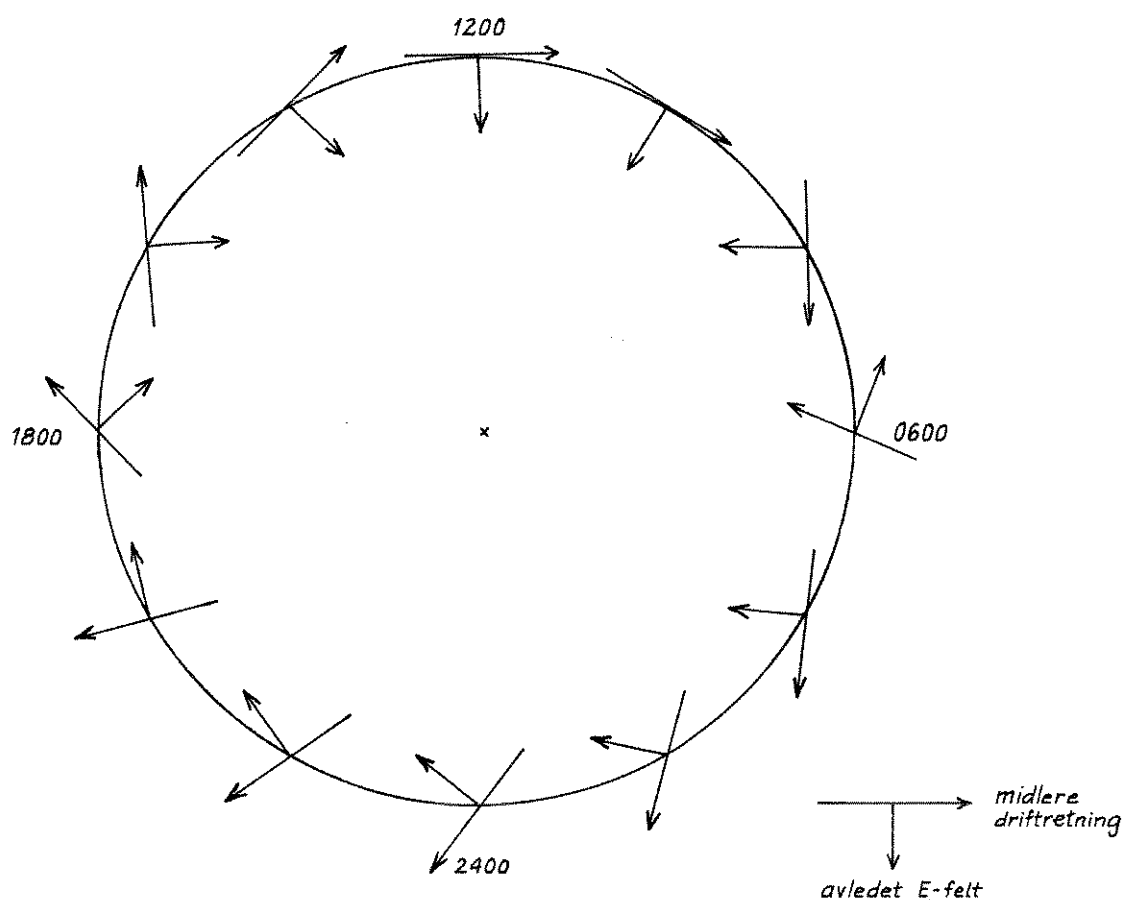


Fig. 7 Medianverdiene av driftretningen og avledet \underline{E} -felt plottet i et sirkelplott.

Sammenligner vi våre midlere driftretninger med driftsmønstre angitt i fig. 7 kap. 2, ser vi at det er god sammenheng mellom våre observasjoner og fig. 7c) hvor IMF peker fra sola. Det synes å være liten eller ingen sammenheng med fig. 7b) hvor IMF peker mot sola. I løpet av observasjonsperioden var det ingen signifikant overvekt av perioden der IMF pekte fra sola.

For nærmere å undersøke eventuelle relasjoner mellom retningen til IMF og driftmålingene våre, har vi foretatt en detalj-analyse. Denne viste ingen sammenheng mellom de to effekter.

5.1.1b Driftretning i E-laget mot UT

En tilsvarende undersøkelse for E-laget viser at vi her ikke kan finne noe midlere driftbilde. Observasjonene viser stort sett jevn fordeling i alle retninger. Forøvrig har vi svært få E-lagsmålinger mellom kl. 2400 og kl. 1200 UT.

Våre måleresultater er her i overensstemmelse med observasjoner på lavere breddegrader (Brekke, Douppnik og Banks 1974).

5.2 Driftretning for simultane målinger i E- og F-laget

Ut fra teorien i kap. 2 om drift i E-lag kontra F-lag, ønsket vi å se på de målingene der vi har målt i begge lag tilnærmet simultant, dvs. her innenfor en halv time.

Ifølge teorien skal vi i E-laget ha en overvekt av ikke-rettede irregulariteter som driver med samme hastighet som ionene, dvs. $0 - 90^\circ$ medurs fra \underline{V}_F (K.M. Johansen 1977). Fig. 8 viser at vi ikke måler en slik sammenheng. Dette indikerer at bevegelsen i E-laget ikke utelukkende er bestemt av det momentane lokale \underline{E} -felt, men at trykkgradienter i den nøytrale atmosfære og/eller ikke-lokale \underline{E} -felt også har stor betydning. I avsnitt 2.6 har vi diskutert trykkgradienter p.g.a. oppvarming i nordlyssonen. Våre målinger viser at selv i F-laget vil \underline{E} -feltet variere hurtig. I E-laget vil atmosfærens treghet ha stor betydning, og det er derfor liten grunn til å forvente at bevegelsen skal være bestemt av lokale \underline{E} -felt, selv om trykkgradienter ikke er til stede.

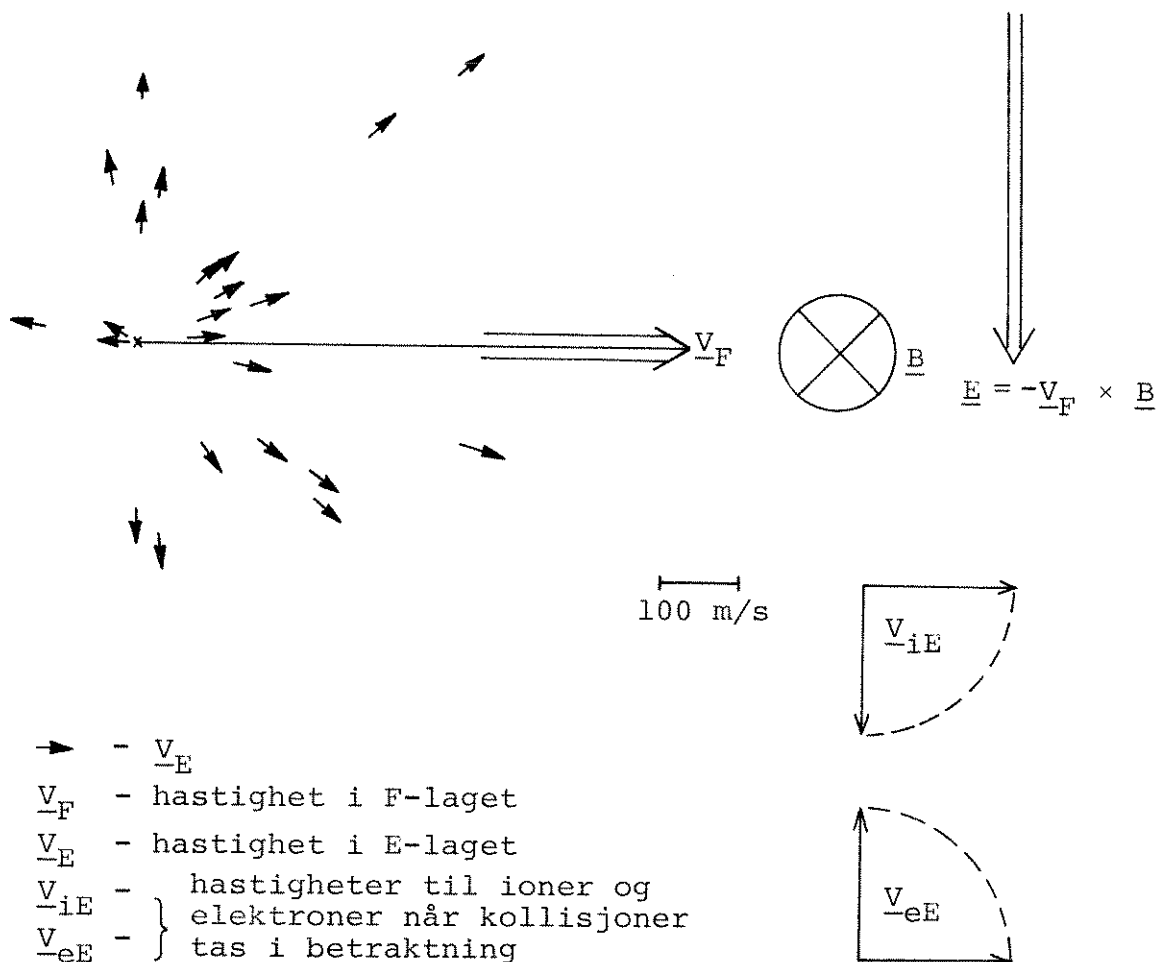


Fig. 8 Driftretninger i E-laget relativt til \underline{E} -felt beregnet ut fra driftretning målt simultant i F-laget.

Et karakteristisk trekk ved E-lagsmålingene i fig. 8 er at bare 4 av 22 hastigheter har komponent motsatt $\underline{E} \times \underline{B}$ -retningen.

5.3 Drifthastighet mot høyde

Som referent i kap. 2 vil frekvensen for kollisjoner mellom ladede partikler og nøytrale partikler øke etterhvert som en går nedover i E-laget. Dette vil føre til at irregulariteter

i E-laget vil drive med lavere hastighet enn i F-laget (K.M. Johansen 1977).

For å undersøke om vi kan måle en slik sammenheng har vi plottet hastighetens størrelse mot høyde. (Merk at disse høydene egentlig skal reduseres med 14 km).

Figurene 9 og 10 viser at i gjennomsnitt er hastighetene i F-laget betydelig større enn i E-laget. Vi ser også at det er stor spredning i størrelsen i F-laget.

I fig. 9 er storparten av målingene i E-laget mellom 50 og 200 m/s med en medianverdi på 160 m/s.

F-lagsmålingene er stort sett over 300 m/s og jevnt fordelt mellom 200 og 400 km høyde. Medianverdien ligger på 550 m/s.

I Fig. 10 er størrelsen i E-laget mellom 50 og 300 m/s med en medianverdi på 200 m/s. Det er samme store spredning i F-laget med en medianverdi på vel 500 m/s.

Det synes ikke å være noen sammenheng mellom hastighet og høyde i F-laget. Dette var heller ikke å forvente da vi der regner med ren $\underline{E} \times \underline{B}$ -drift.

Ut fra disse to figurene ser vi at vi i E-laget måler tildels større hastigheter på magnetisk rolige dager enn på dager med stor aktivitet.

I neste avsnitt vil vi diskutere nærmere sammenhengen mellom drifthastighet og magnetisk aktivitet.

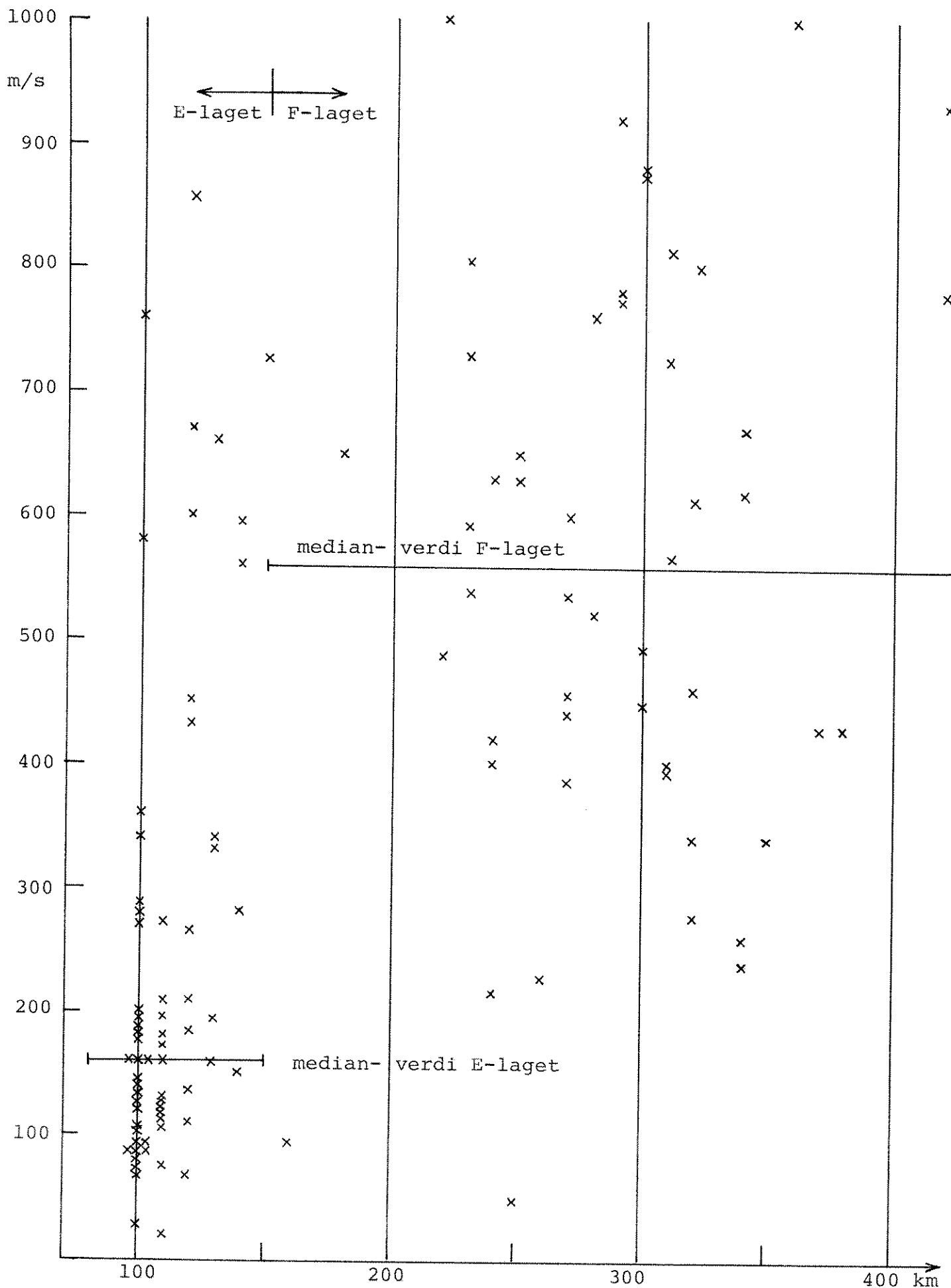


Fig. 9 Hastighetens størrelse mot høyde plottet for dager med $\Sigma K_p > 11$.

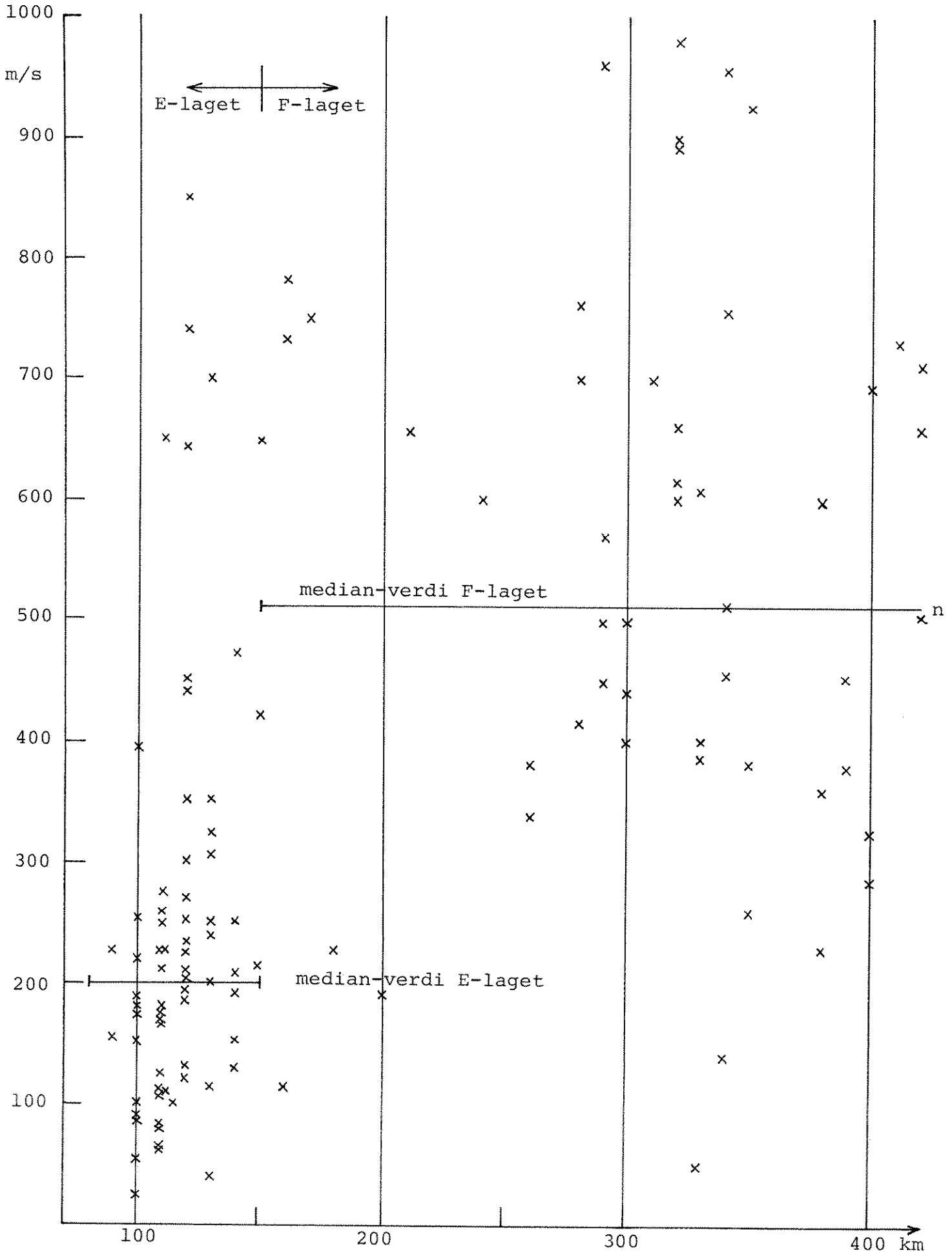


Fig. 10 Hastighetens størrelse mot høyde plottet for dager med $\Sigma Kp \leq 11$.

At våre målinger viser en større hastighet på rolige dager, kan også skyldes at høydefordelingen er forskjellig på rolige og urolige dager. Vår målemetode tillater imidlertid ikke noen nærmere undersøkelse på dette punkt da vi har relativt stor usikkerhet i høydebestemmelsen.

5.4 Drifthastighet mot magnetisk aktivitet

5.4.1 F-laget

I kap. 2 har vi redegjort for at det p.g.a. gjensidig påvirkning mellom solvinden og det geomagnetiske felt dannes et elektrisk felt i den ytre magnetosfæren. Dette føres så ned i ionosfæren langs de magnetiske feltlinjene som er ekvipotensiallinjer for E-feltet. Målinger og modellberegninger viser at dette feltet øker med økende Kp-verdi (M.G. Kivelson 1976).

I F-laget går vi ut fra at $v = E/B$. For å undersøke om våre målinger viser samme relasjon har vi derfor plottet drifthastighet mot Kp-verdi. Ut fra dette plottet var det ikke mulig å se noen sammenheng. Hastigheten var stort sett jevnt fordelt mellom 300 og 1000 m/s for alle aktuelle Kp-verdier.

Årsaken til at vi i F-laget ikke måler tilsvarende sammenheng mellom E-felt og Kp-verdi som en måler i den ytre magnetosfæren, kan være at magnetfeltlinjene ikke er elektriske ekvipotensiallinjer. Som vi har nevnt i kap. 2 er det også ofte målt strømmer langs de magnetiske feltlinjer. Våre målinger kan følgelig tolkes som en indikasjon på at slike strømmer opptrer relativt hyppig.

5.4.2 E-laget

Vi gjorde samme undersøkelse for driftmålinger i E-laget. Dette plottet er vist i fig. 11.

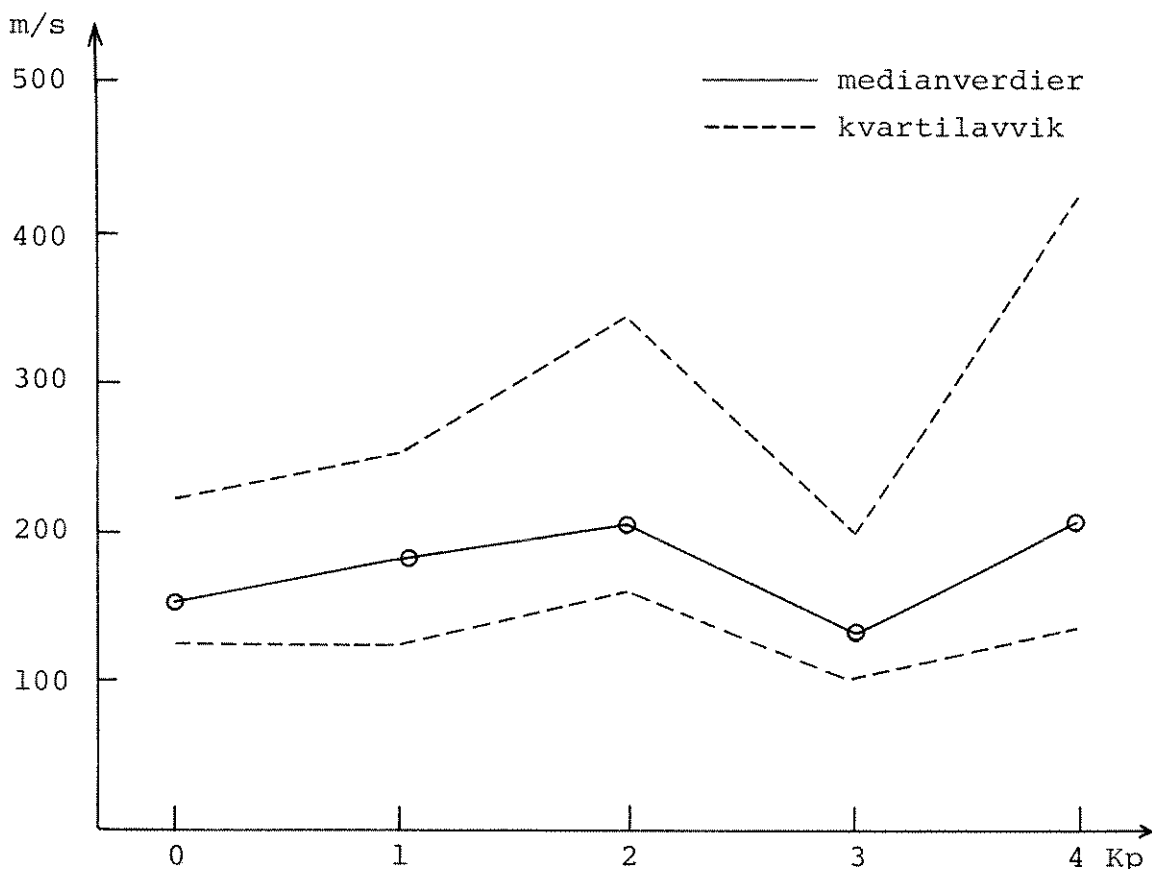


Fig. 11 Drifthastighet i E-laget mot Kp-verdi.

Fra fig. 11 ser vi at det er stor spredning i hastighet for hver Kp-verdi. Plottet viser en svak økning i midlere hastighet fra Kp = 0 til Kp = 2. Det mest signifikante trekk er imidlertid et fall i hastighet fra Kp = 2 til Kp = 3. Den økningen som er fra Kp = 3 til Kp = 4 er forbundet med svært stor usikkerhet.

En tilsvarende undersøkelse av drifthastighet mot lokal K-verdi for Ny-Ålesund viste ingen tilsvarende variasjoner.

Ettersom våre målinger i F-laget ikke viste noen sammenheng mellom E-felt og Kp-verdi, må vi i E-laget se bort fra denne effekt når vi skal se på årsakene til endringene i hastighet med Kp-verdi.

Som nevnt i avsnitt 2.5 vil nordlyssonen trekkes sørover med økende magnetiske aktivitet. Dette vil føre til at Ny-Ålesund vil ligge inne i polkalotten større deler av døgnet når aktiviteten er stor. En nærliggende forklaring på våre observasjoner er følgelig at når nordlyssonen beveger seg sørover med økende magnetiske aktivitet vil effekten p.g.a. oppvarmingen i nordlyssonen bli mindre.

En annen årsak kan være at med økende magnetisk aktivitet vil fluktuasjonene i E-feltets retning bli så raske at tregheten i den nøytrale atmosfære vil bremse ionene vesentlig. Fedder og Banks (1972) har ved modellberegning kommet til at den tiden det tar for ionene å akselerere de nøytrale partikler opp til den maksimale hastighet, $v = E/B$, er av størrelsesorden 2 timer for E-laget. Dette krever imidlertid et stabilt E-felt.

Vi har gjort en undersøkelse av E-feltets fluktuasjoner i relasjon til magnetisk aktivitet. Det synes ikke som om retningen på E-feltet varierer mindre på rolige dager. Våre målinger gir følgelig ikke noe holdepunkt for å fremheve den sistnevnte effekten.

5.5 Sammenligning med E-lagsmålinger fra andre breddegrader

Vi har gjort sammenligninger med tilsvarende driftmålinger fra E-laget foretatt to steder ved Tromsø. Disse viser betydelig større hastighet enn det vi har målt. Begge undersøkelser gir midlere hastigheter med gjennomsnitt omkring 500 m/s (G. Sølvang 1975, E. Leer, priv. komm.). Disse to er foretatt med samme målemetode som vi har brukt.

Målinger med inkoherent spredningsteknikk fra Chatanika, Alaska viser stort sett samme midlere størrelse som våre målinger (Brekke m.a. 1974).

Chatanika og Tromsø ligger på henholdsvis 65° og 67° geomagnetisk bredde.

Vi kan følgelig konstatere at en direkte sammenligning gir god sammenheng mellom Ny-Ålesund og Chatanika. Ut fra dette skal det følgelig være tilnærmet samme drifthastighet på 65° N og 75° N.

Sammenligner vi derimot våre resultat med målinger fra Tromsø, må vi konkludere med vesentlig større drifthastighet på 65° N.

Hastighetene målt i Tromsø er mye større enn det en vanligvis kan forvente i E-laget. Feltrettede irregulariteter vil teoretisk sett kunne gå med så stor hastighet, 500 m/s tilsvarer et E-felt på 25 mV/m. Ikke-rettede irregulariteter skal derimot drive sammen med ionene, slik at hastigheten for disse bør være betydelig mindre.

Det er også en mulighet at disse store hastighetene ikke representerer massebevegelse, men fasehastighet f.eks. av en bølge. Vår målemetode kan nemlig ikke skille mellom massebevegelse og fasehastighet.

Før uoverensstemmelsene mellom resultatene fra Tromsø og Chata- nika er oppklart kan vi vanskelig si noe sikkert om hvordan hastigheten varierer med bredde.

KAP. 6 KONKLUSJONER OG SLUTTBEMERKNINGER

Drifthastigheten i ionosfæren varierer mye i størrelse og retning både fra dag til dag og fra en observasjon til neste. Med hensyn til drifthastighet viste det seg imidlertid å være to klart adskilte høydeområder. Det falt derfor naturlig å dele observasjonsmaterialet inn i E- og F-lagsmålinger.

I E-laget, under 140 km, går plasmadriften med gjennomsnittlig hastighet omkring 150 - 200 m/s. I F-laget, over 140 km, ligger hastighetene på omkring 500 m/s i gjennomsnitt, fra dette kan vi beregne at \underline{E} -feltet i F-laget er ca. 25 mV/m.

I middel har F-lagshastighetene klare døgnlige variasjoner. Ut fra nordlyssonens plassering skal Ny-Ålesund være i polkalotten om natta og i nordlyssonen om dagen, magnetisk tid.

Våre observasjoner, både med hensyn til drifthastighet og avledet \underline{E} -felt, stemmer da godt overens med tidligere resultater (Heppner 1973, Evans 1975). Variasjoner i det interplanetære magnetfelt synes ikke å innvirke på driftmønstret.

Det er også vanskelig å finne relasjoner mellom drifthastigheter i ionosfæren og variasjoner i det geomagnetiske felt. Det synes imidlertid som drifthastigheten i E-laget avtar for $K_p > 2$.

Bevegelsen i E-laget kan ikke utelukkende være bestemt av det momentane, lokale \underline{E} -felt. Vi kan med stor sikkerhet hevde at bevegelse av den nøytrale atmosfære generert av trykkgradienter og/eller ikke lokale \underline{E} -felt, vil ha stor betydning.

Til slutt vil vi påpeke tre undersøkelser som kan være interessante. Det første er å undersøke relasjoner mellom størrelse og hastighet til irregularitetene. Irregularitetenes midlere størrelse kan bestemmes ut fra den romlige autokorrelasjon, jfr. avsnitt 3. En annen undersøkelse vil være å foreta en Fourier-oppløsning av driftmønstret. Ut fra et studium av fasehastigheten til de enkelte delkomponenter vil en kunne skille mellom massebevegelse og bølger.

I denne oppgaven har vi antatt at den nøytrale atmosfære er i ro i forhold til jorda. Ut fra resultatene i avsnitt 5.2 synes dette å være en dårlig antakelse. Det ville følgelig vært svært interessant å ha hatt samtidige målinger av nøytral vind.

REFERANSER

- Axford, W.I. 1971 Notes from the Summer Institute on Planetary Magnetospheres and Auroras, p. 153.
- Axford, W.I. og Hines, C.O. 1961 Can. J. Phys. 39, 1433.
- Boström, R. 1973 Cosmical Geophysics (red. Egeland m.a., Oslo).
- Banks, P.M. 1976 J. Atm. Terr. Phys. 39, 179.
- Bramley, E.N. 1955 Proc. Instn. Elect. Engrs. 102, 533
- Bratteng, O. og Leer, E. 1977 Under publikasjon.
- Brekke, A., Doupnik, J.R. og Banks, P.M. 1974 J. Geophys. Res. 79, 2448
- Briggs, B.H., Phillips, G.J. og Shinn, D.H. 1950 Proc. Phys. Soc. 63, 106
- Evans, J.V. 1972 J. Atm. Terr. Phys. 34, 175
- Evans, J.V. 1975 Proc. IEEE, 63, 1635.
- Fedder, J.A. og Banks, P.M. 1972 J. Geophys. Res. 77, 2328

- Fejer, J.A. 1953 Proc. Roy, Soc. 220, 455
- Feldstein, Y.I. og Starkov, G.V. 1967 Planet. Space Sci. 15, 209
- Frihagen, J. 1962 Hovedfagsoppgave i fysikk
- Harang, L. og Malmjord, K. 1963 J. Atm. Terr. Phys. 25, 109
- Heikkila, W.J. 1974 J. Geophys. Res. 79, 2496
- Heppner, J.P. 1973 Radio Science 8, 933
- Hewish, A. 1952 Proc. Roy. Soc. 214, 494
- Johansen, K.M. 1977 Report no. 46-77, utg. Nordlys-observatoriet, Tromsø
- Kelley, M.C., Mikkelsen, I.S. og Jørgensen, T.S. 1975 J. Geophys. Res. 80, 3197
- Kivelson, M.G. 1976 Rev. Geophys. Space Phys. 14, 189
- Kohl, H. og King, J.W. 1967 J. Atm. Terr. Phys. 29, 1045
- Leer, E. og Bratteng, O. 1976 Physica Norvegica 8, 129
- Mercier, R.P. 1962 Proc. Camb. Phil. Soc. Math. Phys. Sci. 58, 382

- | | | |
|-----------------------------------|------|--|
| Mæhlum, B.N. og
Moestue, H. | 1973 | Planet. Space Sci. <u>21</u> , 1957 |
| Phillips, G.S. og
Spencer, M. | 1955 | Proc. Phys. Soc. <u>68</u> , 481 |
| Piddington, J.H. | 1969 | Cosmical Electrodynamics |
| Rostoker, G. | 1972 | Rev. Geophys. Space Phys. <u>10</u> ,
935 |
| Solvang, G. | 1975 | Hovedfagsoppgave i fysikk |
| Wright, J.W. og
Fedor, L.S. | 1966 | Conf. Proc. Def. Res. Telecom.
Ottawa |
| Zmuda, A.J. og
Armstrong, J.C. | 1974 | J. Geophys. Res. <u>79</u> , 4611 |