

KANDIDÁTUSI MUNKÁSSÁG
TÉZISSZERŰ ÖSSZEFOGLALÁSA

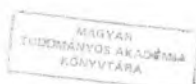
A SEMLEGES LÉGKÖRI GEOMÁGNESES FŰTÉS
EGYENLÍTŐI FORRÁSÁNAK KIMUTATÁSA ÉS VIZSGÁLATA

Írta:

ILLÉS ERZSÉBET

BUDAPEST

1993



T A R T A L O M

I. A problémakör áttekintése.....	1
II/1. A felhasznált megfigyelési anyag.....	2
II/2. A vizsgálat módszere.....	3
III. Új tudományos eredmények.....	5
IV. Az eredmények jelentősége.....	11
Ábrák.....	12
Köszönetnyilvánítás.....	38
V. A dolgozat témaköréből készült publikációk jegyzéke....	39
Cikkmásolatok	

I. A problémakör áttekintése

A Föld légkörének 200 km feletti tartománya a mesterséges holdak mozgása révén vált tanulmányozhatóvá. Már az első, földközeli pályára állított mesterséges égitestek fékeződésének vizsgálata megmutatta, hogy Földünk legkülső burka, a termoszféra, sűrűségét illetően nagy változásoknak van alávetve. Néhány év leforgása alatt a legfontosabb változási periódusok és az okok is tisztázódtak. Eszerint a fő hatás a Nap elektromágneses és korpuszkuláris sugárzásának ingadozása, amelynek egy része (11 éves és geomágneses effektusok) a Napon lejátszódó aktivitás következménye, más része (27 napos, féléves, napszakos, szezonális effektusok) a relatív helyzetben bekövetkezett változást tükrözi.

A felsőlégköri modellekbe kezdettől fogva mind a mai napig a Napon lejátszódó változásokat két paraméterrel jellemzik, az $S_{10,7}$ -tel és az Ap-vel. Az ultraibolya és extrém ultraibolya hullámhosszakon mért sugárzás, amely a felsőlégkörben elnyelődve valójában az elektromágneses fűtést okozza, csak a légkörön kívülről mérhető, s így erről nem áll rendelkezésre folyamatos mérésorozat. A légköri modellekben ezért más, vele elég jól korreláló, ugyanakkor bármikor elérhető, a Föld felszínén mérhető paraméterrel helyettesítik. Erre a célra nagyon alkalmas a Nap 10,7 cm-en (2800 MHz-en) Ottawában mért rádiósugárzása, amelyet $S_{10,7}$ -el jelölnék, és Covington indexnek neveznek. A korpuszkuláris fűtés a magnetoszféra közvetítésével érkezik a semleges légkörhöz. Általában az Ap (ap) vagy Kp (kp) geomágneses indexszel szokták jellemezni, amely index több, nagy szélességeken lévő állomás mágneses méréséből közepelve a geomágneses tevékenység általános szintjét jellemzi.

Bár a periódusok és az okok fő vonalakban tisztázottak, de az energiabetáplálás pontos mechanizmusa, és az energia útja a légkörön keresztül mind a mai napig nem ismert kellő pontossággal. Az elektromágneses sugárzás legerősebben a Naphoz legközelebbi (szubszoláris) pontban fűt, amelyből globális szelek indulnak ki, és osztják szét a betáplált energiát a légkörben. E szelek mozgását befolyásoló tényezők finomszerkezete, így az ionoszférával való kölcsönhatása még ma is tisztázásra vár. A korpuszkuláris fűtés fő fűtési helyének a dipól jellegű földi mágneses tér miatt az auróra övezetet tekintik, ahová a magnetoszféra pillanatnyi állapotától függően nagyon változó mennyiségű energia érkezik. Nyugodt időkben ez a fűtés majdnem elhanyagolható a beérkező elektromágneses energiához képest, zavart időszakokban — főleg nagy magnetoszféra-viharok idején — azonban túlszárnyalhatja az előbbit. S mivel az energiabetáplálás helye különbözik

az elektromágneses sugárzás által szállítottától, annak szabályos szélrendszerét saját energialeosztó mechanizmusával megzavarva bonyolult helyzetet teremt. Ennek pontos nyomonkövetése mindmáig nehézséget okoz.

Nyugodt időszakokban, vagyis ha a geomágneses effektust nem tekintjük, a legjobb felsőlégköri modellek esetében is előfordulhat 10-15% hiba, ha a légkör összsűrűségét kívánják megadni egy adott időben és helyen. Nagy magnetoszféra viharok idején azonban a hiba elérheti a többszáz százalékot.

A felsőlégkör sűrűségváltozásának témakörében két disszertáció is készült a tudományok doktora fokozat elnyerése érdekében (Almár Iváné és Ill Mártoné), ezekben az alapelvek és a szakterület teljes áttekintése megtalálható.

Az én vizsgálataim az összsűrűségekre vonatkoznak, a felsőlégkör összetételbeli változásával nem foglalkozom.

Az eredményeket rendszeresen bemutattam mind a volt szocialista országok Interkozmosz rendezvényein, mind a COSPAR kongresszusain, továbbá a hazai szakmai fórumon, az Ionoszféra és Magnetoszféra Szemináriumokon. Ezen utóbbi miatt magyar nyelven a [26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 36] számú publikációkban áttekintő összefoglalás található a kutatás menetéről.

II/1. A felhasznált megfigyelési anyag

A vizsgálatokat 1969-től 1988-ig mesterséges holdak fékeződéséből levezetett sűrűségértékeken végeztük. A világ több országából, így hazánk-ból is, nagyszámú vizuális és lényegesen kevesebb fotografikus módszerrel meghatározott műholdpozíció állt rendelkezésre; az INTEROBS program keretében Baja gyűjtötte az észlelési anyagot, az ATMOSZFÉRA programot pedig személy szerint Ill Márton koordinálta. Az ATMOSZFÉRA hálózatot létrehozó Szovjet Csillagászati Tanács 1972-ben engem kért fel a hálózat megfigyeléseinek pontossági felülvizsgálatára, amelyre a mi PERLO programunkat alkalmasnak tartották. A pozíciósorozatokból ugyanis Intézetünkben Almár Ivánnal és Horváth Andrással közösen kidolgozott speciális módszerrel (PERLO [2]) nagyobb időfelbontással (2-5 nap) tudtuk meghatározni a holdak fékeződését — és a belőle levezethető légsűrűséget — mint általában (1-2 hét). A szokásos megközelítésmódban ugyanis minden pályaelemet egyszerre határoztak meg, s ahhoz, hogy az egész pályáról kellő számú megfigyelési anyag gyűljön össze, hosszabb időre volt szükség. A hat pályaelem közül azonban csak egy változik gyorsan a fékeződés következtében. Ezt használta fel a mi speciális módszerünk. Az öt, lassan változó pályaelemet a szolgáltató központok által megadott síma görbe szerinti lassú változónak, és így ismertnek téte-

leztük fel, csak a gyorsan változó pályaelem, a pályaperiódus meghatározására használtuk fel az észleléseket. Ezt pedig A.M. Lozinszki egy ötlete alapján Almár Iván módszerével tettük, nevezetesen az égi egyenlítő környezetében megfigyelt pozíciókból az égi egyenlítőn való áthaladás időpontját levezetve két ilyen időpont differencia-hányadosaként adódott a pályaperiódus pillanatnyi értéke, ennek változásából pedig King-Hele módszerével [King-Hele, 1964] a középideőhöz rendelt sűrűségérték. Az ilyen módon az optikai megfigyelésekből származó pályaadatok, továbbá különféle előrejelző központok (NORAD, SAO, SLOUGH, COSMOS) által publikált pályaelemek képezték a vizsgálat első fázisának adatbázisát, amely végül 59 hold mintegy harmincezer fékeződési adatát tartalmazta. A holdak fékeződései 200-600 km közötti magassági intervallumra, és mindenféle szélességre vonatkoztak. A speciális módszer által biztosított jobb időfelbontás, a hosszú időintervallum (7 év) és a sok hold anyagának párhuzamos feldolgozása tette lehetővé, hogy egyrészt mások által meg nem talált effektusokat fedezhettünk fel, másrészt a modelleknek már mások által is megtalált „hibáiról” felismertük azok nem véletlen, hanem törvényszerű jellegét.

A vizsgálat második fázisában, 1988 után a francia CASTOR mesterséges holdon elhelyezett CACTUS mikroakcelerométer [Barlier et al., 1975] in situ méréseit használtuk. Ezek már összsűrűségekre voltak átszámolva. Az anyag 1,5-2 nagyságrenddel pontosabb a fékeződés alapján meghatározott sűrűségértékeknél, másodperces időfelbontású, az 1975-77 közötti évekre, 260-700 km közötti magassági tartományra, az egyenlítő 30°-os környezetére (ami 40°-os környezetet jelent geomágneses koordinátákban) vonatkozik. Az időintervallum naptevékenységi minimum, ezért kevés magnetoszféra vihar fordult elő. A fékeződéses adatokhoz képest hátrány az is, hogy egyetlen hold méréseinek feldolgozásánál nehéz a hely- és időbeli változás szétválasztása. Ezen hátrányokért kárpótol az a nagy időfelbontás és mérési pontosság, amelyet mind a mai napig nem sikerült felülmúlni.

II/2. A vizsgálat módszere

A mért sűrűségeket a legjobb felsőlégköri modellekhez (a fékeződéses anyagnál a CIRA'72 [CIRA 1972, 1972], a CACTUS anyagnál a DTM [Barlier et al. 1978] és az MSIS'86 [CIRA 86, 1988] modellekhez) viszonyítottuk. A vizsgálatok egy részénél magukat a modelltől való eltéréseket analizáltuk

$$\Delta \rho = \rho^{\text{mért}} - \rho^{\text{modell}}$$

formában, ha kis magasságintervallumban dolgoztunk (ezt alkalmaztuk mindig, amikor a 3 km-es magassági intervallumokban végeztük a vizsgálatokat), és

$$f = \varphi^{\text{mért}} / \varphi^{\text{modell}}$$

formában, ha a mérések nagyobb magassági intervallumot fogtak át. A vizsgálatok másik része egy-egy effektusra vonatkozott. A 27 napos effektus vizsgálata esetében a használt mennyiség az

$$f^{27} = \varphi^{\text{mért}} / \varphi^{\text{modell}}(S_{10,7}=70)$$

ugyanis a felhasznált időintervallumban az $S_{10,7}=70$ volt a minimális érték. Ez az f^{27} érték tulajdonképpen a 27 napos effektus aktuális menetét mutatja, miután a többi effektust eltávolítottuk a mérésekből. A geomágneses effektus vizsgálatánál a $K_p=0$ -val számolt modellértékekkel dolgoztunk a

$$\Delta \varphi^{\text{geom}} = \varphi^{\text{mért}} - \varphi^{\text{modell}}(K_p=0)$$

vagy

$$f^{\text{geom}} = \varphi^{\text{mért}} / \varphi^{\text{modell}}(K_p=0)$$

formában. Ez a mennyiség mindkét formában a geomágneses effektus aktuális menetét mutatja, ugyanis a többi effektust a modellel eltávolítottuk. Mindkét effektus vizsgálata esetében igaz, hogy a használt modell hibái torzítják az értékeket, ezért a következtetéseknél óvatosan kell eljárni. Az adathalmazokat a koordináták (földrajzi és geomágneses), a naptevékenység, a bolygóközi mágneses tér és a geomágneses tevékenység különböző szintjei szerint csoportosítva analizáltuk. A vizsgálatokhoz — a standard matematikai statisztikai programokat és a Fourier analízist leszámítva — 1961-től kezdve minden programot magunk írtunk.

A törvényszerűségek meghatározását az intervallum egy részén, kontrollját más részén végeztük, vagy ha a koordináták szerinti bontás miatt már kevés adatunk maradt, akkor az időintervallum al csoportjain ellenőriztük az eredményeket. (Ezek az al csoportok vagy viharszint szerinti vagy geomágneses szélesség szerinti vagy mindkettő szerinti csoportosítások voltak.)

A vizsgálatok egy részét csúszóközepelt görbéken, más részét magukon a pillanatnyi sűrűségértékeken végeztük. Csúszóközepelést a helyi idő (Local Solar Time; LST) szerint végeztünk a sűrűséggel kapcsolatos valamelyik paraméteren (maga a sűrűség, a geomágneses tag vagy a maradék) két óra közepelési időt és 0,2 óra csúszást alkalmazva. Idősor analízis mellett a szuperponált epochák módszerét (SEM) is alkalmaztuk a jel/zaj viszony javítására. Ilyenkor esettanulmányt is végeztünk az állítások kontrolljára.

III. Új tudományos eredmények

Mesterséges holdak fékeződése alapján:

1./ Sűrűségi többlet jelentkezését mutattam ki felsőlégköri modellekhez képest 59 hold 7 éves anyaga alapján (1,2,3. ábrák) [1,5,6,7,8,26]. Ezek a 10-20 napos karakterisztikus idejű sűrűségi excesszusok stabil, 27 napos periódussal néha hosszú, 10-12 tagból álló sorozatokat alkotnak. A sorozatokon belül a ciklusuk nem változik a naptevékenységi fázissal, de a különböző sorozatok között rendszerint fázisugrás lép fel, néha több sorozat is létezik párhuzamosan bizonyos fáziskülönbséggel egymáshoz képest (3. ábra), mint, ahogy a Napon is több aktív terület lehet egyidejűleg. A jelenség kimutatásával felhívtam a figyelmet arra, hogy — az általános hiedelemmel ellentétben — az $S_{10,7}$, mint index, több 27 napos cikluson keresztül is alkalmatlan lehet a felsőlégköri változások leírására [5,26]. Kimutattam, hogy a sűrűségi excesszusok a galaktikus kozmikus sugárzás (C_{DR} ; Deep Riverben mért) intenzitásának csökkenéseit követik 5-10 napos késéssel (3. ábra). Felismertem, hogy létük és időbeli eloszlásuk egy járulékos fűtés jelenlétére utal, amely a geomágneses tér kontrollja alatt működik [6,7,8,27]. Lehetséges energiaforrásként a tulajdonságok hasonlósága alapján a koronalyukakból kiinduló korotáló áramokat jelöltem meg [9,27], amelyekből az energia késleltetve érkezik a semleges légkörhöz [12] kis és közepes szélességekre. Ezen utóbbira abból következtethettem, hogy a holdak pályainklinációtól függetlenül mutatták a sűrűségi többletet. Az egyenlítő közelében éjszakai sűrűségi lokális maximumok létét igazoltam négy hold fékeződése alapján [27]. Rámutattam, hogy ez — az Ill Márton által a skálamagasságban talált maximumokkal együtt — nem összetételbeli változással magyarázható, hanem kifejezetten fűtésre utal [27], mégpedig vagy csak az éjszakai oldalon, vagy az egyenlítő mentén körbe. (Ezen utóbbi eset úgy értelmezhető, hogy a modellek a nappali oldali járulékos fűtést egy a reálisnál nagyobb együtthatóval beleolvasztották az elektromágneses fűtésbe, amit az $S_{10,7}$ jellemez.) Rámutattam, hogy az éjszakai lokális maximum járulékos fűtési helyet jelezhet. Kimutattam, hogy az eddig használt indexek együtthatóinak korrekciójával nem érhető el modelljavítás, új indexre van szükség az új hőforrás jellemzésére [11,29].

2./ Bevezettem a C_{DR} -t, mint felsőlégköri indexet. Matematikai statisztikai analízissel 4 hold fékeződésének 2 éves anyagán kimutattuk, hogy a C_{DR} önmagában is jobb index lenne a felsőlégköri változások leírására,

mint a modellekben eddig használt $S_{10,7}$ (táblázat első része). A C_{DR} azonban az $S_{10,7}$ -el és az Ap-vel együtt a szórás további részét képes magyarázni (lásd táblázat 2. és 3. része) [9,10,11,28]). Ez ismét megerősítette azt a hipotézist, hogy a napszél szolgáltatja az energiát a sűrűségi excesszusokhoz [6,8].

Táblázat

	felhasznált holdak COSPAR nevei			
	6595A	6595B	6258A	6511A
<hr/>				
Egy lineáris regressziós modellben a szórás hány százalékát magyarázza egyedül a magasság (h)	27%	23%	62%	54%
egyedül az $S_{10,7}$	9%	8%	5%	1%
egyedül a C_{DR}	25%	27%	11%	9%
<hr/>				
a h, Ψ_B , $S_{10,7}$, Ap hatását levonva a C_{DR} -el a parciális korreláció	-0,317	-0,361	-0,179	-0,389
Student t	5,60	6,70	3,20	5,45
(95,5% szign. szinthez t=1,97)				
(99,9% szign. szinthez t=3,30)				
<hr/>				
Egy lineáris regressziós modellben ahol a paraméterek	a többszörös korrelációs együttható			
h	0,660	0,584	0,829	0,862
h, Ψ_B	0,716	0,637	0,832	0,864
h, Ψ_B , $S_{10,7}$	0,813	0,747	0,839	0,870
h, Ψ_B , $S_{10,7}$, Ap	0,838	0,785	0,854	0,874
h, Ψ_B , $S_{10,7}$, Ap, C_{DR}	0,872	0,836	0,860	0,901

3./ Felfedeztem a semleges légköri geomágneses utóhatást (Neutral Post Storm Effect NPSE) [12] (4. ábra). A jelenség lényege abban áll, hogy míg magnetoszféra viharok után az Ap index — s vele a modellsűrűség is —

gyorsan esik le a nyugalmi értékre, addig a semleges légkör mért sűrűsége csak lassan tér vissza nyugalmi állapotába (néha csak 8-15 nap alatt). A maradékértékekben ez maximumként jelentkezik a vihar lecsengése után. Az NPSE létéből — miután az egyidőben jelentkezik az ionoszférikus utóhatással, és ezen utóbbit a plazmaszférából a gyűrűárammal való kölcsönhatás következtében kiszóródó elektronok okozzák geomágneses viharok után — Bencze Pál arra a következtetésre jutott, hogy a gyűrűáram protonjai képviselhetik az általam keresett járulékos hőforrást [13]. Még reálisabbnak tűnt ez a hipotézis [14], amikor később felfedezték, hogy a gyűrűáram a protonokon kívül nagymennyiségű oxigén iont is tartalmaz. Kulcsidőként A_p mellett C_{DR} , Dst és más geofizikai paramétereket is megvizsgálva az analízishez használt SEM módszerhez megállapítottuk, hogy a C_{DR} és a Dst a legalkalmasabb két paraméter, és hogy ez a két index egyformán jó. Mivel a Dst általánosabban ismert, a későbbiekben kulcsidőként Dst minimummal dolgoztunk. Feldolgozva az 1965-72-es időintervallum összes $Dst_{min} < -40\gamma$ (109 db) [14], majd $Dst_{min} < 30\gamma$ (132 db) [15] eseményét 20 hold kb. 16000 fékeződési értéke alapján SEM módszerrel kimutattuk, hogy lökésfront jelenléte esetén az NPSE intenzívebb [15], és akkor is, ha a Dst minimumot A_p maximum is kíséri [14,31]. Különösen erős az NPSE, ha még ionoszférikus utóhatás is fellép az alsó ionoszférában [14, 31] (5. ábra). A napszakok és szélesség szerint csoportosított megfigyelési anyagból pedig azt állapítottuk meg, hogy közepes szélességeken az esti órákban tart a legtovább az NPSE [14,31] (5. ábra). (Bencze Pált ez megerősítette abban a meggyőződésében, hogy hullám-részecske kölcsönhatás miatt kiszóródó töltött részecskék fűtőhatása a magyarázat.)

Mikroakcelerométeres mérések (CACTUS) alapján:

4./ Kimutattam, hogy a sűrűség a K_p kétértékű függvénye [16,20,33,36] (6., 7., 8. ábrák). Az A_p görbe alapján nyugalminak tekintett időszakokat ugyanis két csoportba osztva a Dst görbe visszatérési szakaszain a sűrűségértékek magasabbak, mint a Dst görbe alapján is nyugalminak számító időintervallumokban. Ez a megfigyelési tény a pontosabb mérési anyag alapján is bizonyította az NPSE létét, és az 1. tézisben kimondottakat. A jelenség 400-600 km között minden magasságon kimutatható [22,36] (7. ábra), modellfüggetlen [20, 36] (6. ábra), de a napszaktól függ [16,18,34]. Az ionoszféra bizonyos paraméterei is ugyanezt a viselkedést mutatják [16, 36] (8. ábra), ami ismét a járulékos fűtésnek az ionoszféra-magnetoszféra rendszerrel való kapcsolatára utal.

5./ Kimutattam, hogy a sűrűség a Dst egyértékű függvénye [16,20,22,33,36] (6., 7., 8. ábrák), hasonlóképpen egyes ionoszféra paraméterek is [19] (8. ábra). A 400-403 km magassági intervallum észlelési anyaga alapján meghatároztam a sűrűség kérését a Dst értékhez képest [20,36] (9. ábra). Ez két órának adódott, ami a sűrűség és a Kp közötti 3-7 órás eltolódáshoz képest feltűnően rövid, és alátámasztja egy közeli (egyenlítői) energiaforrás hipotézisét. Meghatároztam a sűrűség függését a Dst-től (10. ábra), ami közelítőleg lineáris [16,33]:

$$\Delta \rho = (-0,0125 \cdot \text{Dst} - 0,110) \cdot 10^{-12} \text{ kg/m}^3$$

pontosabban enyhén kvadratikus [20,22,36]:

$$\Delta \rho = [2,96 \cdot (\text{Dst}-138)^2 \cdot 10^{-5} - 0,497] \cdot 10^{-12} \text{ kg/m}^3$$

Almár Ivánnal és Kelemen Jánossal meghatároztuk együtthatóinak függését a magasságtól $\propto e^{\lambda h}$ alakban:

$$\begin{aligned} \Delta \rho = & 0,00587497 \exp(-0,01334 \text{ h}) \text{ Dst}^2 - \\ & - 16,67793 \exp(-0,01865 \text{ h}) \text{ Dst} + \\ & + 213,37289 \exp(-0,01992 \text{ h}) \end{aligned}$$

6./ Az 5. tételben idézett formula utáni maradékokon kimutattam az új geomágneses effektus napszakos menetét [18,20,34,35] (11. ábra). A jelenség létét más magasságokon is igazoltam [36] (12. ábra). Az időszerelemzés 1, 1/2 és 1/4 napos periódusú tagok létét jelezte [18,22,34,36], ezek amplitúdója nőtt a viharszinttel [20] (11. ábra). A még megmaradó lokális maximumok leírására ad hoc kvadratikus tagokat vezettem be. Kimutattam, hogy ezek amplitúdója is nő a geomágneses tevékenységgel [19, 20]. Munkahipotézist állítottam fel, amely szerint a lokális maximumok helyei (hajnal, nappal, este, éjjél) a magnetoszférával való kölcsönhatásra utalnak, és az energiabetáplálás helyeit jelzik helyi időben [20]. Az auróra övezetben betáplált energia útjával lenne kapcsolatos a hajnali, a magnetoszféra nappali oldalán lejátszódó folyamatokkal a déli, a plazmaszféra dudorával a 18 órai és az injektálási zóna helyével az éjjéli lokális maximum. Ezt a sejtést igazolta az anyagnak a geomágneses szélesség szerinti bontása, az éjjéli csúcs ugyanis csak a mágneses egyenlítő tíz fokos környezetében jelenik meg (11., 12. ábra), és amplitúdója az egyenlítő felé nő. A nappali és az esti lokális maximum amplitúdója nő a geomágneses szélességgel

— legalábbis 40 fokig, ameddig a megfigyelések rendelkezésünkre állnak [20,22,23,36] (12. ábra). (Bencze Pál a fűtés napszakos menetét a gyűrűáram aszimmetriájával hozta kapcsolatba.)

A 400-403 km magasságintervallumra meghatároztam az új, teljes geomágneses tagot tartalmazó képletet a viharszint és a geomágneses szélesség függvényében [22,36]:

$$\begin{aligned} \Delta \varrho = & 0.0000370 \text{ Dst}^2 - 0.00739 \text{ Dst} + 0.0651 + \\ & + 0.0110 \sin[15(\text{LST}+17)] - \\ & - 0.00408 \text{ Dst} \sin|\varphi_{\text{geom}}| \sin[15(2 \text{LST}+5)] + \\ & + (0.0127 - 0.00159 \text{ Dst} \sin|\varphi_{\text{geom}}|) \sin[15(4 \text{LST}+4)] + \\ & + 0.00116 \text{ Dst} \sin|\varphi_{\text{geom}}| [(\text{LST}-13.5)^2 - 6.25] + \\ & \quad \text{ha } 11 < \text{LST} < 16 \\ & + 0.00424 \text{ Dst} \sin|\varphi_{\text{geom}}| [(\text{LST}-18.5)^2 - 2.25] + \\ & \quad \text{ha } 17 < \text{LST} < 20 \\ & + 0.00648 \text{ Dst} \cos(9 \varphi_{\text{geom}}) [(\text{LST}-24.5)^2 - 2.25] \\ & \quad \text{ha } 23 < \text{LST} < 26 \text{ és } |\varphi_{\text{geom}}| < 10^\circ \end{aligned}$$

($\Delta \varrho$ egysége 10^{-12} kg/m^3 ; LST órában mérendő.)

Az iMSIS modell tehát így használandó a nyugalmi időszakokra jónak minősített MSIS modell felhasználásával

$$\varrho^{\text{iMSIS}} = \varrho^{\text{MSIS (Kp=0)}} + \Delta \varrho$$

7./ Az 1-6 tézisekben foglaltak alapján kimondtam, hogy a korpuszkuláris fűtés nemcsak az auróra-övezetben jut el a semleges légkörhöz, hanem két fűtési helye van, tudniillik az auróra övezeten kívül létezik egy egyenlítői energiabetáplálási hely is [20,33], amely még semmiféle felsőlégköri modellben nem szerepel. Az 1. tézisben [27] megfogalmazott azon lehetőség igazolódott tehát, hogy az egyenlítő körül körben működik egy járulékos hőforrás.

8./ Az MSIS modell maradékainak napszakos függése alapján szétválasztottam a két forrás hatását napos (13. ábra) illetve órás (14. ábra) időfelbontásban vizsgálva a napszakos menetnek a vihar főfázisa utáni időfejlődését [23]. Megállapítottam, hogy az auróra fűtés egyenlítői hatásának leírására alkalmas modell ugyan az MSIS 86 [23], azonban hiányzik belőle egy, az egyenlítői forrást leíró tag, amelyet a Dst-vel jellemezhetünk. Célként jelöltem meg a majd elkészítendő nemzetközi felsőlégköri modell számára, hogy egy, a mostaninál egyszerűbb aurorafűtést leíró tag mellé egy, az egyenlítői forrást leíró tagot kell csatolni [20, 33], és ezek különbözőképpen függenek a geomágneses szélességtől. Ráműtattam, hogy ezen utóbbinak a 6. tézisben felsorolt komponensei különböző késési idővel jelentkezhetnek [23], és különböző módon függhetnek a geomágneses szélességtől is [33].

9./ Kimutattam az egyenlítői fűtés nyalábszerű jellegét az MSIS modell maradékai alapján [23,25] (15.,17. ábra), amely egyrészt nagyon keskeny helyi idő sávokban a sűrűség hirtelen megugrásában, másrészt bizonyos szélesebb, aktív LST intervallumokon belül, a variancia növekedésében jelentkezik (15., 16. ábra). Az előbbit úgy értelmezem, hogy sporadikusan előforduló, nagy amplitúdójú sűrűségi hullámok áthaladása okozza. Ezek előfordulása bizonyos keskeny LST-sávokban gyakoribb, és amplitúdója változik a geomágneses hosszúsággal [25] (18. ábra). Az utóbbi abban nyilvánul meg, hogy a sűrűsénövekedés és a geomágneses indexek közötti összefüggés meredeksége változik a nap folyamán (16. ábra). A maradék görbéken mutatkozó egyenletes "kiszélesedést" (19. ábra) — ezek a mérési hibákat nagyságrendekkel meghaladják — a gravitációs hullámok hatásának tulajdonítom, és ezzel magyarázom azt a mások által is hangoztatott megállapítást, hogy nyugalmi időkből is előfordul 10-15%-os hiba még a legjobb modellek esetében is.

10./ Több felsőlégköri modell (CIRA-72, DTM, MSIS-86) különféle egyéb hibáira is rámutattunk. Kimutattuk, hogy az MSIS-86-ban minden magasságon maradt függés a Dst-től (20. ábra), amelyet a modellbe beépítve az javítható lenne [20, 22,36]. A napszakos függéssel kapcsolatban kimutattuk, hogy nyugalmi időkből a DTM modell délután túlságosan nagy értékeket ad (21. ábra), és ezzel a napszakos függés maximuma 1-2 órával későbbre kerül, mint ahogy azt a CACTUS mérések mutatják [20]. Az MSIS modell napszakos függésének alakja megfelelőnek mutatkozik ugyan (22. ábra), de nyugalomban csaknem minden helyi időben a mértnél 6-8%-al nagyobb értéket szolgáltat [20,36] (22. ábra). Két LST sávot és két geomágneses szélességi intervallumot kivéve ez a megállapítás 40° -ig minden geomágneses szélességre vonatkozik [25] (22. ábra). Az éjjél körül nyugalomban is jelentkező sűrűségi excessz-

szus (23. ábra) a modellek egy újabb hiányosságára hívja fel a figyelmet, nevezetesen arra, hogy az éjszakai kompressziós fűtés sincs a modellekbe beépítve. Azt a tényt pedig, hogy ez a sűrűségi excesszus 20-25 fokon nem jelentkezik (23. ábra), ahol pedig szintén jelentkeznie kellene (amennyiben a kompressziós fűtés magyarázat helyes), R. Raghavarao az egyenlítői ionoszféra anomália (EIA) néven ismert jelenséggel hozza kapcsolatba — ráirányítva a figyelmet arra, hogy a semleges légkör sűrűségeloszlásának finomszerkezete nyugalmi időkben is összefügg az ionoszférával. A további ábrák IMSIS modellünk jóságát mutatják be az eredeti MSIS modellhez képest.

IV. Az eredmények jelentősége

Vizsgálataim alap kutatás jellegűek. A rendelkezésemre álló anyag a jelenlegi nemzetközi modellnél jobb, mindenre kiterjedő modell megalkotáshoz nem elegendő, de azt lehetővé tette, hogy javaslatot tehessek bizonyos energiabetáplálási mechanizmusokat leíró tagok szükségességére és formájára. Ebből a szempontból gyakorlati haszna is van, amennyiben holdak élettartamának reálisabb előrejelzésére, megtervezésére ad lehetőséget, illetve fedélzeti mérőműszereinek mérési helyét segíti pontosabban meghatározni. Ugyanakkor az elmélet számára felhívja a figyelmet olyan fűtési módok, helyek, idők jelenlétére, amelyeket eddig nem vettek figyelembe, és ezzel a termoszféra—ionoszféra—magnetoszféra rendszer kölcsönhatásainak jobb megismerését, folyamatainak jobb leírását segíti elő.

Irodalom

King-Hele, D. Theory of satellite orbits in an atmosphere.

Butterworths, London, 1964.

CIRA 1972, COSPAR International Reference Atmosphere 1972.

Akademie Verlag, Berlin, 1972.

Barlier, F., Bouttes, J., Delattre, M., Olivero, A., Contensou, P.

Experimentation on vol sur satellite d'n accelerometre de tres haute sensibilite. Compt. Rend. Acad. Sc. Paris, 281 B, 145, 1975.

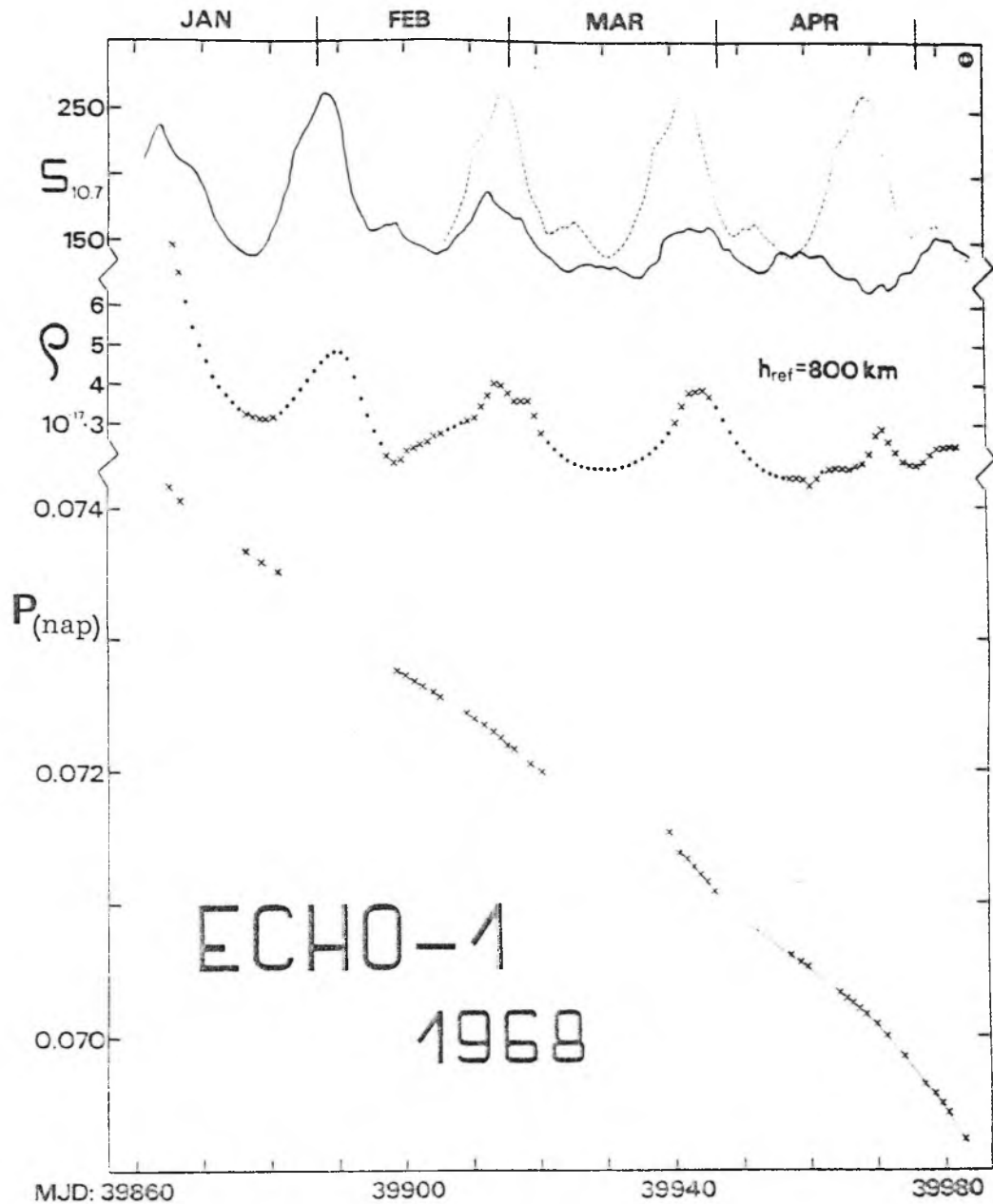
Barlier, F., Berger, C., Falin, J.L., Kockarts, G., Thuillier, G.

A thermospheric model based on satellite drag data.

Ann. Geophys., 34, 9, 1978.

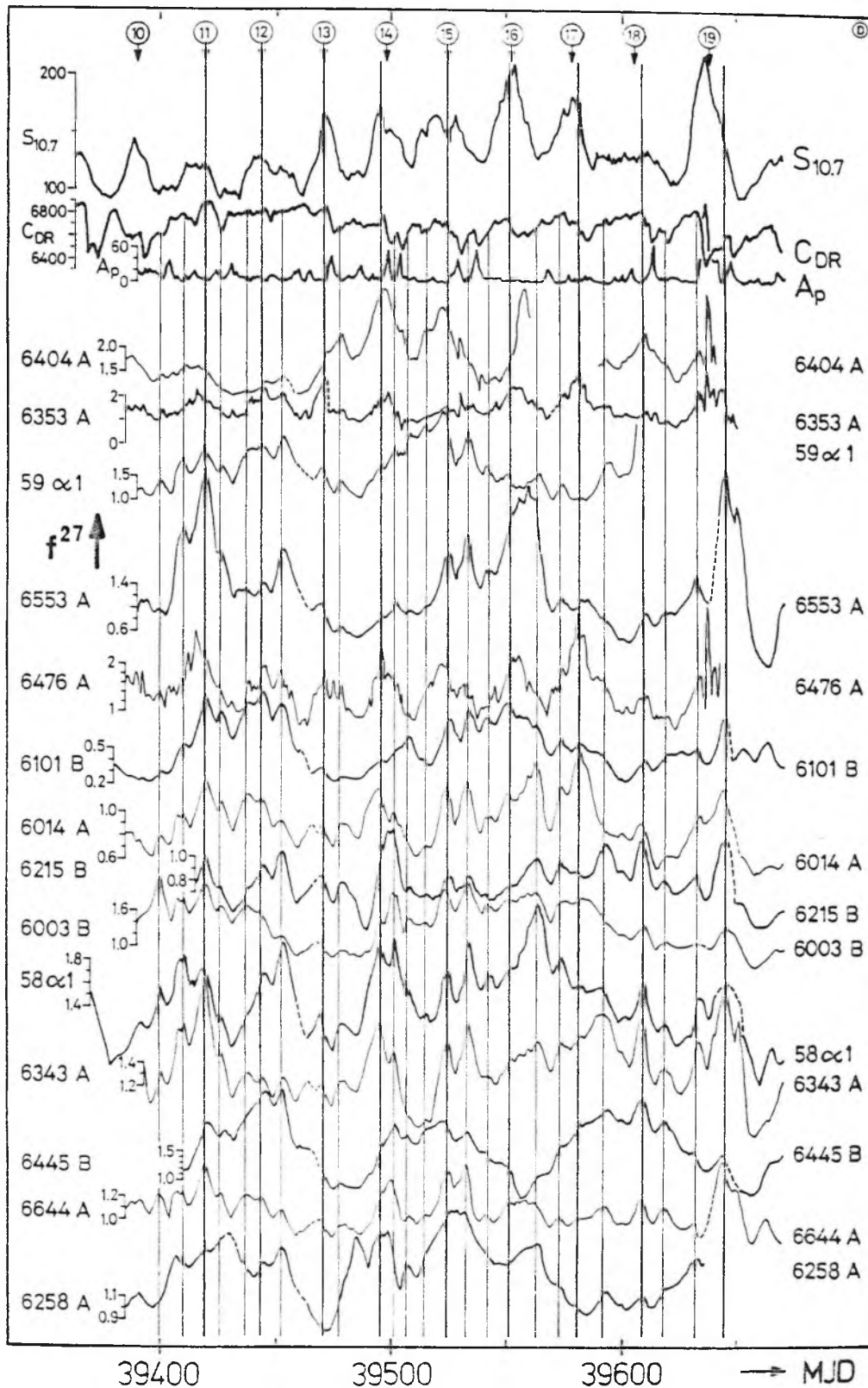
CIRA 86, COSPAR International Reference Atmosphere 1986, Part I

Thermosphere Models, ed. D. Rees, Adv. in Space Res., Vol. 8, No. 5-6, 1988.



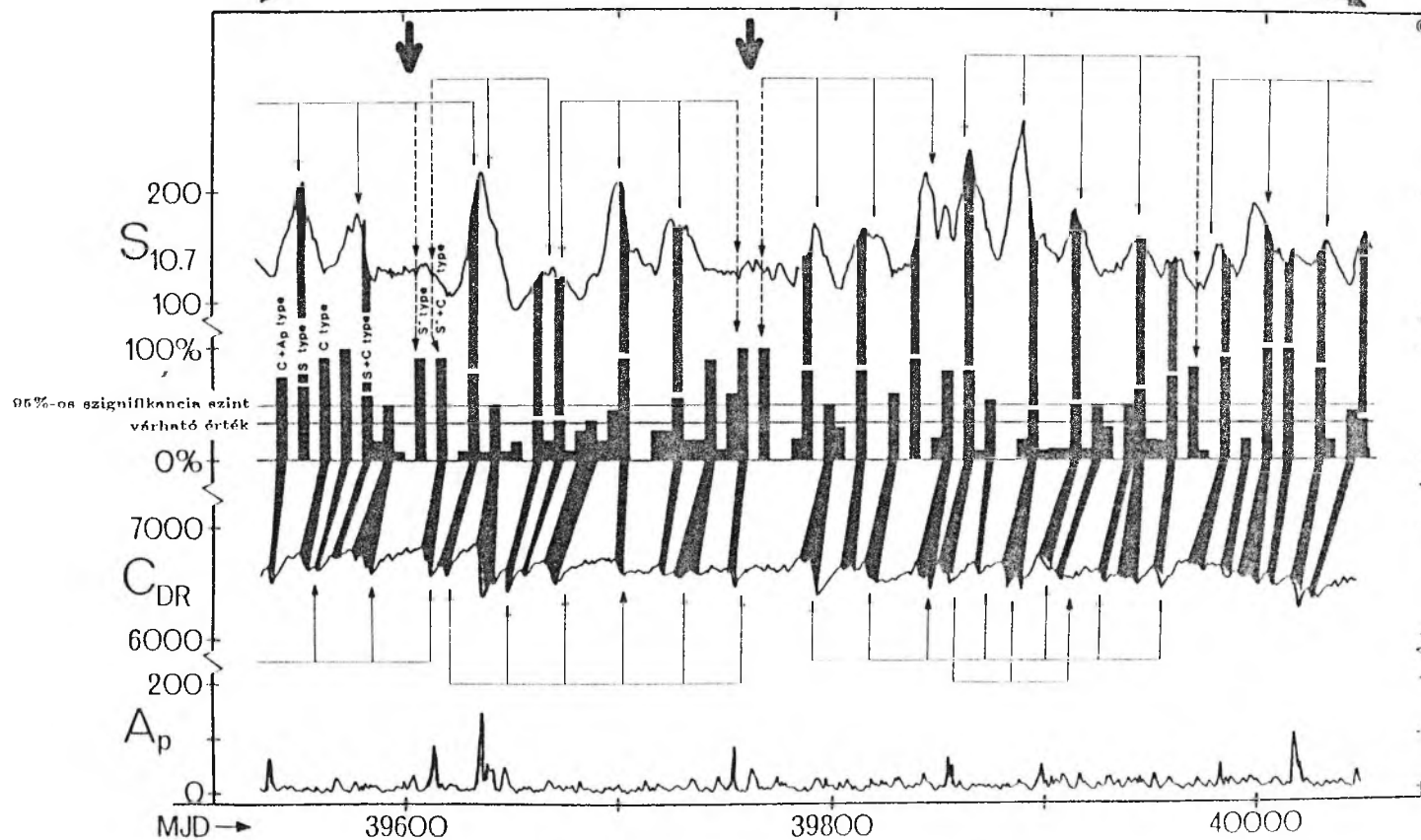
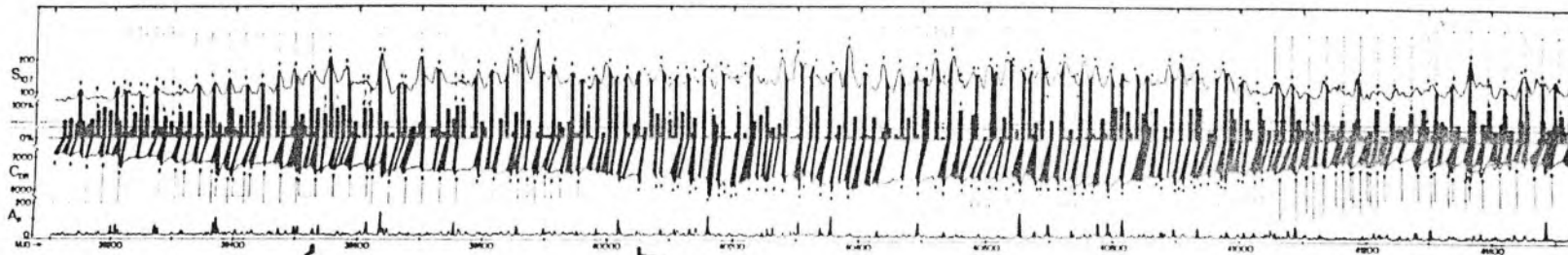
1. ábra

A kutatás alapötletét adó diagram. Az Echo-1 mesterséges hold életének utolsó 5 hónapjában PERLO programmal meghatározott pályaperiódus értékek (P) alul, a belőle számolt ρ légsűrűségértékek közepén (800 km magasságra redukálva) és a Nap 10,7 cm-es rádiósugárzásának intenzitása ($S_{10,7}$, folytonos vonal) fent. Az első 27 napos hullámot szaggatott vonallal ismételtük meg, amely azt mutatja, hogy mi lenne várható, ha a Nap 27 napos periódusú változása szabályos lenne. A ρ görbe április végén is mutatja a 27 napos ciklust, annak ellenére, hogy az $S_{10,7}$ görbén fázisugrás következett be, és már nincs $S_{10,7}$ maximum a ρ maximum idején.



2. ábra

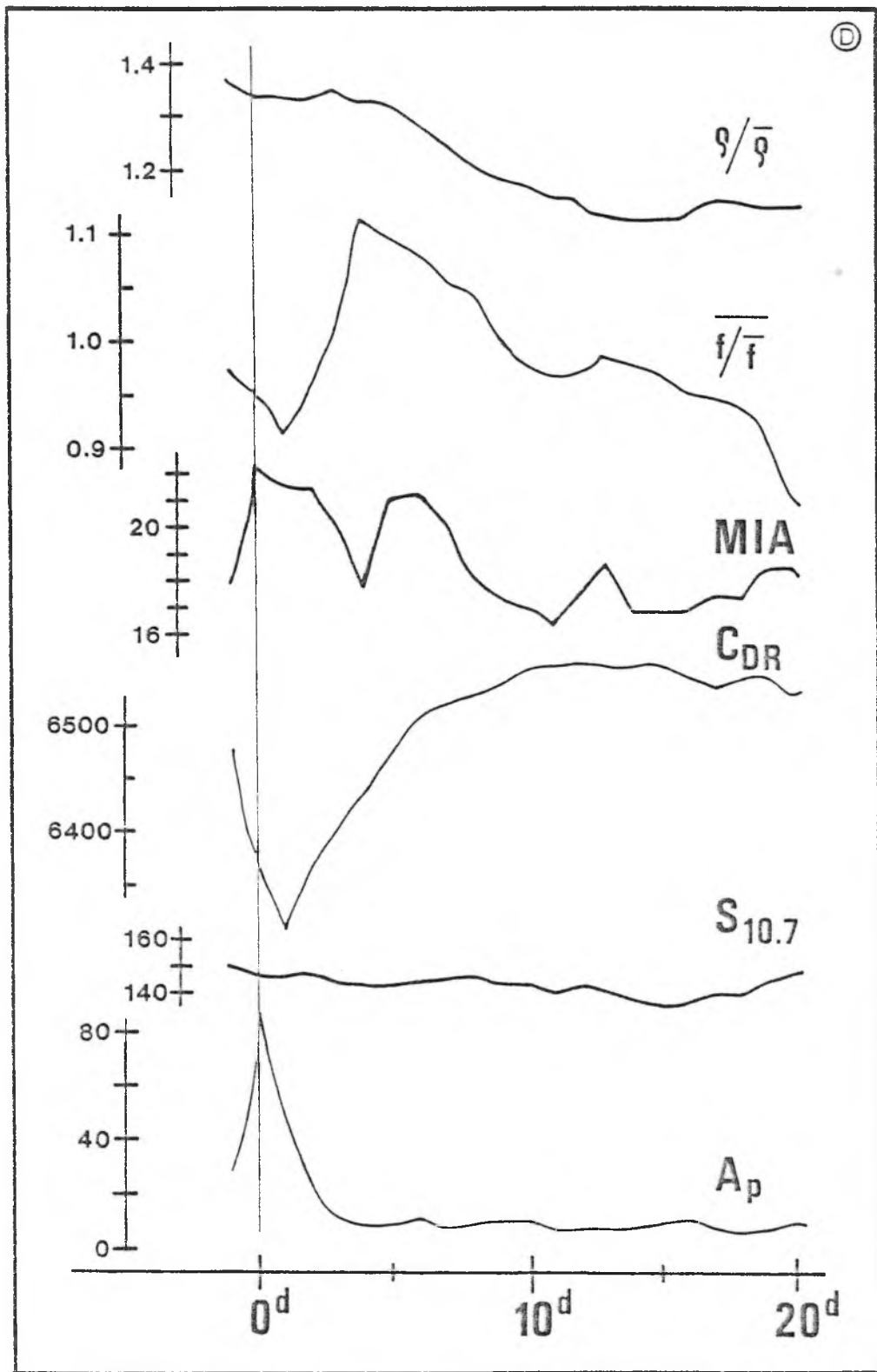
Tizennégy mesterséges hold fékeződésének párhuzamos feldolgozása tíz darab, 27 napos cikluson keresztül mutatja, hogy a vastag vonallal jelzett — tehát az $S_{10,7}$ alapján várható — maximumokon kívül a vékony vonalakkal jelzett helyeken párhuzamosan sok hold jelez sűrűsénövekedést, holott ezt semmiféle modell alapján nem várnánk.



3. ábra

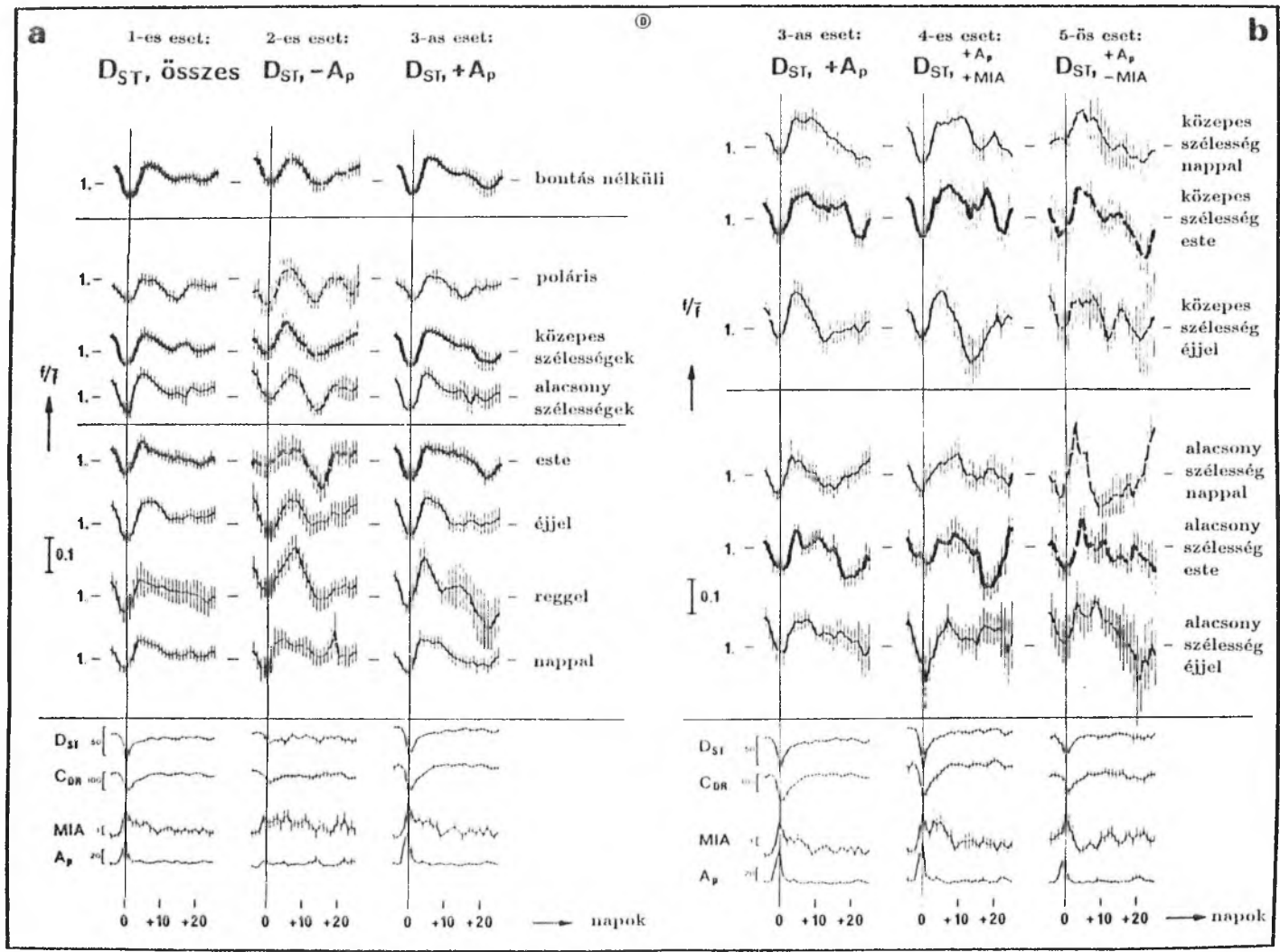
Fékeződéses anyagból ötvenkilenc hold párhuzamos feldolgozása alapján hét éves időintervallumban azt vizsgáltuk, hogy 5 napon belül az akkor éppen pályán lévő holdak hány százaléka mutatott lokális maximumot. Látható, hogy az $S_{10,7}$ maximumainál

várható lokális maximumokon (74 db.) kívül sok más helyen is (összesen 158 db.) megjelennek maximumok, amelyeket C_{DR} csökkenés előz meg, és amelyek hosszú, néha 10-12 tagból álló sorozatokat alkotnak.



4. ábra

Fékeződéses anyagból superponált epochák módszerével készített görbék. A semleges légköri geomágneses utóhatás (NPSE) a sűrűségben (Q/\bar{Q}) lassúbb lefutásban jelentkezik, mint a változás indexeként használt A_p a modelltől való eltérésben (f/\bar{f}) pedig egy a vihar főfázisa utáni maximumban, amely az ionoszférikus utóhatással (MIA) egyidőben jelentkezik. A C_{DR} is lassabban tér vissza nyugalmi állapotába, mint az A_p , ugyanúgy egy hosszabb visszatérési fázisa van, mint a Dst-nek, amit ez az ábra nem mutat. Látható viszont, hogy az NPSE a C_{DR} visszatérési fázisára esik.



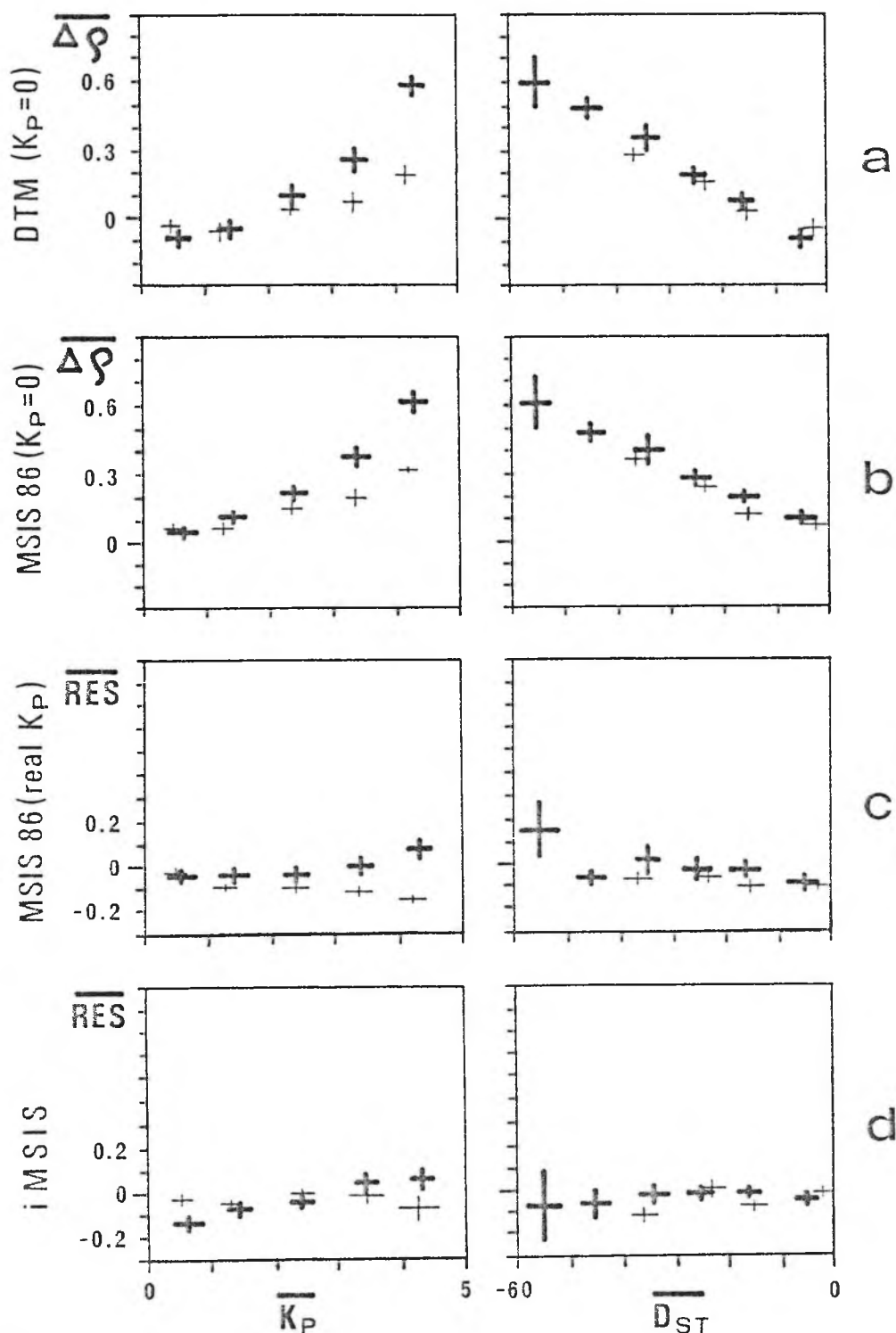
5. ábra

Ötvenkilenc hold 7 éves fékeződési anyagából 109 geomágneses vihar esetére szuperponált epochák módszerével megkonstruált görbék különféle csoportosításban. Az f/\bar{f} a modelltől való eltérést képviseli, ezért a vihar idején alacsonyok az f értékek, mert az A_p -vel a geomágneses effektus f -ből már ki van vonva. A legerősebb az utóhatás, ha a Dst minimumot A_p maximum és ionoszférikus utóhatás is (MIA) követi, és este, közepes szélességeken tart a legtovább.

+ Mérések a visszatérési fázisban

+ Mérések a visszatérési fázison kívül

⊙

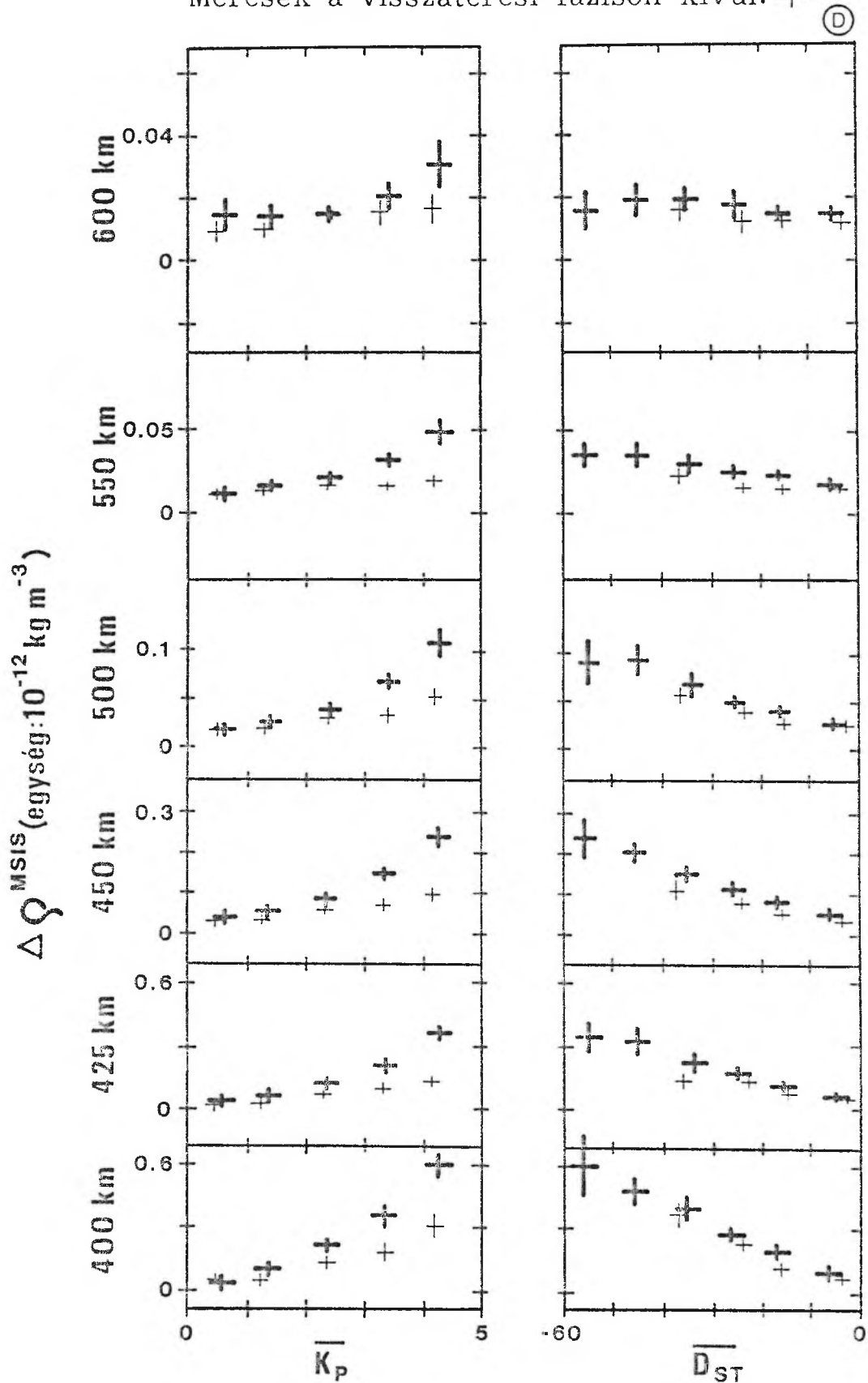


6. ábra

CACTUS mérések alapján, szuperponált epochák módszerével, a viharos napok pontjainak kihagyásával megszerkesztett ábra. A geomágneses tag ($\overline{\Delta Q}$) a K_p kétértékű függvénye, és ez modellettől függetlenül igaz (a és b baloldalt), ugyanakkor a D_{ST} -nek egyértékű függvénye (a és b jobboldalt). A c sorban bemutatott két ábra az MSIS modell maradéka ebben is mutatkozik még a kétértékűség. Az alsó két ábra (d) az általunk javított iMSIS modell (improved MSIS) maradékára a kétértékűség már nem szignifikáns.

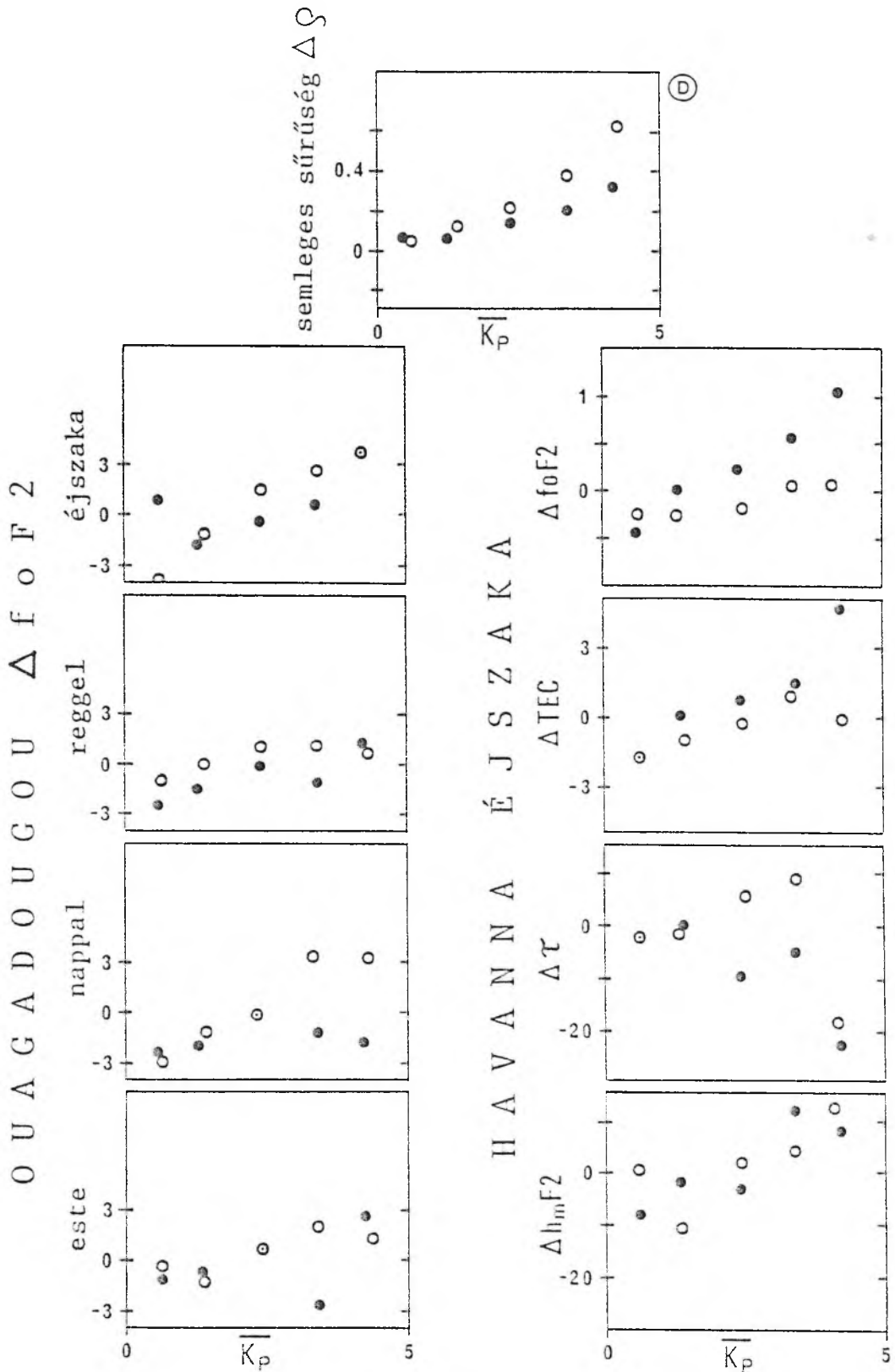
Mérések a visszatérési fázisban: +

Mérések a visszatérési fázison kívül: +



7. ábra

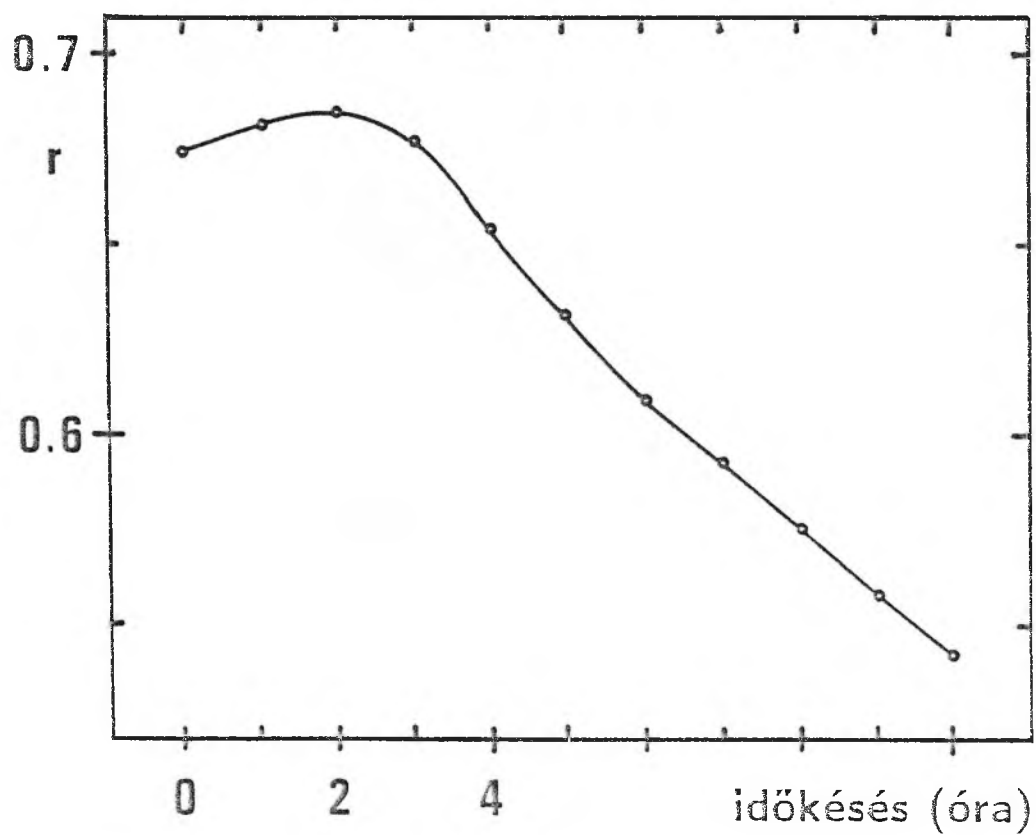
Ugyanaz, mint a 6. ábra, csak más magasságokra is bizonyítja ugyanazt az állítást.



- Mérések a visszatérési fázisban
- Mérések a visszatérési fázison kívül

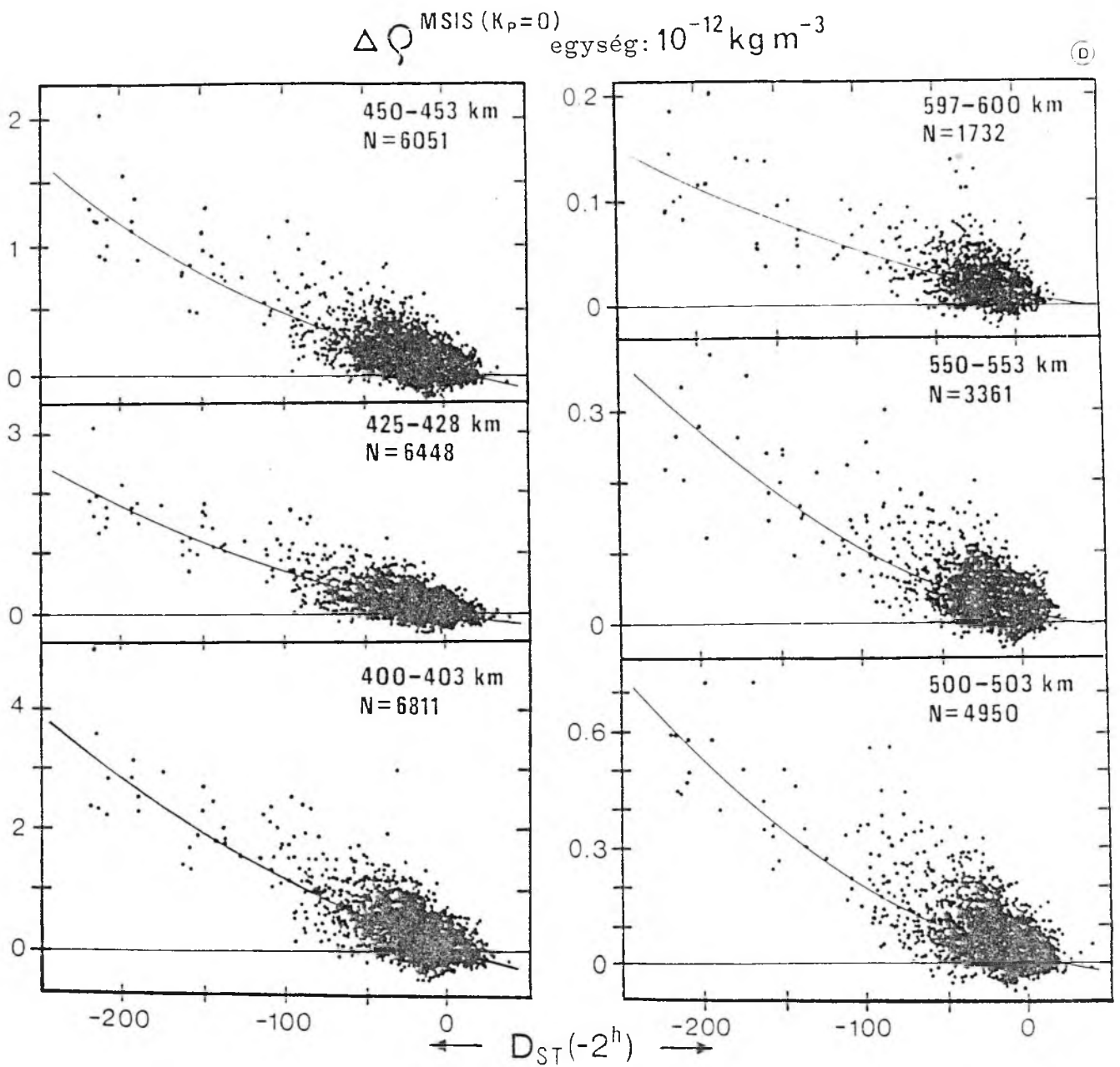
8. ábra

Bizonyos ionoszféra paraméterek K_p függése a 6. ábrához hasonlóan megszerkesztve. A $\Delta foF2$ -ben és $\Delta \tau$ -ban mutatkozó szeparáció Bencze Pál szerint lokálisan energia betáplálását jelzi.



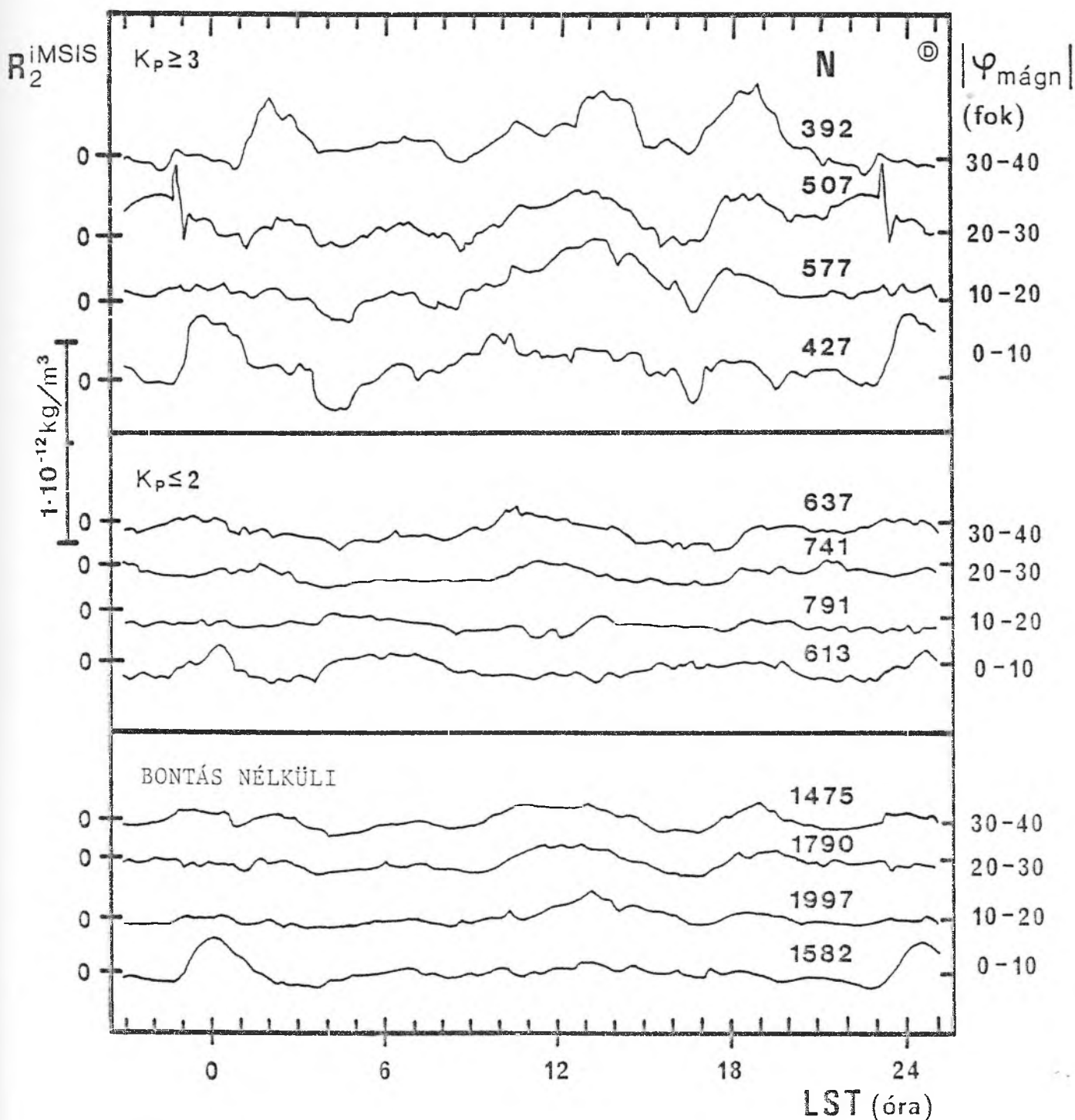
9. ábra

CACTUS mérések alapján MSIS modellt használva a ΔQ geomágneses tag késésének meghatározása a Dst-hez képest (r a korrelációs együttható). A késés 2 órának adódott.



10. ábra

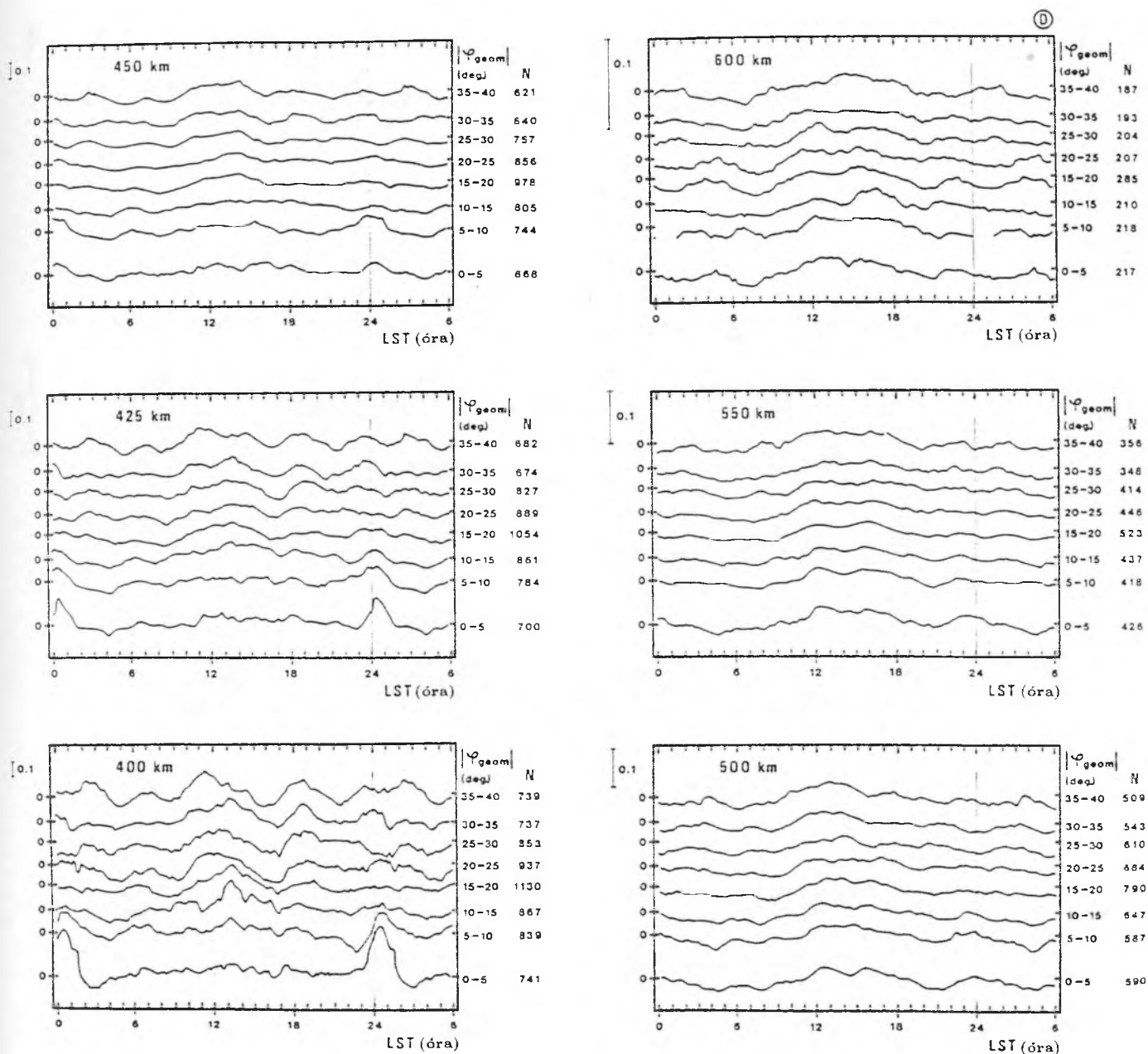
Míg a 6. és 7. ábrákon csak a nyugalmi időszakok mérései szerepeltek, addig ezen az ábrán minden CACTUS mérés, tehát a viharos napok geomágneses tagja is ábrázolva van a D_{ST} függvényében — a regresszióval meghatározott kvadratikus függéssel együtt, külön-külön minden magasságra.



11. ábra

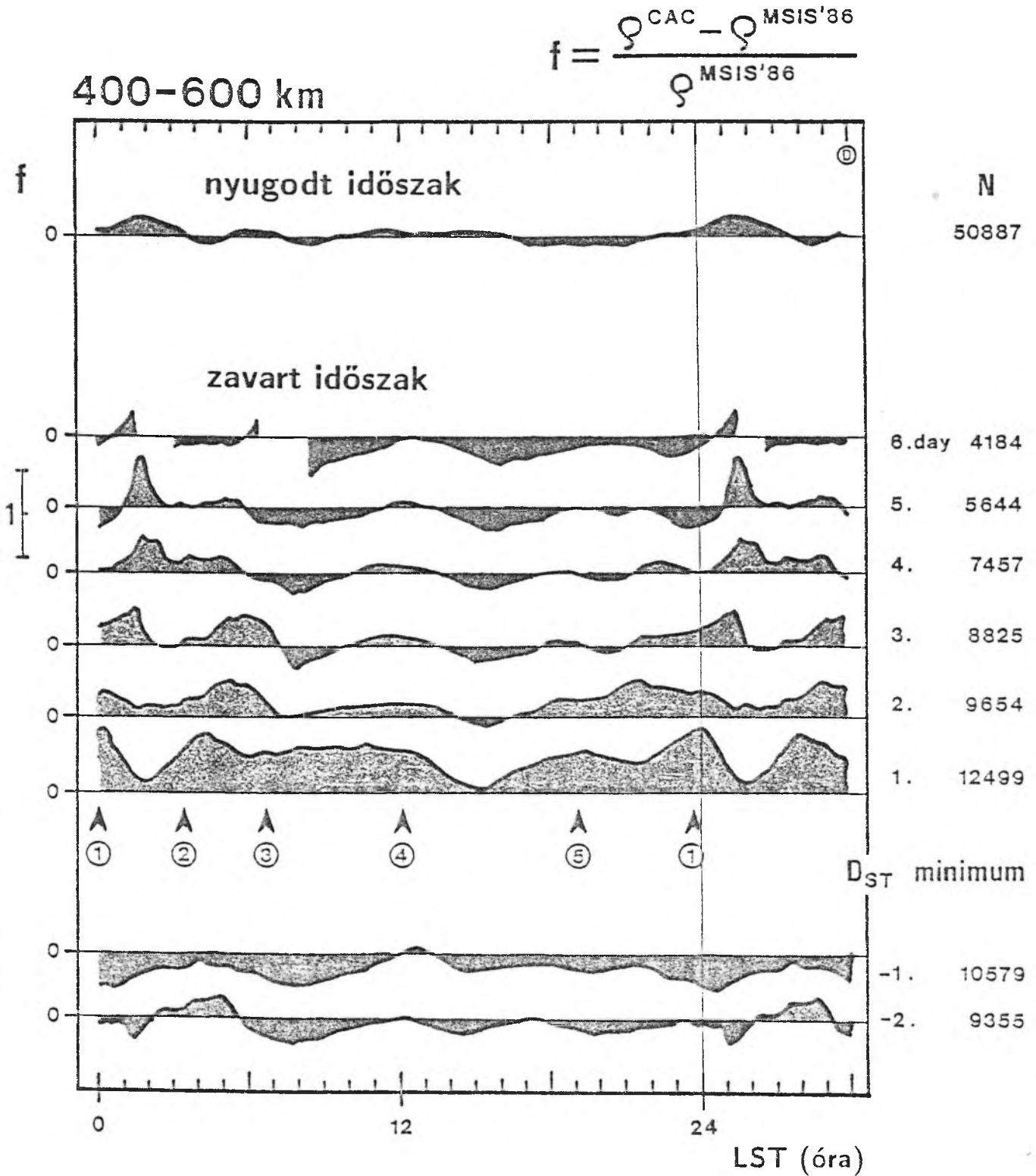
A 10. ábrán bemutatott kvadratikus függvény utáni maradékok a 400-403 km-es magasságintervallumban, a geomágneses aktivitás szerint és geomágneses szélesség szerint 10° -onként csoportosítva, csúszóközepelt görbék formájában. Az amplitúdók nőnek a viharszinttel. Az éjjéli maximum csak 10° alatt jelentkezik, a 18 óra környéki és a déli mellékmaximum amplitúdója nő a geomágneses szélességgel.

Maradékok



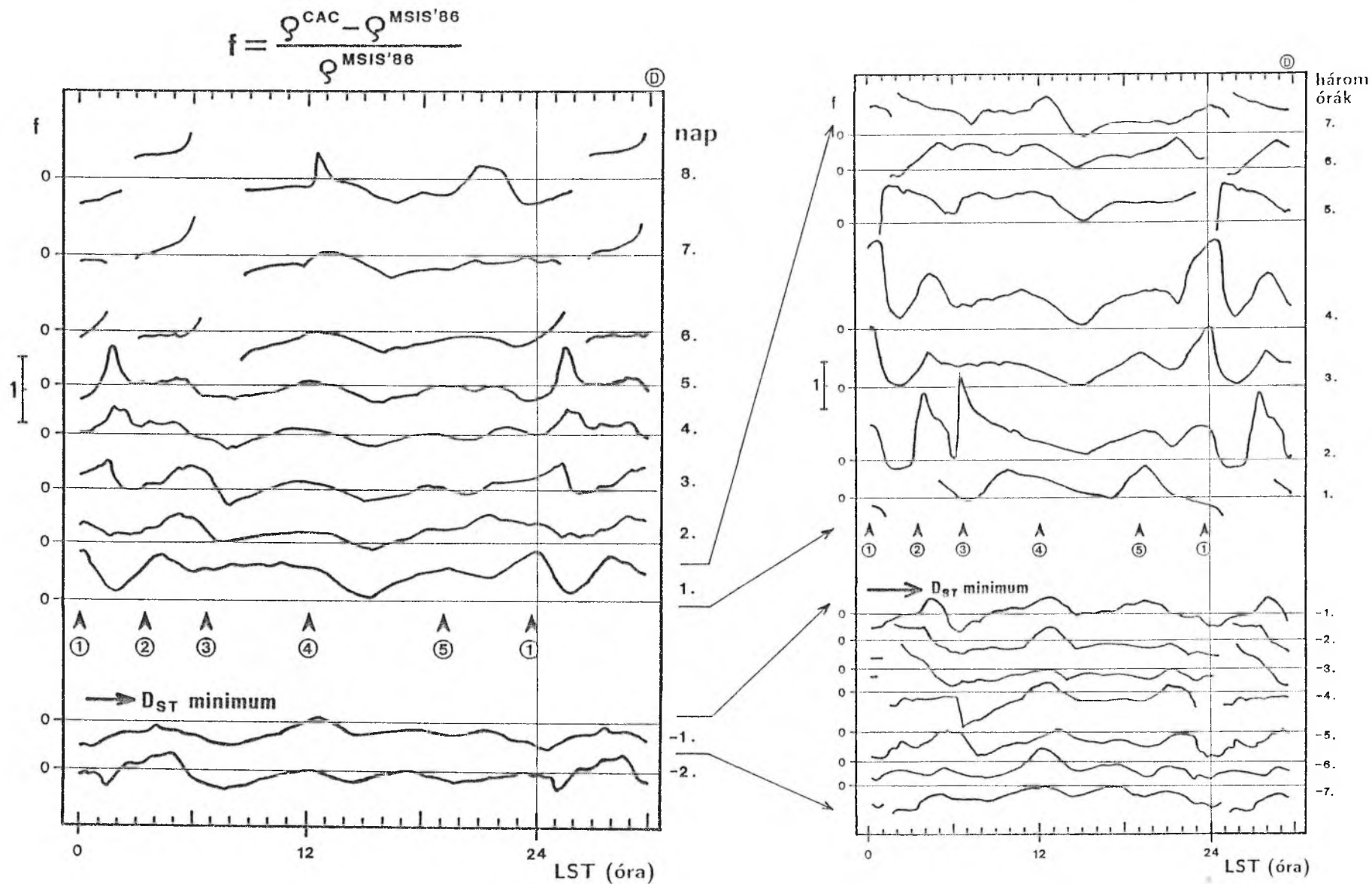
12. ábra

Ugyancsak a 10. ábrán bemutatott kvadratikus függvény utáni maradékokkal az éjjéli maximum finomszerkezetét vizsgálandó készült ez az 5° -os bontású görbesor a 400-403 km majd a többi magassági intervallum összes észleléséből csúszóközepelt görbék formájában. Látszik, hogy a napszakos menet minden magasságban hasonló szerkezetű, de a lokális maximumok amplitúdója $\Delta\varphi$ -ban nagyobb magasságban csökken. Az éjjéli maximum kb. 15° -ig jelentkezik, amplitúdója nő az egyenlítő felé. Az esti és a nappali maximum amplitúdója minden magasságban nő a geomágneses szélességgel.



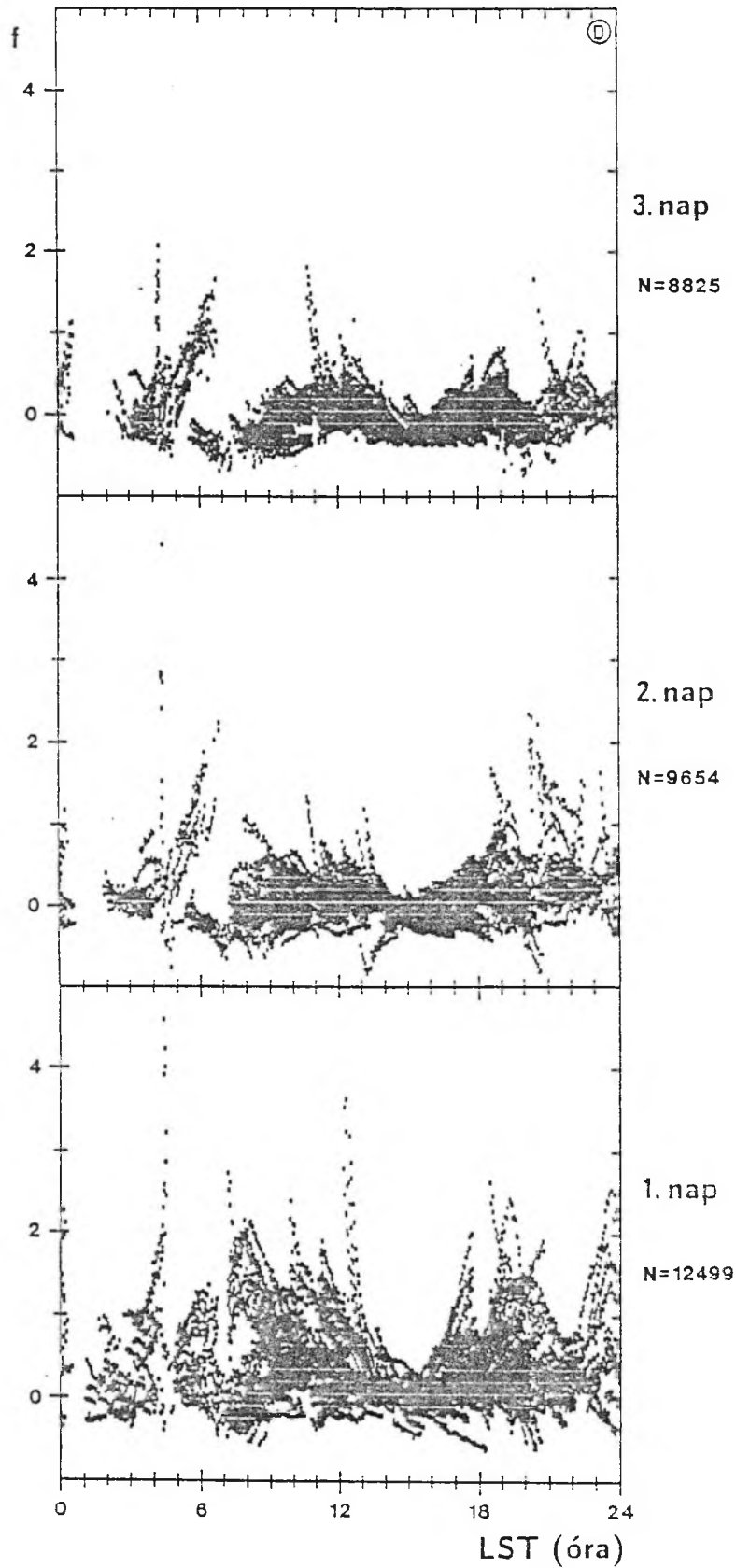
13. ábra

Az MSIS modell maradékaiból szerkesztett csúszóközepelt görbék a vihar környéki napokra külön-külön. A nyugodt napra jellegzetes alakot (felső görbe) a görbék 4-5 nappal a vihar után veszik fel újra. A bekarikázott számok lehetséges lokális maximumok helyét jelölik (lásd a következő ábra).



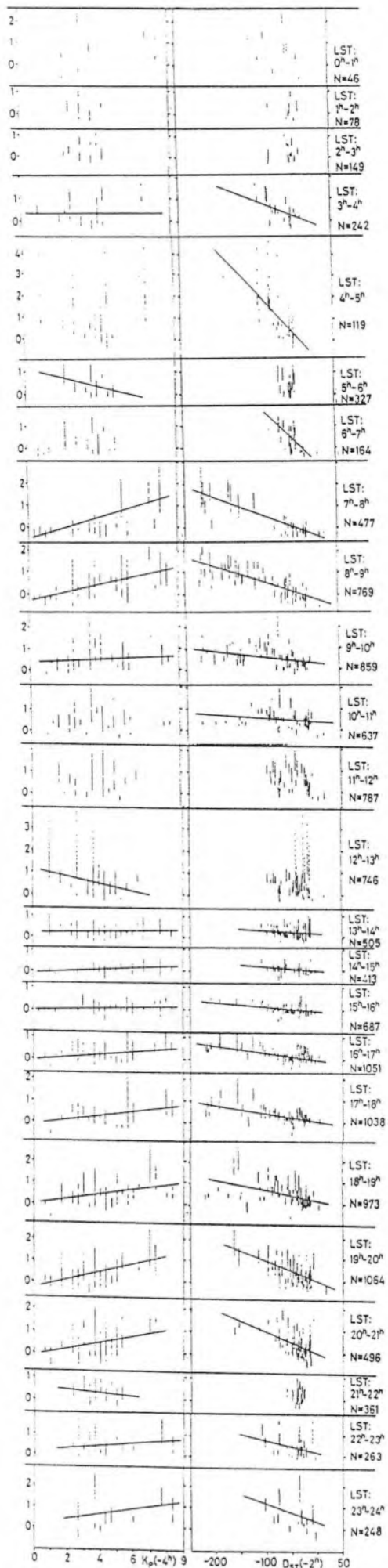
14. ábra

A vihar előtti és utáni 24 óra időbeli órás felbontását mutatja csúszóközepelt görbéken a jobboldali ábra — a különböző lokális maximumok időbeli viselkedésének tanulmányozásához. Látható, hogy a lokális maximumok nem egyszerre jelennek meg, és nem egyszerre csengenek le. Ez nem azonos energiabetáplálási mechanizmusra enged következtetni a különböző lokális maximumokat illetően.



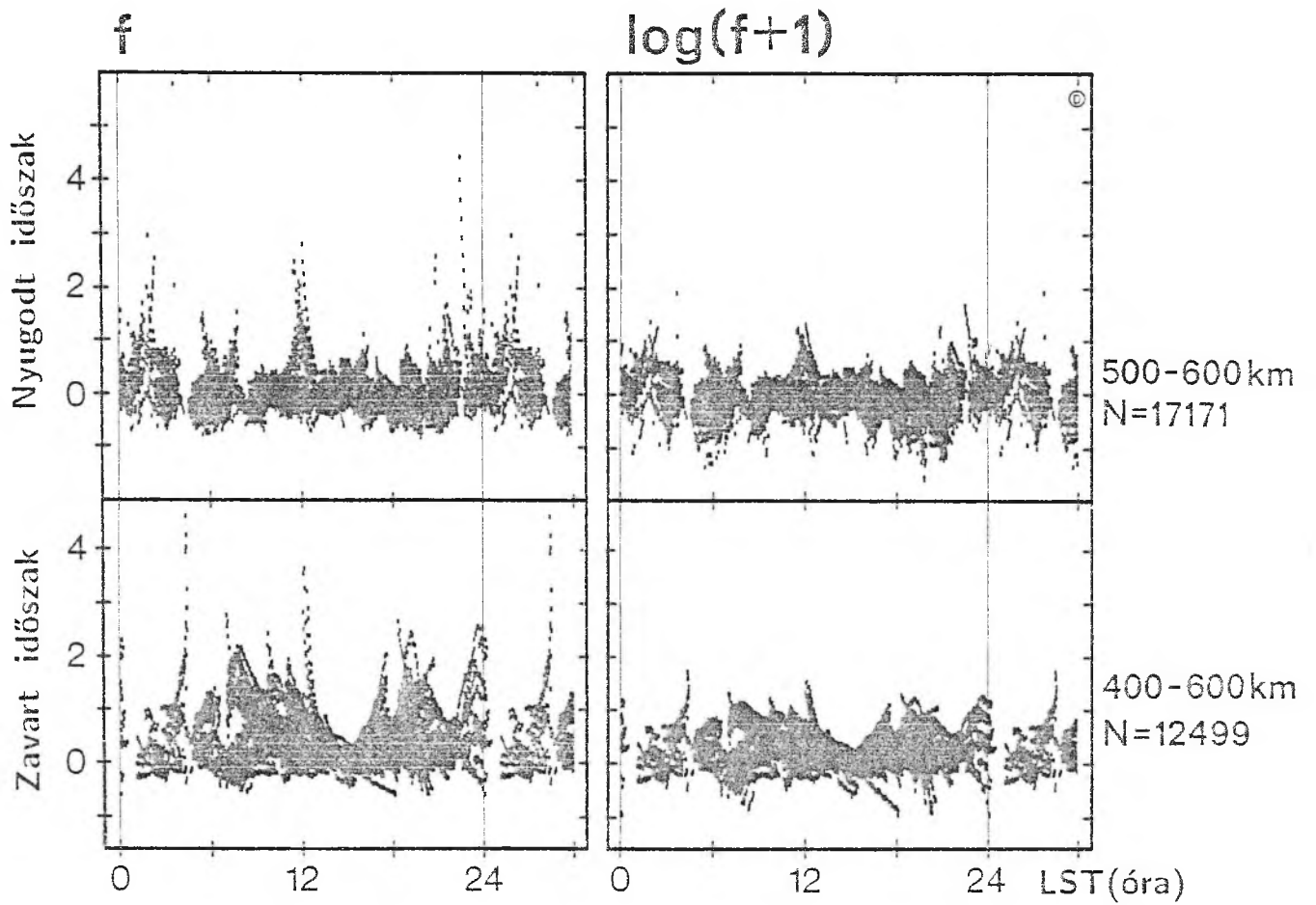
15. ábra

MSIS maradékok momentán értékei a vihar utáni első három 24 óra összes CACTUS észleléséből a helyi idő (LST) függvényében. Az adatok 400–600 km közöttre vonatkoznak. Feltűnő a sűrűségi többlet több száz százalékos megugrása keskeny LST sávokban, amely az egymás utáni napokon ugyanott jelentkezik helyi időben, valamint a variancia megnövekedése szélesebb LST sávokban a korábban már emlegetett lokális maximumok helyein.



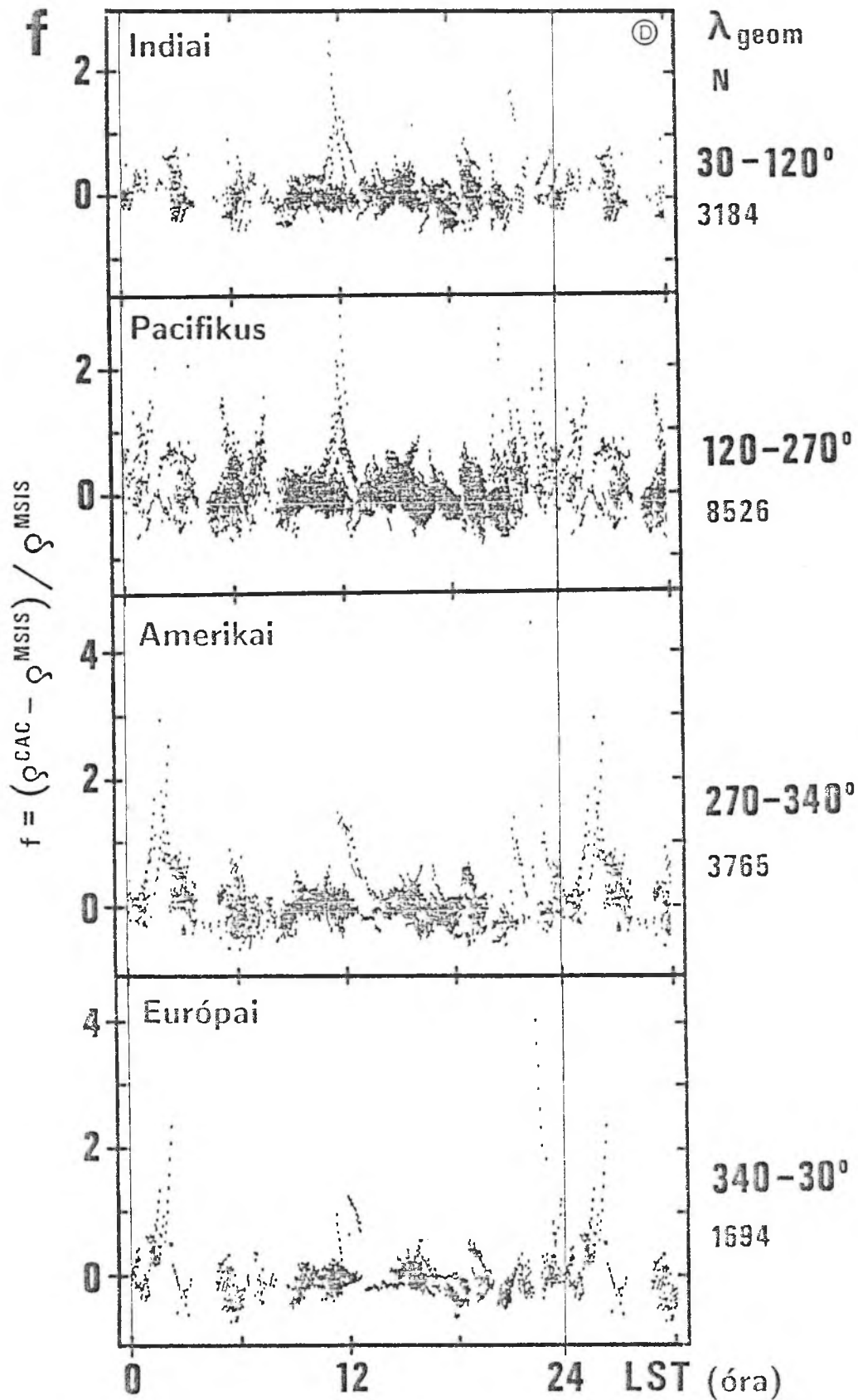
16. ábra

A 15. ábrán lévő alsó görbe momentán pontjainak K_p illetve D_{ST} függése 1-1 órás LST sávokban. A meredekség (fajlagos fűtés) szignifikánsan változik a nap folyamán. Ez a kép igazolja, hogy nem a nagy D_{ST} -jú időintervallumok véletlen eloszlása okozza bizonyos helyeken a variancia megnövekedését.



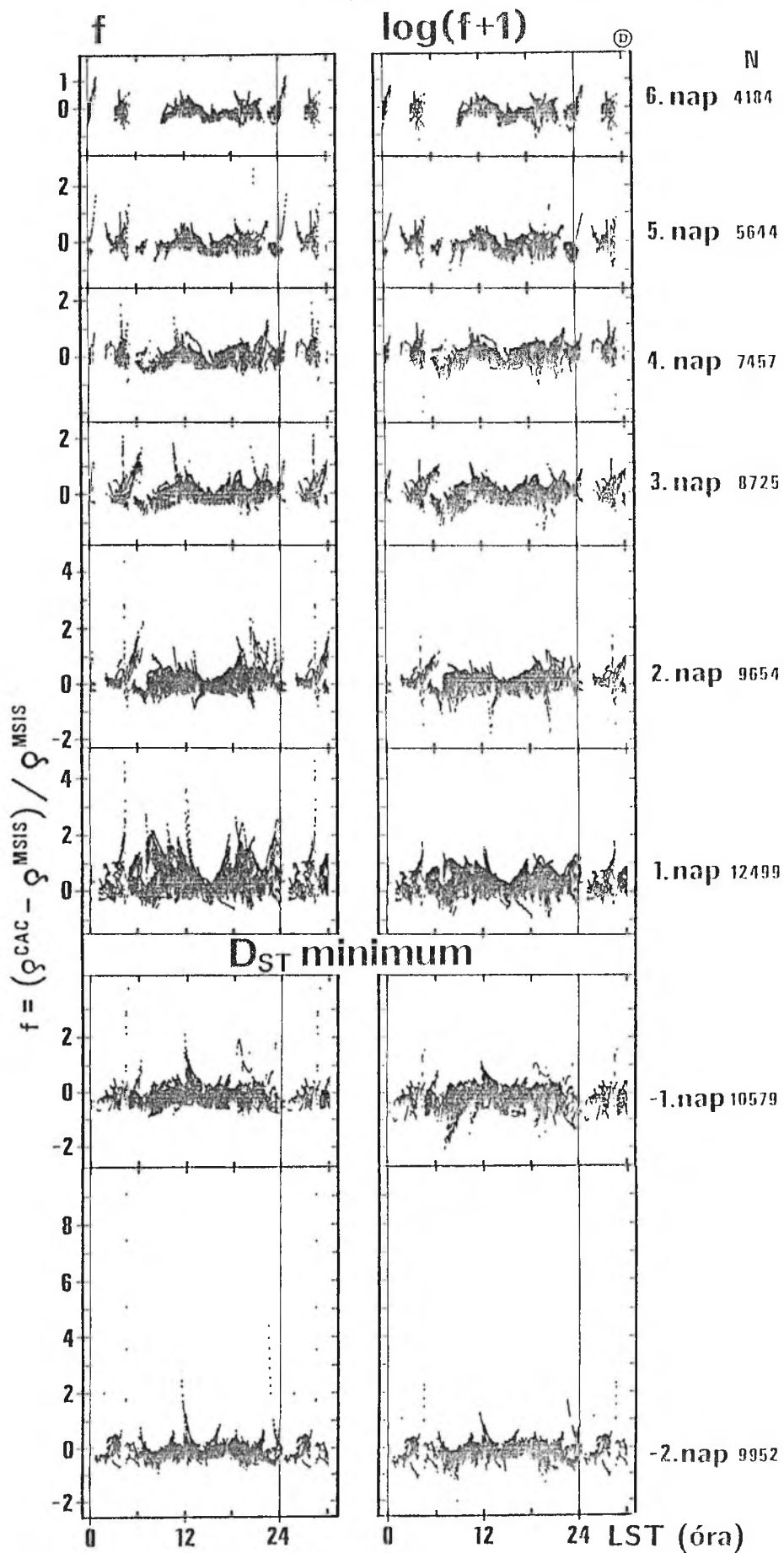
17. ábra

Ugyanaz, mint a 15. ábrán, csak a felső ábrapár nyugalmi időre és 500-600 km közötti magassági intervallumra vonatkozik. Feltűnő, hogy a sűrűség megugrásai vihar idején és nyugalomban is nagyságrendileg azonos amplitúdóval, és sokszor azonos LST-ben jelentkeznek.



18. ábra

Nyugalmi időre 500-600 km-re az MSIS modell maradékai különböző geomágneses hosszúsági szektorokban. A sűrűségi felugrások tendenciaszerűen mindenütt közel azonos LST-knél jelentkeznek, de a déli amplitúdója nagyobb az indiai-csendesóceáni, mint az amerikai-európai szektorokban.

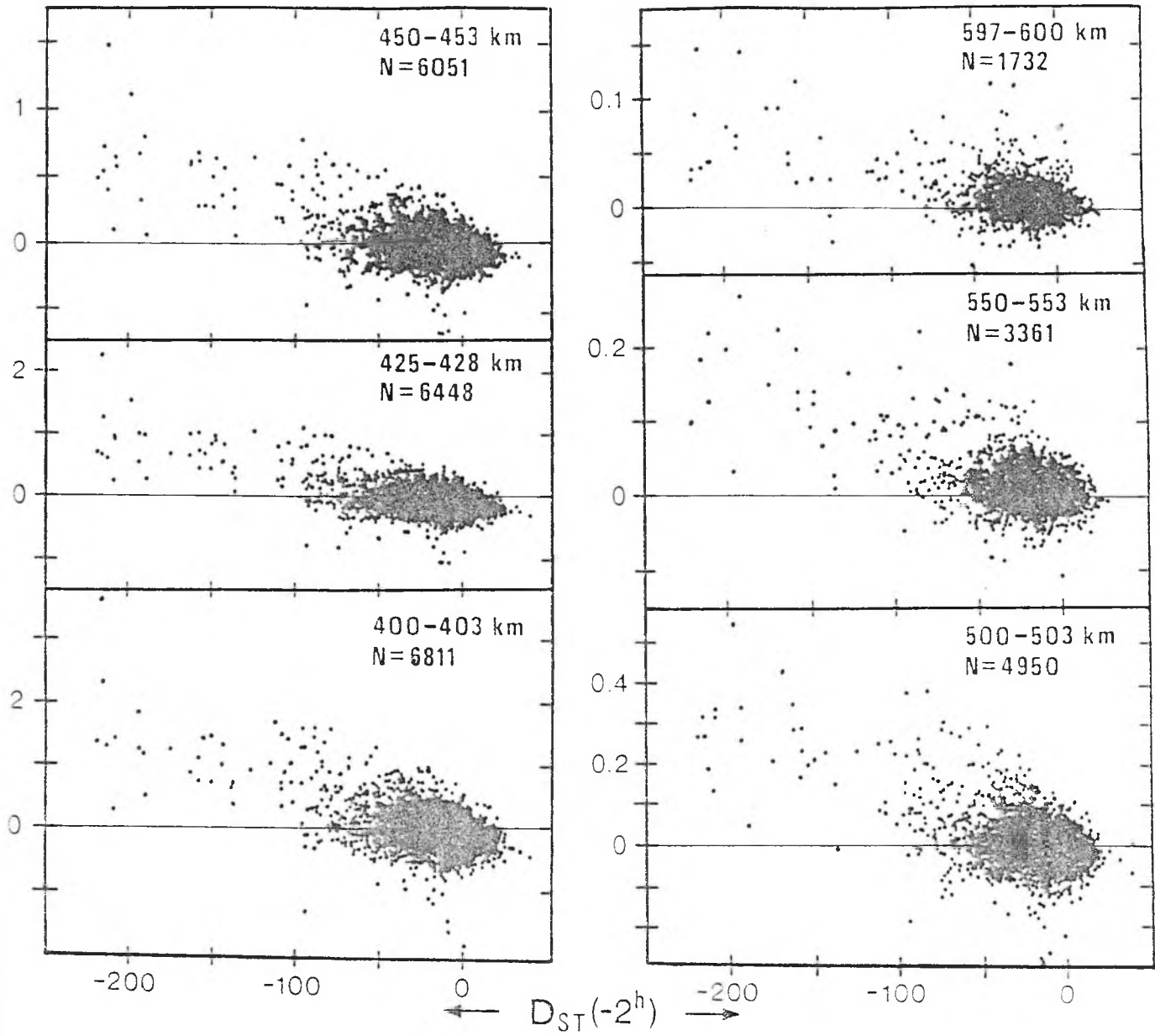


19. ábra

A baloldal ugyanaz, mint a 15. ábrán, csak több nap szerepel a vihar környékéről. A jobboldal ugyanezen napokra a $\log f$ értékeket mutatja. A két ábrázolás összehasonlítása lehetővé teszi a sűrűségi hullámok és a fűtés hatására bekövetkező sűrűsénövedések szétválasztását.

$\Delta \rho$ MSIS (real K_p)
egység: $10^{-12} \text{ kg m}^{-3}$

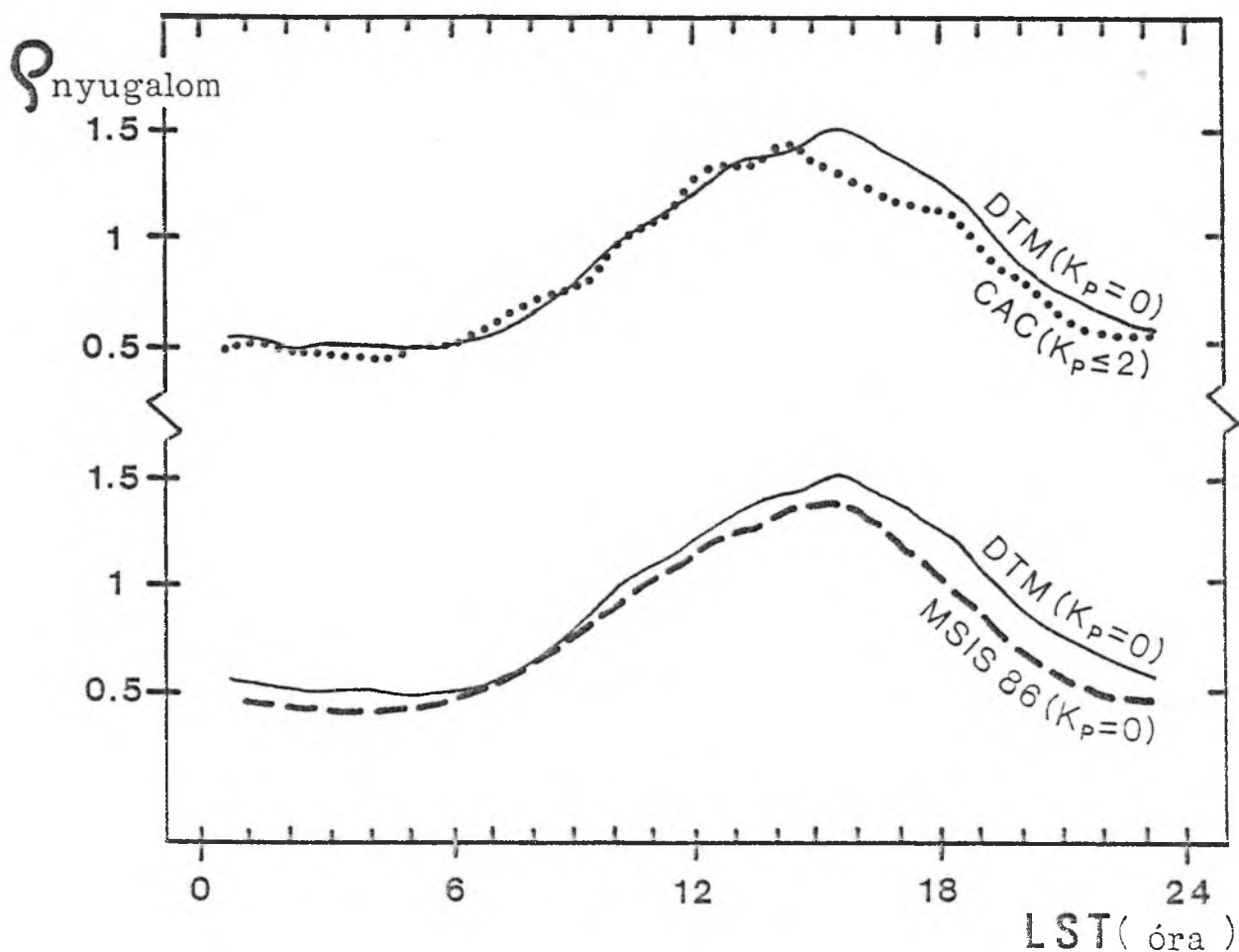
ⓓ



20. ábra

Az MSIS modell maradékai Dst függést mutatnak különböző magasságban.

Ennek figyelembevételével a modell még javítható lenne.

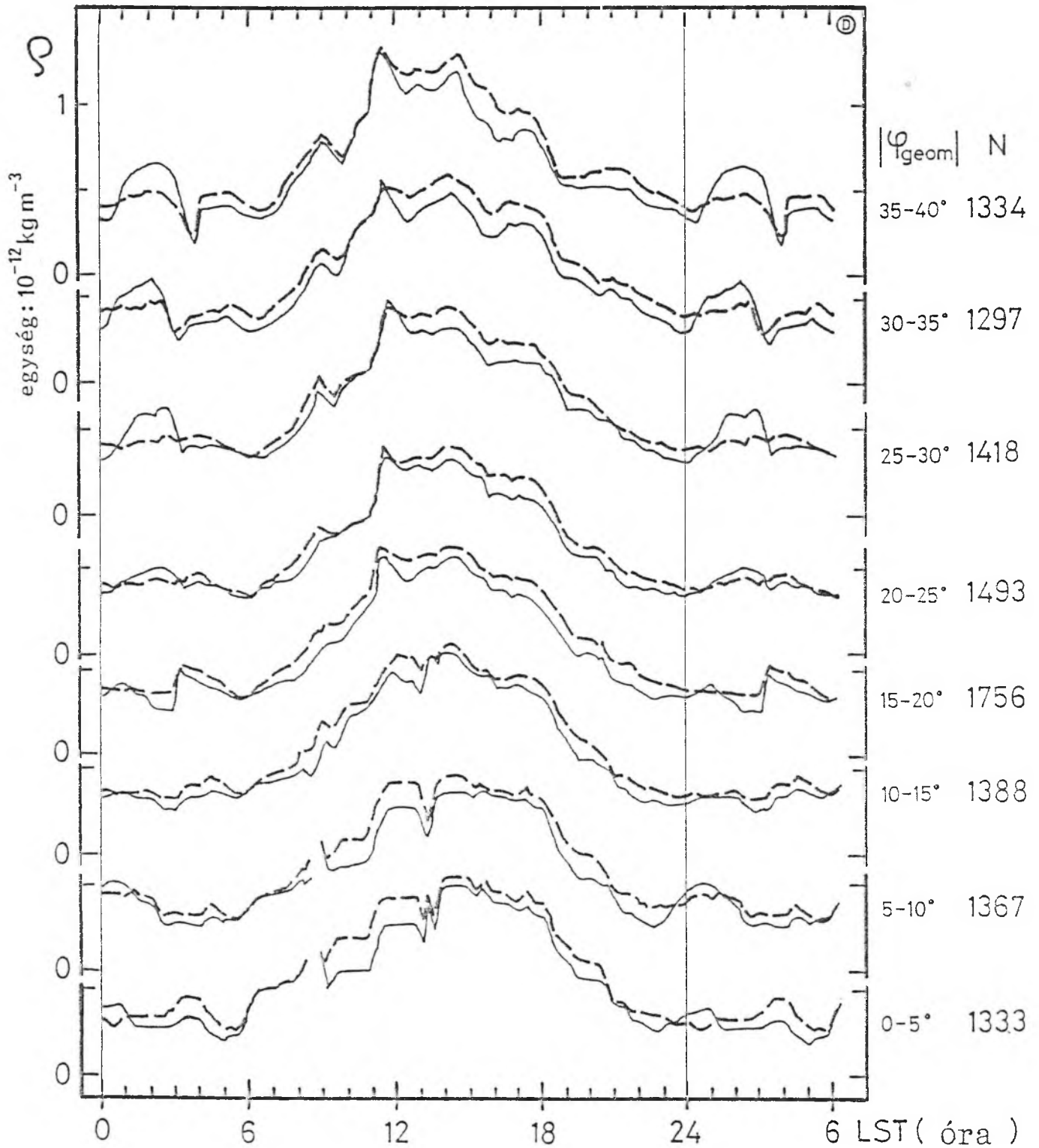


21. ábra

A felső csúszóközepelt görbe 400-430 km-en a DTM modell napszakos effektusának a hibáját mutatja be a CACTUS mérésekhez viszonyítva. A modell 2 órával későbbre adja a napi maximumot, mint azt a mérések jelzik, és 15 órától éjjelig a méréseknél nagyobb sűrűséget szolgáltat.

Nyugodt időszak
400-430 km

— CACTUS mérések
- - MSIS 86 model

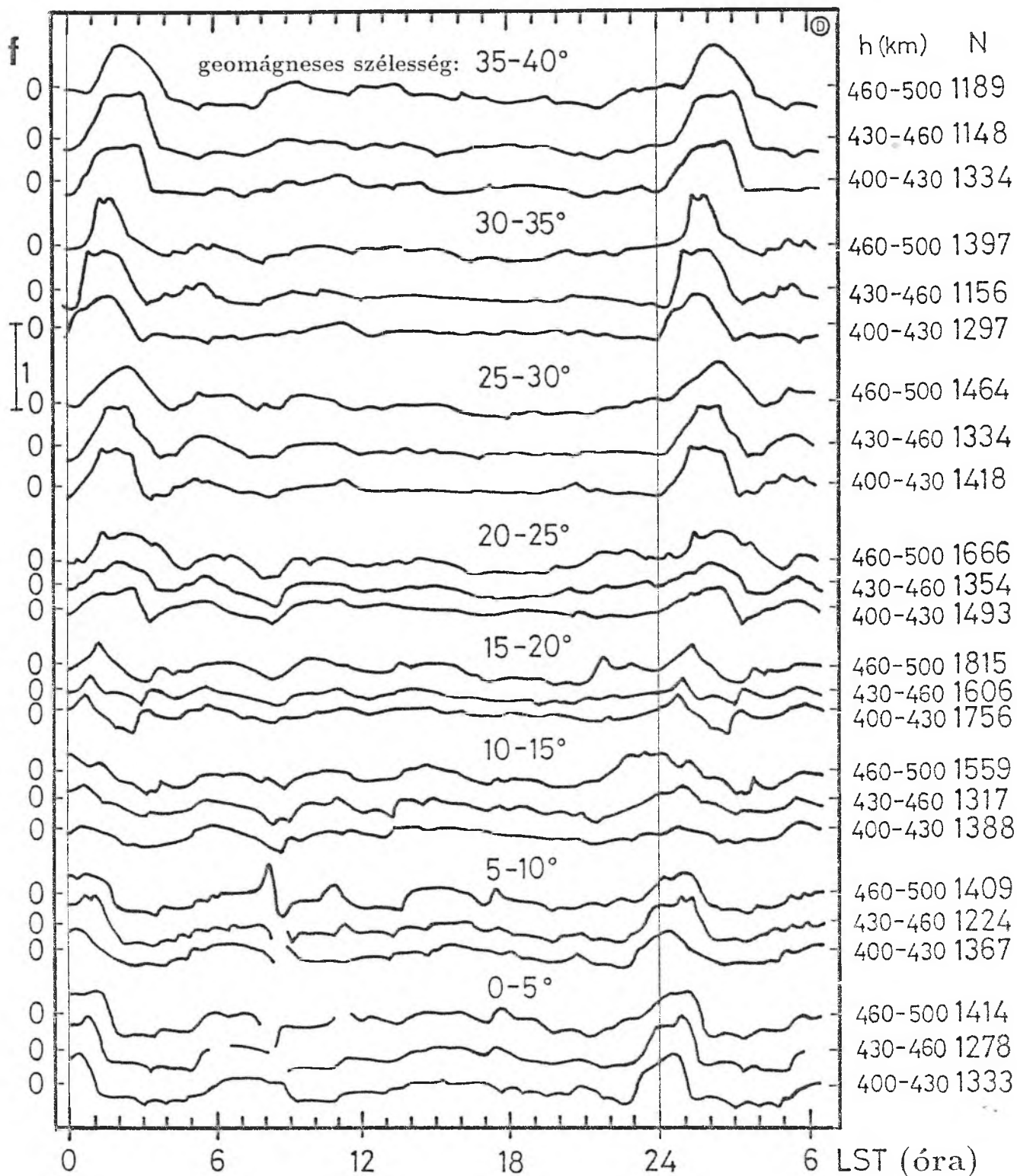


22. ábra

Nyugalomban az MSIS modell majdnem minden LST-n és minden geomágneses szélességen a mértnél nagyobb sűrűséget (ρ) szolgáltat ezen csúszóközepelt görbék tanúsága szerint.

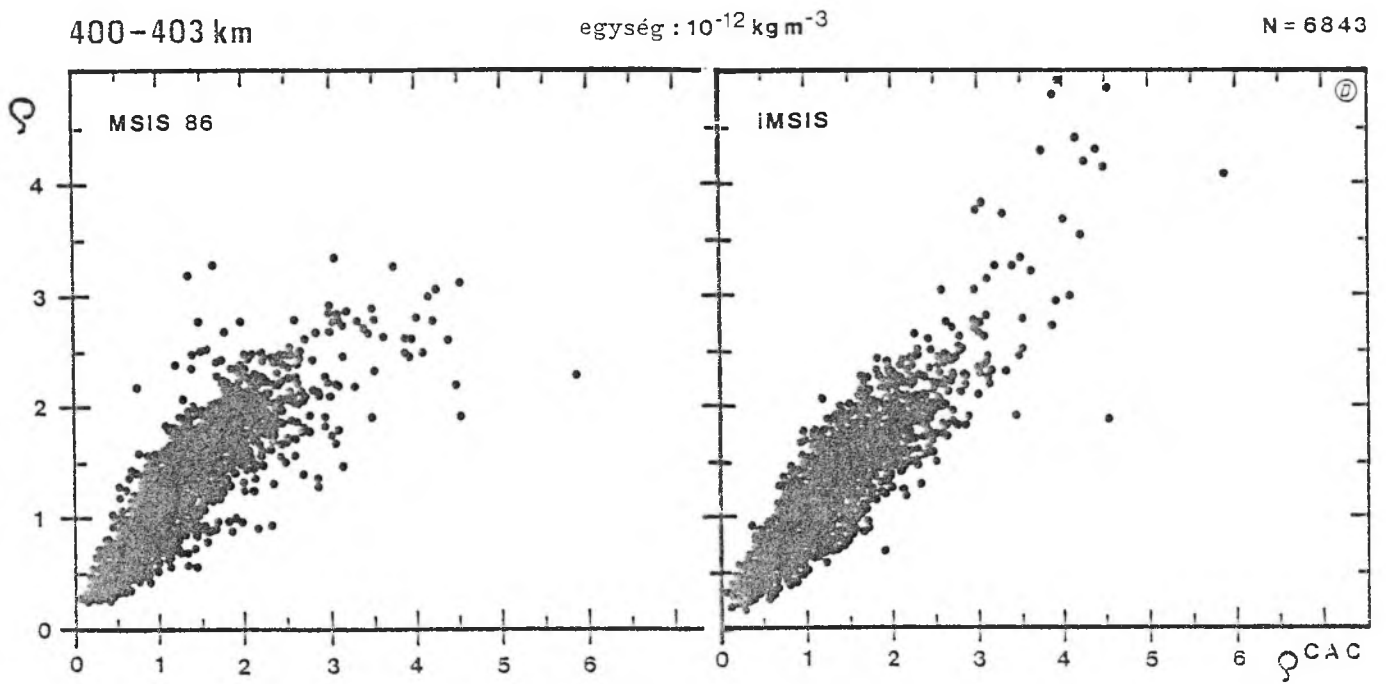
$$f = \frac{\rho^{CAC} - \rho^{MSIS'86}}{\rho^{MSIS'86}}$$

Nyugodt időszak



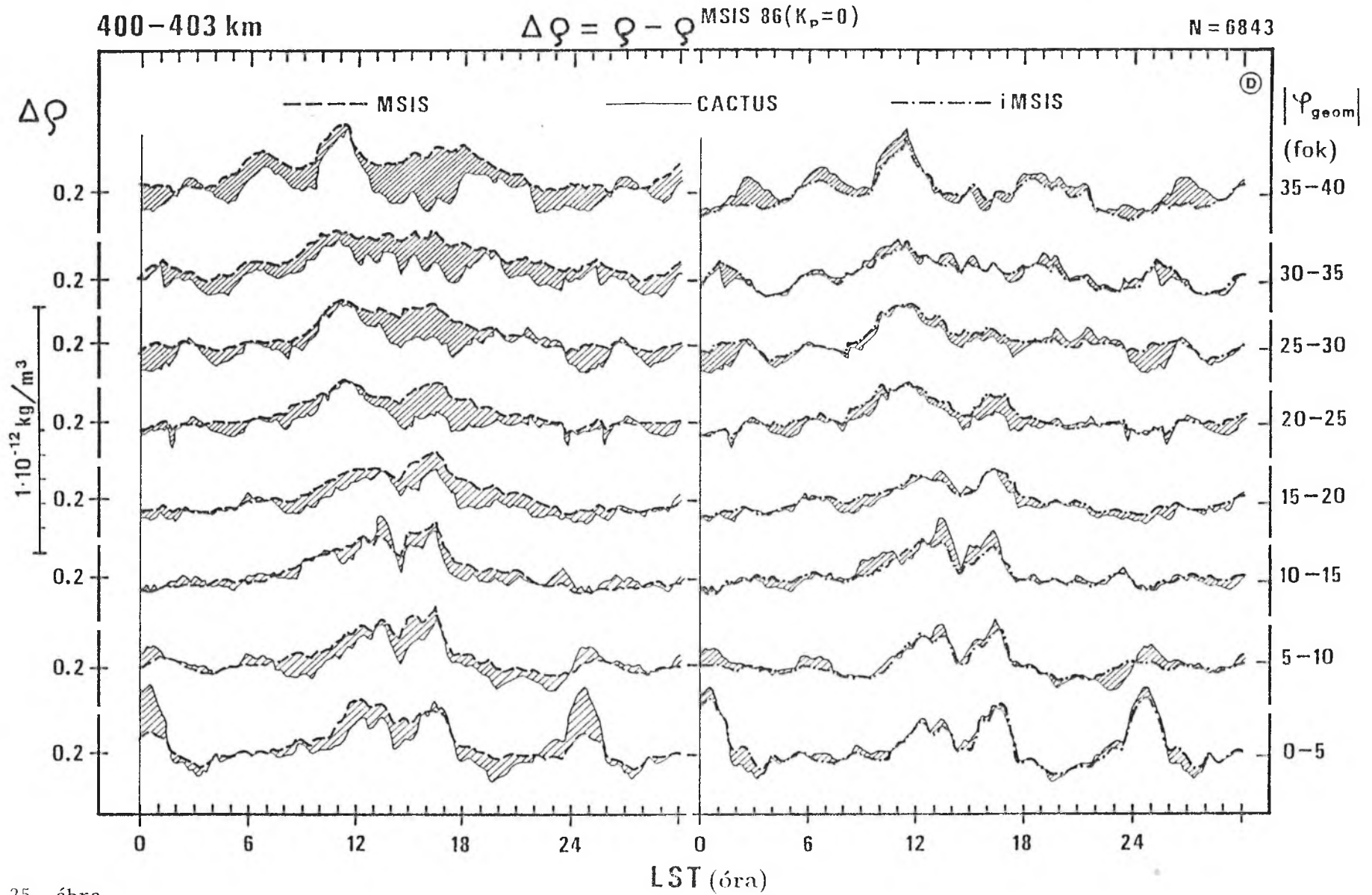
23. görbe

A 22. ábra anyagát látjuk most a modell maradékaiban, magasság szerint is bontva, ugyancsak csúszóközepelt görbék formájában. A feltűnő és minden magasságon jelentkező éjjélkörnyéki lokális maximumok 0 órától 2 órára tolódnak geomágneses szélességben 0°-tól 40°-ig haladva; a 15-25° egy határozottan zavart, átmeneti zónának tűnik a lokális maximumok szempontjából.



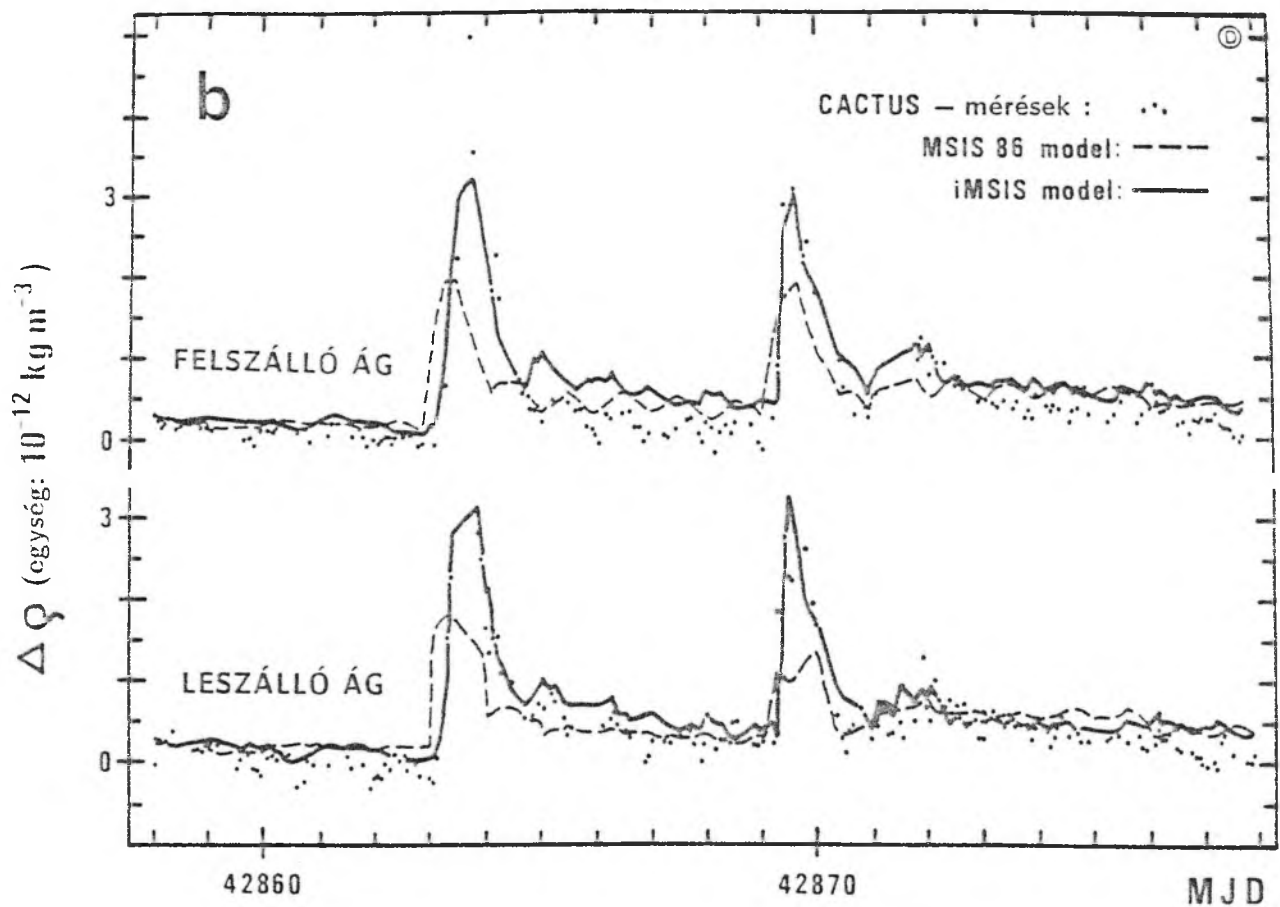
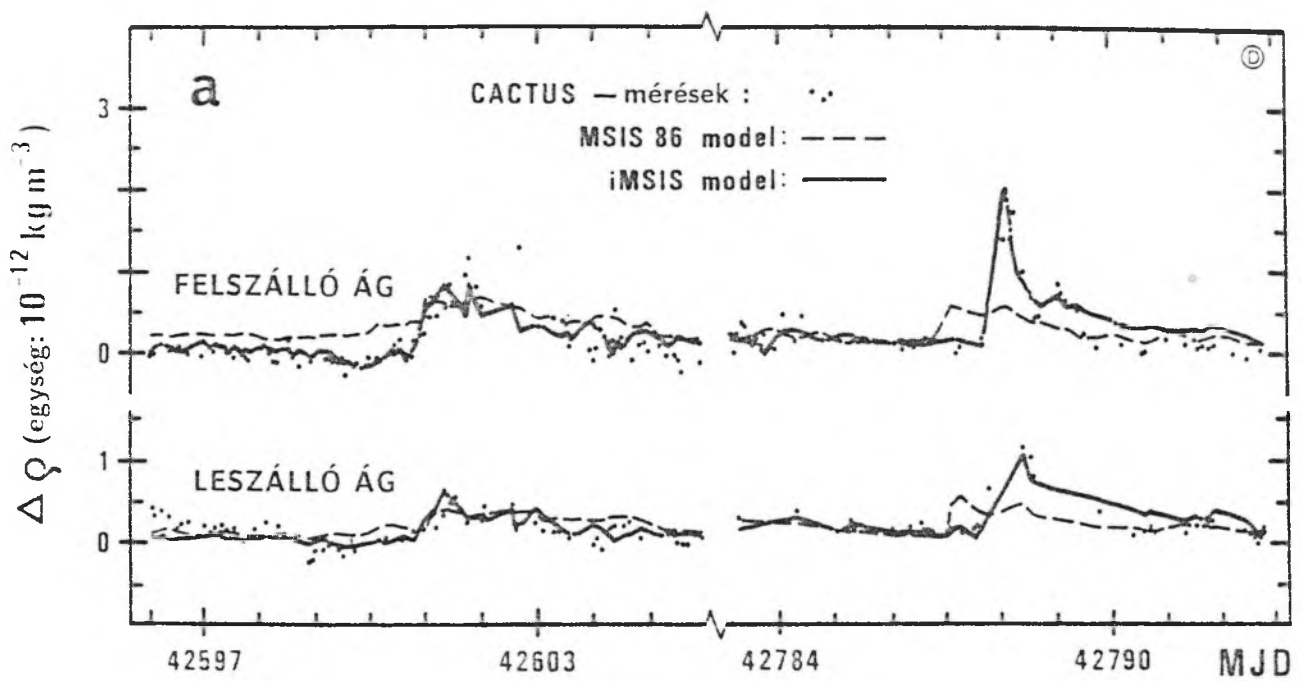
24. ábra

Az MSIS 86 illetve a mi iMSIS modellünk számított Q értékei a mért Q^{CAC} értékekkel összevetve (400-403 km). A nagy Q értékek (nagy viharok) leírására nyilvánvalóan jobb a mi modellünkben használt képlet.



25. ábra

Az MSIS 86 illetve az iMSIS modell geomágneses tagja ($\Delta\varphi$) csúszóközepelt görbéken, geomágneses szélesség szerint bontva a helyi idő függvényében. A vonalkázás a modell hibáját mutatja, amely a mi iMSIS modellünk esetében lényegesen kisebb.



26. ábra

Két esettanulmányon mutatjuk be, hogy modellünk (iMSIS) lényegesen jobban írja le a nagy viharok idején mért CACTUS sűrűségi pontokat, mint az MSIS 86 modell.

Köszönetnyilvánítás

Köszönettel tartozom Szemerédy Pálnak és Verő Józsefnek, amiért a magnetoszférára, Bencze Pálnak, Paál Anikónak és Pap Juditnak, amiért az ionoszférára, és Bencze Pálnak, amiért az ionoszféra-magnetoszféra kapcsolatára, valamint Benkó Györgynek, amiért a galaktikus kozmikus sugárzásra irányította figyelmemet legfőképpen az Ionoszféra Magnetoszféra Szemináriumok során. Köszönöm az ott elhangzott sok-sok hasznos tanácsot. Köszönöm Almár Ivánnak, hogy már 1961-ben a számítógépek felé terelte figyelmemet. Külön köszönöm Almár Ivánnak, Bencze Pálnak, Horváth Andrásnak, Ill Mártonnak, Kálmán Bélának, a néhai Paál Györgynek és Nagy Máriának, valamint P. E. Eljaszbergnek, B. Kugaenkonak, W. Prölssnek, N. Jakowskinak, R. Raghavaraonak a sok és hasznos diszkussziót, Tóth Károlynak, Varga Andrásnak, Balázs Lajosnak, Holl Andrásnak, Kelemen Jánosnak, Nuspl Jánosnak a számítástechnikában nyújtott tanácsokat. Köszönöm Gesztési Albertnek és Decsy Pálnak a rajzok magas színvonalú elkészítését. Köszönöm Szabó Andreának, Cárász Kaljopinak az adatfelvitelt, ami a számítástechnika korai szakaszában még nagymennyiségű feladatot jelentett. Különösen köszönöm Nagy Máriának a számítástechnikai segítséget, a programírásokat és a gondos adatkezelést. Köszönöm családom, közvetlen munkatársaim és magyar, orosz, német és cseh társszerzőim türelmét, segítségét. Köszönöm a KFKI-nak a C_{DR} adatokat, az MTA Geodéziai és Geofizikai Intézetének és az ELTE Geofizikai Tanszékének a geofizikai paramétereket, és Decsy Pálnak a sok szervező munkát, amivel mindez használható módon összeállt. Köszönöm a megfigyelési anyagokat, különösen a budapesti, bajai és miskolci állomás munkatársainak a sok vizuális észlelést, amelyek annak idején a legjobbak voltak. Ezek feldolgozása indította el a munkát a hatvanas években. Végül, de nem utolsósorban köszönöm a CNES-nek, személy szerint F. Barliernak és C. Bergernek a francia CASTOR mesterséges hold mikroakcelerométeres mérési anyagát, amelynek feldolgozása a problémák újszerű megközelítését és megoldását tette lehetővé.

V. A dolgozat témaköréből készült publikációk jegyzéke

Idegennyelvű publikációk:

- 1 I. Almár, A. Horváth, E. Illés: Analysis of the atmospheric drag of the Echo-1 satellite using the PERLO orbital period determination program. In: Dynamics of Satellites (1969), ed. B. Morando, Springer, pp. 244-248, 1970.
- 2 A. Horváth, E. Illés-Almár: The "PERLO" orbital period determination program. Nabl. ISzZ Vol.9 pp. 277-283, 1970.
- 3 I. Almár, A. Horváth, E. Illés-Almár Isszledovanyije izmenyenyij periodov voszmi szputnyikov, proiszsedsih v tyecsenyije maja 1966 g. sz pomoscsju programmi "PERLO". Nabl. ISzZ Vol. 9 pp. 285-300, 1970.
- 4 E. Illés-Almár: Izmenyenyije perioda trjoh szputnyikov v 1971 g., opregyeljonnoje iz nabljugyenyij po programme "ATMOSZFERA". Nabl. ISzZ Vol. 14, pp. 427-437, 1974.
- 5 E. Illés-Almár: Analiz izmenyenyija plotnosztyi verhnyej atmoszferi sz 27-dnyevnim ciklom. Veröff. des Zentralinstituts für Physik der Erde No. 52 Teil 3, pp. 719-725, 1977.
- 6 E. Illés-Almár: Analiz izmenyenyija plotnosztyi verhnyej atmoszferi sz 27-dnyevnim ciklom. Nabl. ISzZ Vol 17, pp. 89-103, 1977.
- 7 E. Illés-Almár: Ponyizsenyija intenzivnosztyi galakticseszkih kozmicsezskih lucsej i fluktuacii plotnosztyi verhnyej atmoszferi Zemli. Nabl. ISzZ Vol. 18 pp. 513-522, 1978.
- 8 E. Illés-Almár: Investigation of the 27-day periodicity in the thermospheric density fluctuations. In: Space Research XIX., ed. M. Rycroft, Pergamon, pp. 207-210, 1979.
- 9 E. Illés: Cosmic ray intensity as a new index of density variations in the upper atmosphere. Nabl. ISzZ Vol. 20 pp. 19-28, 1983.
- 10 E. Illés-Almár: Correlation between upper atmospheric density and intensity of galactic cosmic radiation. Nabl. ISzZ Vol. 21 pp. 308-312, 1984.
- 11 E. Illés-Almár, I. Almár, A. Horváth, T. Borza: Motivation for an additional new index of solar activity in upper atmospheric models. Preprint of papers X.5.4 and 9.9.5 COSPAR XXV. Plenary Meeting, Graz, pp. 1-12, 1984.
- 12 E. Illés-Almár, P. Bencze, F. März: Is there any "after effect" in density variations of the neutral atmosphere Nabl. ISzZ Vol. 23 pp. 333-337, 1984.

- 13 P. Bencze, E. Illés-Almár: The flux of the ring current protons as an additional heat-source for the neutral upper atmosphere after geomagnetic storms. *Nabl. ISZ* Vol. 24, pp. 121-127, 1986.
- 14 E. Illés-Almár, I. Almár, P. Bencze, A. Horváth: Investigation of the thermosphere-ionosphere interaction by means of the neutral post storm effect. *Adv. Space Res.* 7, No. 8 pp. 53-57, 1987.
- 15 E. Illés-Almár, I. Almár: On the dependence of NPSE on different geophysical parameters. *Nabl. ISZ* Vol. 25, pp. 370-377, 1987.
- 16 E. Illés Almár, I. Almár, P. Bencze, A. Horváth: On a Possible ring current effect in the density of the neutral upper atmosphere. *Adv. Space Res.* 9, No. 12, pp. 205-208, 1989.
- 17 E. Illés-Almár, I. Almár, P. Bencze, A. Horváth: Representation of the geomagnetic effect in the upper atmosphere at low latitudes by means of the Dst index. *Nabl. ISZ* Vol. 27/II pp. 251-264, 1990.
- 18 E. Illés-Almár, I. Almár, P. Bencze, A. Horváth, Z. Kolláth: Diurnal dependence of the geomagnetic effect in the upper atmosphere. *Nabl. ISZ* Vol. 27/II pp. 237-249, 1990.
- 19 E. Illés-Almár, I. Almár, P. Bencze, A. Horváth, N. Jakowski, A. Jungstand: Similar behaviour of the thermosphere and the ionosphere in the recovery phase of geomagnetic disturbances. *Adv. Space Res.* 12, No. 6, pp. 175-178, 1992.
- 20 I. Almár, E. Illés-Almár, A. Horváth, Z. Kolláth, D.V. Bisikalo, T.V. Kasimenko: Improvement of the MSIS-86 and DTM thermospheric models by investigating the geomagnetic effect. *Adv. Space Res.* 12, No. 6, pp. 313-316, 1992.
- 21 P. Bencze, I. Almár, E. Illés-Almár: Low latitude thermospheric heating in geomagnetically disturbed periods: dynamical or particle heating. *Adv. Space Res.* in print.
- 22 I. Almár, E. Illés-Almár, A. Horváth, D. Bisikalo: A new geomagnetic term for the CIRA 86 model at low latitudes. *Adv. Space Res.* in print.
- 23 E. Illés-Almár: Separation of the atmospheric geomagnetic effect of auroral and ring current origin on the basis of their diurnal course I. *Adv. Space Res.* in print.
- 24 P. Bencze, I. Almár, E. Illés-Almár: Ring current heating of the low-latitude thermosphere connected with geomagnetic disturbances. *Adv. Space Res.* 13, No. 1, pp. 303-306, 1993.
- 25 E. Illés-Almár: Separation of the atmospheric geomagnetic effect of auroral and ring current origin on the basis of their diurnal course II. IUGG VII. Scientific Assembly, Buenos Aires

Magyar nyelvű publikációk:

- 26 Illés Erzsébet: A felsőlégkör sűrűségének 27 napos változása 1971 őszén 22 mesterséges hold fékeződése alapján.
Ionoszféra és Magnetoszféra Fizika IV. MTESZ KASZ, pp. 31-38, 1977.
- 27 Illés Erzsébet: A sűrűségváltozás 27 napos fluktuációja és a galaktikus kozmikus sugárzás intenzitáscsökkenései: indikációk egy további fűtési mechanizmus létezésére a felsőlégkörben.
Ionoszféra és magnetoszféra fizika VII. KFKI, pp. 109-125, 1979.
- 28 Illés Erzsébet, Füstös László: A galaktikus kozmikus sugárzás, mint felsőlégköri index létjogosultságának igazolása sokváltozós matematikai statisztikai módszerekkel.
Ionoszféra és Magnetoszféra Fizika XI. MTESZ KASZ, pp.21-32, 1984.
- 29 Illés Erzsébet: A járulékos fűtéssel kapcsolatos újabb eredmények.
Ionoszféra és Magnetoszféra Fizika XII. MTESZ KASZ, pp.54-61, 1985.
- 30 Illés Erzsébet, Bencze Pál: A járulékos magnetoszféra fűtéssel kapcsolatos legújabb kutatások eredményei.
Ionoszféra és Magnetoszféra Fizika XIII. MTESZ KASZ, pp.47-52,1986.
- 31 Illés Erzsébet, Almár Iván, Bencze Pál, Horváth András :
A termoszféra-ionoszféra-magnetoszféra kölcsönhatásának vizsgálata az NPSE (semleges légköri geomágneses utóhatás) segítségével.
Ionoszféra és Magnetoszféra Fizika XIV. MANT, pp. 24-36, 1987.
- 32 Bencze Pál, Illés Erzsébet: A semleges légköri geomágneses utóhatás értelmezéséhez.
Ionoszféra és Magnetoszféra Fizika XV. MANT, pp50-63, 1988.
- 33 Illés Erzsébet, Almár Iván, Bencze Pál, Horváth András :
Gyűrűáramhatás a semleges felsőlégkörben.
Ionoszféra és Magnetoszféra Fizika XVI. MANT, pp.62-69, 1989.
- 34 Bencze Pál, Almár Iván, Horváth András, Illés Erzsébet,
Kolláth Zoltán: A napszakos és geomágneses effektus kapcsolatáról.
Ionoszféra és Magnetoszféra Fizika XVI. MANT, pp. 70-78, 1989.
- 35 Illés Erzsébet, Almár Iván, Bencze Pál, Horváth András: A geomágneses effektus napi változása.
Ionoszféra és Magnetoszféra Fizika XVII-XVIII. MANT, pp.36-39, 1992.
- 36 Illés Erzsébet, Almár Iván, Bencze Pál, Horváth András: A gyűrűáram-fűtés hipotézis vizsgálata a 400 km feletti magasságokon. Ionoszféra és Magnetoszféra Fizika XVII-XVIII. MANT, pp. 112-150, 1992.

COSPAR-IAU-IAG/IUGG-IUTAM

Dynamics of Satellites (1969)

Proceedings of a Symposium
held in Prague, May 20-24, 1969

Edited by Bruno Morando

Springer-Verlag
Berlin · Heidelberg · New York 1970

Analysis of the Atmospheric Drag of the Echo 1 Satellite Using the PERLO Orbital Period Determination Program

By

I. Almár, A. Horváth and E. Illés

Konkoly Observatory of the Hungarian Academy of Sciences, Budapest, Hungary

Abstract. The PERLO program determines the quasi-nodal period of a satellite. Using visual observations of the decaying Echo 1 the density at 800 km was deduced. During April 1968 the solar flux $S_{10.7}$ did not follow the 27-day cycle but the density ρ_0 continued to show this variation.

1. Introduction

A new computer program PERLO has been completed at the Konkoly Observatory, Budapest, and the Satellite Tracking Station, Miskolc, in order to deduce the orbital period of satellites with a high time resolution. The procedure is based on A. M. Lozinsky's suggestion [1] to determine the quasi-nodal period of a satellite from its consecutive transits through the topocentric celestial equator of a tracking station. Using the PERLO program, the orbital acceleration of Echo 1 has been studied and correlated with changes in the solar activity in 1968. The results are presented in the following sections.

2. Method of Analysis

The PERLO program permits the determination of the crossing time of the topocentric celestial equator with considerable accuracy, if observations with topocentric declinations $|\delta| < 10^\circ$ are used. Frequent positions on both sides of the equator are preferred, but not indispensable. Every observed position (in horizontal or in equatorial system) is the starting point of an arithmetic calculation proposed by M. ILL [2] and of another by I. ALMÁR [3] in order to derive approximate values of the $t(\delta)$ function at $\delta = 0$. The arithmetic mean and the standard deviation are given in both cases. As these methods are based on different assumptions, they supplement and check each other for the case of incomplete series of observations. A further check of the mean values is provided

by a least squares solution. The adopted values of all topocentric crossing times are transformed to a common reference latitude using a simple formula requiring only approximate values of the orbital elements [4]. The program is written in ALGOL 60 language and contains 1120 statements.

Changes in the quasi-nodal period have been derived graphically from the $T(t)$ curves, and also numerically using the $O-C$ method [5]. We could not find in the present material any sudden change in \dot{T} , therefore we confined ourselves to a time resolution of 1 day. (The PERLO program allows a better time resolution up to one orbital period, if necessary.) The acceleration caused by solar radiation pressure was removed by the usual formulae [6]. Atmospheric densities were computed by means of the formula [7]

$$q_{\lambda} = - \left(\frac{\Phi \dot{T}}{3 \pi a \delta} \right) \frac{\exp(c \cos 2 \omega)}{1 + \frac{2 e I_1(z^*)}{I_0(z^*)} + \frac{c I_2(z^*)}{I_0(z^*)} \cos 2 \omega}$$

converted to values at a common height of 800 km

$$q_{800} = q_{\lambda} \exp\left(\frac{y - 800}{H}\right)$$

where H is the density scale height obtained from the CIRA 1965 model atmosphere [8] and $\delta = 288.2 \text{ cm}^2/\text{g}$ based on the results of earlier investigations [9].

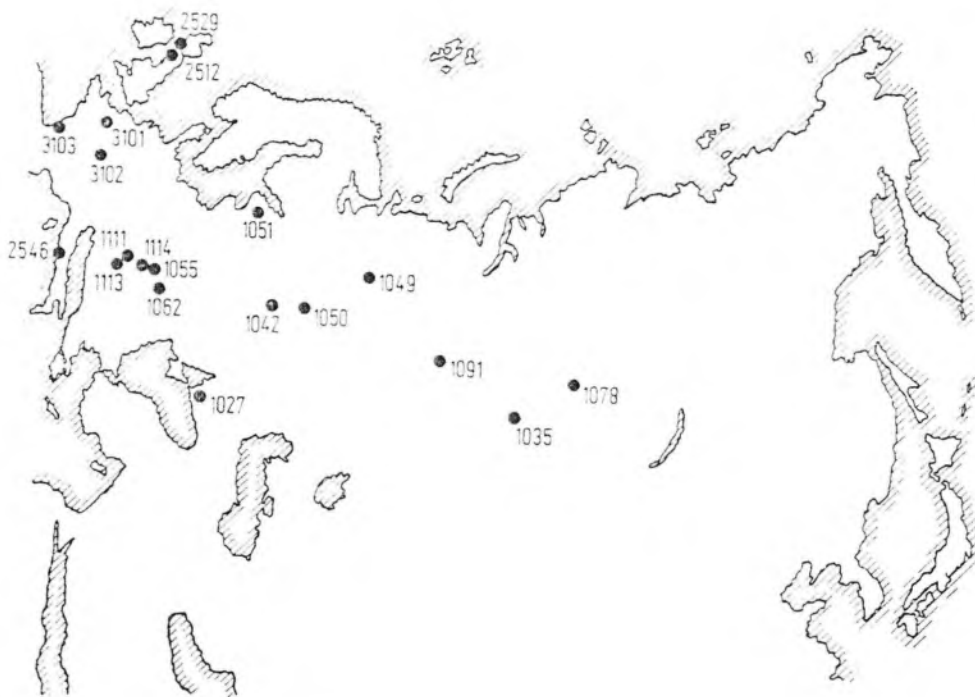


Fig. 1. Distribution of observing stations.

3. Observational Material

About 636 visual observations of 104 transits of Echo 1 were reduced by the PERLO program using an ICT-1905 computer. The observations were made at 19 Hungarian, Soviet, French and English tracking stations (see Fig. 1). The estimated average angular accuracy was 0.1° . The mean timing error deduced from independent observations of the same crossing over the same reference latitude but made at different stations proved to be about 1–2 sec. Echo 1 was an unfavourable satellite from this point of view, crossing the topocentric equator of the European stations at a small angle.

4. Results and Conclusions

The deduced values of air density at a height of 800 km are shown as circles in Fig. 2. They are joined by continuous lines where the accuracy of the determination permitted continuous monitoring of the variations. The local time of the sub-perigee point changed but little, 12^{h} being a good average value over the whole time interval.

In order to display the variation connected with solar radiation more clearly, we need to correct ρ_{800} for the geomagnetic effect. At the very bottom of Fig. 2 the variation of the planetary geomagnetic index a_p is

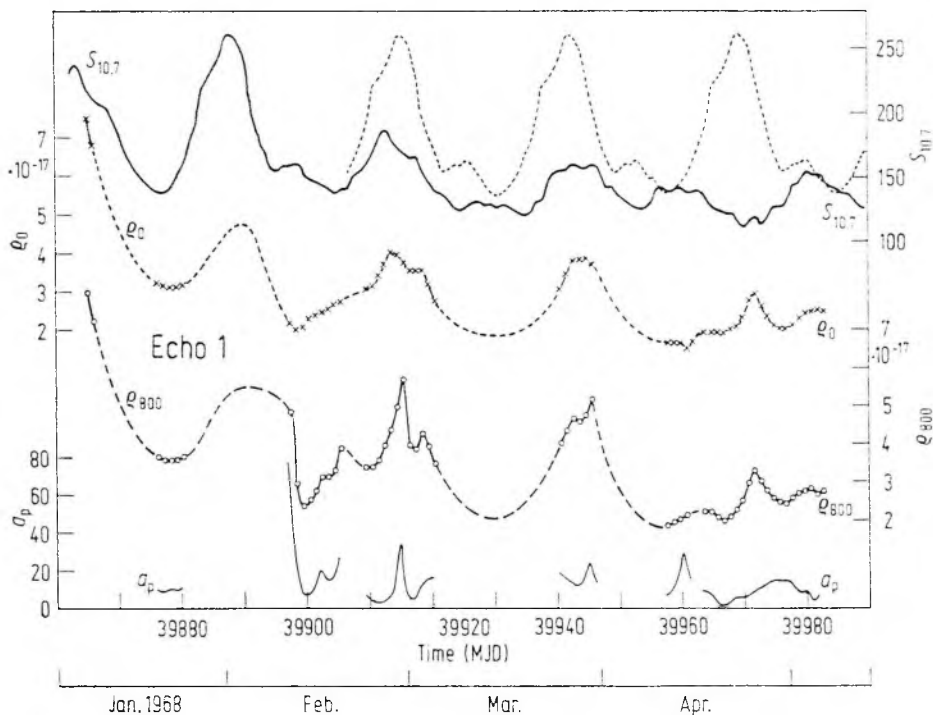


Fig. 2. ρ_{800} : atmospheric densities at 800 km; ρ_0 : ρ_{800} values corrected to $a_p = 0$; $S_{10.7}$: decimetric flux of solar radiation in $10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ (continuous line), and repetition of the January–February cycle (dashed line).

shown during the time covered by the observations. Density values were reduced to $a_p = 0$ by [10]

$$\varrho_0 = \frac{\varrho_{300}}{1 + 0.015 a_p}$$

making the assumption of a time delay of 0^d5, and are represented by crosses in Fig. 2. The transformation yields a curve revealing an obvious correlation from January till March with the variation of the measured $S_{10.7}$ intensity – represented by the continuous line at the top of Fig. 2 – with a time lag of about two days. The dates of occurrence of the extreme values of ϱ_0 , however, continue to repeat the 27 day cycle in April as well, whilst the actual $S_{10.7}$ variation was significantly disturbed. This fact is demonstrated by projecting the form of the undisturbed January–February cycle of solar activity repeatedly as a dashed line on later cycles. The correspondence in time is extremely good.

This interesting result is consistent with previous conclusions by KING-HELE and WALKER [11]: “During June 1967 $S_{10.7}$ failed to show the strong 27-day variation apparent in May and July, but the density *did* show this 27-day variation. We must conclude that the 10.7 cm radiation is an imperfect index of the extreme ultraviolet radiation from the Sun ... values of density are in this instance a better index of solar activity than $S_{10.7}$.”

The discrepancy between the variation of $S_{10.7}$ and ϱ_0 in April 1968 probably occurs because the phase of the 27-day cycle of the 10.7 cm radiation suddenly changed in April by about 180°, but the density variation continued to follow the same run.

It is to be mentioned that the ϱ_0 curve – not reduced to a common $S_{10.7}$ value – shows a subsidiary minimum between 10 and 15 April corresponding to that revealed earlier by M. ILL and F. BARLIER by means of different methods. Their paper was presented at this symposium.

References

1. LOZINSKY, A. M.: In: Trajectories of Artificial Celestial Bodies, Proc. of COSPAR-Symp. Paris 1965. Berlin/Heidelberg/New York: Springer 1966.
2. ILL, M., KASSIMENKO, T. V.: In: Observations of Artificial Satellites of the Earth No. 7 (Sofia 1968) p. 87.
3. ALMÁR, I.: In: Observations of Artificial Satellites of the Earth No. 7 (Sofia 1968) p. 111.
4. HORVÁTH, A., SZABÓ, G.: In: Observations of Artificial Satellites of the Earth No. 5 (Bucuresti 1967) p. 176.
5. ILLÉS-ALMÁR, E., ALMÁR, I.: Mitt. Budapest-Svabhegy No. 59 (1965).
6. HORVÁTH, A.: In: Observations of Artificial Satellites of the Earth No. 8 (Budapest 1969) p. 187.

7. KING-HELE, D. G.: Theory of Satellite Orbits in an Atmosphere, London: Butterworth 1964.
8. CIRA 1965 COSPAR International Reference Atmosphere, Amsterdam: North-Holland 1965.
9. ZADUNAIKY, P., SHAPIRO, I., JONES, H.: SAO Special Report No. 61, March 1961.
10. STERGIN, C. G.: In: Handbook of Geophysics and Space Environments, p. 3-40, New York: McGraw-Hill 1965.
11. KING-HELE, D. G., WALKER, D.: Planet. Sci. 17 (1968) 197.
Correspondence to: Dr. I. ALMÁR, Konkoly Observatory Budapest 114 Pf. 67.

НАБЛЮДЕНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ

№ 9

1969

**OBSERVATIONS OF ARTIFICIAL SATELLITES
OF THE EARTH**

No. 9

1969

OBSERWACJE SZTUCZNYCH SATELITÓW ZIEMI

Nr 9

1969

P O L S K A A K A D E M I A N A U K

WARSZAWA 1970

THE "PERLO" ORBITAL PERIOD DETERMINATION PROGRAM

A. Horváth, E. Illés-Almár (Hungary)

Summary. A procedure is described to analyse period changes of a satellite by means of a computer program to determine crossing times of the celestial equator from a sequence of positions.

*

* * *

Introduction

In 1968 we started to compile a computer program, called "PERLO", in order to derive quasi-nodal periods and accelerations of artificial satellites. The procedure is based on A. M. Losinsky's suggestion [1] to determine a quasi-nodal period of a satellite from its consecutive transits through the topocentric celestial equator of a tracking station. It permits a time resolution up to one orbital period, using consecutive transits, therefore the tracking of quick variations in the upper atmosphere is feasible. The use of the nodal period has also the advantage of being equally accurate even in the case of small eccentricities; the commonly used anomalistic period, on the contrary, becomes imperfect in the case of quasi-circular orbits, when the argument of the perigee is undetermined.

The program has the following two phases:

- 1) The determination of the crossing time, T
- 2) The determination of the period and acceleration (changes of period).

Outlines of the computer program of the first phase

The following data are necessary when using the program:
coordinates of the tracking stations;

approximate orbital elements for the time interval in question, taken from predictions;

topocentric coordinates of the satellite near the celestial equator.

The program is written in ALGOL language, containing 1300 statements. It calculates the τ crossing time from every transit by means of three different methods:

1) a least square solution of second order polynomial gives the so called graphic τ_G , after rejecting the positions with deviations larger than the double of the mean. If the transit includes the apex point, it is divided into an ascending and a descending branch and the solution limited to that of the longer time interval.

2) a method suggested by Almár (METAL) [2] calculates an approximate theoretical $\delta(t)$ function in the vicinity of the equator, and starting from every individual observation determines τ_k for a weighted arithmetic mean τ_A . Fig. 1 gra-

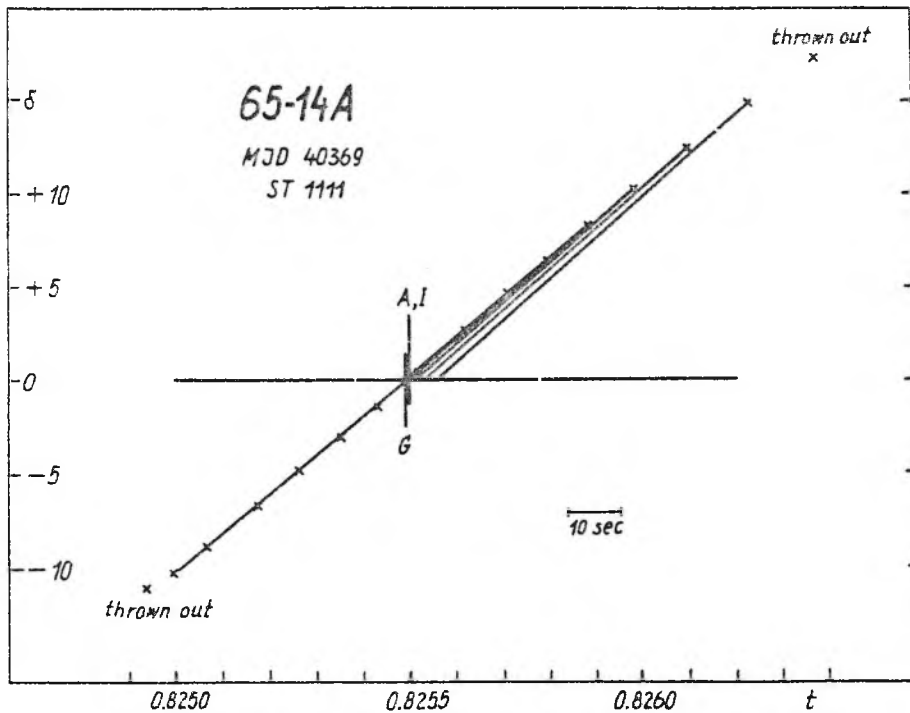


Fig. 1

phically shows these individual τ_k values, deviating considerably from τ_A only in the case of $\delta > 10^\circ$. That is why we

generally limited ourselves to declinations smaller than 10° . The $\tau_K - \tau_A$ deviation are of the order of 0.1 sec. in the case of excellent visual observations. If larger than 10 sec., some obvious error in the input data is to be looked for;

3) a method suggested by JU (MET JL) [3] calculates the angular velocities in declination from every individual observation to all the others. The $v(\delta)$ function is interpolated at $\delta = 0$ by least squares, and $v_{\delta=0}$ is used to reach a τ_L crossing time. The arithmetic mean τ_J of the τ_L values, together with individual deviations and scatter, are also given by the program. Since these deviations are only the consequence of random observational errors, under the best conditions they are not larger than 0.01 sec.

As these three methods are based on different assumptions, they supplement and check each other. For instance, the results from METAL are appropriate even in case there are only one or two observations, or the crossing time results from extrapolation. The τ_G , τ_A and τ_J values are identical to 0.05 sec. in the case of excellent visual observations, and do not deviate normally more than 1-2 sec. Using Baker Nunn photographic observations of 5 transits of GEOS A [4] the individual deviations from the mean proved to be, however, better by one order of magnitude.

The program was compiled by a procedure which transforms all topocentric crossing times to a common reference latitude using a simple formula, requiring only approximate values of the orbital elements [5]. As an example in the table the same transit, observed at three different stations, is given after transformation. Deviations are not larger than 0.5 sec. in this case, and generally proved to be smaller than 1 sec., except for Echo-1, where 2 sec. are also considered as acceptable.

It is obvious that this circumstance yields the opportunity of checking latent systematic errors in observations if one transit was observed by more than two stations.

To help in the calculation of solar radiation pressure, the radii belonging to shadow entry and exit are also given by the program.

T a b l e

<i>St.</i>	<i>MJD</i>	T_A	T_I	T_G
1113	39267	0 ^d .833051132	0 ^d .833051276	0 ^d .833051228
1062	39267	0.833056322	0.833056213	0.833057909
1132	39267	0.833055937	0.833056366	0.833056041

Computation of period changes

The computer program for the second phase is not ready as yet.

Period changes are calculated by means of two methods:

1) The *O-C* method [6], which has proved itself suitable for variable star studies, compares a computed

$$C_n = O_0 + n \cdot P_0$$

value with the observed O_n , plotting $O_n - C_n$ versus n . (P_0 is the initial period, n is the revolution number). If the period is constant, the *O-C* function is a straight line, but if it changes linearly the result is a parabola (Fig. 2). In the latter case it is convenient to plot $2(O-C)$ as a function of $n(n+1)$, which is a linear function, and its slope

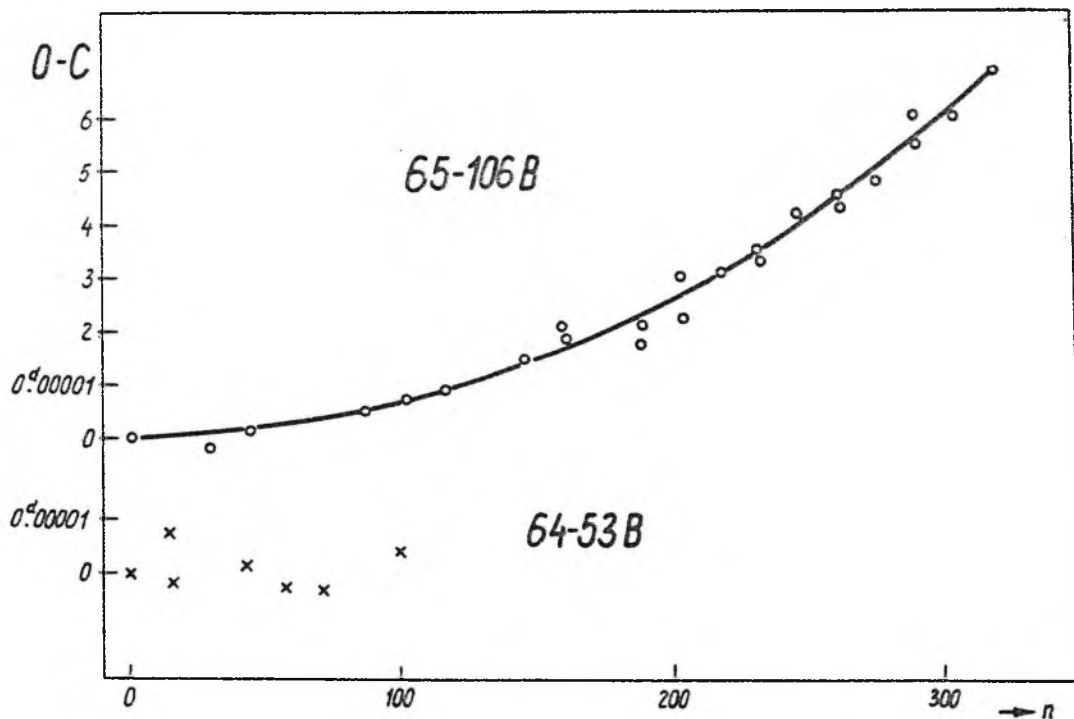


Fig. 2

directly gives the period change per revolution. Fig.3 shows an example of results presented previously. The upper line represents the "direct" case, when revolution numbers are counted from the first transit, the lower, the "retrograde" case, when we use the last transit as a starting point.

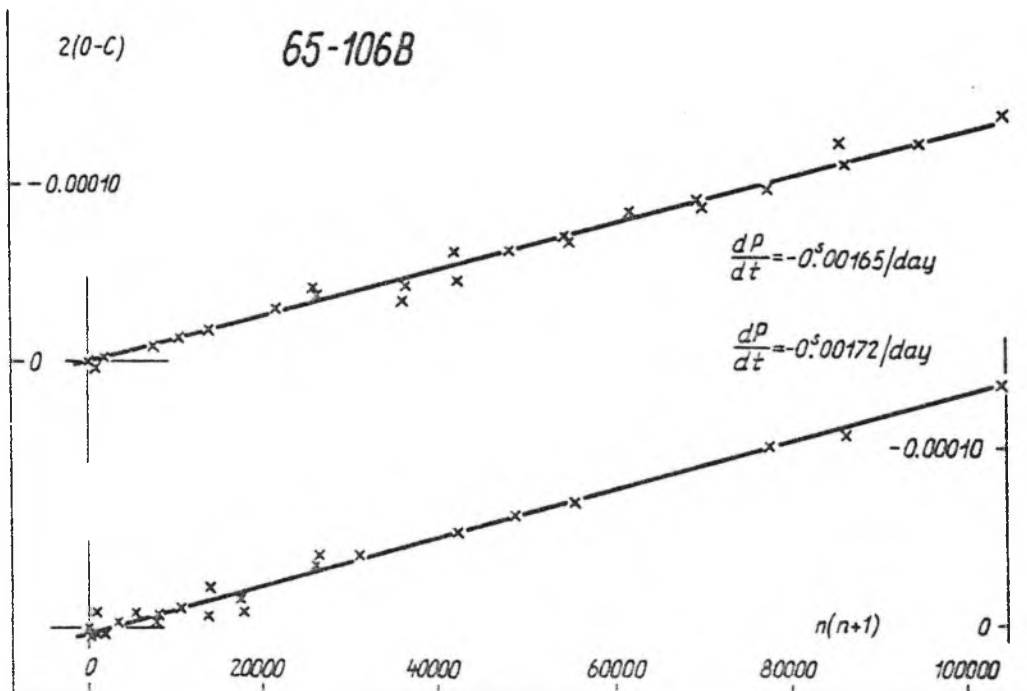


Fig. 3

It is obvious, that even a change of the order of 0.001 sec./day - corresponding to a normal satellite at a height of 650 km - is easily detectable because during the longer time interval the signal to noise ratio is augmented. This $O-C$ method is advantageous if small accelerations are to be determined or if the objective is to investigate sudden changes in air drag. In the latter case the moment of the sudden change is revealed by a break on the straight line, definable with a time resolution of one orbital period in an ideal case.

In time intervals, frequently covered by observations, systematic errors of any intermediate transit, observed from a single station may be detected by their definite deviation from the $O-C$ line.

2) The second method is well known. Plotting the periods, taken from consecutive transits, as a function of time

a free-hand curve is constructed to derive the acceleration. This method has greater use if there are slow fluctuations in the period.

As a first application of the program, the last four months of the decaying Echo-1 have been investigated, and the results presented at the "Dynamics of Satellites" symposium of COSPAR [7]. In another paper in this volume [8] INTEROBS observations of 8 satellites in May 1966 have also been analysed by means of the PERLO program.

R E F E R E N C E S

- [1] А. М. Лозинский, Бюллетень ст. опт. набл. ИСЗ, Москва (1965), № 43.
- [2] И. Алмар, Наблюдения ИСЗ, (1967), № 7, ст. III, София (1968).
- [3] М. Илл, Т. В. Касименко, Наблюдения ИСЗ, (1967), № 7, ст. 87, София 1968
- [4] SAO Special Report 264, 29. December 1967.
- [5] А. Хорват, Г. Сабо, Наблюдения ИСЗ, (1966), № 5, ст. 176, Бухарест 1967.
- [6] E. Illés-Almár, I. Almár, Mitteilungen, Budapest (1965), No. 59.
- [7] I. Almár, A. Horváth, E. Illés, Symposium on Dynamics of Satellites Prague, May 1969.
- [8] И. Алмар, А. Хорват, Е. Иллеш-Алмар, Наблюдения ИСЗ, Варшава 1970 (1969), № 9.

*

* * *

ПРОГРАММА "ПЕРЛО"

ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА ИСЗ

А. Хорват, Е. Иллеш-Алмар (Венгрия)

Резюме. Цель программы "ПЕРЛО" - анализ изменения периода спутников, с помощью программы на вычислительную машину, для определения времени пересечения небесного экватора на основании серийных наблюдений.

pub
[3]

НАБЛЮДЕНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ

№ 9

1969

OBSERVATIONS OF ARTIFICIAL SATELLITES
OF THE EARTH

No. 9

1969

OBSERWACJE SZTUCZNYCH SATELITÓW ZIEMI

Nr 9

1969

P O L S K A A K A D E M I A N A U K

WARSZAWA 1970

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ ПЕРИОДОВ ВОСЬМИ СПУТНИКОВ,
ПРОИСШЕДШИХ В ТЕЧЕНИЕ МАЯ 1966 Г.
С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММЫ "ПЕРЛО"

И. Алмар, А. Хорват, Е. Иллеш-Алмар (Венгрия)

Резюме. Проанализированы визуальные наблюдения восьми спутников, выполненные в мае 1966 на 44 станциях. Пользуясь программой "ПЕРЛО" определены изменения квазидраконического периода спутников различными методами. Показано, что в случае применения употребляемых нами методов, визуальные наблюдения небаллонных спутников пригодны к изучению вертикального распределения плотности атмосферы до 700 км.

*

* * *

Введение, наблюдательный материал

При помощи метода А. М. Лозинского разрабатывались визуальные наблюдения спутников 63-43-1, 64-53-1, 64-53-2, 65-11-4, 65-53-6, 65-106-1, 65-106-2 и 65-112-1, сделанные в мае 1966 г. Использовались данные, опубликованные в томах "ИНТЕРОБС" [1], в Бюллетенях Астросовета [2], а также в изданиях станции в г. Йокиоинен [3]. Целью данной работы было выяснить вопрос о возможности и точности определения изменения периода ИСЗ, находящихся на разных высотах, если ограничиться визуальными наблюдениями сети ИНТЕРОБС. Проанализированы 331 прохождение, наблюденных на 44 станциях. У 316 из них получилось довольно надежное пересечение небесного экватора, 82 из последних было опущено из-за опечаток или из-за наблюдательных ошибок, оказавшихся систематическими. Следовательно результаты были получены применением 234 прохождений. Расположение наблюдательных станций показано на рис. 1.

Программа и методы оказались пригодными и для обнаружения скрытых систематических ошибок в обработанных серийных визуальных наблюдениях [4]. Найденные таким образом ошибки были сообщены станциям, их допустившим.

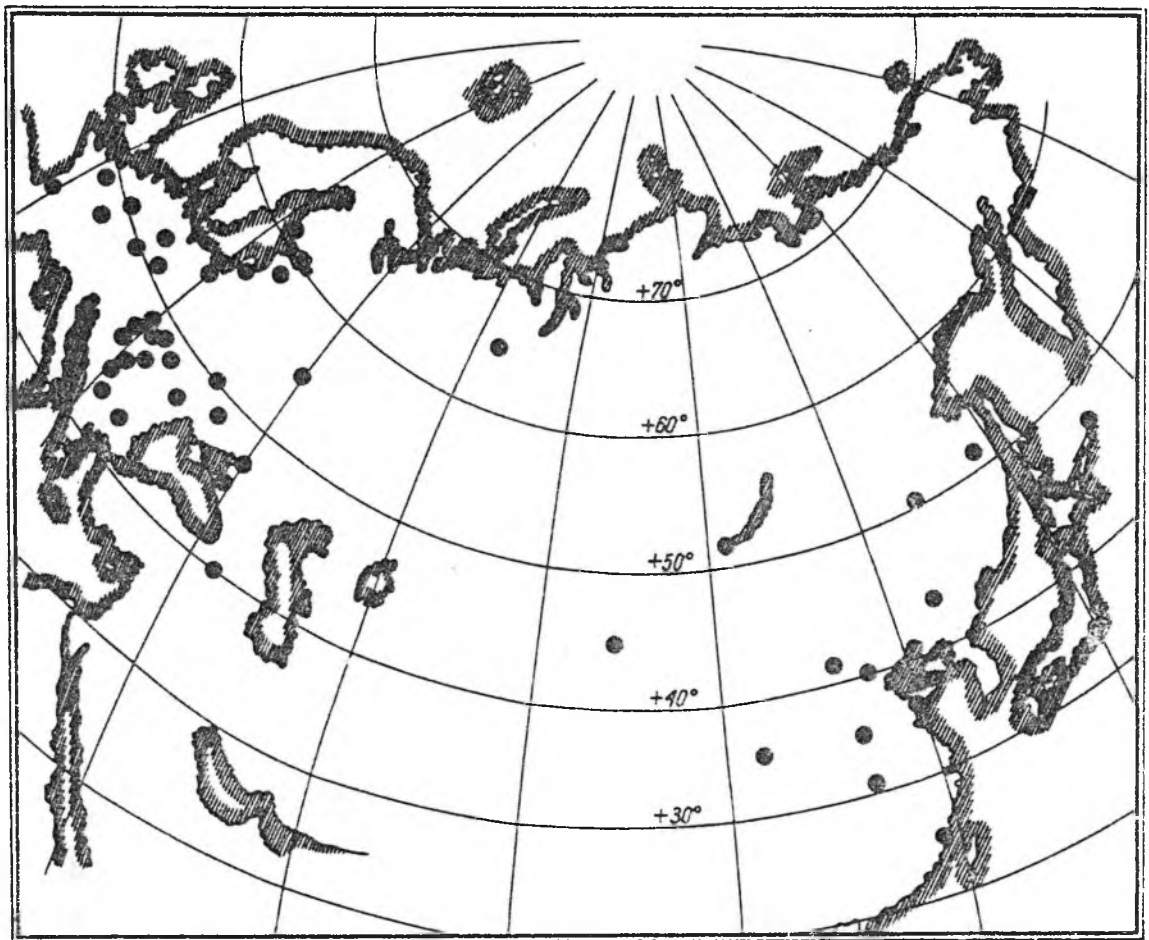


Рис. 1. Наблюдательные станции

Методы

Наблюдательный материал был обработан с помощью программы "ПЕРЛО", вычисляющей тремя различными методами момент пересечения топоцентрического небесного экватора и трансформирующей топоцентрические моменты пересечения разных станций на одну общую экваториальную плоскость некоторой гипотетической наблюдательной станции (географическая широта которой в дальнейшем обозначается через $\varphi_{\text{реф}}$).

Исходя из трансформированных моментов времени, вычислены изменения квазидраконического периода двумя независимыми методами. С одной стороны, пользуясь методом О-С [5], непосредственно определилось среднее изменение периода, относя-

щееся к некоторым многодневным интервалам времени (выбранным подходящим образом). С другой стороны, образовались средние периоды между пересечениями, наблюдаемыми в соседние дни. По этим периодам, изображенным как функция времени, была проведена сглаженная средняя кривая $P(t)$, с которой были сняты величины ускорений спутника (на рис. 3 65-11-4).

Так как по нашим оценкам [6] максимальные возможные значения изменения периода, обусловленные давлением солнечной радиации оказались на порядок меньшими, чем неисправленные ускорения полученные выше, поправка на давление солнечной радиации не была принята во внимание.

Результаты

В таблице 1 приведены трансформированные моменты времени пересечения небесного экватора, определенные с помощью программы ПЕРЛО $\tau_0^{\text{реф}}$ (вес, выбранный произвольно, характеризует внутреннюю достоверность прохождений). Таблица 2 содержит, кроме некоторых данных орбит также и начальные и конечные эпохи и периоды, использованные в методе О-С, а также вычисленные средние ускорения и их разбросы. На рис. 2 представлены квазидраконические периоды семи спутников как функции

Т а б л и ц а 1
ИСЗ 1965-11-4 $\varphi_{\text{реф}} = 47,5$

Станция	$\tau_0^{\text{реф}}$ (день)	Оборот	Вес
1290	39255,8432867	0	10
1285	39253,8363383	41	10
1285	39260,8071282	68	13
1289	,8071259	68	17
1289	39262,7776637	95	5
1285	,8506475	96	9
1289	39263,7993347	109	6
1287	,7993276	109	11
1287	39264,7479742	122	15
1280	,7479712	122	6
1287	39265,7694980	136	14
1281	,8424694	137	6

Табл. 1 (продолжение)
ИСЗ 1965-11-4 $\varphi_{\text{реф}} = 47^{\circ}5$

Станция	$\Gamma_{\text{реф}}^{\circ}$ (день)	Оборот	Вес
1062	39267,0098361	153	12
1289	,7394207	163	11
1113	39268,0312557	167	25
1111	,0312557	167	25
1280	,6878403	176	14
1281	,8337312	178	19
1113	,9796309	180	24
1062	,9796319	180	19
1185	39270,0009234	194	21
1029	,8762670	206	16
1113	,9492105	207	24
1132	,9492269	207	22
1062	,9492150	207	20
1042	,9492203	207	21
1280	39273,6479012	244	12
1281	,7208310	245	18
1281	39274,7418710	259	12
3101	,9606427	262	18
1281	39276,7108604	286	3
3101	,9296152	289	18
3103	39277,0025380	290	16
3103	,9504962	303	16
3101	,9505111	303	13
3103	39278,8984120	316	21
3101	,8984186	316	4
1289	39279,5546375	325	12
1273	39280,5754032	339	13
1285	,5754038	339	9
1281	,6483104	340	18
1142	,8670479	343	9
3101	,8670698	343	19
1273	39281,5961569	353	7
3101	,8877952	357	15
3103	39282,9084627	371	8

Табл. 1 (продолжение)
 ИСЗ 1965-53-6 $\varphi_{\text{реф}} = 50^\circ$

Станция	$T_{\text{реф}}$ ₀ (день)	Оборот	Вес
1132	39252,0646045	0	25
1062	,0646021	0	21
1114	39253,0701411	15	26
1113	,0701455	15	24
1062	,0701449	15	17
1041	39254,0086764	29	18
1027	,0086592	29	2
1062	39255,0142081	44	7
1041	,0142119	44	20
1041	39256,9582789	73	21
1185	39257,0253096	74	15
1042	39258,9693921	103	24
1042	39259,9749531	118	9
1042	39262,9245631	162	24
1042	39263,9301118	177	22
1051	39264,9356583	192	9
1042	39265,8741683	206	19
1042	39266,8797199	221	19
1042	39268,8237634	250	23
1042	39269,8293155	265	23
1017	,8293243	265	22
1185	,8963163	266	23
1018	39270,7678039	279	20
1133	,8348468	280	24
1114	,8348500	280	26
1062	,8348442	280	21

ИСЗ 1965-106-1 $\varphi_{\text{реф}} = 53^\circ$

1051	39249,0210741	0	16
1042	39251,9350106	43	26
1042	39253,9002231	72	24
1042	39254,9167106	87	22
1042	39255,8654356	101	24

Табл. 1 (продолжение)
 ИСЗ 1965-106-1 $\varphi_{\text{реф}} = 53^{\circ}$

Станция	$\Gamma_{\text{реф}}^{\text{о}}$ (день)	Оборот	Вес
1042	,9331978	102	11
1051	39256,8819219	116	18
1042	,8819242	116	24
1963	,8819212	116	13
1051	39257,8984129	131	19
1042	39258,8471284	145	26
1051	,9148975	146	23
1151	,9149058	146	24
1151	39259,8636175	160	26
1042	,8636110	160	24
1151	39260,8801109	175	26
1185	,9478676	176	17
1042	39261,8288128	189	26
1051	,8965970	190	17
1185	,8965901	190	19
1017	39262,8453008	204	12
1042	,8453058	204	20
1121	,9130774	205	23
1185	39263,8617927	219	25
1023	,8617934	219	25
1042	39264,8105020	233	25
1017	,8105129	233	23
1132	,8782706	234	23
1042	39265,8269906	248	24
1062	,8269953	248	16
1023	,8269858	248	16
1185	,8947614	249	24
1133	39266,8434716	263	23
1018	39267,7921837	277	8
1185	,8599611	278	21
1113	,8599490	278	23
1133	,8599525	278	23
1062	39268,8086730	292	18
1113	39269,8251478	307	23
1024	,8251486	307	17

Табл. 1 (продолжение)
 ИСЗ 1965-106-2 $\varphi_{\text{реф}} = 48^{\circ},3$

Станция	$\Gamma_0^{\text{реф}}$ (день)	Оборот	Вес
1051	39248,9649054	0	18
1042	39250,9331725	29	23
1042	39251,9512375	44	14
1042	39254,8696968	87	17
1963	39255,8877624	102	10
1051	39256,9058287	117	25
1051	39258,8740885	146	21
1042	,8740879	146	24
1042	39259,8242792	160	23
1042	,8921524	161	23
1042	39261,7925443	189	24
1051	,8604112	190	18
1151	,8604186	190	26
1042	39262,8106028	204	18
1051	,8784841	205	18
1151	,8784906	205	24
1121	,8784741	205	23
1023	,8784715	205	8
1042	39263,8286664	219	23
1017	,8286767	219	15
1017	39264,7788681	233	15
1017	,8467361	234	17
1042	39265,7969247	248	22
1062	39266,8149958	263	25
1042	,8149814	263	20
1113	,8828629	264	25
1113	39267,8330513	278	25
1062	,8330562	278	22
1132	,8330564	278	23
1027	39268,7832392	292	25
1133	,8511163	293	25
1102	,8511164	293	8
1017	39269,8013107	307	26
1041	,8013040	307	18

Табл. 1 (продолжение)

ИСЗ 1965-106-2 $\varphi_{\text{реф}} = 48^{\circ}, 3$

Станция	$\tau_{\text{реф}}^{\text{о}}$ (день)	Оборот	Вес
1113	39270,8193624	322	25
1133	,8193642	322	25
1102	,8193789	322	19

ИСЗ 1965-112-1 $\varphi_{\text{реф}} = 52^{\circ}$

1062	39250,7873196	0	16
1151	,8546429	1	26
1017	39251,7972519	15	16
1062	39254,0301957	0	15
1023	,0301846	0	4
1027	,0301918	0	1
1042	39255,9826872	29	24
1018	,9826871	29	5
1042	39256,9252758	43	22
1042	,9926068	44	23
1185	39257,0599483	45	16
1111	39258,0025339	59	14
1027	,0025340	59	21
1042	,8777763	72	18
1051	,9450905	73	17
1042	,9450945	73	24
1185	39259,0124340	74	21
1042	,8876829	87	24
1051	39260,8976003	102	14
1151	,9649423	103	26
1051	39261,9075176	117	9
1042	39262,8500848	131	24
1051	,9174127	132	17
1042	39263,8599908	146	25
1042	39265,8124956	175	19
1185	,8798068	176	15
1042	39266,8223821	190	19
1017	,8223881	190	5

Табл. 1 (продолжение)

ИСЗ 1965-112-1 $\varphi_{\text{реф}} = 52^{\circ}$

Станция	$\Gamma_{\text{о}}^{\text{реф}}$ (день)	Оборот	Вес
1151	39266,8897457	191	20
1042	39267,8322833	205	25
1151	,8996621	206	22
1151	39269,8521324	235	6
1185	,9194571	236	20

ИСЗ 1964-53-1 $\varphi_{\text{реф}} = 51^{\circ}$

1042	39263,9654990	0	25
1111	39264,0346134	1	25
1151	,0346022	1	25
1041	,9330076	14	21
1113	39265,0021054	15	8
1023	,0021048	15	21
1042	,9696235	29	25
1062	,9696224	29	15
1113	39267,0062221	44	15
1062	,9737396	58	25
1041	39269,9087641	86	11
1042	,9087593	86	23
1151	,9778506	87	22
1040	,9778719	87	13

ИСЗ 1964-53-2 $\varphi_{\text{реф}} = 48^{\circ}$

1041	39263,9843977	0	22
1041	39264,9526046	14	25
1113	39265,0217718	15	25
1041	39266,9581968	43	16
1113	39267,9955733	58	26
1062	39268,9637876	72	15
1042	39270,9002087	100	19

Табл. 1 (продолжение)

ИСЗ 1963-43-1 $\varphi_{\text{реф}} = 47^{\circ}$

Станция	$\Gamma_{\text{реф}}^{\circ}$ (день)	Оборот	Вес
4119	39246,9056401	0	12
1010	39248,5370362	23	12
3103	,8916971	28	13
3102	,8916954	28	22
1079	39249,6009820	38	11
1042	,8137912	41	14
1023	,8137374	41	8
1065	39250,5230595	51	20
1062	,8067658	55	22
1113	,8067511	55	24
1133	,8067648	55	26
1027	,8067526	55	25
1113	,8776862	56	26
1103	,8776891	56	17
1023	39251,7997547	69	21
1133	,7997443	69	24
1041	,7997495	69	24
1027	,7997259	69	22
1018	,7997617	69	20
1111	,8706786	70	23
1114	,8706550	70	24
1103	,8706555	70	16
1018	39252,7218114	82	23
1023	,7927232	83	6
1133	,7927248	83	23
3103	,8636463	84	17
3101	,8636479	84	24
1113	,8636549	84	26
1017	39253,7857121	97	21
1041	,7857030	97	21
1027	39254,7786490	111	22

Т а б л и ц а 2

Спутник	Число использованных проходов	100 e	h _{реф}	Начальная		Конечная		$\frac{d\rho}{dt} \left(10^{-8} \frac{\text{ДЕНЬ}}{\text{ДЕНЬ}} \right)$
				эпоха	ρ	эпоха	ρ	
64- 53-2	7	0,87	750	39264	0,0691581 $\pm 0,0000014$	39271		0
64- 53-1	14	1,76	747	39264	0,0691076 $\pm 0,0000016$	39270		0
65-106-2	37	1,15	662	39249	0,0678712	39271	0,0678708	-1,91 $\pm 0,03$
65-106-1	40	0,18	654	39249	0,0677661	39270	0,0677653	-3,65 $\pm 0,05$
65-112-1	33	0,29	626	39254	0,0673277	39270	0,0673270	-4,60 $\pm 0,24$
65-53 -6	26	0,74	603	39252	0,0670362	39271	0,0670359	+16,63 -8,89 $\pm 0,42 \pm 0,71$
63-43 -1	31	7,22	375	39248	0,0709310	39255	0,0709251	-74,37 $\pm 0,75$
65-11 -4	46	9,93	294	39257	0,0729869	39283	0,0729080	-438,00

от времени. Прямые получены с учетом результатов метода О-С, точки и крестики представляют суточные средние периоды. У спутника 65-53-6 в первом интервале времени наблюдается увеличение периода, вероятным объяснением которого может

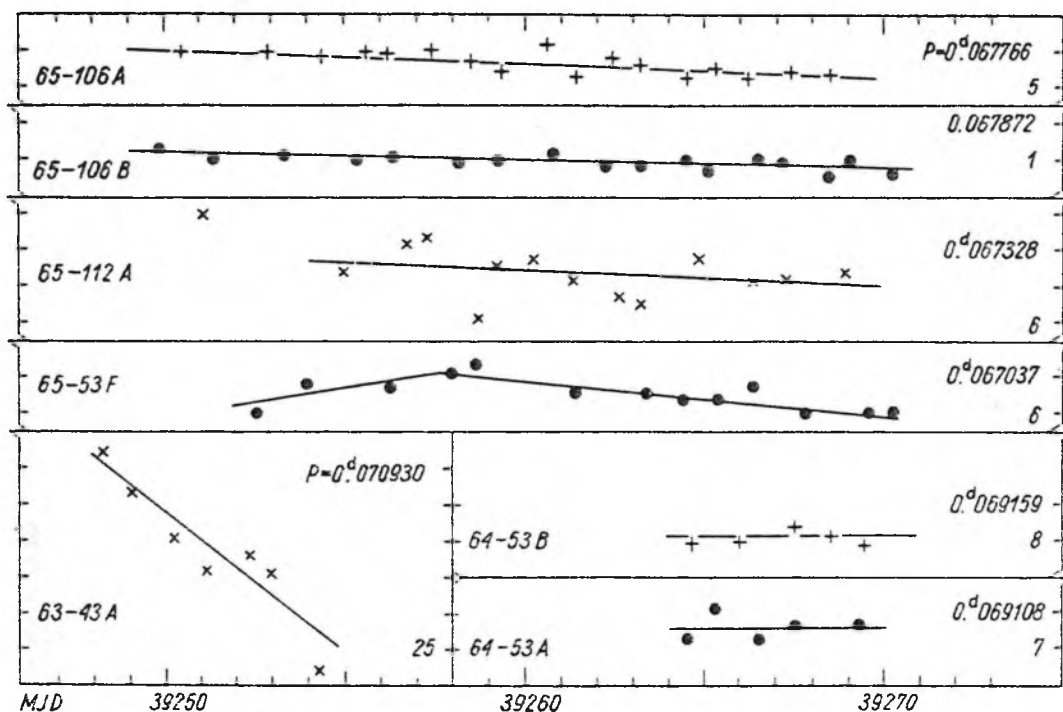


Рис. 2. Изменение периода

служить увеличение эксцентриситета в согласии с нечетными гармониками гравитационного потенциала Земли. Вероятно, что у спутников 64-53-1 и 2 измеряемое изменение периода не получено только потому, что тут интервал времени слишком мал для его определения, но точность определения периода достигает 10^{-6} $\frac{\text{день}}{\text{день}}$.

Раньше Киш-Пал-Опроу уже рассмотрели движение спутника 64-53-1 в том же самом интервале времени, пользуясь методом ИНТЕРОБСа [7]. Полученные нами периоды отлично гармонируют с их результатами.

На рис. 3 изображены периоды и ускорения спутника 65-11-4 как функция времени. Так как эксцентриситет орбиты этого спутника значителен, надо было учесть, что перигей переходит через выпуклость атмосферы в сторону Солнца. Поэтому ускоре-

ния редуцированы на стандартное положение $\psi = 90^\circ$ следующей формулой [8]:

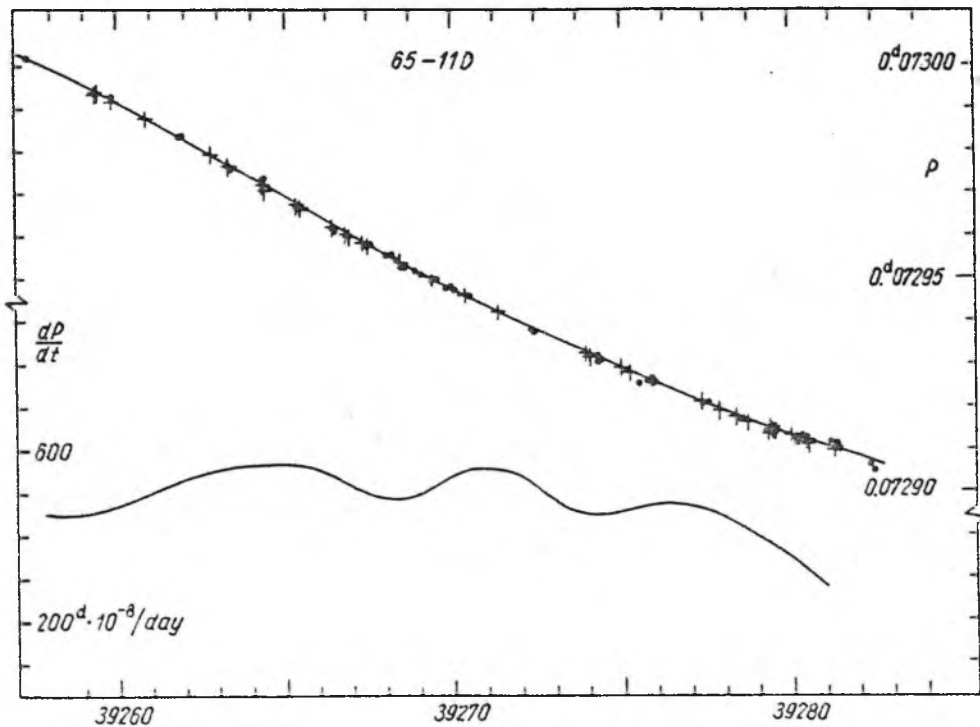


Рис. 3. Изменение периода и ускорения
 ● суточные средние периоды, + средние периоды на более
 долгие интервалы

$$\dot{p}_{90} = \dot{p}_{\psi} \frac{1}{1 + \frac{1}{3} \cos \psi}$$

где ψ — угол между направлениями к Солнцу и перигею. Результат указан на рис. 3 (нижняя кривая). Как можно было ожидать не получена однозначная связь между ускорением спутника и потоком радиоизлучения Солнца на волне 10.7 см. У спутников с эксцентриситетами $e < 0.02$ (см. табл. 2) ускорения относятся к средним высотам ($h_{\text{реф}}$) и плотность определяется следующей формулой [9]:

$$\rho_{\text{obs}} = \frac{-\dot{p}}{3\pi a \delta \left\{ 1 + \frac{1}{4} c^2 + O(c^4) \right\}},$$

где в наших случаях $c \leq 0,01$. Из модели Якия-65 ($\alpha_p = 7$ и $F_{10,7} = 97$) определены значения высоты однородной атмосферы H ,

и величины экзосферической температуры T_{∞} . Средняя величина последних - 800°K . В случае спутников 63-43-1 и 65-11-4 плотности относящиеся к высоте $\frac{1}{2}H$ над перигеем были получены из ускорений следующей формулой [9]:

$$\rho_{\text{obs}} = - \frac{0,157 \cdot \dot{P}}{\delta} \sqrt{\frac{e}{aH}} [\dots].$$

Ввиду того что все наблюдения относятся к тому же интервалу времени и перигеи всех орбит случайно попали приблизительно на 9-10 часов местного времени, значения $\log(\rho_{\text{obs}} \cdot \delta)$ полученные с использованием выше данных формул, можно было припасовывать после соответствующего сдвига к кривой модели Якия-65, с $T_{\infty} = 800^{\circ}\text{K}$ (см. рис. 4). Разброс можно объяснить тем, что эффективные массы на единицу площади ИСЗ различны и неизвестны.

Выводы

Анализ данных наблюдений позволяет сделать вывод о возможности определения изменений периода спутника, превышаю-

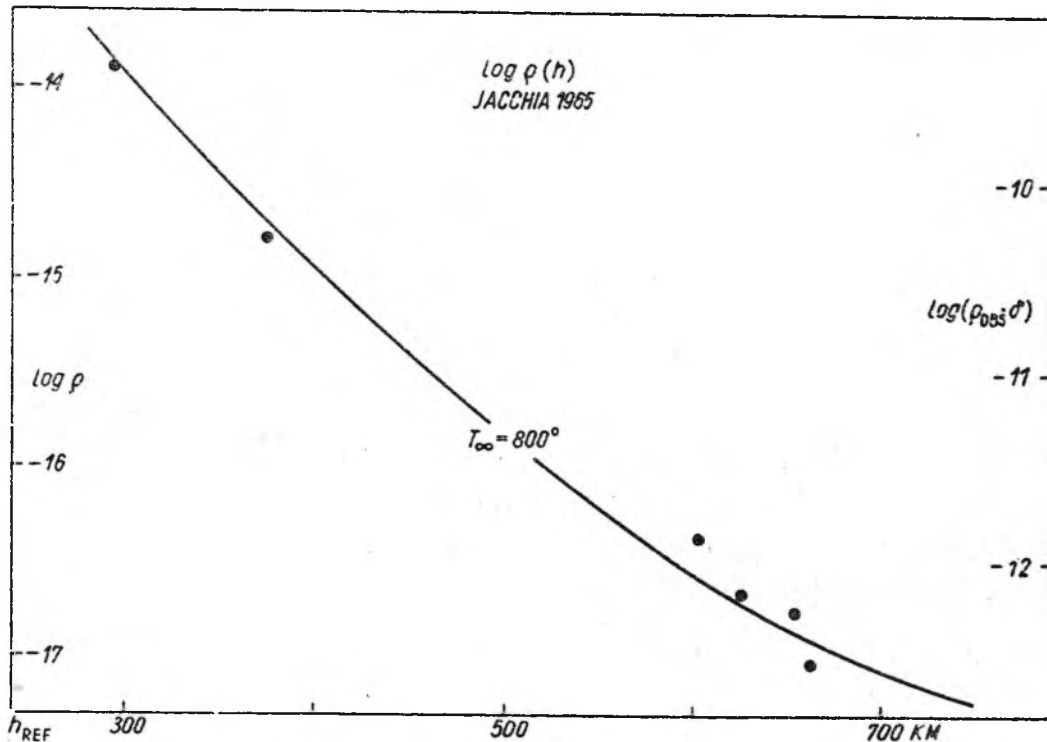


Рис. 4. ● значение $\log(\rho_{\text{obs}} \cdot \delta)$ полученные из наблюдаемых ускорений спутников 65-11-4, 63-43-1, 65-53-6, 65-112-1, 65-106-1, 65-106-2

ших 10^{-8} $\frac{\text{день}}{\text{день}}$ на основании серий визуальных наблюдений с длительностью больше 6 дней. Итак, с помощью использованных методов, исходя из визуальных наблюдений небаллоновых спутников можно изучать вертикальное распределение плотности верхней атмосферы до высот 700 км.

Л И Т Е Р А Т У Р А

[1] "Ergebnisse der im Rahmen des Interobs-Programms abgehaltenen Kooperations Wochen"; 5, 6, 7; Baja, 1968.

[2] "Результаты наблюдений советских ИСЗ", Выпуск 106, 107, 109, Москва, 1968.

[3] "Visual Observations of Artificial Satellites in Finland 1966 January-December", Helsinki.

[4] A. Horváth, E. Illés, Наблюдения ИСЗ (1969), № 9, Warszawa (1970).

[5] E. Illés-Almár, I. Almár, Mitteilungen, Budapest, No. 59, 1965.

[6] А. Хорват, Наблюдения ИСЗ (1968), № 8, ст. 187, Budapest, 1969.

[7] Г. Киш, А. Пал, Т. Опроу, Наблюдения ИСЗ (1968), № 8, ст. 221, Budapest 1969.

[8] D. G. King-Hele, Eileen Quinn, Planetary and Space Science, Vol. 15, 1071 ст., 1967.

[9] D. G. King-Hele, "Theory of Satellite Orbits in an Atmosphere", London, 1964 ст. 118, 123.

*

* * *

ANALYSIS OF THE PERIOD CHANGES OF 8 SATELLITES IN MAY 1966 USING THE "PERLO" PROGRAM

J. Almár, A. Horváth, E. Illés-Almár (Hungary)

Summary Visual observations of 8 satellites from 44 stations have been collected to determine the changes of the orbital period in May 1966. The elaboration using different procedures of the PERLO program demonstrated that the ana-

lysis of the atmospheric profile up to 700 km is feasible in virtue of visual observations of non-balloon satellites only.

ANALIZA ZMIAN OKRESÓW 8 SATELITÓW W CIĄGU MAJA 1966 R.
ZA POMOCĄ PROGRAMU "PERLO"

I. Almár, A. Horváth, E. Illés-Almár (Węgry)

Streszczenie. Przeanalizowano obserwacje wizualne 8 satelitów, wykonane w maju 1966 r. na 44 stacjach. Za pomocą programu "Perlo" wyznaczono zmiany quasidrakonicznego okresu satelitów różnymi metodami. Wykazano, że możliwa jest analiza profilu atmosferycznego do wysokości 700 km w oparciu o obserwacje wizualne satelitów niebalonowych.

НАБЛЮДЕНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ
СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ

№ 14
1974

OBSERVATIONS OF ARTIFICIAL
EARTH SATELLITES

No 14
1974

OBSERVAȚII ALE SATELIȚILOR
ARTIFICIALI AI PĂMÎNTULUI

Nr. 14
1974

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA
București — 1975

ИЗМЕНЕНИЕ ПЕРИОДА ТРЕХ СПУТНИКОВ В 1971 Г., ОПРЕДЕЛЕННОЕ
ИЗ НАБЛЮДЕНИЙ ПО ПРОГРАММЕ "АТМОСФЕРА"

Е. Иллеш - Алмар

Астрономический Институт ВАН, Будапешт

Резюме: Из приблизительно 4000 визуальных и 1000 фотографических наблюдений трёх спутников были определены изменения орбитального периода в течении второй половины 1971-ого года. Наблюдения были проведены в рамках международной программы АТМОСФЕРА. Высоты перигея спутников 350, 690 и 930 км соответственно. Полученные изменения периода были сравнены с соответствующими кривыми плотности атмосферы по модели Яккия-71.

Abstract: DECAY RATES OF THREE SATELLITES IN 1971 DETERMINED FROM OBSERVATIONS OF THE PROGRAMME "ATMOSPHERE". E. Illés-Almár
About 4000 visual and 1000 photographic observations of 3 satellites have been used to determine the changes of the orbital period in the second half of 1971. The observations have been carried out within the international programme ATMOSPHERE. The perigee heights of the satellites were 350, 690 and 930 km respectively. The resulting period changes have been compared with the appropriate density curves from the Jacchia-71 model.

Введение:

На совещании секции №6 Интеркосмоса в Будапеште в 1972 г. нас попросили обработать фотографические наблюдения, сделанные камерами АФУ-75 по программе АТМОСФЕРА. Эта статья показывает выводы обработки наблюдений осеннего сеанса 1971-ого года, а статья [1] результаты обработки наблюдений июля - сентября 1972-ого года.

Цель обработки была двойной: 1. Разработать методы совместной обработки фотографических и визуальных наблюдений для изучения кратковременных явлений. 2. Проверить этой первой массовой обработкой точность некоторых орбитальных элементов, опубликованных вычислительными центрами эфемерид ИСЗ., так как в первом этапе ПЕРЛО [2] был дополнен с способом СПЭСКОР [1,3], предполагающим знание орбитальной плоскости спутника. Обработка тех же самых прохождений с помощью этих субпрограмм [1] доказывала применимость способа СПЭСКОР.

Наблюдения

В нашем распоряжении имелись все фотографические данные осеннего сеанса АТМОСФЕРА 1971-ого года, т.е. наблюдения спутника 1968-66А с 14-ого сентября по 11-ое октября 1971-ого года. Этот фотографический материал дополнен визуальными наблюдениями названного спутника в интервале 28-ого августа по 25-ое ноября 1971-ого года. Обработывались также визуальные наблюдения спутников 1963-43А и 1963-53А на тот же самый интервал времени, чтобы исследовать влияние того же явления в разных высотах.

Фотографическим материалом являлось следующие: 162 спутникограммы по 44 прохождениям (1084 позиций) на ИСЗ 1968-66А (Эксплорер-39) по 4-ём станциям (Южно-Сахалинск: 1065, Звенигород: 1072, Рига: 1084, Улан Батор: 1660). Измерения спутникограмм выполнены в Саратове и в Риге, а вычисления координат α и δ в Саратове и в г. Тарту. Ввиду того, что из 44 прохождений всего 2 расположены вблизи топоцентрического небесного экватора наблюдательной станции, для обработки использовался способ СПЭСКОР. В случае двух вышеупомянутых прохождений применены оба способа для контроля.

Вследствии того, что визуальные наблюдения обрабатывались только способом КРОСИНГ, использовалось приблизительно 25% наблюденных прохождений, располагающихся вблизи топоцентрического небесного экватора наблюдательных станций. Это — 375 прохождений (примерно 4000 позиций) наблюденных на 30 станциях социалистических стран, Англии, Голландии и Финляндии по трем спутникам. Высоты перигея спутников 690, 350 и 930 км соответственно.

Точность

При обработке нашим методом на основе метода O-C, или исследования кривой периода обращения ИСЗ, возможно проверить внешнюю точность данных [1,4]. На гладкой, покрытой относительно многими точками части кривой периода ясно показываются ошибочные данные, если их величины больше 1 сек в случае визуальных, и 0.1 сек в случае фотографических наблюдений. (Эти не всегда являются действительными ошибками наблюдений, а часто описками и опечатками во время публикации.)

При обработке нынешнего материала после выбрасывания ошибочных наблюдений осталось 30 фотографических и 210 визуальных прохождений. Точность определения изменения периода фотографических наблюдений является несколькими процентами, и визуальных несколькими десятками процентов.

Периоды обращения спутников

В нижеследующей таблице выведено число периодов определенных нами по методу ПЕРЛО, и периодов опубликованных вычислительными центрами [5,6,7] соответственно, в интервале четырех месяцев обработки. В среднем имелись 3 значения периодов по дням и по спутникам, но их распределение конечно не было равномерным.

Таблица

	1968-66A	1963-53A	1963-43A	всего
ПЕРЛО фот (СПЭСКОР)	88			88
ПЕРЛО виз (КРОСИНГ)	201	275	122	598
КОСМОС			18	18
НОРАД [5]	10	10	10	30
САО [6]		7		7
СЛО [7]	16	14	7	37
всего	314	306	157	777

Первый рисунок на спутник 1968-66A показывает кривую периода (P), определённую из фотографических наблюдений, кривую изменения периода (\dot{P}), полученную с дифференцированием P и с учётом светового давления, и так называемые "выравненные величины" a_p (\bar{a}_p), усреднённые по 4 значениям. Там, где кривая периода покрыта точками, везде видна реакция атмосферы параллельно со всеми маленькими колебаниями кривой \bar{a}_p .

На втором, третьем и четвёртом рисунках (где масштаб намного раз меньше относительно к рис. 1) для спутников 1963-43A, 1968-66A и 1963-53A соответственно показаны кривые периода, определённого из визуальных наблюдений (маленькие точки), а также кривые P от орбитальных элементов различных вычислительных центров (большие точки: КОСМОС, большие круги: СЛО, пустые треугольники: НОРАД, чёрные треугольники: САО). На нижней части рисунков — кривые \dot{P} , полученные с дифференцированием соответствующей кривой P , и в случаях двух спутников-баллонов 1968-66A и 1963-53A кривые \dot{P}_{SRP} , изменение периода из-за солнечного светового давления [8]. В середине кривая \dot{P} спутника 1968-66A полученная из фотографической кривой P (обозначены крестами на рис. 3).

Сравнение с моделью

По модели Яккия-71 [9] вычислялась плотность атмосферы (ρ_{3-4}) на каждый день на мгновенном положении (высота референции = высота перигея + $1/2 H$) данного спутника. На пятом рисунке по спутникам отдельно нарисованы — под кривыми торможений, исправленными уже по световым давлениям — соответствующие кривые ρ_{3-4} .

На шестом рисунке изображены значения f , т.е. отношения торможений \dot{P} к соответствующим значениям ρ_{3-4} . Видно, что около 360 и 720 км модель приблизительно хорошо вычисляет изменения плотности атмосферы (1963-43A и 1968-66A), но около 1000 км оставшаяся волна покажет, что модель наверно не полностью учитывает влияние изменения плотности водорода. По момент экстремальных значений выводится заключение, что во время маленькой солнечной активности модель ниже оценивает плотность атмосферы утром, и выше оценивает вечером (в местном времени).

Также видно, что в некоторых случаях бывают колебания плотности атмосферы (обозначены эллипсами на рис. 6), когда нет соответствующих колебаний в геомагнитной активности, как Вокер и другие также уже неоднократно заметили [10].

Выводы

Из нашей обработки видно, что изменения плотности атмосферы, параллельные с маленькими геомагнитными колебаниями ($A_p \approx 30$ у фотографических и $A_p \approx 50$ у визуальных наблюдений ИСЗ) можно исследовать, если такой постоянный ряд наблюдений находится в распоряжении, что в среднем в день определяется не меньше одного периода, т.е. разрешающая способность достигает одного дня.

Обработка фотографических и визуальных наблюдений продолжается.

В заключении автор чувствует своей обязанностью выразить Астрономическому Совету АН СССР благодарность за фотографический материал и за возможность работы в Астросовете, а также М. Надь и А. Сабо, сотрудникам Астрономического Института ВАН, за помощь в обработках.

Литература:

1. А.Хорват, Е.Иллеш-Алмар, Наблюдения № 14, Бухарест, 1975.
2. A.Horváth, E.Illés-Almár, Наблюдения № 9, ст.277, Варшава, 1970.
3. А.Хорват, Научные Информации № 25, ст.30, Москва, 1972.
4. И.Алмар, А.Хорват, Е.Иллеш-Алмар, Наблюдения № 9, ст.285, Варшава, 1970.
5. Current Gear Ratio Elements Derived by NASA GSFC from NORAD Data.
6. Modified Orbital Elements, Smithsonian Astrophysical Obs., Cambridge, Massachusetts.
7. Orbital Elements of S.R.C. Radio and Space Research Station Slough.
8. А.Хорват, Наблюдения № 8, ст.187, Будапешт, 1969.
9. L.G.Jacchia, SAO Spec. Rep. 332.
10. D.M.C.Walker, Planet Space Sci., Vol. 22, pp.403, 1974.

4/- 433 -

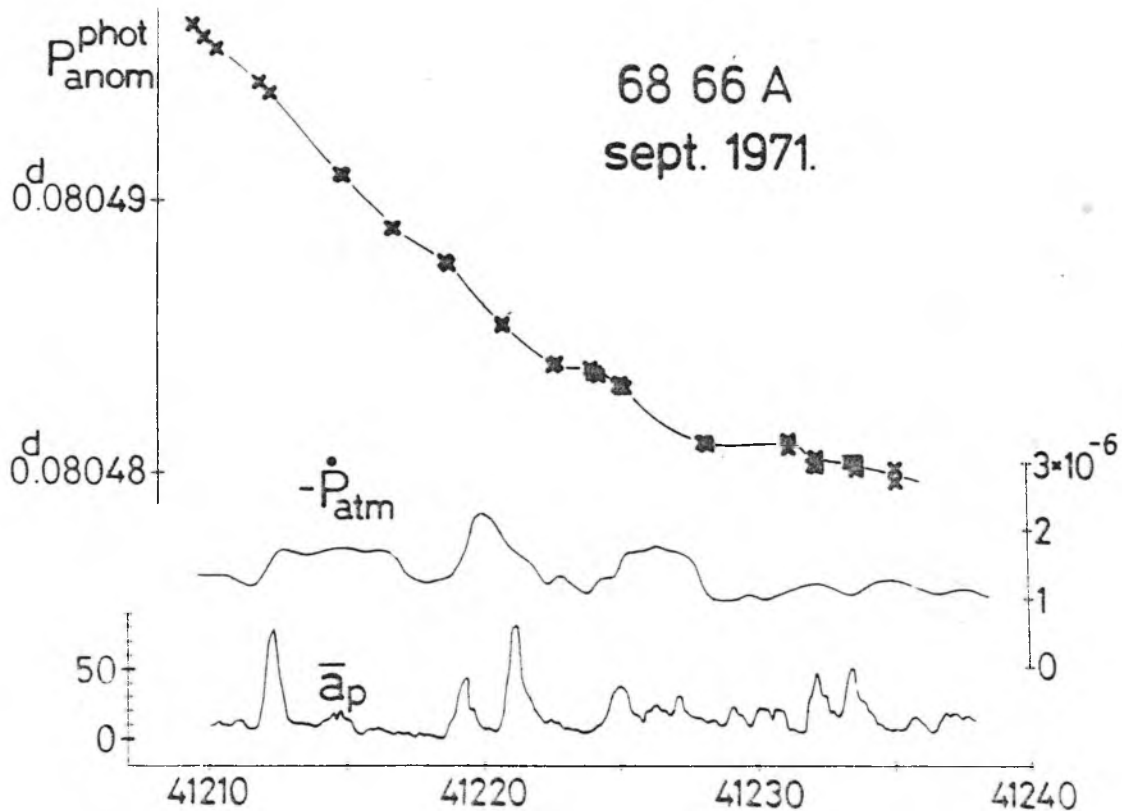


Рис. 1

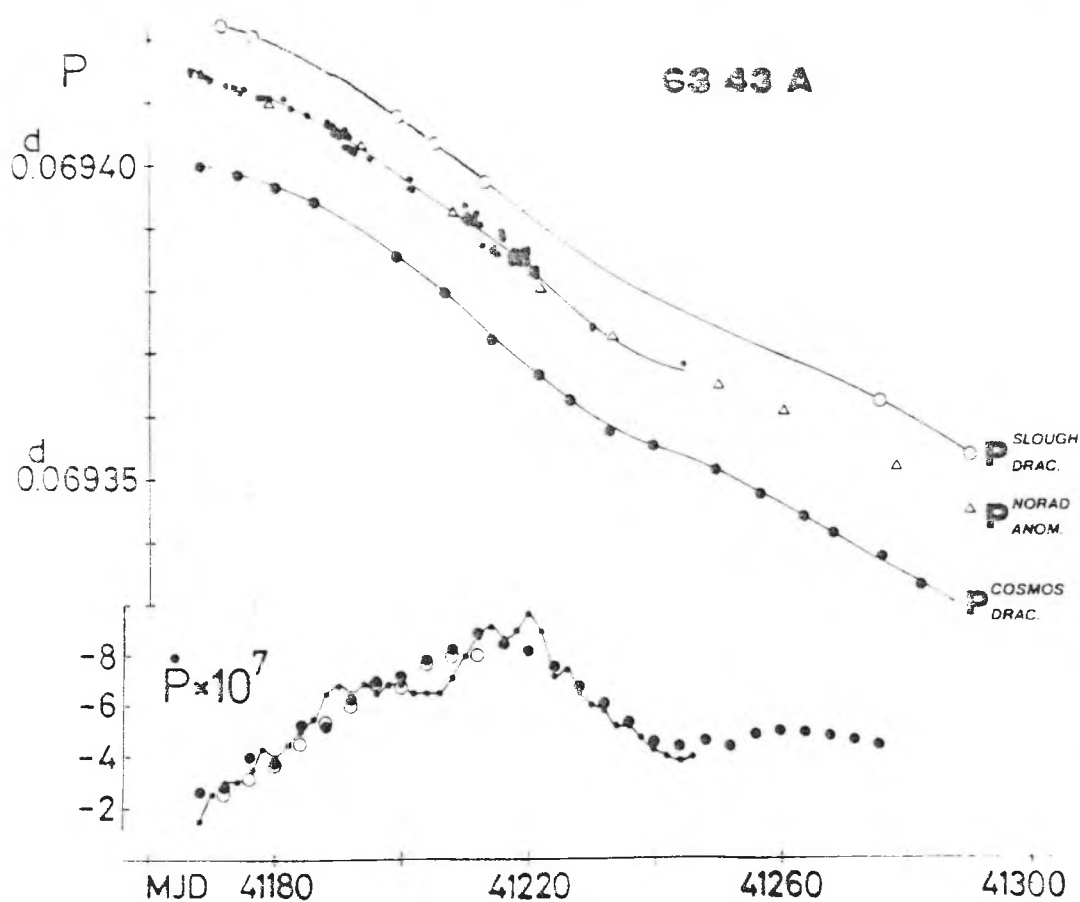


Рис. 2

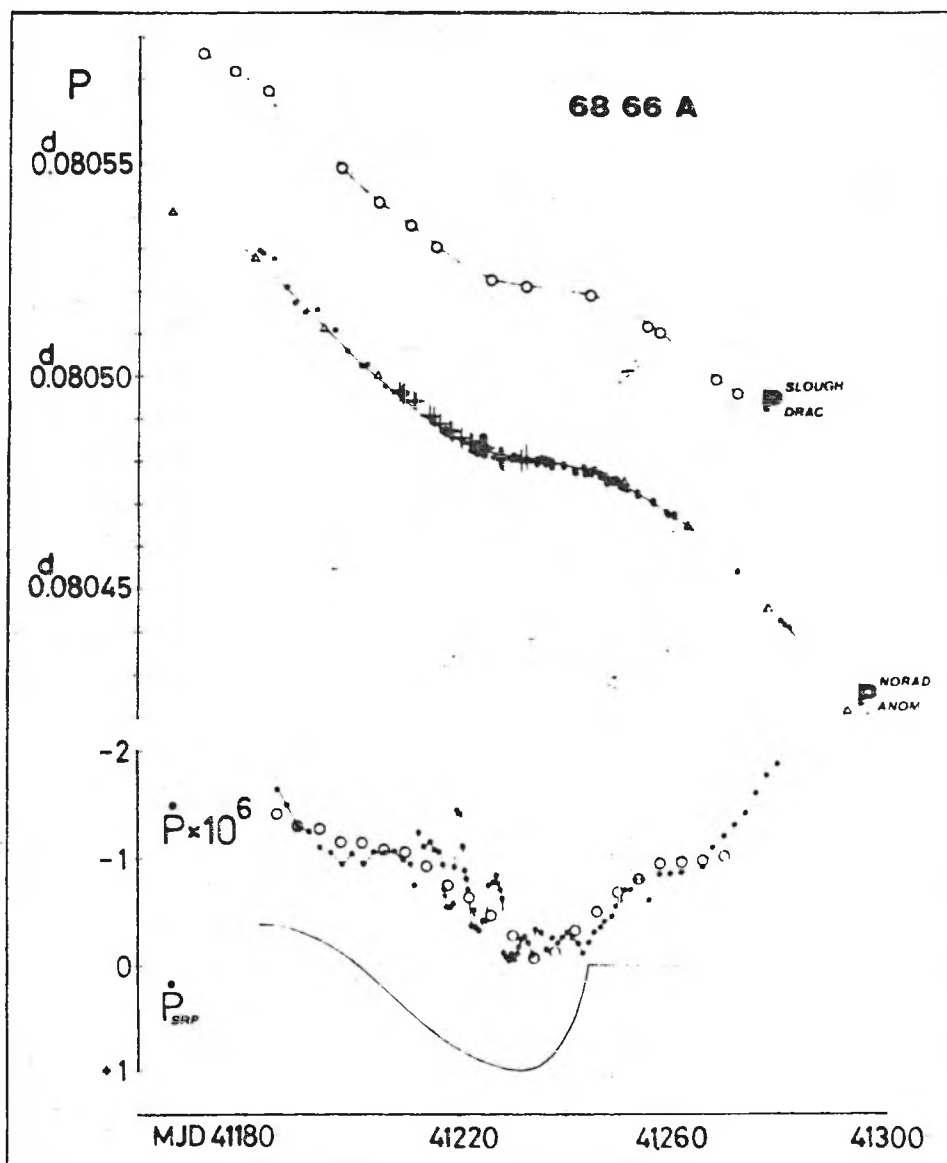


Рис. 3

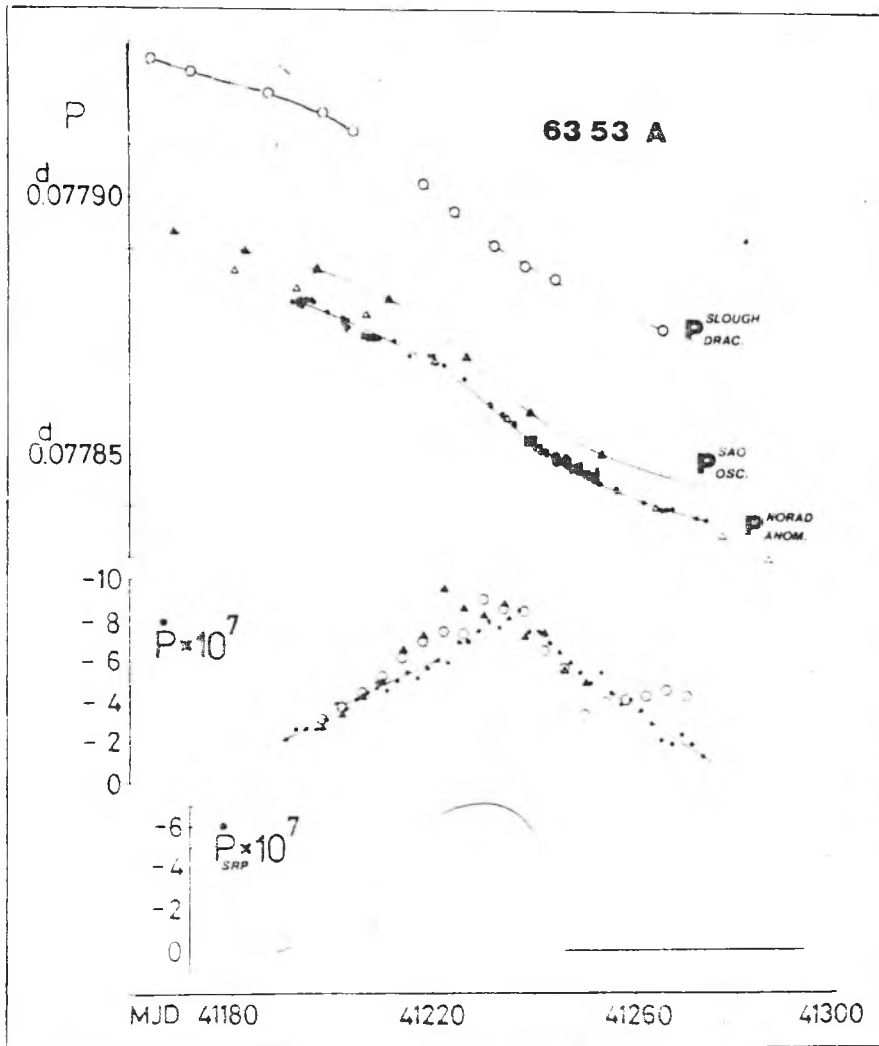


Рис. 4

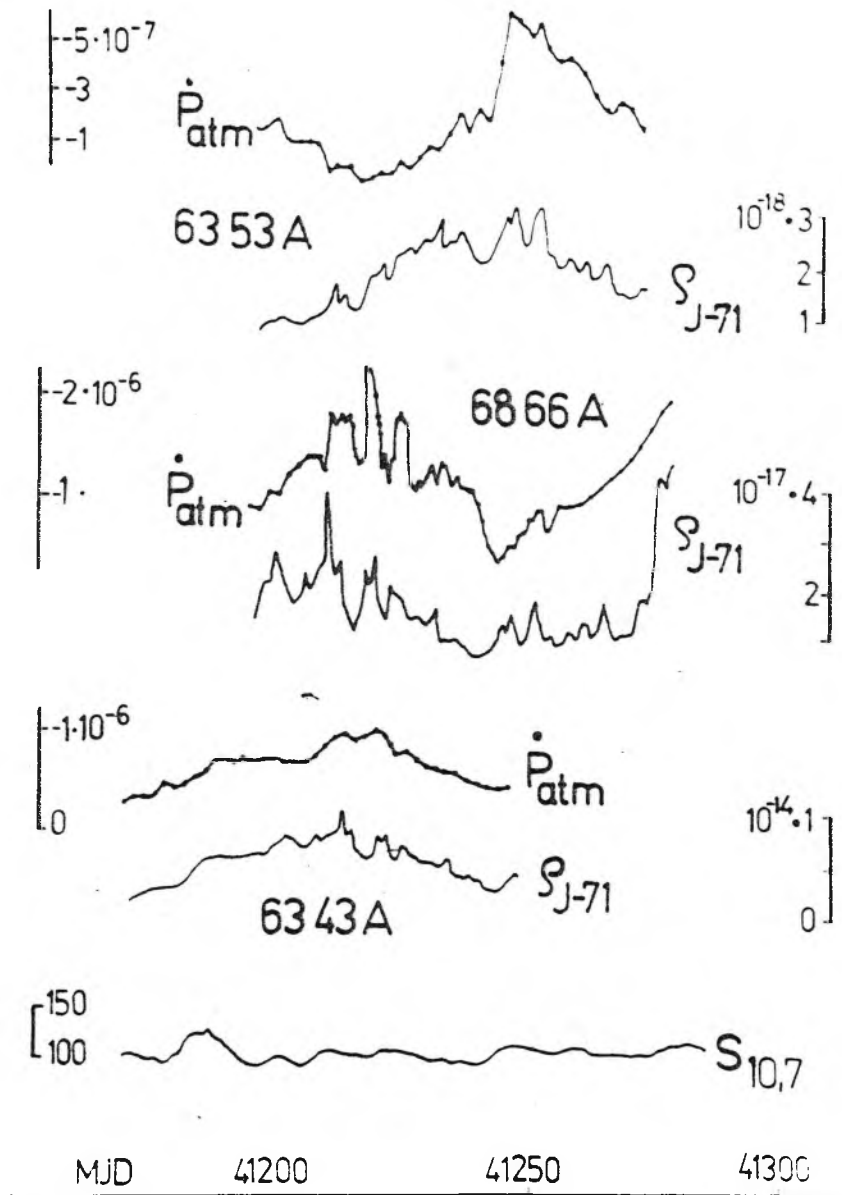
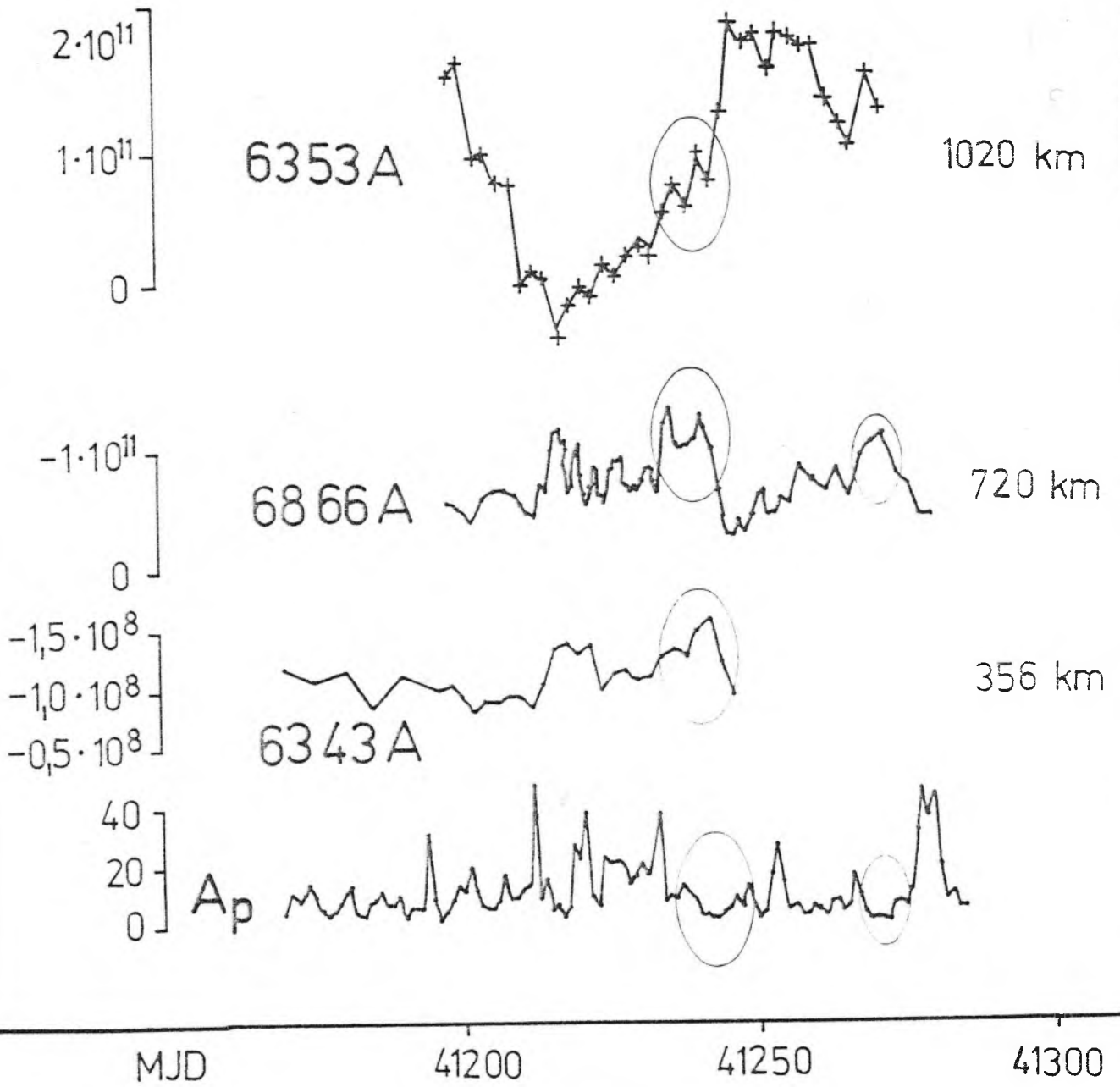


Рис. 5

$$\left[\dot{P}_{\text{atm}} / \rho_{J71} \right] (t)$$



AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR
Forschungsbereich Geo- und Kosmoswissenschaften
ZENTRALINSTITUT FÜR PHYSIK DER ERDE

Veröffentlichungen des Zentralinstituts für Physik der Erde
Nr. 52, Teil 3

3rd International Symposium Geodesy and Physics of the Earth

GDR Weimar, October 25th-31st, 1976

Proceedings

Part 3

Edited by the Scientific Committee
H. Kautzleben (GDR), A. Massevitch (USSR),
E. Tengström (Sweden), E. Buschmann (GDR)

Als Manuskript gedruckt
Potsdam 1977

АНАЛИЗ ИЗМЕНЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ

С 27-ДНЕВНЫМ ЦИКЛОМ

Э. Иллес-Алмар, Венгрия

Резюме: По данным с второй половины 1971 г. торможения более 20 спутников исследовались колебания плотности атмосферы, связанные с 27-дневным циклом солнечной деятельности, относящиеся к высотам 200 - 1000 км. Статистическое изучение моментов максимального торможения отдельных спутников доказало, что иногда имеются периоды, когда это колебание появляется в течение 5 последовательных 27-дневных циклов, хотя в то время ход интенсивности радиоизлучения Солнца на волне 10.7 см ($S_{10.7}$ - обычный индекс солнечной активности) сильно возмущен. Похожий эффект был обнаружен до сих пор только по слежению немногих спутников и в изолированных циклах. Наша статистическая обработка доказала, что индекс $S_{10.7}$ иногда может оказываться в течение нескольких месяцев непригодным для характеристики медленных колебаний плотности воздуха.

Abstract: ANALYSIS OF THE 27-DAYS FLUCTUATION OF THE THERMOSPHERIC DENSITY E. Illés-Almár Hungary

The density variation in the upper atmosphere along with the 27-days cycle of solar activity have been analysed using drag data of more than 20 satellites from the second half of 1971 between 200 and 1000 km. A statistical treatment of the maximum drag moments of different satellites indicates that there is a 27-days periodicity in the changes of the thermospheric density through 5 consecutive cycles in spite of the fact that the usual index of solar activity i.e. the intensity of the 10.7 cm solar radio flux ($S_{10.7}$), is strongly distributed. Earlier results were based on the tracking of a few satellites and suggested a similar effect in isolated cycles only. It has been proved by this statistical treatment that $S_{10.7}$ may be sometimes for months an unsuitable index to describe slow fluctuations of atmospheric density.

Введение

В Астрономическом Институте ВАН комплексная система программы PERLO [1] дополнена с новой частью, под названием KINGHELE. Используя значения торможений спутников, программа KINGHELE вычисляет измеренные значения плотности атмосферы (ρ_{obs}) с помощью формул Кинг-Хили [2], и также модельные значения, по модели Якия-71 (ρ_{J71}) на тот же момент времени и на то же мгновенное положение, когда и где спутник тормозится.

Чтобы отдельно изучать реальные эффекты в изменении плотности верхней атмосферы разного периода, описанные в моделях — в программе имеется возможность исключить один из выбранных эффектов, ход которого изучается, и оставить все остальные эффекты у вычисления ρ_{J71} . Таким образом, отдельно можно исследовать суточный, 27-дневный, полугодовой, сезонный и 11-летний эффект.

В настоящей работе изучается 27-дневный эффект изменения плотности верхней атмосферы.

Метод

Как известно, в большинстве случаев размеры спутников очень грубо известны. Но на основании литературных данных [4] можем принимать, что модель Якия-71 в среднем хорошо описывает плотность атмосферы. По этому отношению поперечного сечения (F) к массе (m) спутника было изменено до того, пока среднее значение ρ_{obs}/ρ_{J71} (f) на исследованном интервале стало равным 1. Дальше при обработке использовались эти исправленные значения F/m .

При изучении 27-дневного эффекта по программе KINGHELE вычисляются модельные значения (ρ_{J71}^{27}) так, как будто индекс Ковингтона ($S_{10.7}$, радиоизлучение Солнца на 10.7 см — использованный в моделях, как индекс солнечной деятельности) был-бы постоянным, и равным с его минимальным значением в исследованном промежутке времени. Полученная таким образом кривая $f^{27} = \rho_{\text{obs}} / \rho_{J71}^{27}$ по времени показывает реальный ход только 27-дневного эффекта, если предполагается, что модель хорошо учитывает все остальные эффекты.

Для изучения длительности периода и изменения фазы 27-дневного эффекта достаточно исследовать места максимумов кривой f^{27} , не считая значения их амплитуды. Поэтому было изучено распределение максимумов кривых f^{27} разных спутников: с анализом частоты максимумов каждые 5 дней.

Наблюдательный материал

Обрабатывались наблюдённые орбитальные периоды 22 спутников в интервале времени с июня 1971-ого года до июля 1972-ого года. Места торможения спутников находились между высотами 200 — 1000 км. Часть спутников в этом интервале времени закончила свою жизнь, но всегда не меньше, чем 7 спутников имелись в распоряжении.

В случае 19 спутников использовали значения орбитальных периодов, опубликованные GSFC (вычисленные на основании наблюдений сети NORAD) [5]. Разрешающая способность по времени этого материала около 5 — 10 дней.

В случае 3 спутников (Полёт-1, Эксплорер-19 и

Эксплорер-39) использовались не только орбитальные элементы GSFC, а также SAO [6], RAЕ [7] и КОСМОС, и орбитальные периоды определённые непосредственно из наблюдений с программой PERLO. Оригинальным наблюдательным материалом этого последнего, служило около 1000 фотографических наблюдений, сделанных в рамках программы "АТМОСФЕРА" [8] с камерами АФУ-75 Астросовета, и приблизительно 4000 визуальных наблюдений, сделанных в 30 странах Европы и Азии. Разрешающая способность по времени у этих трёх спутников около 2-х дней.

Чтобы согласовать данные, имеющие различные разрешающие способности по времени и модельные значения, полученные ежедневно — значения f^{27} были усреднены с перекрытием по 5 дней.

Результаты

На рисунке внизу видна гистограмма частоты максимумов плотности верхней атмосферы (чёрные столбцы). На середине кривая $S_{10.7}$ показывает индекс Ковингтона. Стрелки над кривой $S_{10.7}$ символизируют серии 27-дневных циклов солнечной деятельности на кривой $S_{10.7}$. Три серии, между которыми являются скачкообразные разницы фазы, фиксированы к наиболее характеристическим максимумам (обозначенным непрерывными стрелками: соответственно 7, 9; 2, 3, 5; 1, 2) солнечной активности с периодом 27 дней. Прерывные стрелки показывают места с периодом 27 дней: там надо было появиться максимумам, если солнечная деятельность не была-бы возмущённая. Цифры у стрелок показывают собствен-

ный номер порядка в данных серии и длительность серии без изменения фазы.

Видно, что во время характеристических максимумов на кривой $S_{10.7}$, всегда с большими частотами появляются максимумы и в плотности верхней атмосферы, как это написано в моделях. Но кроме этих максимумов существуют с достоверностью 99.999% серии максимумов плотности с циклом 27 дней, перед и после вышесказанных характеристических максимумов солнечной активности, и в то время, когда кривая $S_{10.7}$ возмущенная: то есть у места прерывных стрелок. Надо подчеркнуть, что у первой серии появляется не меньше 5 последующих максимумов в плотности атмосферы, но на кривой $S_{10.7}$ соответствующие максимумы совсем не показываются.

В середине рисунка кривая C показывает индекс космических излучений, измеренных нейтронным монитором в Сульфур Моунтин [9]. Кажется, что корреляция намного лучше с этой кривой, особенно в вышесказанном возмущенном промежутке времени. Этот последний аспект исследования дальше изучается.

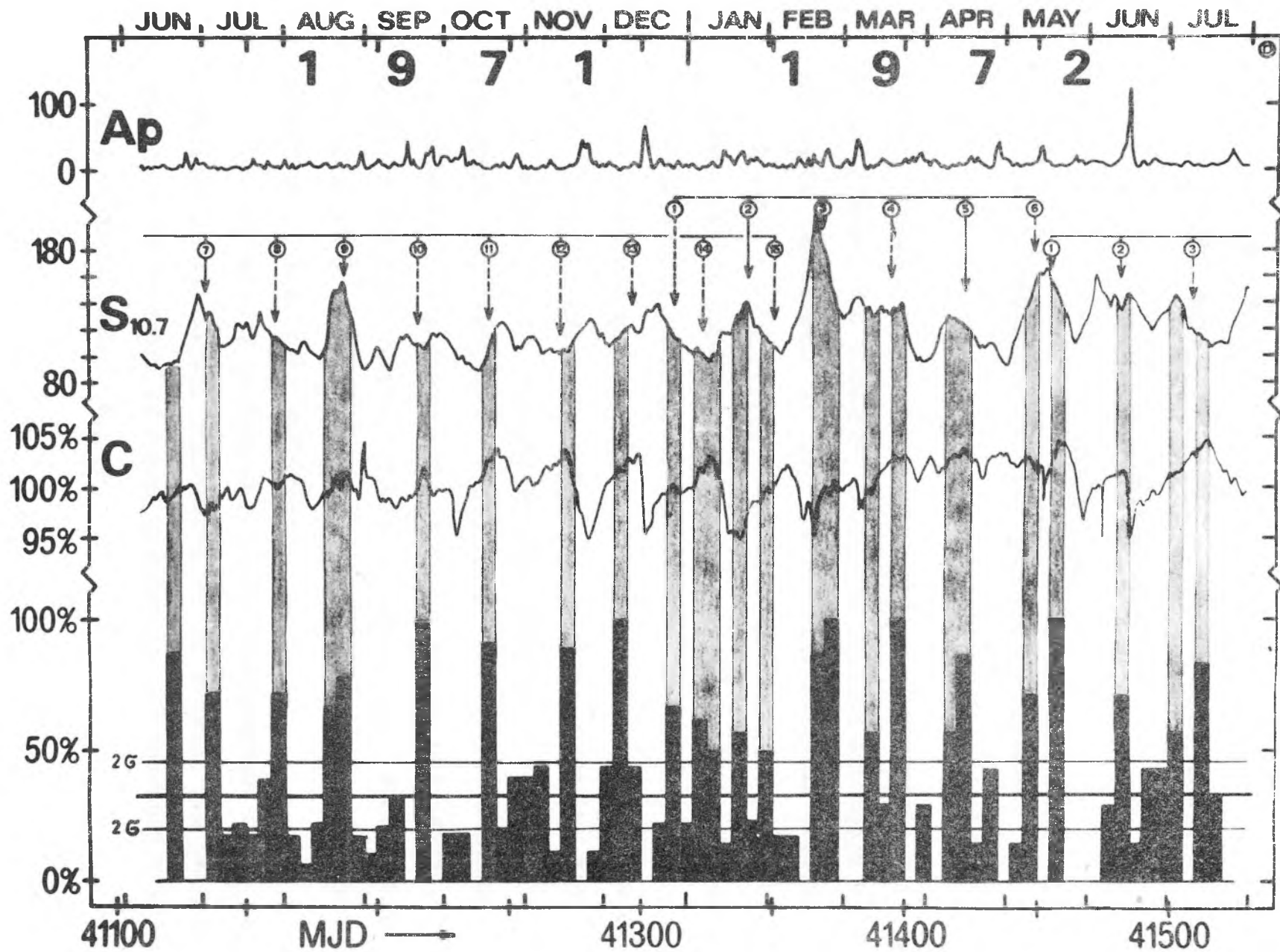
Выводы

В литературе найдутся случаи, когда корреляция между $S_{10.7}$ и интенсивностью экстремального ультрафиолетового излучения слабая, и этот дефект виден между измеренными и модельными значениями плотности. Но по мнению Яккия [10] такие случаи редко появляются, и не распространяются больше, чем на один цикл солнечной активности с периодом 27

дней. А наш материал однозначно показывает, что такой дефект может распространяться больше, чем на один цикл, если возмущение кривой $S_{10.7}$ происходит на длительном промежутке времени; то есть, индекс Ковингтона иногда больше нескольких месяцев непригодный к описанию изменения плотности по 27-дневному эффекту в моделях верхней атмосферы.

Литература

- [1] А. Хорват, Э. Иллеш-Алмар, Наблюдения ИСЗ №14, стр. 417, Бухарест, 1975.
- [2] King-Hele, Theory of Satellite Orbits in an Atmosphere Butterworths, 1964.
- [3] L.G. Jacchia, SAO Spec. Rep. 332.
- [4] Ф. Барлье, Х. Жек, Ж.Л. Фалин, М. Илл, Наблюдения ИСЗ №12, стр. 213, Прага, 1973.
- [5] Current Gear Ratio Elements Derived by NASA GSFC from NORAD Data.
- [6] Modified Orbital Elements, Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge, Massachusetts.
- [7] Orbital Elements of S.R.C. Radio and Space Research Station Slough
- [8] Программа "АТМОСФЕРА", Экваториальные топоцентрические координаты ИСЗ, Астросовет АН СССР
- [9] Solar Geophysical Data No 332 - 341 I.
- [10] L.G. Jacchia, Journal of Geophysical Research Vol. 80. No 10, p. 1374, 1975.



Reprint from Nabl. ISZ. Vol. 17., 1977.

АНАЛИЗ ИЗМЕНЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ

С 27-ДНЕВНЫМ ЦИКЛОМ

Э. Иллеш-Алмар

Астрономическая Обсерватория ВАН, Будапешт

Резюме: Продолжалось ранее начатое [2] систематическое изучение 27-дневного колебания плотности верхней атмосферы на основании торможений 53 спутников. Новый интервал времени исследования - 1966-67 гг. На гистограмме - характеризующей в суммированной форме частоты максимумов 27-дневной вариации плотности атмосферы на разных высотах (180-1000 км) - полученное число максимумов (82) значительно превышает ожидаемое число (23). Показывается, что в 30 случаях максимумы плотности сильно связаны минимумами галактического космического излучения (С), измеренного нейтронными мониторами на поверхности Земли. Предполагается, что этот индекс сигнализирует источник дополнительного нагрева в атмосфере, действующий под контролем магнитосферы Земли, и который играет также важную роль, как EUV излучение.

16 максимумов выступает во время геомагнитных бурь, а остальные 11 максимумов появляются на тех местах, где ожидаемые пики отсутствуют из серии максимумов 27-дневного цикла радиоизлучения Солнца $S_{10.7}$

Abstract:

ANALYSIS OF THE 27-DAYS FLUCTUATION IN THERMOSPHERIC DENSITY

by E. Illés-Almár, Konkoly Observatory, Budapest

The statistical investigation of the density variation in the upper atmosphere along with the 27 day cycle of solar activity has been continued [2], using drag data of 53 satellites. The new time interval in question is the years 1966-67. The number of maxima on the hystogram (82) - representing in a condensed form the frequency of maxima of the density variation at different altitudes (180 - 1000 km) - exceeds the expected number (23) considerably. It has been found that in 30 cases the maxima are correlated to minima of the galactic cosmic ray index (C) measured by neutron monitors on the surface of the Earth. It is suggested that this index represents an additional heat source of equal importance to EUV flux in the atmosphere, acting under the control of the geomagnetic field. There are 16 maxima during geomagnetic storms, the remaining 11 maxima are found at times when one peak of $S_{10.7}$ is missing from a longer series of the 27 day fluctuation.

Введение

В процессе обработки, с помощью программы P E R I O, материала наблюдения Echo-1 [1], собранного в течение пяти месяцев в конечной фазе его существования в 1968-ом году, нами было получено, что в торможении спутника в апреле возник максимум вопреки тому, что в радиоизлучении Солнца на длине волны 10.7 см за это время никаких максимумов не было. Периодичность в 27 дней видна на кривой $S_{10.7}$ (сплошная линия на верхней части рисунка 1) до марта, но уже в начале апреля появляется, и начинает действовать новая активная область на поверхности Солнца. Поэтому на кривой $S_{10.7}$ виден сдвиг фазы, и максимум кривой $S_{10.7}$ в апреле находится не на месте, соответствующем предыдущим максимумам (пунктирная линия в верхней части рисунка 1). Тем не менее в торможении спутника Echo-1 максимум появляется именно в промежутке времени ожидаемом, на основании предыдущих месяцев, и не совпадает с максимумом кривой $S_{10.7}$ в апреле 1968 г. Кривая периодов спутника Echo-1 показывает, что данный интервал времени хорошо "покрыт" наблюдениями, и нет сомнений в реальности этого максимума в торможении.

Нас и позднее интересовала проблема: существуют ли максимумы в торможении спутников 27-дневного цикла тогда, когда соответствующие максимумы на кривой $S_{10.7}$ исчезают. Поэтому мы начали систематические исследования, направленные на поиск всех участков кривой $S_{10.7}$ с нарушением периодичности, сбор материала наблюдения для многих спутников (чтобы исключить случайные эффекты параллельными наблюдениями), и обнаружение возможной зависимости этого явления от высоты спутника над поверхностью Земли.

В статье [2] нами уже был опубликован первый такой анализ данных наблюдений, полученных за 1971-72 гг. Временная разрешающая способность этого материала в случае 19 спутников была меньше, чем у спутника Echo-1, и поэтому максимумы не были всегда отчетливо видны. В связи с этим мы не принимали во внимание высоту максимумов, а только их фактическое существование. Нами статистически определялось, у скольких процентов спутников выплывает максимум на протяжении 5 дней. На рис.2 кривая A_p показывает среднесуточный планетарный геомагнитный индекс, кривая $S_{10.7}$ - радиоизлучение Солнца в этот период, когда совсем не наблюдается отчетливой 27-дневной периодичности. Видны только следы по меньшей мере трёх серии максимумов на кривой $S_{10.7}$, сдвинутых по фазе относительно друг к другу, обусловленные, повидимому, тремя активными областями Солнца. Стрелки показывают места максимумов, ожидаемых на основании периодичности в 27 дней, а цифры показывают, через сколько циклов можно следить за одной серией максимумов. Нам кажется, что плотность атмосферы показывает более отчетливую 27-дневную периодичность, чем сама кривая $S_{10.7}$, и если на кривой $S_{10.7}$ уже не видны следы одной серии максимумов, то в плотности атмосферы максимумы продолжают выступать с прежней фазой.

Ввиду того, что в 1971-72 годах наблюдалось несколько последовательностей максимумов на кривой $S_{10.7}$, которые перекрываются, и сдвиг фазы последовательностей только немного превышает временную разрешающую способность нашего метода, мы старались выбрать такой интервал времени, когда нет больше двух длинных последовательностей на кривой $S_{10.7}$. Такой интервал времени найден в 1966-67 гг.

Материал наблюдения

В качестве материала наблюдения в 1966-67 гг. использовались опубликованные орбитальные элементы NORAD [3] для 31 спутников. Высоты перигея находятся между 180-680 км. Разрешающая способность в этом интервале времени намного лучше, чем в 1971-72 годах, и у нескольких спутников иногда достигает 2-3 дней. Поэтому максимумы лучше выделяются, т.е. не сглаживаются вследствие малой разрешающей способности.

Метод обработки данных

Использовался тот же самый метод обработки данных, который был использован для материала 1971-72-ых годов в [2]. А именно: 1) По измеренным торможениям спутников были определены значения плотности атмосферы ρ_{obs} по формулам Кинг-Хили [4]:

$$\rho_{\frac{1}{2}H_{obs}}^* = -\frac{0.157P}{\delta} \left[\frac{e}{aH^*} \left[1 - 2e + \frac{5}{2}e^2 - 3e^3 - \frac{H^*}{8ae} \left(1 - 10e + \frac{7H^*}{16ae} \right) + \frac{\xi}{e} \sin^2 i \cos 2\omega \right] \right] \quad \begin{array}{l} e < 0.2 \\ z > 3 \end{array}$$

или

$$\rho_{\lambda_{obs}} = -\frac{\phi P}{3\pi a \delta} \frac{\exp(c \cos 2\omega) + 0(0.01, e^2, \frac{1}{2}c^2)}{1 + \frac{2eI_1(z^*)}{I_0(z^*)} + \frac{cI_2(z^*)}{I_0(z^*)} \cos 2\omega} \quad \begin{array}{l} e < 0.2 \\ z < 3 \end{array}$$

2) Из модели Яккия-71 были вычислены такие модельные значения ρ_{J71}^{27} , в которых учтены полностью все эффекты, за исключением 27-дневного эффекта. Этот последний эффект учитывался частично таким образом, как будто значения $S_{10.7}$ всегда были равны его минимальным значениям в этом интервале. После этого вычислялись отношения $f^{27} = \frac{\rho_{obs}}{\rho_{J71}^{27}}$. Если предполагать, что модель Яккия-71 хорошо учитывает все эффекты, тогда форма кривой f^{27} должна показывать нам действительный ход 27-дневного эффекта. (При действительных значениях $S_{10.7}$ недостатки модели проявляются иногда как максимумы, иногда как минимумы. При минимальном

значении $S_{10.7}$ все эти недостатки, однако, проявляются как максимумы, поэтому мы использовали в расчетах минимальное значение $S_{10.7}$.) Вместо разности $Q_{obs} - Q_{J71}^{27}$ нами исследовались изменения отношения $\frac{Q_{obs}}{Q_{J71}^{27}}$ потому, что эффективное поперечное сечение спутника $\frac{F}{M}$ иногда плохо известно, и тогда при использовании $\frac{Q_{obs}}{Q_{J71}^{27}}$ эта ошибка появляется, как множитель, искажающий только шкалу рисунка.

3) После этого подсчитали, у скольких процентов спутников появились максимумы на протяжении пяти дней, и построили гистограмму частот максимумов.

Результаты

В исследованном нами промежутке времени 1966-67 гг. максимумы у многих спутников появляются также значительно чаще, чем это ожидается на основании кривой $S_{10.7}$. На рис.3 являющимся частью обработанного материала интервала наблюдения представлены кривые значений $S_{10.7}$ и C (индекс галактического космического излучения), и также кривые самих отношений f^{27} для всех спутников имеющих в распоряжении в этом интервале времени. Стрелки показывают места максимумов кривой $S_{10.7}$. Вертикальные линии показывают места максимумов кривых f^{27} для отдельных спутников. Аномальные максимумы, расположенные не на предсказанных на основе кривой $S_{10.7}$ местах, вовсе не меньше по амплитуде, чем ожидаемые максимумы. Очевидно, их существование настолько же реально, как существование ожидаемых максимумов. На основе этих данных можно подчеркнуть вывод (уже упомянутый в литературе), что индекс $S_{10.7}$ не всегда пригоден для учёта 27-дневного эффекта.

Но большое количество максимумов в плотности верхней атмосферы может привести не только к этому заключению. Нельзя выпустить из виду, что источником этого эффекта, кроме излу-

чения EUV, может быть и другой механизм нагрева. В литературе уже имеются гипотезы о принципиальной возможности существования другого такого механизма [5].

Теоретическое размышление

Известно, что на атмосферу влияет (нагревает её), прежде всего, экстремальное ультрафиолетовое излучение Солнца, EUV. Ввиду того, что это излучение непосредственно недоступно наблюдениям на поверхности Земли, во всех аэрономических модельных расчётах принято пользоваться радиоизлучением Солнца $S_{10.7}$. При этих вычислениях предполагалось, что временные изменения этих излучений находятся в хорошем согласии друг с другом. Это предположение основывалось на результатах ранее выполненных спорадических измерений на ракетах и спутниках. Однако, современные непрерывные наблюдения вне атмосферы на бортах спутников AEROS-A и AE-C не подтвердили предположение о тесной корреляции между $S_{10.7}$ и EUV, ошибка может достигать 150-250% ([6],[7],[8]).

Как известно, построение трёхмерной нестатической модели атмосферы - очень сложная задача, и с ней ещё не удалось справиться. Разработаны только упрощенные одномерные или двумерные статические модели. А если принимается во внимание и зависимость от времени, то до сих пор удалось построить модель только в одном измерении [9]. Также не совсем точно известен относительный вклад отдельных фотохимических процессов при передаче энергии излучения EUV атмосфере. Вследствие этого, в моделях имеется довольно много свободных параметров. Всегда можно выбрать их значения таким образом, чтобы модель хорошо описывала наблюдения. Но нельзя быть уверенными, не существуют ли и другие комбинации параметров, которые с такой же точностью описывают наблюдения. Изаков подчеркнул [9], что даже ошибка такого фундаментального исходного значения,

как излучение EUV, может компенсироваться подходящим выбором эффективности нагрева.

Энергия от Солнца переносится к земной атмосфере не только излучением EUV, но и солнечным ветром. Часть энергии, которая возникает в атмосфере от солнечного ветра вне геомагнитной бури до сих пор считалась равной только 1-2%. Амплитуды колебаний температуры для различных эффектов в атмосфере (например 11-летний, полугодовой, суточный и т.д. эффект) приблизительно равны ($100-700^{\circ}\text{K}$), и во время геомагнитных бурь также добавляется энергия того же порядка. Нет сомнений в том, что эта энергия входит в атмосферу каким то образом через земную магнитосферу, под контролем магнитного поля Земли. Наличие этого большого нагрева так очевидно во время геомагнитных бурь, что оно сразу стало заметно. Нам кажется, что если во время геомагнитных бурь этот нагрев так велик, то нельзя исключать предположение, что больше чем 1-2% энергии добавляется в атмосферу также и в спокойном периоде. Так как эта дополнительная часть меньше по сравнению с EUV источником нагрева, она легко маскируется другими параметрами моделей. Кроме того известно, что ни скорость, ни интенсивность солнечного ветра практически не изменяются, по крайней мере их малые колебания, по видимому, недостаточны для объяснения больших изменений плотности атмосферы. Однако, новые модели магнитосферы и теория слияния силовых линий магнитных полей [5] дают возможность объяснить передачу энергий различного рода от солнечного ветра одинаковой скорости и одинаковой интенсивности. Геомагнитные индексы показывают, что и с циклом солнечного вращения, и с циклом орбитального периода Земли, условия для передача энергии изменяются.

Разумно поэтому исследовать корреляцию плотности атмосферы также с таким индексом, который даёт информацию о, вы-

брасываемой из активных областей Солнца, плазме, связанной с магнитными нерегулярностями в межпланетном пространстве. Мы считали таким параметром индекс галактического космического излучения, который измеряется на поверхности Земли, и легко и быстро поступает в распоряжение исследователей так же, как и индекс $S_{10.7}$ [10].

Как известно, нерегулярности межпланетного магнитного поля по отношению к галактическому космическому излучению средней и малой энергии ведут себя рассеивающей линзой. Поэтому появление таких магнитных нерегулярностей около земной окрестности межпланетного пространства приводит к уменьшению наблюдаемой скорости счёта галактического космического излучения. Наоборот: если наблюдаемая скорость счёта галактического космического излучения уменьшается, из этого можно сделать вывод, что от Солнца прибыли магнитные нерегулярности, и вместе с ними плазма, выбрасываемая из активных областей Солнца. Такие магнитные нерегулярности, вследствие вращения Солнца с периодом около 27 дней, вызывают модуляцию 1-2% в наблюдаемой скорости счёта, измеренной нейтронными мониторами. По опыту, эта модуляция возникает параллельно в измерении всех наблюдательных станций, реальная, и таким образом, как индекс, используемая. Поэтому гистограмма, полученная из измеренных торможений 1971-72-ых годов, сравнивалась нами с измерениями нейтронного монитора в Sulphur [10] (C_S на рис.2), а материал 1966-67-ых годов с измерениями нейтронного монитора в Deep River [10] (C_{DR} на рис.3).

Во время геомагнитных бурь на кривой С всегда появляются минимумы, хотя иногда во время огромных геомагнитных бурь частицы солнечных корпускулярных излучений непосредственно доходят до поверхности Земли, и в таком случае на кривой С проявляются и острые максимумы. Так как по модели Якия-71 мы

уже приняли во внимание изменение верхней атмосферы, являющееся параллельным изменению k_p , поэтому исключили из исследования окрестность тех геомагнитных бурь, где $k_p \geq 6^+$ (в 16 случаях из 52-ух).

Выводы

Из частоты максимумов гистограммы, полученной на основании торможений 53 спутников в 1966-67 и 1971-72 гг, можно сделать следующие выводы (напоминая о том, что временная разрешающая способность гистограммы — 5 дней):

1) Через 0-5 дней после появлений максимумов на кривой $S_{10.7}$ во всех случаях (23) появляются и максимумы плотности атмосферы, как это было известно и ранее: максимумы типа S.

2) Через 5-10 дней после появлений минимумов на кривой C, почти всегда (в 34 случаях из 36) появляются и максимумы в плотности атмосферы: максимумы типа C.

В одном случае совпадает максимум типа S и типа C.

3) На гистограмме существуют и дальнейшие максимумы (в 11 случаях), которые не были предупреждены ни максимумами на кривой $S_{10.7}$ ни минимумами на кривой C. Но эти максимумы всегда находятся на таком месте, где отсутствует одна из серий максимумов с периодом 27 дней кривой $S_{10.7}$: максимумы типа S^- . Если рассмотреть все места на кривой $S_{10.7}$ с нарушением 27 дневного цикла (15 случаев), обозначенные стрелками на рис.4, во всех случаях имеются максимумы в плотности атмосферы, но 4 из 15 совпадают с максимумами типа C.

	типа A_p	типа ТОЛЬКО S	типа ТОЛЬКО C	типа S,C вместе	типа ТОЛЬКО S	типа S^-, C вместе	всего
1966-67	12	12	17	1	6	1	49
1971-72	4	8	13	-	5	3	33
всего	16	20	30	1	11	4	82

Подводя итоги можно сказать, что:

1) Источник нагрева атмосферы, характеризующийся излучением $S_{10.7}$, является не единственным в характеристическом времени 5-27 дней, а имеется и другой механизм около такого же порядка, действующий под контролем магнитосферы Земли, индексом которого можно предложить C (галактическое космическое излучение).

2) Периодичность в 27 дней в изменении плотности атмосферы, вызываемая излучением EUV, является более регулярной, чем в использованном, как индекс, радиоизлучении Солнца $S_{10.7}$.

Исследования продолжаются на более длительном промежутке времени и направлены на установление количественной зависимости.

В заключение, автор чувствует своей обязанностью выразить благодарность д-ру Бенко за полезные дискуссии, а также М. Надь и П. Дечи за помощь оказанную в обработке данных.

Литература:

- [1] I. Almár, A. Horváth, E. Illés; DYNAMICS OF SATELLITES 1969, p. 244, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1970.
- [2] E. Illés-Almár, Proceedings of the 3rd Intern. Symp. "Geodesy and Physics of the Earth", Potsdam, 1977.
- [3] Current Gear Ratio Elements Derived by NASA GSFC from NORAD Data.
- [4] D.G. King Hele, THEORY OF SATELLITE ORBITS IN AN ATMOSPHERE, Butterworths, London, 1964.
- [5] Space Sci. Rev. Vol. 17, Nos. 2/3/4, 1975.
- [6] G. Schmidtke, Rept. at COSPAR Meeting, Varna, 1975.
- [7] H.E. Hinteregger, J. Atmos. Terr. Phys. Vol. 38, 38, 1976.
- [8] E.V.P. Smith, D.M. Gottlieb, Space Sci. Rev. Vol. 16, Nos 5/6, 771, 1974.
- [9] M.N. Izakov, J. Atmos. Terr. Phys. Vol. 38, 847, 1976.
- [10] Solar Geophysical Data, NOAA, Boulder, Colorado.

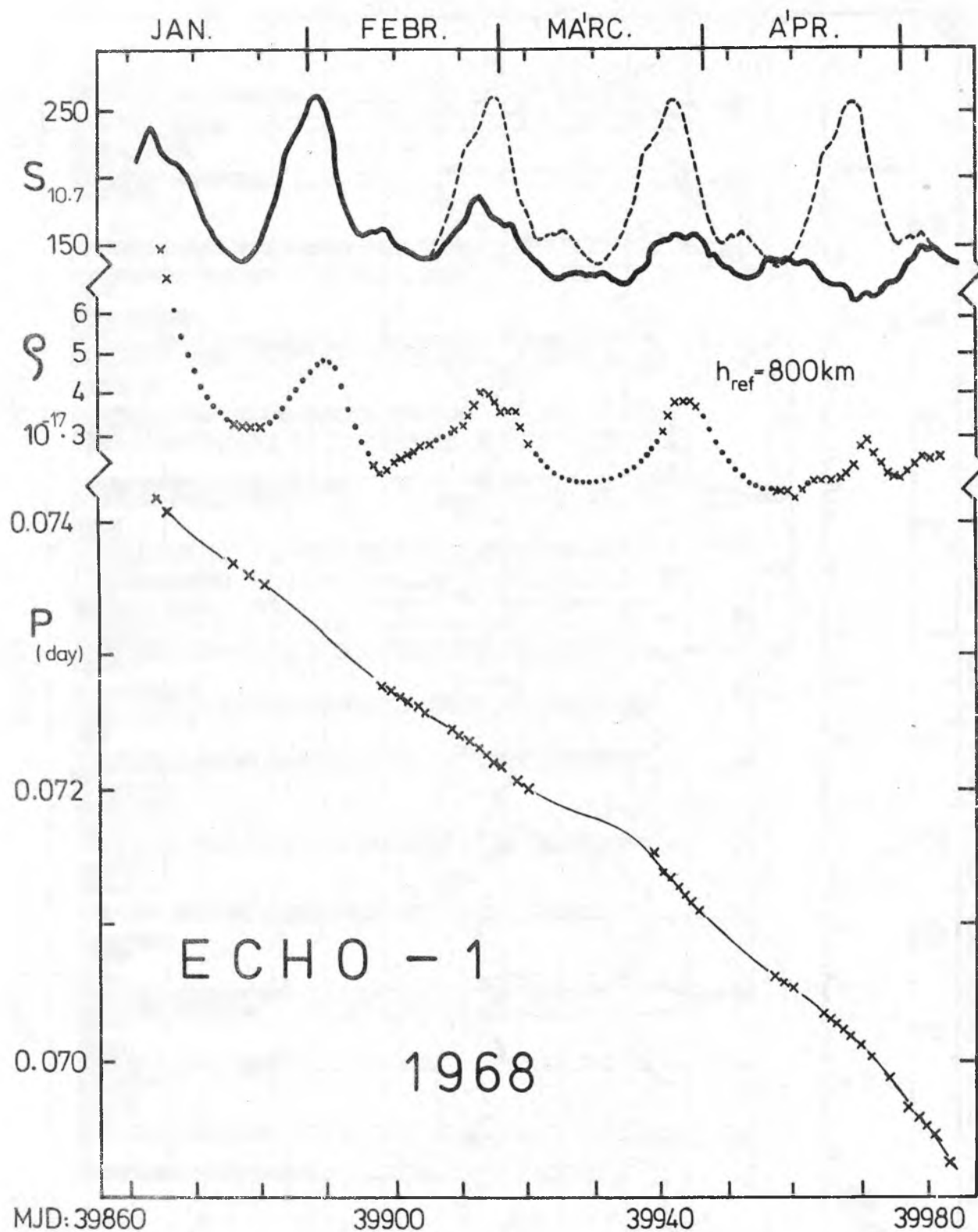
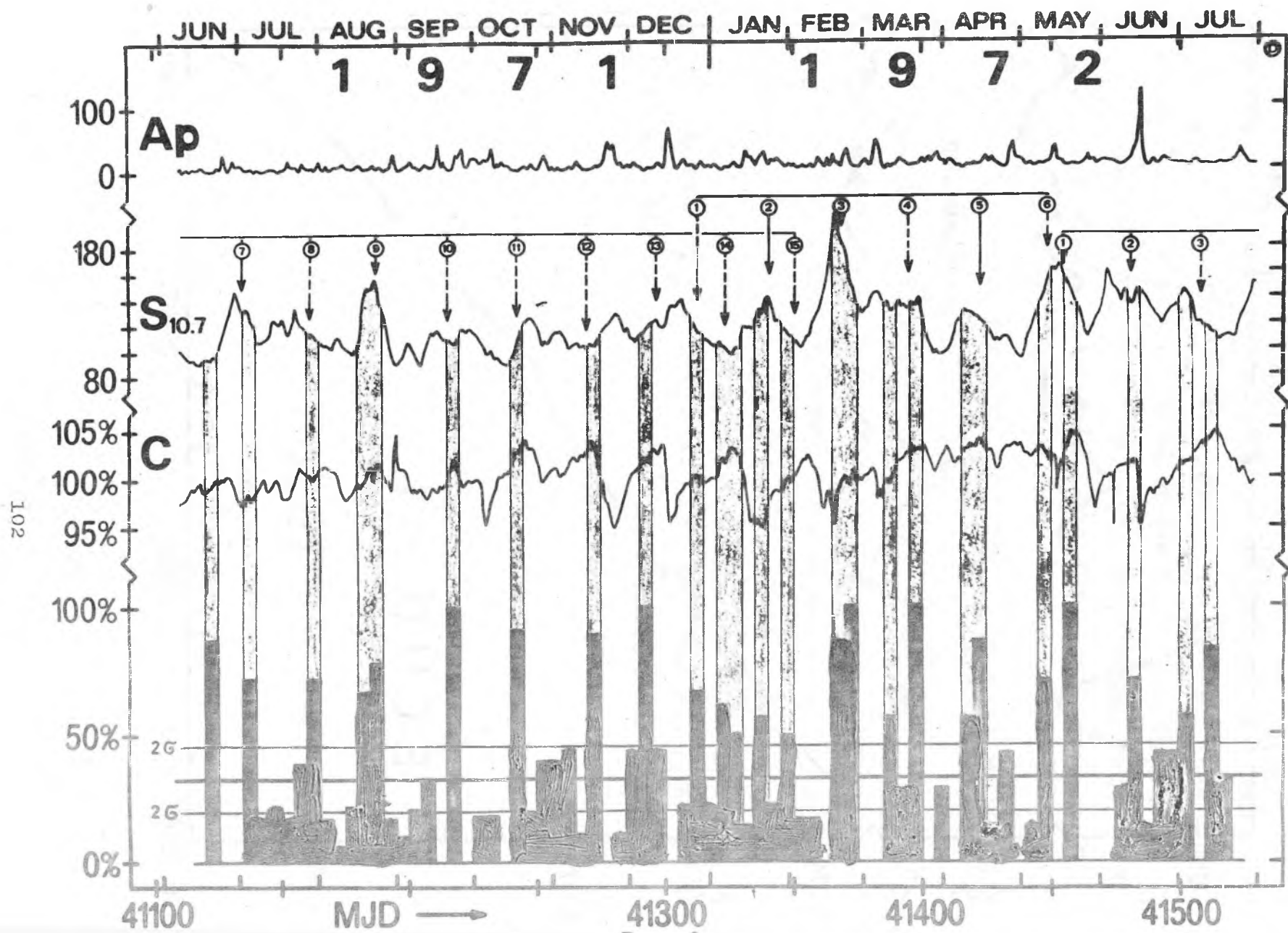


Рис. 1



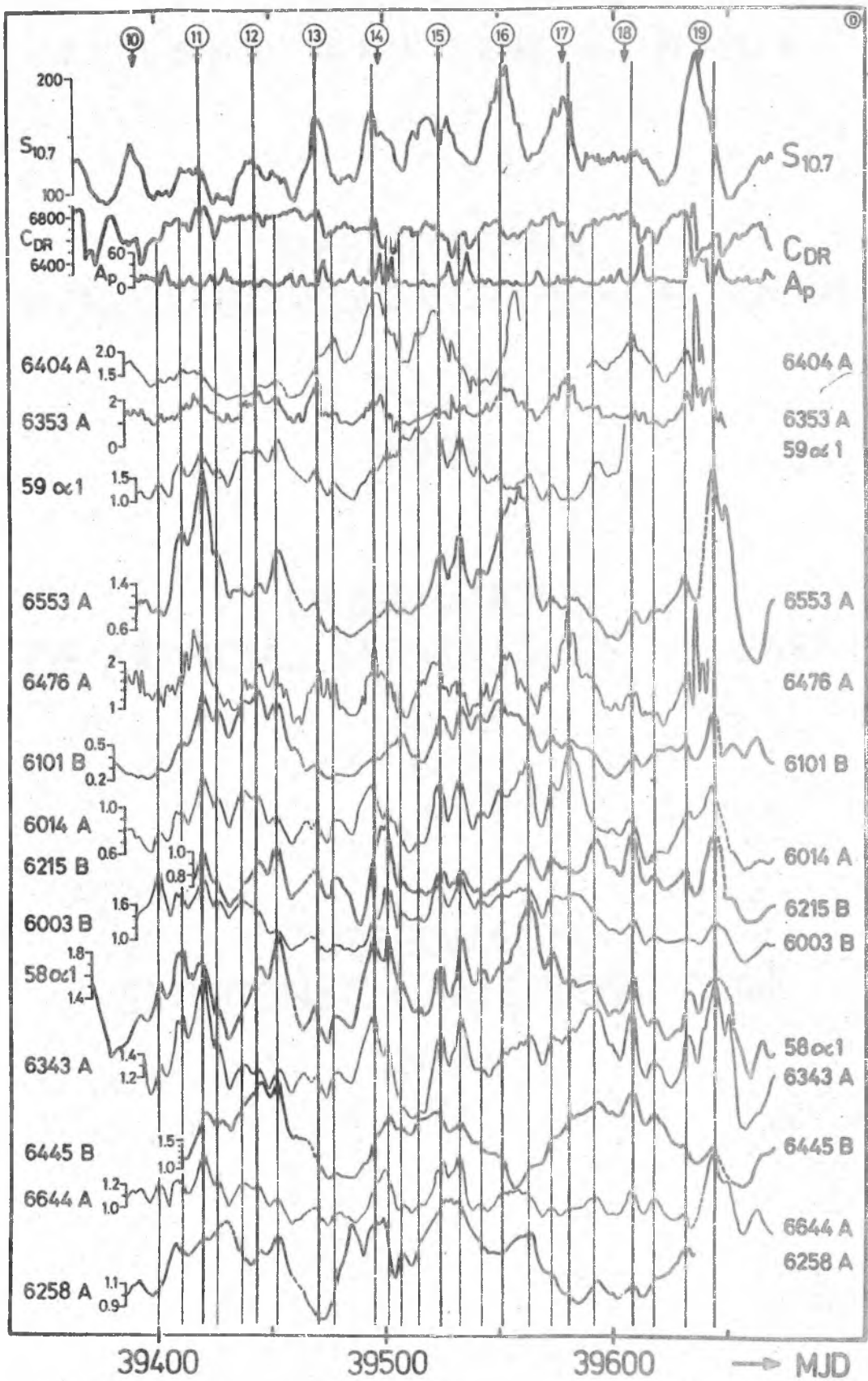


Рис. 3
6/103

P O L S K A A K A D E M I A N A U K

НАБЛЮДЕНИЯ
ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ

№ 18
1978

OBSERVATIONS
OF ARTIFICIAL SATELLITES OF THE EARTH

No. 18
1978

OBSERWACJE
SZTUCZNYCH SATELITÓW ZIEMI

Nr 18
1978

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA-ŁÓDŹ 1979

ПОНИЖЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
И ФЛУКТУАЦИИ ПЛОТНОСТИ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

Э.Иллеш-Алмар (Венгрия)

РЕЗЮМЕ. Используя торможения 59 спутников, показывается, что за понижениями интенсивности галактических космических лучей малой энергии через несколько дней следуют повышения плотности верхней атмосферы. Вероятной причиной этого явления можно считать солнечные корпускулярные потоки средних скоростей, не вызывающие геомагнитные бури, но также являющиеся дополнительным разогревом атмосферы.

DECREASES IN THE COUNT RATE OF GALACTIC COSMIC RAY INTENSITY
AND THE DENSITY FLUCTUATIONS OF THE UPPER ATMOSPHERE

E. Illés-Almar (Hungary)

ABSTRACT. Using orbital drag data of 59 satellites is proved that decreases in the count rate of galactic cosmic ray intensity are usually followed by density increases of the upper atmosphere. Very probably it means that corotating solar corpuscular streams are supplementary sources of energy for the upper atmosphere even outside geomagnetic storms.

Введение

Настоящая работа является продолжением наших работ [1] и [2] по изучению 27-дневного эффекта изменения верхней атмосферы Земли тем же самым методом.

Наблюдательный материал публикаций [1] и [2] был расширен на 7 лет и на 59 спутников. Таблица показывает число в том же самом интервале времени использованных ИСЗ из 59 и продолжительность интервала времени в сутках и в процентах полного интервала. Дополнительным наблюдательным материалом к [1] и [2]

использовались значения орбитальных периодов, опубликованные GSFC (на основании наблюдений сети NORAD) [3]. Перигеи спутников находятся между 200 и 800 км.

Таблица

интервал времени	% времени	число ИСЗ в интервале времени
240 дней	10 %	23 - 20
185 дней	7.5%	19 - 15
1300 дней	53 %	14 - 10
545 дней	22 %	9 - 5
185 дней	7.5%	4 - 3
всего 2455 дней		

Результаты

Рис. 1, 2, 3, 4 и 5 на середине изображают гистограмму спутников, показывающих максимум в плотности атмосферы с разрешением 5 дней; а также математическое ожидание появления максимумов и уровень достоверности 95%. Результаты сравниваются с радиоизлучением Солнца на длине волны 10.7 см ($S_{10.7}$), с планетарным геомагнитным индексом (A_p) и с интенсивностью галактического космического излучения (C_{DR}), измеренной супернейтронным монитором в Deep River [4]. Стрелки показывают последовательности максимумов $S_{10.7}$ (вверх) или минимумов C_{DR} (вниз).

В течение этих 7 лет появились 74 максимумов на кривой $S_{10.7}$, итак ожидается приблизительно 74 максимумов в плотности атмосферы. Однако на гистограмме частот максимумов плотности атмосферы видны 158 максимумов (с достоверностью 95%), т.е. торможения множества ИСЗ в 158 случаях показывают максимумы плотности атмосферы. Эти максимумы плотности появились частью или после $S_{10.7}$ максимумов (максимумы типа S, 74 случаев), или через 5 ÷ 10 дней после C_{DR} минимумов (максимумы типа C, 121 случаев). Иногда максимумы типа S и типа C совпадают. В 11 случаях максимумы на гистограмме не предупреждены ни макси-

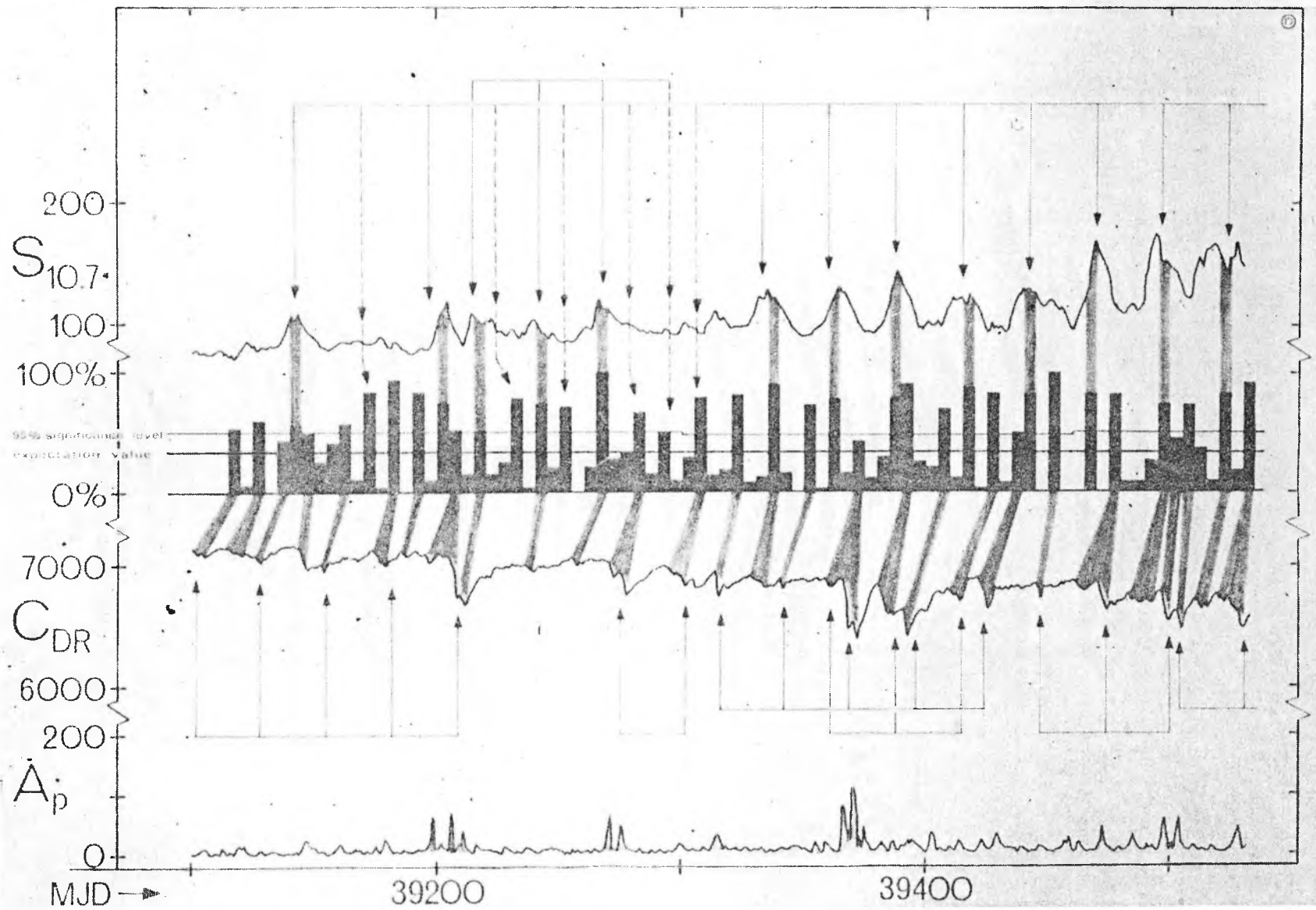


Рис. 1

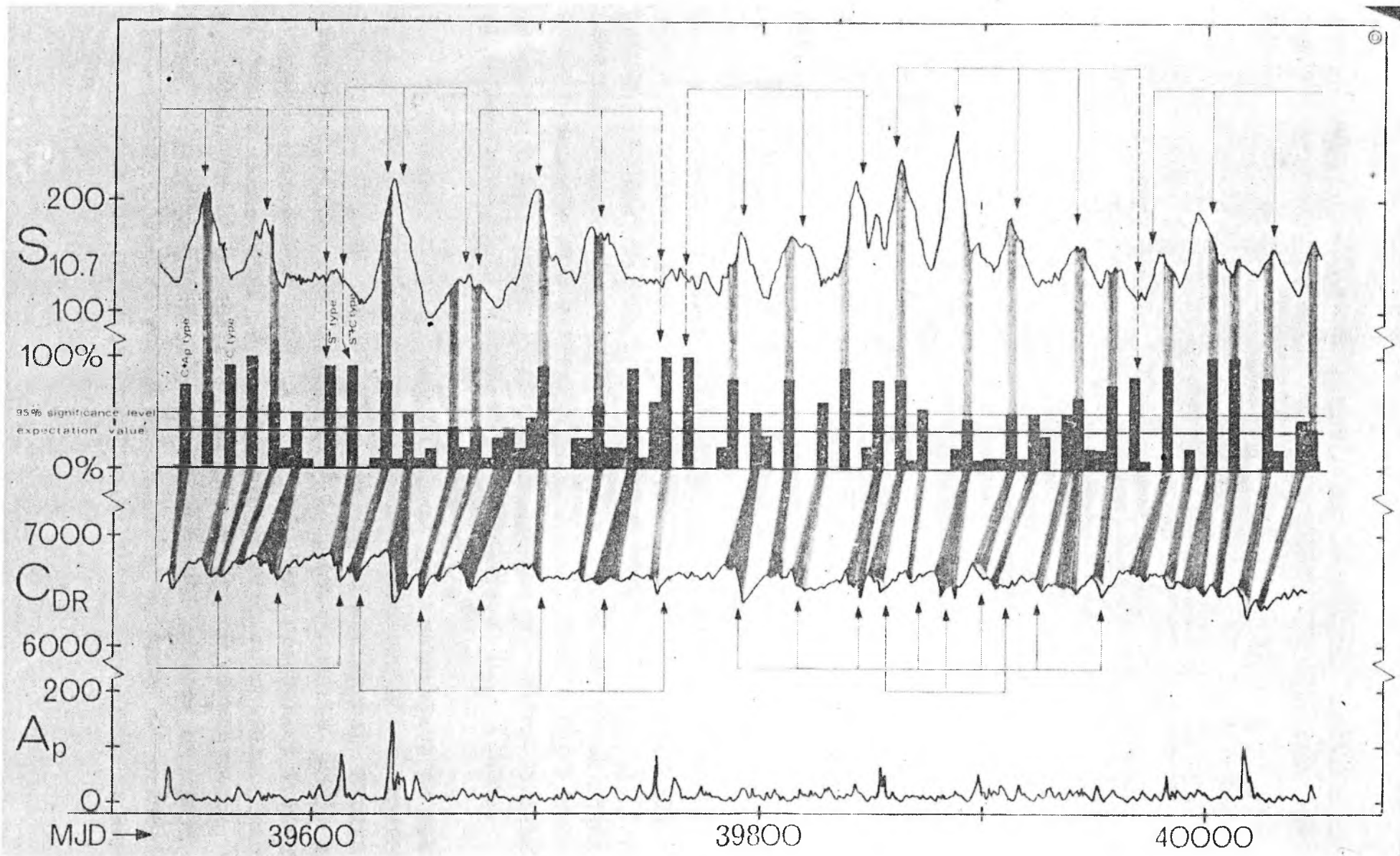


Рис. 2

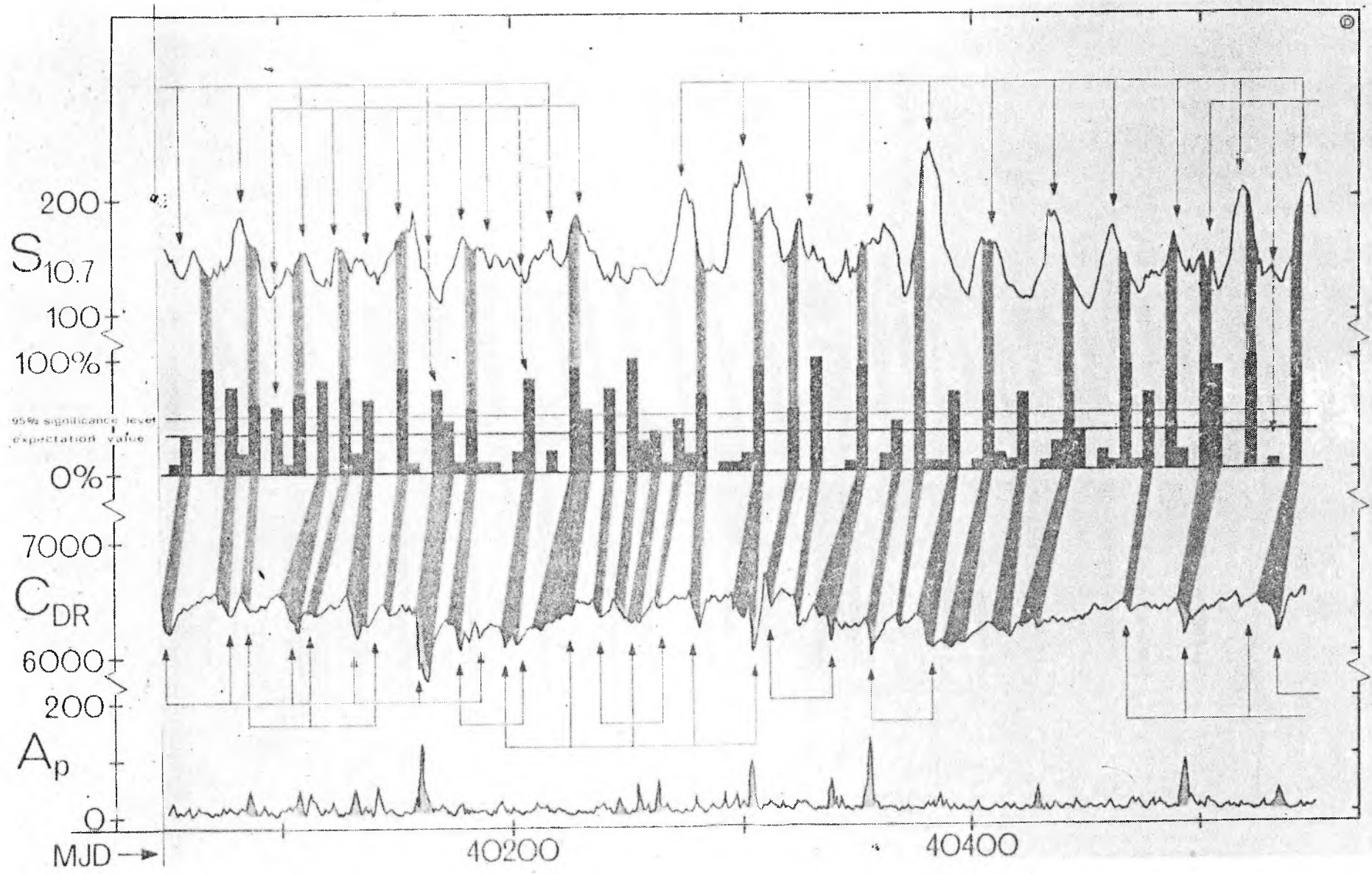


Рис. 3

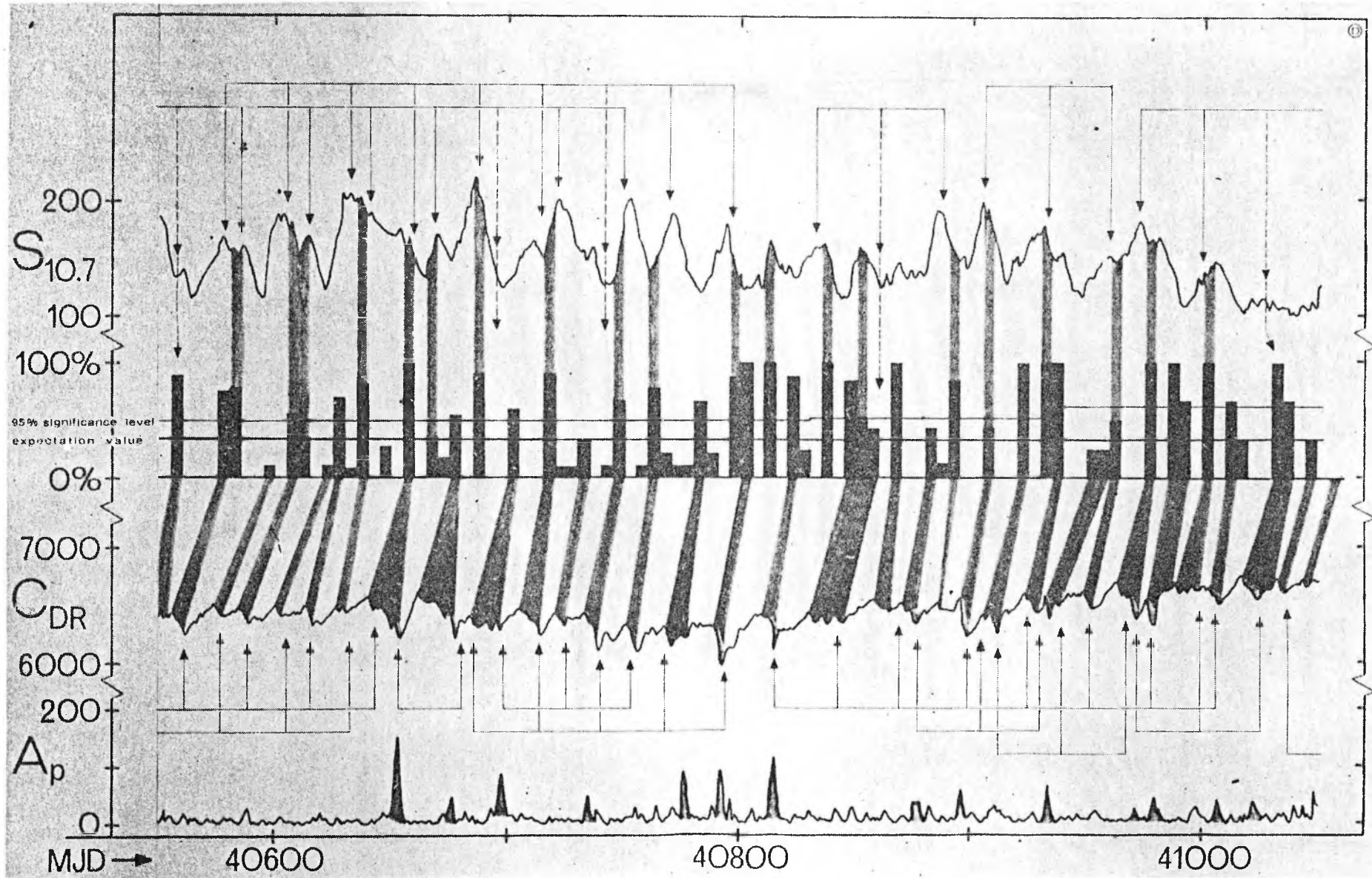


Рис. 4

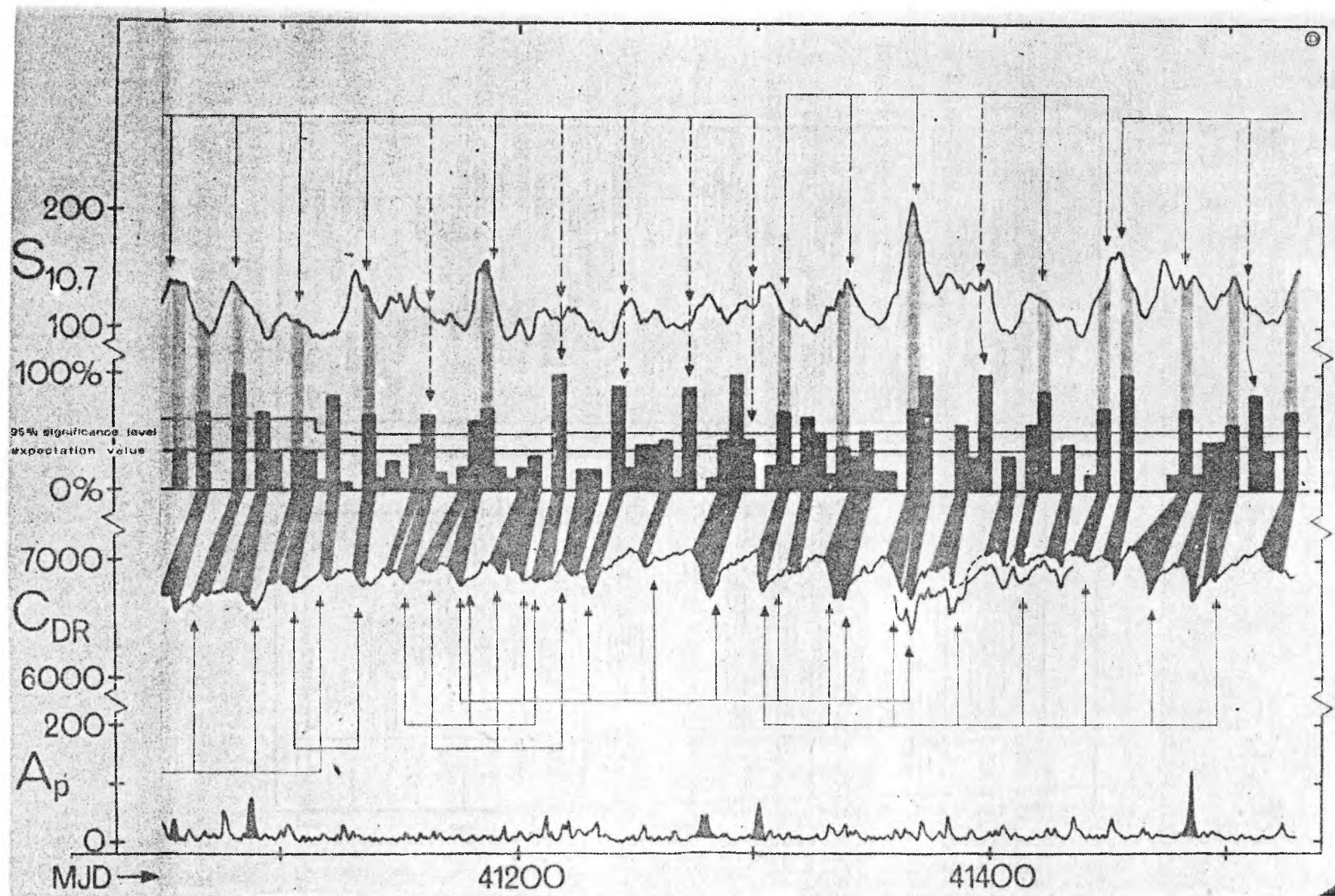


Рис. 5

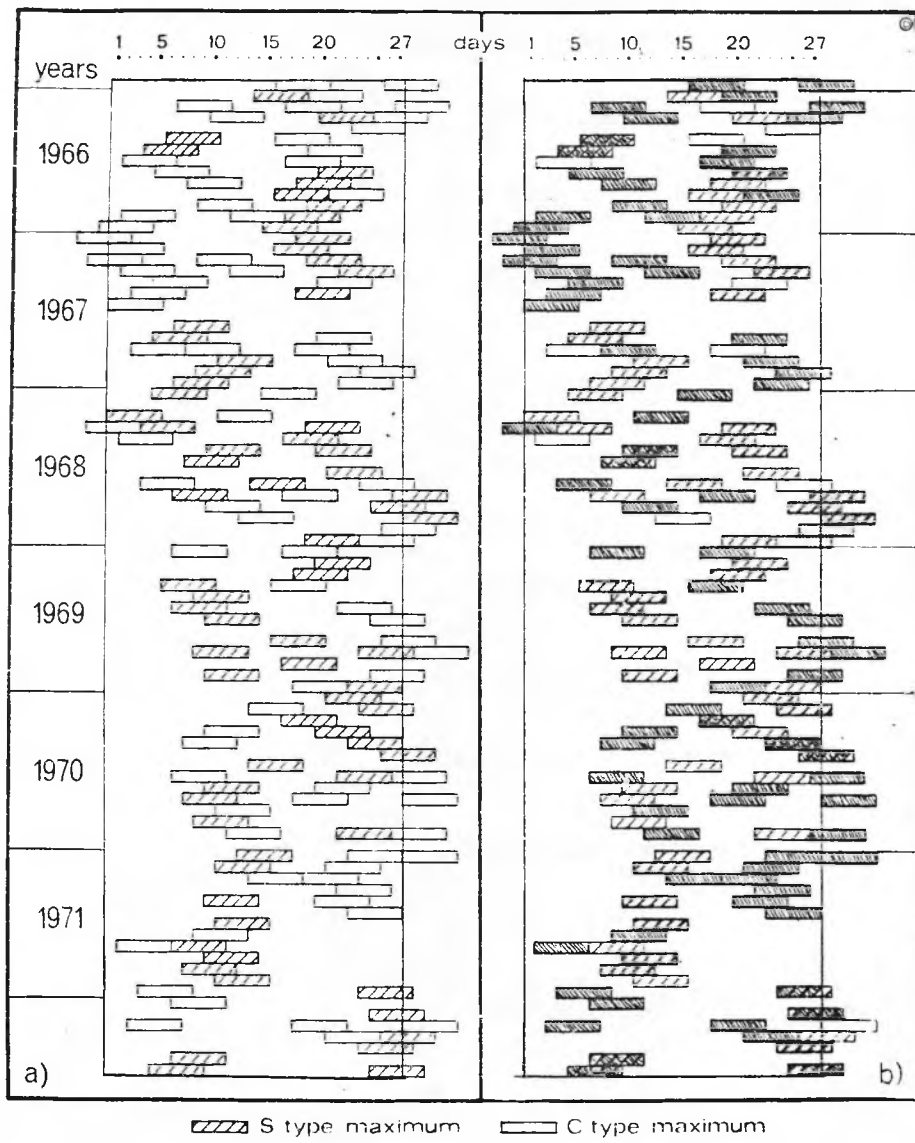


Рис. 6.

мумами на кривой $S_{10.7}$, ни минимумами на кривой C_{DR} . Эти максимумы плотности находятся там, где на кривой $S_{10.7}$ отсутствуют максимумы с периодом 27 дней ("дефект $S_{10.7}$ "); назовём их типом S^- . В течение изучаемых 7 лет найдутся 26 такие дефекты $S_{10.7}$, а из них в 22 случаях появились максимумы в плотности атмосферы.

На Рис. 6 изображены все 158 максимумов гистограммы рисунков 1, 2, 3, 4 и 5 по распределению известной диаграммой Бартелса. На левой части рисунка заштрихованы максимумы типа S , и очевидно, что пустые прямоугольники также хорошо следуют 27 дневную периодичность как заштрихованные. На правой части Рис. 6 обозначены - кроме максимумы типа S - и максимумы типа C (тонким заштрихованием).

Этот расширенный материал подтверждает выводы нашей последней публикации [2] о том, что 1). 27 дневная периодичность плотности атмосферы, вызванная излучением EUV, регулярнее, чем показывает индекс $S_{10.7}$ и 2). EUV излучение не является единственным источником изменения плотности атмосферы с периодом 5-27 дней, а имеется другой механизм, действующий под контролем магнитосферы Земли, характеризующим индексом которого можно предложить C (галактическое космическое излучение).

В заключение, автор чувствует своей обязанностью выразить благодарность М. Надь и П. Дечи за оказанную помощь в обработке данных.

Литература

- [1] E. Illés-Almár, Veröffentlichungen des Zentralinstituts für Physik der Erde, 52, 719, 1977.
- [2] Э. Иллеш-Алмар, Наблюдения ИСЗ ~~1975~~, Baja, ~~1978~~. 1980 89, 361
- [3] Current Gear Ratio Elements Derived by NASA GSFC from NORAD DATA.
- [4] Solar Geophysical Data, NOAA, Boulder, Colorado.

COSPAR
SPACE RESEARCH
VOLUME XIX

*Proceedings of the Open Meetings of the Working Groups
on Physical Sciences
of the Twenty-first Plenary Meeting of COSPAR
Innsbruck, Austria
29 May - 10 June 1978*

Editor

M. J. RYCROFT



PERGAMON PRESS

OXFORD · NEW YORK · TORONTO · SYDNEY · PARIS · FRANKFURT

INVESTIGATION OF THE 27-DAY PERIODICITY IN THERMOSPHERIC DENSITY FLUCTUATIONS

E. Illes-Almar

Konkoly Observatory, 1525 Budapest, Box 67, Hungary

Thermospheric density fluctuations with 27-day periodicity are usually correlated with changes in the 10.7 cm solar flux intensity ($S_{10.7}$) and attributed to the variations in solar EUV flux. Recent continuous in situ measurements of the EUV variations do not confirm the strict correlation between the $S_{10.7}$ and EUV flux [1]. On the other hand, thermospheric density changes do not always follow the $S_{10.7}$ variation. Sometimes one or two maxima are missing on the $S_{10.7}$ curve showing a 27-day periodicity (" $S_{10.7}$ defect") but we can find the corresponding maxima in the density changes [2], [3]. According to Jacchia [4] such defects do not extend over more than one cycle, but our investigation of 22 satellites simultaneously in 1971-72 has proved that it may extend over several months [3]. Therefore we started a systematic investigation of the behaviour of the upper atmosphere during other intervals of typical $S_{10.7}$ defects on the basis of orbital decay of 59 satellites for 7 years continuously (1965-72). The perigee heights of the satellites range from 200 to 800 km while the perigee latitudes extend from -90° to $+90^\circ$. A maximum of 23 satellites were available at any given time but 53% of the total 2456 days' interval was covered by 10-14 satellites. 4400 sets of orbital elements published by prediction centres, 10000 visual and 1000 photographic observations formed the starting point of our investigation. Although the time resolution in our PERLO program 5, used for direction measurements, sometimes comes close to one day, in the case of orbital elements it rarely exceeds 3-5 days. We did not investigate satellites in time intervals when at least 5-10 days time resolution could not be guaranteed. As the real profile of the 27-day density fluctuations cannot always be outlined, we determined statistically only the time of the density maxima within the 27-day effect. The constructed bar diagram displays in every 5 days what percentage of the satellites showed maxima on the $f^{27} = \rho_{\text{obs}} / \rho_{J71}^{27}$ curve within this 5 days. The ρ_{J71}^{27} values were calculated from the Jacchia-71 model replacing $S_{10.7}$ by its minimum value in the whole time interval. In Figs. 1 and 2, $S_{10.7}$, A_p , C_{DR} - the time variation of the galactic cosmic ray intensity measured by a super neutron monitor in Deep River [6] - and the bar diagram with its expectation value and upper limit, belonging to the 95% significance level (marked by continuous lines) are plotted. The cosmic ray intensity shows an obvious 27-day modulation. Sequences of C_{DR} and $S_{10.7}$ maxima with 27-day periodicities are indicated by arrows below the C_{DR} and above the $S_{10.7}$ curves respectively. Dashed line arrows indicate $S_{10.7}$ defects.

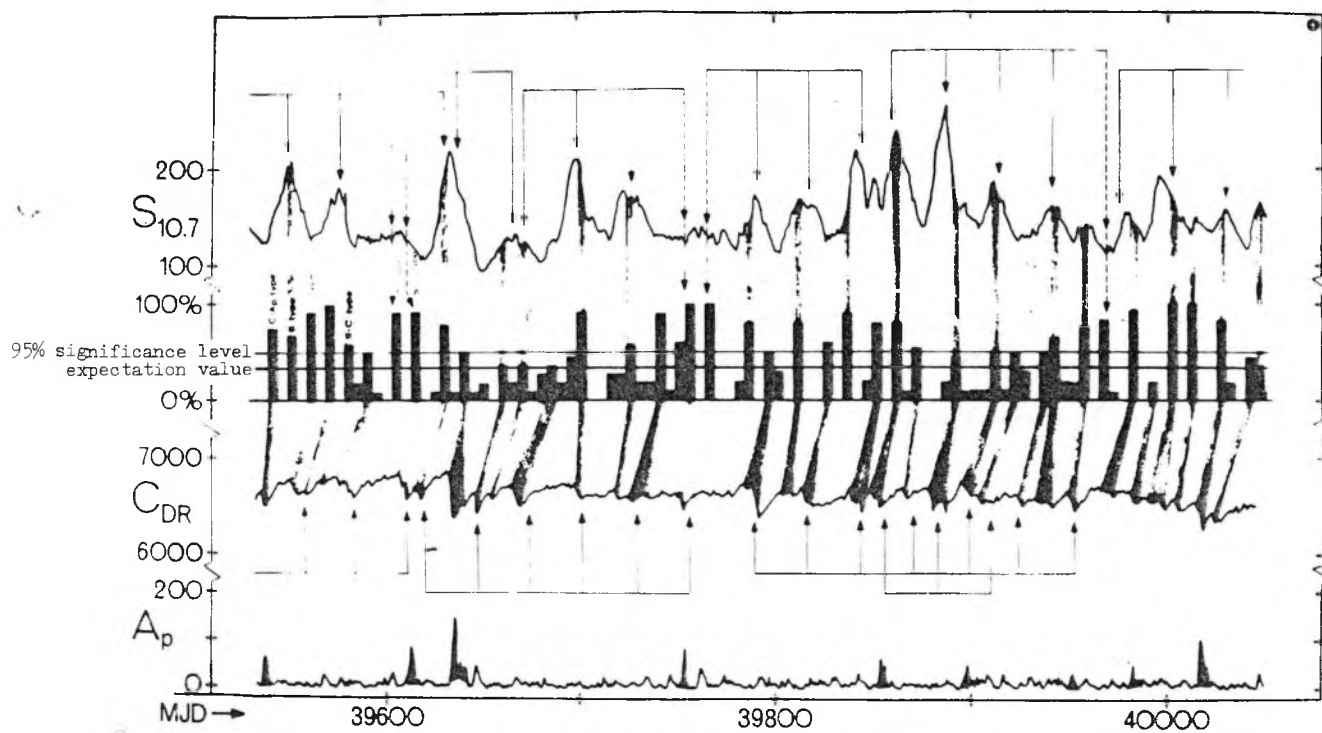


Fig. 1

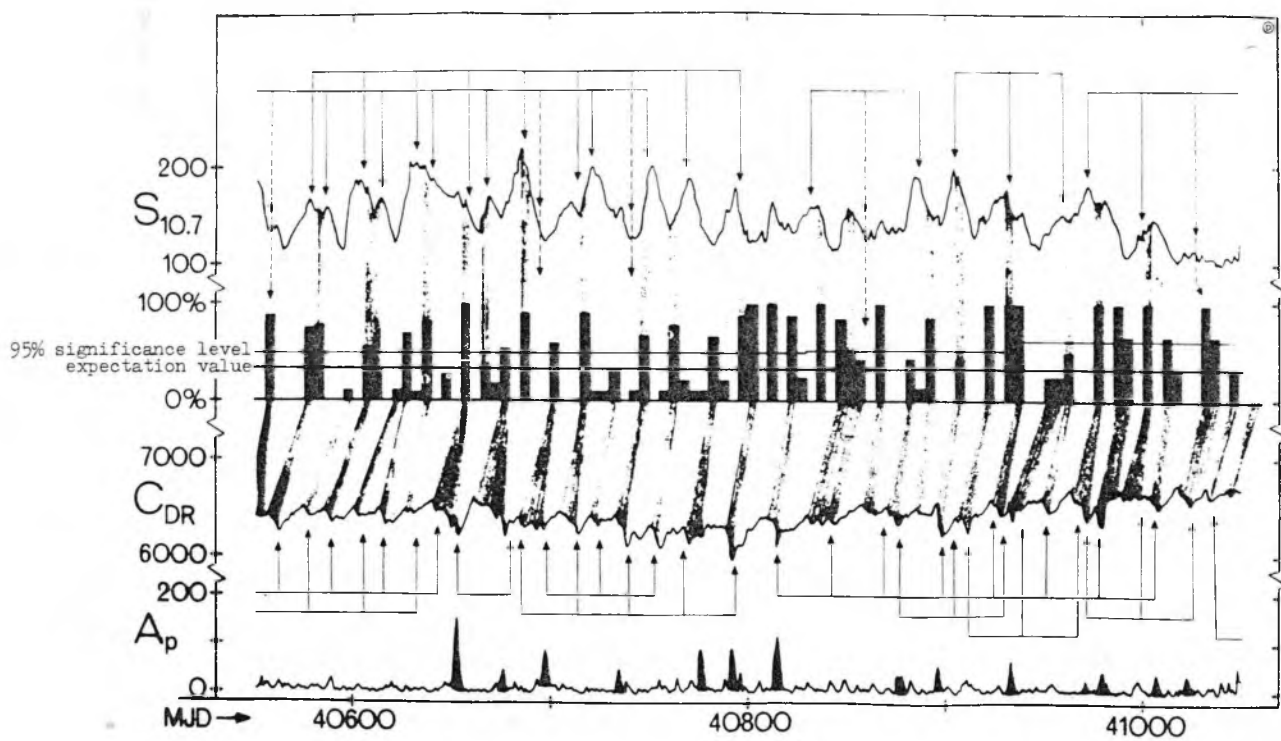


Fig. 2

During this 7 years there are 74 maxima on the $S_{10.7}$ curve; this number of maxima is expected on the bar diagram. The 158 maxima on the 95% significance level cannot only be due to the unfortunate choice of the $S_{10.7}$ index but may point to the existence of another kind of heating (e.g. corpuscular streams). During geomagnetic storms the magnetosphere is able to tap energy from fast corpuscular streams [7]. It is reasonable to suggest that a similar mechanism is acting in connection with corotating streams as well. The decrease in count rate of galactic cosmic rays of low energy measured by neutron monitors is closely connected with magnetic fields carried by solar corpuscular streams; consequently the decrease in count rate could be used to indicate the presence of such streams around the Earth.

Taking into consideration that the time resolution of the bar diagram is 5 days, it was established that

1. every $S_{10.7}$ maximum, as expected, is followed by a density maximum in 0-5 days: S type maximum (74 cases);
2. every C_{DR} minimum is followed by a density maximum in 5-10 days: C type maximum (125 cases). Sometimes S and C type maxima coincide (35 cases);
3. another 111 density maxima occurred; they were preceded neither by $S_{10.7}$ maxima nor by C_{DR} minima but always observed during $S_{10.7}$ defects: S^- type maxima. (Altogether there are 26 such $S_{10.7}$ defects in the interval, and 22 of them were followed by density maxima).

Fig. 3 is a Bartels type presentation of all density maxima in the bar diagram exceeding the 95% significance level. Their suggested correlations with a) $S_{10.7}$ maxima, and b) $S_{10.7}$ maxima and/or C_{DR} minima are evident; a periodicity of about 14 days is also apparent.

To sum up, 47% of the observed density maxima can be explained by $S_{10.7}$ maxima; 93% by $S_{10.7}$ maxima and/or C_{DR} minima together; 100% by $S_{10.7}$ maxima and/or C_{DR} and/or $S_{10.7}$ defects together. We can conclude that density variations with a characteristic time interval of 5-27 days

1. indicate a more regular pulsation than suggested by the commonly used $S_{10.7}$ index,
2. are caused not only by changes in the EUV heating but also by some other heating mechanism, controlled through the geo-magnetic field and represented by an index of galactic cosmic rays of low energy.

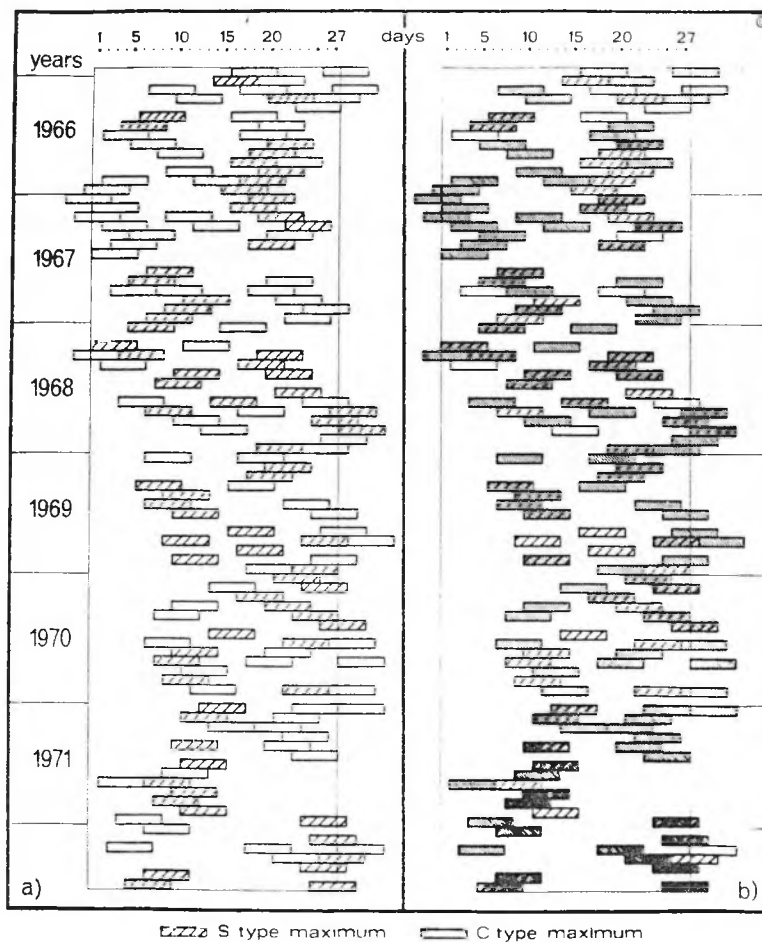


Fig. 3

REFERENCES

1. H. E. Hinteregger, J. Atmos. Terr. Phys. **38**, 38 (1976)
2. I. Almar, A. Horvath, E. Illes, in: Dynamics of Satellites 1969, Springer-Verlag, Berlin, 1970, p. 244
3. E. Illes-Almar, Veröffentlichungen des Zentralinstituts für Physik der Erde **52**, 719 (1977)
4. L. G. Jacchia, J. Geophys. Res. **80**, 1374 (1975)
5. A. Horvath, E. Illes-Almar, Nabliudenia ISZ, **14**, 417 (1975)
6. Solar Geophysical Data NOAA, Boulder, Colorado (1965-72)
7. L. F. Burlaga, Space Sci. Rev. **17**, 327

MTA Csillagászati Kutatóintézete
MTESZ Központi Asztronautikai Szakosztálya

НАБЛЮДЕНИЯ
ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ
№ 20
1981

OBSERVATIONS
OF ARTIFICIAL SATELLITES OF THE EARTH
No. 20
1981

MESTERSÉGES HOLDAK MEGFIGYELÉSEI
No. 20
1981

BUDAPEST 1983

COSMIC RAY INTENSITY AS A NEW INDEX OF DENSITY VARIATIONS IN THE UPPER ATMOSPHERE

E. ILLÉS Konkoly Observatory 1525 Hungary Budapest Box 67.

Introduction

Our purpose in preparing this paper was to control our results published in [1], [2], [3], [4], [5]. At that time 4400 sets of orbital elements, as well as 1000 photographic and 10000 visual observations of 59 artificial satellites formed the basis of 52000 air-density values derived from the observations during 7 years. The time-resolution did not exceed 2-5 days, therefore the real profile of density fluctuations with a 27 days or shorter periodicity could not always be outlined. Having many satellites and a homogeneous set of observations it was reasonable to investigate statistically the behaviour of the upper atmosphere in special periods when "defects" of the Covington index ($S_{10.7}$) are obvious. We refer to our earlier paper [6] proving that a significant density increase could have been determined by drag changes on the Echo-1 satellite in one case of a " $S_{10.7}$ -defect" (according to the terminology of Jacchia [7] i.e. when one or more maxima in the 27-days periodicity are missing on the $S_{10.7}$ curve Figure 1).

From the statistical analysis of shorter [1], [2] and a longer [3], [4], [5] time interval we came to the conclusions that:

1. Atmospheric fluctuations with a 27-days periodicity are more regular than the $S_{10.7}$ index used to describe them; that is to say - in agreement with other investigations based on smaller data-sets - $S_{10.7}$ is not a satisfactory index of the phenomenon.
2. During this 7 years, however, there are 74 maxima on the $S_{10.7}$ curve but about 158 on the air-density curve; the ex-

cess is significant and cannot be due to an unfortunate choice of the $S_{10.7}$ index. Consequently it is reasonable to search after a further component of the density changes in the upper atmosphere.

These unexpected maxima are fitting at least so well the 27 days cycle (Figure 2) as those corresponding to maxima on the $S_{10.7}$ curve but they are generally shifted in phase with respect to the later ones. The apparent 14 days periodicity is probably due to an overlap of two series (with 27 days periodicity each) shifted in phase. On the one hand the series of air-density maxima is sometimes very long, one can follow them through 10-15 solar cycles. On the other hand their periodicity do not change with the phase of the 11 years period, at least between 1965 and 1972.

Search for another source of energy in the upper atmosphere

Variations in the EUV heating are relatively well known but the energy input from the solar wind through the magnetosphere is not yet studied in details. One part of this energy-input is included into the upper-atmospheric models as "geomagnetic effect". It corresponds to direct heating from the solar wind near the magnetic poles [8] and is represented through the a_p or K_p index. Several authors argued that the models are not correct even in this respect. Our own investigations already in 1972 suggested the existence of a density-anomaly between 200 and 350 km height of several 100% amplitude [9], [10], [11]. The unexpected maxima of [1], [2], [3], [4] and [5], however, do not occur at times of geomagnetic storms.

Coronal holes discovered from Skylab proved to be sources of higher than average velocity plasma flows starting from the Sun and going into the interplanetary space. The lifetime of such coronal holes and the related plasma flows is unexpectedly long, when compared with sunspots, sometimes exceeding 10-12 solar rotations. Their 27-days periodicity is also more stable, not depending on the phase of the 11 years solar cycle.

Interplanetary probes measured magnetic irregularities [12], transported by plasma flows. Decreases of galactic cosmic ray intensities are measured by sea level neutron monitors

("Forbush decreases") and are caused by such magnetic irregularities in the interplanetary magnetic field.

We suggested already in 1972 [2] that this plasma flows may represent an important source of energy for planetary magnetosphere (either directly or by improving the conditions for an energy input) and so a 27-days intensity variation of the input can be expected.

Let us consider the following facts:

1. If it is true that the terrestrial "magnetosphere as a dynamo converts the flow energy of the solar wind into heat energy of the ionosphere" with an efficiency depending on the direction of the surrounding interplanetary magnetic field (parallel or antiparallel with the terrestrial one) and if the "plasma flow is turbulent the efficiency of the dynamo changes" [13];
2. If changes in the direction of the interplanetary magnetic field do occur then a./ in the case of closed magnetic loops in connection with faster plasma flows [12] the condition for energy input will vary with a 27-days periodicity because of the corotating streams from coronal holes or b./ during one year the Earth is to be found on different sides of the neutral sheet of the solar magnetic field then the condition for energy input will vary with a semiannual periodicity. The irregularities in the semiannual effect qualitatively may explained by the irregularities of the neutral sheet. Of course this hypothesis is to be controlled by observations.
3. If the occurrence of faster plasma flows starting from the coronal holes is connected with the presence of such magnetic irregularities, the amount of energy pumped from the solar wind into the magnetosphere will probably also vary with a 27-days periodicity.
4. If the energy input is turned to filling the van Allen belts then the charged particles with a certain time delay precipitate through the ionosphere and give their energy to the neutral atmosphere. It is, however, not clear how long this energy is deposited in the plasmasphere (coming to a part of the time delay); whether a large-scale precipitation procession

[14] exists regularly; why and when it starts and finally which quantity can be used as an index to characterize its effect in upper-atmospheric models?

A proposed index for the new source of energy

It is well known that the low-energy-component of the galactic cosmic rays is sensitive to irregularities in the interplanetary magnetic field. If such a low energy component is chosen, the Larmor radius of which is comparable with the extent of the terrestrial magnetosphere, then it is able to probe the environment of the Earth indicating the arrival of a magnetic irregularity by a decrease in its count rate. According to the literature the 1-5 MeV component of the galactic cosmic radiation has a suitable energy. Therefore we selected the component measured by the super neutron monitor in Deep River as an index in our investigation. Count rate data measured in Deep River (C_{DR}) are continuously and quickly available each day [15]-like the $S_{10.7}$ data from Ottawa. These particles are really probing the near-Earth space, therefore, C_{DR} is at least as justifiable an index as $S_{10.7}$.

On the bar diagrams of [4] and [5] cca 125 cases can be recognized when a C_{DR} minimum is followed by a density maximum in 5-10 days. This phenomenon can be explained qualitatively by the above hypothesis. The 5 days time resolution of the bar diagram, however, does not permit a more accurate determination of the time delay.

Time delay between C_{DR} and air density

In order to derive the time delay we selected three satellites in time intervals with almost continuous observations (time resolution is not inferior to 2 days) in order to investigate the density profile of variations with a time scale longer than a few days. The selected satellites and corresponding data are given in Table I. It is true without exception that the correlation of the observed density (ρ_{obs}) is better with C_{DR} than with $S_{10.7}$ i.e. C_{DR} in itself would be a better index of the upper atmospheric density variations than $S_{10.7}$! (We

have the best correlation of ρ_{obs} with height and then with C_{DR} !)

Table II. shows the correlation coefficients between the parameters for all 3 satellites.

With the aim of investigating the time delay we used a complete correlation analysis for all three satellites independently, shifting the C_{DR} curve by 0,1,2,3...11 days with respect to the density curve. Using a linear regression model the multiple correlation coefficients reached a maximum value with a 1 day shift whether density values belonging to $A_p > 40$ were excluded or not. Table III. shows the multiple correlation coefficients for the three satellites using two sets of parameters in the regression model. Multiple correlation coefficients in the first column were derived for height (h), geocentric angular distance of the satellite's perigee from the centre of the diurnal bulge (Ψ_B), $S_{10.7}$, A_p and the shifted C_{DR} value. The second column gives the same set of parameters but instead of Ψ_B we used φ and LST of the perigee (latitude and local solar time). We investigated whether Ψ_B or φ and LST is a better parameter to describe the effect of the diurnal bulge (earlier we suggested to use Ψ_B instead of φ and LST) [16].

These calculations proved that φ and LST together are more suitable than Ψ_B alone. The reason may be that the flattening and the North-South and East-West asymmetry of the atmosphere can be better represented by φ and LST than by Ψ_B .

Correlation among different indices

Table IV. gives the correlation coefficients between C_{DR} , $S_{10.7}$ and A_p for a 2400 days interval. It can be seen that in reality they are not independent, C_{DR} and $S_{10.7}$ in particular.

We do not intend to replace $S_{10.7}$ by C_{DR} but would like to continue these investigations introducing C_{DR} as a new parameter - besides $S_{10.7}$ and A_p - into a new quantitative model of the upper atmosphere.

Table I

The selected satellites and corresponding data

Satellite	Time interval MJD	Number of orbital elements used	Averaged density of orbital elements in days	Height km	e	i	Ψ_B
6595A	39108-39469	154	2.3	220	0.1258	48°	6° - 155°
6595B	39107-39468	148	2.4	230	0.1243	48°	20° - 172°
6258A	39104-39638	179	3.0	214	0.1954	71°	58° - 156°

24

Table II

Correlation coefficients between ξ_{obs} and the parameters of the model

Satellite	Number of determined ξ_{obs} values	c o r r e l a t i o n c o e f f i c i e n t with				
		height	Ψ_B	A_p	S_{107}	C_{DR}
6595A	282	-0.660	-0.387	0.409	0.478	-0.731
6595B	302	-0.584	-0.370	0.417	0.505	-0.726
6258A	311	-0.829	-0.033	0.203	0.317	-0.460

Table III

The multiple correlation coefficient of a linear regression model with shifted C_{DR}

Shift of C_{DR} in day	Multiple correlation coefficients for					
	Ψ_B			Ψ and LST		
	6595A	6595B	6258A	6595A	6595B	6258A
without C_{DR}	0.748	0.727	0.840	0.751	0.728	0.871
0	0.861	0.837	0.856	0.862	0.847	0.912
1	0.872	0.843	0.862	0.877	0.858	0.921
2	0.866	0.837	0.860	0.872	0.853	0.918
3	0.860	0.824	0.858	0.868	0.840	0.914
4	0.855	0.818	0.858	0.864	0.835	0.914
5	0.852	0.815	0.858	0.861	0.832	0.913
6	0.851	0.814	0.857	0.860	0.831	0.912
7	0.852	0.813	0.857	0.861	0.830	0.912
8	0.854	0.812	0.857	0.863	0.830	0.911
9	0.857	0.813	0.857	0.866	0.832	0.911
10	0.858	0.813	0.857	0.867	0.831	0.912
11	0.858	0.812	0.858	0.867	0.831	0.913

Table IV

Correlation coefficients among C_{DR} , $S_{10.7}$ and A_p for a 2400 days interval between 1966-72

$S_{10.7} - C_{DR}$	-0.54
$C_{DR} - A_p$	-0.17
$S_{10.7} - A_p$	0.07

References:

- [1] E. Illés-Almár, Veröffentlichungen des Zentralinstituts für Physik der Erde 52, 719, 1977.
- [2] E. Illés-Almár, Nabl. ISZ 17, 89, 1977, Budapest 1980.
- [3] Illés Erzsébet, Ionoszféra és magnetoszféra fizika VII Harkány, 109, 1978.
- [4] E. Illés-Almár, Nabl. 18, 513, Warszawa, 1978.
- [5] E. Illés-Almár, in: Space Research XIX, 207, Pergamon Press Oxford and New York, 1979.
- [6] I. Almár, A. Horváth and E. Illés, in: Dynamics of Satellites 1969, 244, Springer-Verlag, Berlin, 1970.
- [7] L.G. Jacchia, J. Geophys. Res. 80, 1374, 1975.
- [8] L.F. Burlaga, Space Sci. Rev. 17, 327, 1978.
- [9] I. Almár, E. Illés-Almár, in: Space Research XIII, 363, Akademie-Verlag, Berlin, 1973.
- [10] E. Illés-Almár, I. Almár, Nabl. 12, 218, Praha, 1973.
- [11] I. Almár, Doctoral dissertation, Budapest, 1979.
- [12] A. Geranios, Planet. Space Sci. 26, 571, 1978.
- [13] S.I. Akasofu, Space Sci. Rev. 17, 489, 1975.
- [14] R.M. Thorne, COSPAR, Innsbruck, paper TA.8.13., 1978.
- [15] Solar Geophysical Data NOAA, Boulder, Colorado, 1965-1972.
- [16] I. Almár, A. Horváth und E. Illés-Almár, Veröffentlichungen des Zentralinstituts für Physik der Erde Nr. 52, 739, Postdam, 1977.

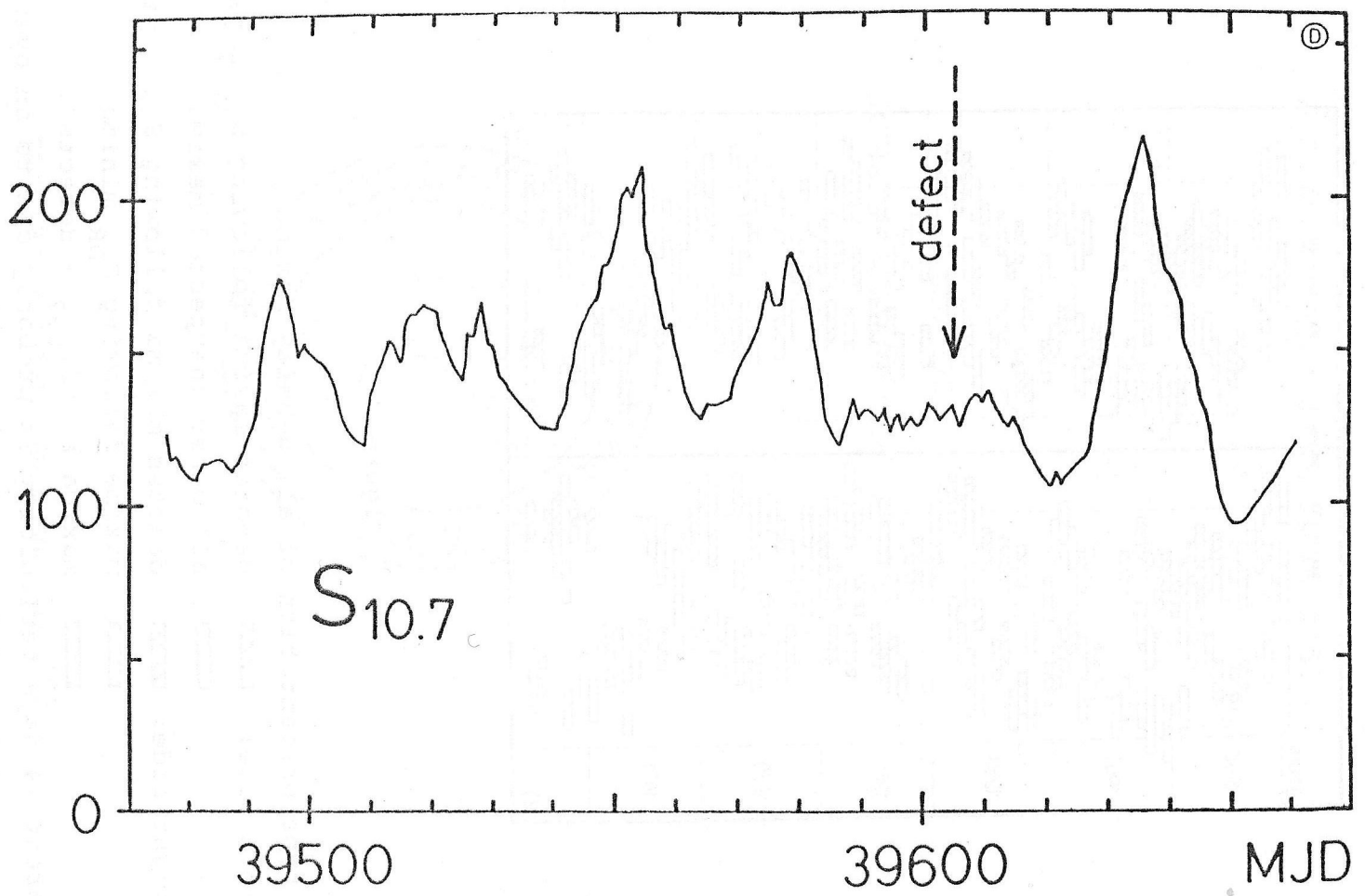


Figure 1
An example of an "S_{10.7} - defect"
9/27

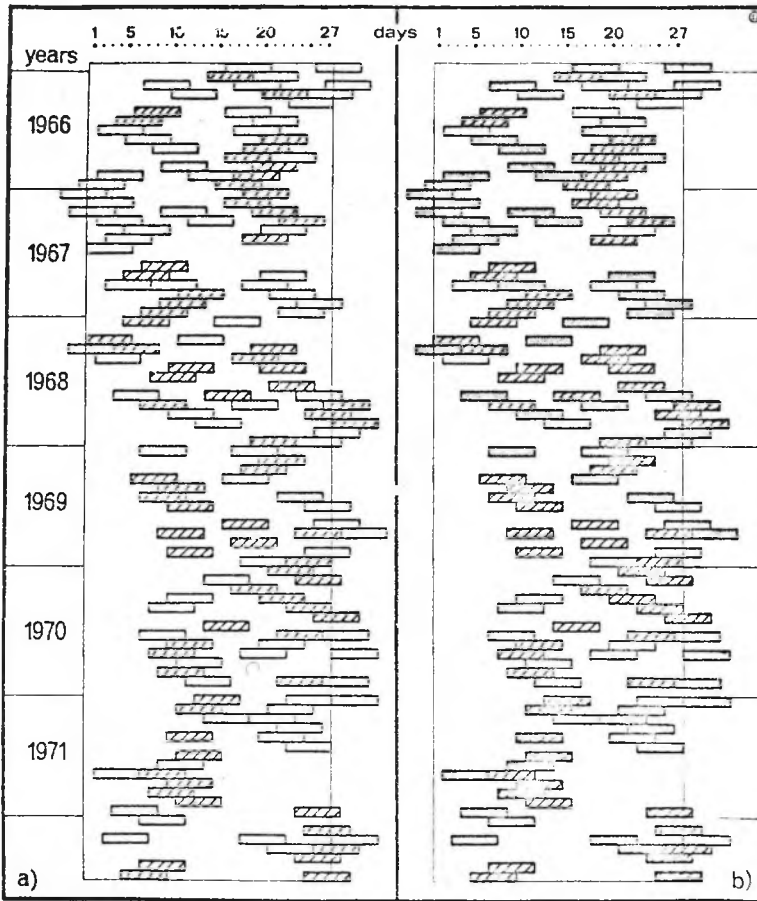






Figure 2


Bartels type presentation of all density maxima

On the left side:  denotes maxima following $S_{10.7}$ peaks;

 all other unexpected maxima

On the right side:  denotes maxima following $S_{10.7}$ peaks;

 maxima following C_{DR} minima

 maxima at " $S_{10.7}$ - defects".

The apparent 14 days periodicity is probably due to an overlap of two series (with 27 days periodicity each) shifted in phase.

НАБЛЮДЕНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ

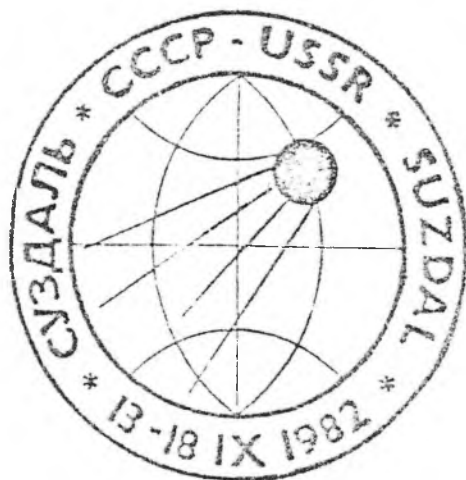
№ 21 (Часть I)

1982 г.

ПУБЛИКАЦИЯ

НАУЧНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ СОТРУДНИЧЕСТВА

"ИНТЕРКОСМОС"



Астрономический совет Академии наук СССР

Москва 1984 г.

CORRELATION BETWEEN UPPER ATMOSPHERIC
DENSITY AND INTENSITY OF GALACTIC COSMIC RADIATION

E. Ellés-Almár

(Hungary)

Abstract. It has been suggested earlier that galactic cosmic radiation count rate C_{dr} can be used as a new index of density variations in the upper atmosphere of the Earth. Based on drag data of 4 satellites in 1966-67 -- perigee heights between 200 and 270 km -- we determined the partial correlation coefficients between the measured density and C_{dr} for those four satellites separately. After removing by a linear regression model other effects the following partial correlation coefficients have been derived: - 0.32, - 0.36, - 0.18 and - 0.39. The correlations are significant.

КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ ПЛОТНОСТЬЮ ВЕРХНЕЙ
АТМОСФЕРЫ И ИНТЕНСИВНОСТЬЮ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ
ЛУЧЕЙ.

Э.Иллеш-Алмар (Венгрия)

Резюме. Интенсивность галактических космических лучей ($C_{др}$) была предложена раньше как новый индекс колебаний плотности верхней атмосферы Земли. Используя данные о торможениях 4 спутников в 1966-67 годах (высоты перигея между 200 и 270 км), были определены коэффициенты частной корреляции между измеренной плотностью и $C_{др}$ для этих четырех спутников отдельно. Исключая все другие эффекты по модели линейной регрессии, были определены следующие коэффициенты частной корреляции: -0.32, -0.36, -0.18, и -0.39. Все корреляции достоверны.

Introduction

This paper is a continuation of earlier reports [1], [2], [3], [4], [5], [6].

Our investigations were based on 4400 orbital elements, 1000 photographic and 10000 visual observations of 59 satellites obtained in 7 years.

On the reduced density curves we have found considerably more maxima having a cca 27 days periodicity than the Jacchia models [7] (using $S_{10.7}$ as an index of solar activity) would suggest [1], [5]. These unexpected maxima are fitting at least as well the 27 days periodicity as those corresponding to maxima on the $S_{10.7}$ curve.

Based on theoretical considerations of energy deposition through the magnetosphere [8], [9], [10], we came to the conclusion [5], [4] that solar wind corotational currents coming out from coronal holes of the Sun might play an important role among the possible energy sources in the upper atmosphere.

We suggested C_{DR} -- the galactic cosmic radiation count rate as measured on the surface of the Earth by the super neutron monitor of the Deep River station, USA [11] -- as a possible index of this kind of energy flux.

A previous statistical investigation proved that the unexpected maxima of the density changes do correlate well with the minima on the C_{DR} curve with a time delay of 1 day. It is well known that the C_{DR} minima indicate the presence of magnetic irregularities in near Earth space carried e.g. by co-rotating streams.

Before introducing C_{DR} as a new upper atmospheric index we wanted to control directly the improvement connected with its use.

In order to be able to derive correlation with the different indices in question we selected those satellites and time intervals from the above material, where the continuity makes a direct correlation analysis possible. The following selection criteria have been applied:

- 1/. frequency of available orbital elements better than 4 days, in average,
- 2/. there is no lack of orbital elements greater than 10 days,
- 3/. $e > 0.08$.

Table I shows the remaining four satellites and the corresponding time intervals.

Table I

Satellite	h_{per} km	e	time interval MJD	N
6595A	220	0.13	39108-469	282
6595B	220	0.12	39107-468	302
6258A	210	0.20	39104-638	311
6511A	270	0.09	39291-466	173

Linear regression model with several sets of parameters

For the reduced density values of these four satellites we applied linear regression models separately, using different sets of parameters. The aim of these calculations was to determine how many percent of the deviations can be explained by the combination of different parameters.

If only the height was used as a parameter, we derive simple correlation coefficients. It can be seen on Table II that if further parameters are also taken into account -- e.g. distance from the centre of the diurnal bulge (Ψ_B) or $S_{10.7}$ or A_p geomagnetic index -- the multiple correlation coefficients are increasing continuously. Finally if C_{DR} is added as a fifth parameter to the linear regression model we find a further increase in the multiple correlation coefficients in all four cases. It proves that C_{DR} contributes to the explanation of density deviations effectively.

Table II

In a linear regression model where the parameters are	The multiple correlation c o e f f i c i e n t s			
	6595A	6595B	6258A	6511A
h	0.660	0.584	0.829	0.862
h, Ψ_B	0.716	0.637	0.832	0.864
$h, \Psi_B, S_{10.7}$	0.813	0.747	0.839	0.870
$h, \Psi_B, S_{10.7}, A_p$	0.838	0.785	0.854	0.874
$h, \Psi_B, S_{10.7}, A_p, C_{DR}$	0.872	0.836	0.860	0.901

We applied also a linear regression model with all five parameters. Table III demonstrates how many percent of the density deviations can be explained by the five parameters if combined together. The last three lines show how well the previous total values are represented by the contributions of different parameters alone. It is obvious that the part of the deviations explained by C_{DR} , is in every case larger than that belonging to $S_{10.7}$!

Table III

How many % of the scatter is explained by	S a t e l l i t e s			
	6595A	6595B	6258A	6511A
a linear regression model including $h, \Psi_B, S_{10.7}, A_p, C_{DR}$ together	77%	74%	85%	84%
alone by h	27%	23%	62%	54%
alone by $S_{10.7}$	9%	8%	5%	1%
alone by C_{DR}	25%	27%	11%	9%

Partial correlation analysis

We determined partial correlation coefficients between the reduced density and the corresponding C_{DR} curves, after removing the effects due to the height, the diurnal bulge (Ψ_B), the $S_{10.7}$ and the A_p variations. As demonstrated by the Student test all correlations are significant even at a significance level of 99.9% . See Table IV.

Table IV

After removing the effects of $h, \Psi_B, S_{10.7}, A_p$ between the density and C_{DR} the partial correlation coefficients	for s a t e l l i t e s			
	6595A	6595B	6258A	6511A
Student t	-0.317	-0.361	-0.179	-0.389
(t for 95% sign. level	5.60	6.70	3.20	5.45
(t for 99.9% sign. level	1.97			
	3.30			

Factor analysis

As $S_{10.7}$ and C_{DR} are not independent parameters (their correlation coefficient is 0.54 for a time interval of 2400 days) we applied a factor analysis on the material of the four satellites separately. For the standard observed density values the following equation has been derived :

$$\rho_{st}^{obs} = 0.504 h - 0.175 \psi_B + 0.187 S_{10.7} + 0.103 A_P - 0.206 C_{DR}$$

(0.186) (0.211) (0.123) (0.098) (0.084)

showing that 1/. C_{DR} is the most important parameter after the height h , 2/. C_{DR} is the most stable parameter of the equation.

This short time interval is of course not suitable to construct a complete model. The equation above is not intended for this purpose but only to control the usefulness of C_{DR} as a parameter in connection with density variations.

Conclusion

After this control we are convinced that C_{DR} is a parameter which could be effectively used in upper atmospheric models as an index of solar activity either instead of $S_{10.7}$ or rather together with it.

The author wishes to express her thank to prof. I. Vincze. P. Csáky, L. Füstös and K. Tóth for the useful discussions.

References

- [1] E. Illés-Almár, Veröff. des ZIPE 52, 719, Potsdam, 1977.
- [2] E. Illés-Almár, Nabl. ISZ 17, 89, 1977, Budapest, 1980.
- [3] Illés Erzsébet, Ionoszféra és magnetoszféra fizika VII, Harkány, 109, 1978.
- [4] E. Illés-Almár, Nabl. ISZ 18, 513, Warszawa, 1978.
- [5] E. Illés-Almár, in: Space Research XIX, 207, Pergamon Press Oxford and New York, 1979.
- [6] E. Illés, Nabl. ISZ 20, Budapest in print.
- [7] CIRA 1972, Akademie-Verlag, Berlin, 1972.
- [8] A. Geranios, Planet. Space Sci. 26, 571, 1978.
- [9] S.I. Akasofu, Space Sci. Rev. 17, 489, 1975.
- [10] R.M. Thorne, COSPAR, Innsbruck, paper TA.8.13, 1978.
- [11] Solar Geophysical Data NOAA, Boulder, Colorado, 1965-72.

MOTIVATION FOR AN ADDITIONAL NEW INDEX OF SOLAR
ACTIVITY IN UPPER ATMOSPHERIC MODELS

E. Illés-Almár, I. Almár, A. Horváth* and T. Borza**

*Konkoly Observatory, Budapest, Hungary, **Satellite
Geodetic Observatory, Pécs, Hungary

ABSTRACT

About 50 000 density values derived by satellite drag have been used to control the CIRA-72 model, the 11 years and the 27 days periodicity in particular. It was suggested that plasma streams of moderate velocity - among others corotating streams coming from coronal holes - may represent a supplementary heat source for the upper atmosphere, as the K_p index do not point out this kind of heating. The galactic cosmic radiation count rate, C_{DR} is provisionally suggested as an additional new index of solar activity.

INTRODUCTION

Our group in the Konkoly Observatory, Budapest, Hungary is considering since many years possible improvements of upper atmospheric models. "Observed" values of total density (ρ_{obs}) have been derived from n and \dot{P} by formulae of King-Hele, calculated partly from orbital elements published in the literature, partly from optical satellite observations. Corresponding model density values (ρ_{mod}) have been derived to every ρ_{obs} value using different models of the upper atmosphere (CIRA-72, Jacchia-77, DTM), and the ratios $f = \rho_{obs} / \rho_{mod}$ have been analysed as function of different model parameters.

Since the time resolution of the available sets of observations and orbital elements was limited to a few days, either special methods were elaborated (like the introduction of the "equivalent duration" in the investigation of the geomagnetic effect /1/), or only variations with a long enough periodicity have been investigated.

Our data file contains about 50 000 ρ_{obs} -values based on drag data of 63 satellites. The total time interval includes 12 years between 1965 and 1977. Perigee heights vary from 170 to 1050 km. The distribution of the lifetimes - as well as the measurements within the intervals- were uneven. The longest series of data from 1965 to 1977 makes the control of the 11 years effect possible (even for $S_{10.7}$ values differing from those used in the original model construction procedure). Maximum 23 and minimum 3 satellites were available at any time simultaneously. Nevertheless due to the non adequate knowledge of area-to-mass ratios a common treatment of all density data of all satellites in one common datafile was not suitable. Therefore some investigations were carried out separately satellite by satellite.

In cases when we wanted to fit all ρ_{obs} values together, it was supposed that CIRA-72 describes the mean total density correctly, i.e. we multiplied every ρ_{obs} value by $\bar{\rho}_{\text{mod}} / \bar{\rho}_{\text{obs}}$ for every satellite separately.

On the basis of this material let us now briefly consider all investigated effects indicating which parts of the CIRA-72 model are to be modified or improved! (CIRA-72 is used as a reference model consistently.)

THE GEOMAGNETIC EFFECT

It has been demonstrated already in 1972 that static models like Jacchia-71 consequently underestimate the amplitude of the measured effect during large geomagnetic storms between 200 and 350 km /2/. Our results were confirmed by some other investigators partly referring to in situ measurements /3,4/.

THE 11-YEAR EFFECT

Drag data of 5 satellites with perigee altitudes ranging between 277 and 560 km have been used through the whole cycle of solar activity (1965-1977). We took 90 days average values for $\bar{f} = \bar{\rho}_{\text{obs}} / \bar{\rho}_{\text{mod}}$ and $\bar{S}_{10.7}$ values respectively. A correlation analysis proved that \bar{f} has a significant correlation to

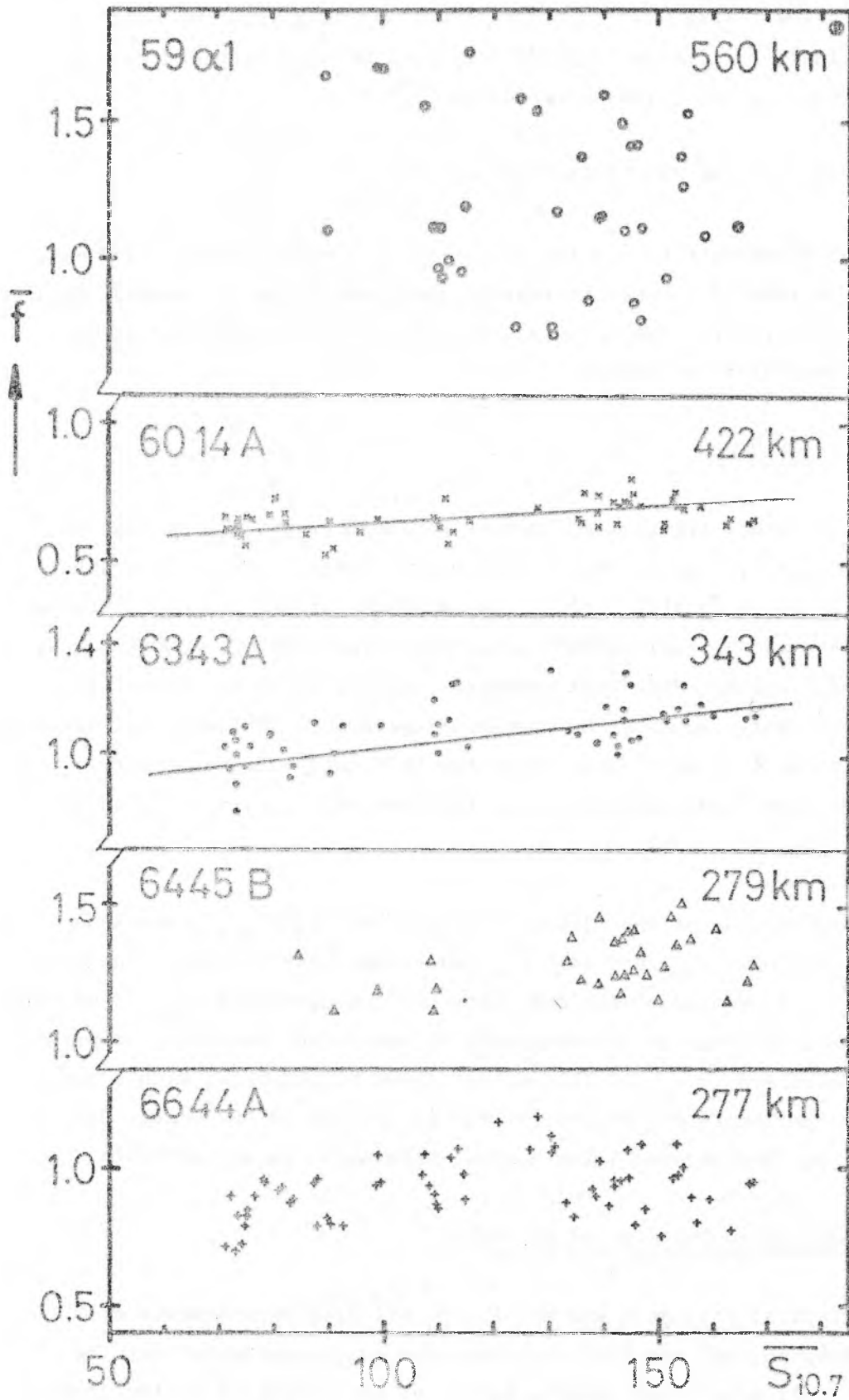


Fig. 1. Dependence on $\bar{S}_{10.7}$ in the 11-year cycle.

$\bar{S}_{10.7}$ in the case of the two satellites having perigee heights at 343 and 422 km respectively (Fig. 1). This result demonstrates that the model is underestimating the increase in total density connected with the increase of $\bar{S}_{10.7}$ - at least in the given height interval. /5/

ANALYSIS OF THE 27-DAY VARIATION

A significant new result of our investigation is connected with the 27-day periodicity attributed to the EUV heating (using $S_{10.7}$ as its index). C_{DR} , the low energy galactic cosmic radiation count rate was suggested as an additional index of this effect.

The "Wedge Pattern"

If momentary f -values are plotted against corresponding $S_{10.7}$ -values in different altitudes, then there is usually a definite increase in scatter at lower solar activity (Fig. 2a). A very similar pattern has been obtained using drag data of 4 Transit (NNSS) satellites, revolving on 1000 km high, almost circular orbits. Broadcast ephemeris registered at the Satellite Geodetic Observatory, Hungary, by Doppler receivers in 1981 was the source of information in this case /6/. Two of the NNSS satellites have clearly presented the same "wedge pattern" i.e. the same effect is visible even at 1000 km altitudes (Fig. 2b).

A possible explanation of the effect is as follows: if $S_{10.7}$ presents a maximum then not only ρ_{mod} but also ρ_{obs} is always near to peak values. If, however, $S_{10.7}$ is average or minimum, then the corresponding ρ_{obs} value might be either small or large as a consequence of some other mechanism or parameter (not reflected in ρ_{mod}). This effect might be connected with a non satisfactory representation of the geomagnetic effect in the model, but - as it will be demonstrated later - this explanation is not probable.

A Common, Qualitative Analyses of all Data

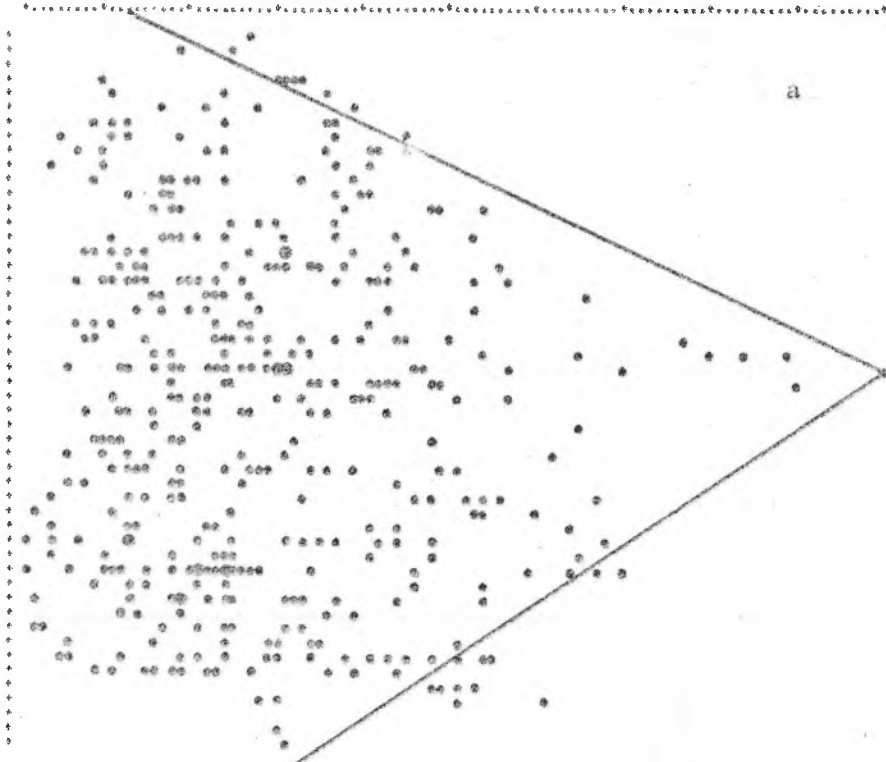
A rough statistical treatment was applied to all drag measurements of 59 satellites between 1965 and 1972. Nothing else was investigated but the percentage of all satellites showing maxima of any amplitude on the density curve within time intervals of 5 days. It has been demonstrated /7/ that there are considerably more maxima on the ρ_{obs} curves than the ρ_{mod} values

7118 B

S107 INTERVALLUM = 1.2553 FFAEL INTERVALLUM = 0.0159 PUNKOK SZAMA = 404

F
F
A
T
L

1.4130
1.3945
1.3749
1.3534
1.3440
1.3324
1.3169
1.3014
1.2859
1.2724
1.2543
1.2394
1.2239
1.2084
1.1929
1.1773
1.1619
1.1463
1.1308
1.1153
1.0998
1.0843
1.0688
1.0533
1.0378
1.0222
1.0067
0.9912
0.9757
0.9602
0.9447
0.9292
0.9137
0.8982
0.8827
0.8671
0.8516
0.8361
0.8206
0.8051
0.7896
0.7741
0.7586
0.7431
0.7276
0.7120
0.6965
0.6810
0.6655
0.6500



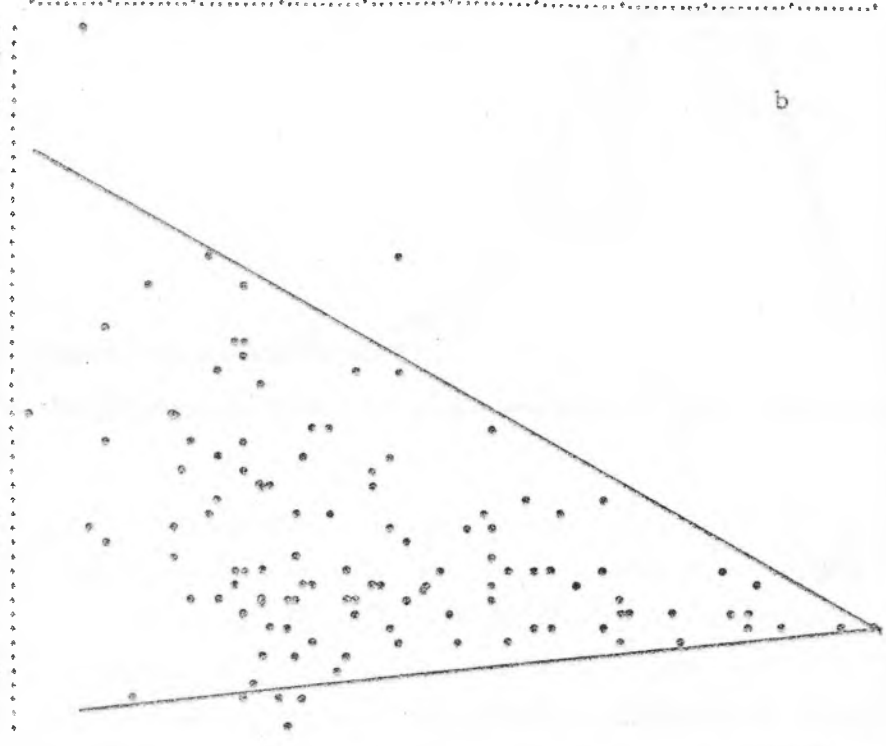
294.3010 110.4288 122.7939 135.5911 148.4242 160.4909 172.9597 191.4050 202.0000

S107

NNSS 13

S107 INTERVALLUM = 1.0162 F INTERVALLUM = 0.1578 PUNKOK SZAMA = 115

7.1469
6.8091
6.4713
6.1335
5.7957
5.4579
5.1201
4.7823
4.4445
4.1067
3.7689
3.4311
3.0933
2.7555
2.4177
2.0799
1.7421
1.4043
1.0665
0.7287
0.3909
0.0531
3.4326
3.0948
2.7570
2.4192
2.0814
1.7436
1.4058
1.0680
0.7302
0.3924
0.0546



196.0000 127.5455 170.7071 194.0687 187.1314 202.3555 217.5192 235.6768 251.8204 260.0200

S107

Fig. 2. The "wedge pattern" in different altitudes (281 km and 950 km respectively).

- calculated using $S_{10.7}$ as index of solar activity - would suggest: 158 instead of 74, i.e. more than twice as much as would be expected!

In order to investigate whether the geomagnetic effect is responsible for the additional maxima we constructed two histograms of \bar{K}_p values from 1965 till 1972. The first one (continuous line on Fig. 3) demonstrates the distribution of \bar{K}_p in time intervals when ρ_{obs} maxima are explained by corresponding $S_{10.7}$ maxima; the second (dotted line on Fig. 3) during unexpected peaks on the ρ_{obs} curves. It is obvious that there is no significant difference in the \bar{K}_p distribution, i.e. the appearance of additional maxima cannot be the consequence of an incomplete description of the geomagnetic effect during extreme K_p -values.

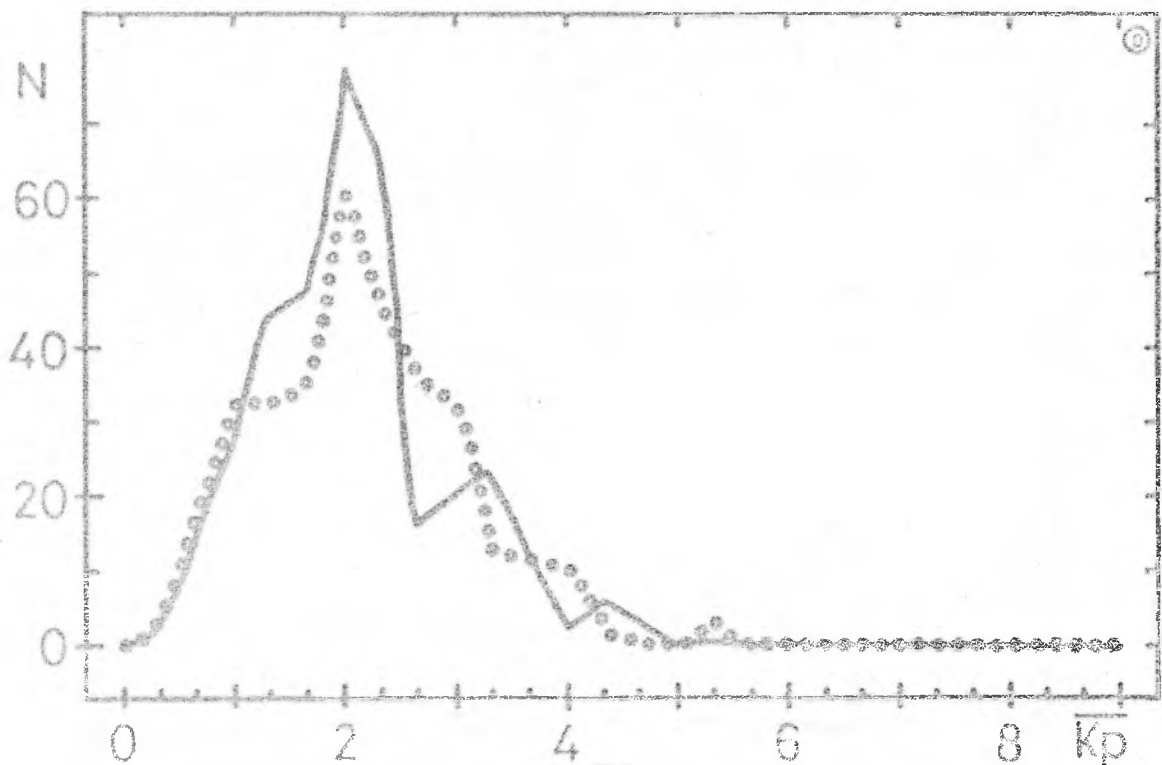


Fig. 3. Histograms for \bar{K}_p

Properties of the Unexpected Maxima

The unexpected maxima a. are fitting as well to the 27-day periodicity as corresponding $S_{10.7}$ maxima do /8/, b. are sometimes arranged in sequences of 10 - 12 terms, c. their 27-day periodicity remained remarkably constant

during the 7 years of investigation.

Furthermore a careful correlation analysis has proved that these unexpected maxima are almost always preceded by a decrease of C_{DR} a few days earlier. The correlation between ρ_{obs} maxima and C_{DR} minima is significant.

Linear Regression Models

A linear regression model was fitted to the almost continuous series of density data in 4.5 years derived from period changes in the cases of the best observed 4 satellites (6595A, 6595B, 6558A, 6511A). The aim was to determine how many percent of the deviations can be explained by different combinations of the following parameters: h , Ψ_B , $S_{10.7}$, A_p and C_{DR} . Table 1 illustrates that multiple correlation coefficients are increasing continuously if further parameters are also taken into account - and C_{DR} is no exception.

TABLE 1 Multiple Correlation Coefficients

In a linear regression model where the parameters are	The multiple correlation c o e f f i c i e n t s			
	6595A	6595B	6258A	6511A
h	0.660	0.584	0.829	0.862
h, Ψ_B	0.716	0.637	0.832	0.864
$h, \Psi_B, S_{10.7}$	0.813	0.747	0.839	0.870
$h, \Psi_B, S_{10.7}, A_p$	0.838	0.785	0.854	0.874
$h, \Psi_B, S_{10.7}, A_p, C_{DR}$	0.872	0.836	0.860	0.901

Table 2 on the other hand demonstrates how many percent of the observed density deviations can be explained by the 5 parameters combined together, and how well the total values are represented by the contribution of different parameters alone. Both tables indicate that in the case of all 4 satellites the contribution of the C_{DR} index to the explanation of density variations is important, even larger than that of $S_{10.7}$.

For the same 4 satellites partial correlation coefficients have been determined between the density and the corresponding C_{DR} curves as well. After remov-

TABLE 2 Linear Regression Model

How many % of the scatter is explained by a linear regression model including h , Ψ_B , $S_{10.7}$, A_P , C_{DR} together	S a t e l l i t e s			
	6595A	6595B	6258A	6511A
alone by h	77%	74%	85%	84%
alone by $S_{10.7}$	27%	23%	62%	54%
alone by C_{DR}	9%	8%	5%	1%
	25%	27%	11%	9%

ing the effects due to the height, Ψ_B , $S_{10.7}$ and A_P , all correlations proved to be significant even at a significance level of 99.9% (see Table 3)

TABLE 3 Partial Correlation Coefficients

After removing the effects of h , Ψ_B , $S_{10.7}$, A_P between the density and C_{DR} the partial correlation coefficients	f o r s a t e l l i t e s			
	6595A	6595B	6258A	6511A
Student t	-0.317	-0.361	-0.179	-0.389
t for 95% sign. level	5.60	6.70	3.20	5.45
t for 99.9% sign. level	1.97			
	3.30			

As $S_{10.7}$ and C_{DR} are not independent parameters, a factor analysis was carried out with the most important 5 parameters to density values ρ_{obs} of the 4 best satellites separately. Results are given in the first 4 lines of Table 4. The investigation was extended to all satellites of normal excentricity where the number of density values, N , was more than 160. The results are summarized in the next 6 lines of Table 4. Mean values of the parameters as well as corresponding errors are given for the first 4, for the next 6 and for all 10 satellites respectively.

It is obvious that C_{DR} is one of the most important model parameters. Errors values indicate that C_{DR} is as stable parameter as e.g. $S_{10.7}$ or Ψ_B .

TABLE 4 Factor Analysis

Sat.	h	N	p a r a m e t e r s				for C _{DR}	multi. correl. coeff.
			h	Ψ_B	S _{10.7}	A _p		
6258A	200	510	-0.778	+0.118	+0.095	+0.087	-0.081	0.842
6595B	210	362	-0.363	-0.201	+0.304	+0.214	-0.252	0.838
6595A	220	341	-0.451	-0.236	+0.283	+0.131	-0.234	0.859
6511A	260	176	-0.426	-0.382	+0.066	-0.019	-0.258	0.840
Mean parameters:			-0.504 (+0.226)	-0.175 (+0.118)	+0.187 (+0.123)	+0.103 (+0.098)	-0.206 (+0.084)	
7118B	281	474	-0.501	-0.477	+0.187	-0.088	+0.080	0.704
6445B	290	1815	-0.769	-0.287	+0.126	+0.009	-0.119	0.863
6644A	300	1837	-0.559	-0.507	+0.227	+0.003	-0.169	0.775
6014A	425	2856	-0.059	-0.450	+0.391	-0.026	-0.395	0.851
59 n	517	222	-0.140	-0.456	+0.443	+0.005	-0.421	0.727
6104A	580	166	-0.560	+0.267	+0.179	+0.259	-0.333	0.793
Mean parameters:			-0.431 (+0.274)	-0.318 (+0.297)	+0.259 (+0.128)	+0.027 (+0.119)	-0.226 (+0.193)	
Mean parameters: of all 10 sat.			-0.461 (+0.234)	-0.261 (+0.263)	+0.230 (+0.125)	+0.058 (+0.112)	-0.218 (+0.152)	

INTERPRETATION

Based on the properties of the unexpected maxima we concluded that probably corotating streams originating from solar coronal holes are responsible for the whole phenomenon. They may represent an additional heat source for the upper atmosphere, besides the well-known 27-day component of the EUV heating (characterized by S_{10.7} as an index). On the contrary to the geomagnetic effect, which is carrying the energy almost immediately, this additional heating mechanism transfers the energy to the upper atmosphere with a longer time delay of several days. The energy may be stored for a time in the plasmasphere before it propagates to the neutral atmosphere. Some ionospheric parameters refer to this kind of delay even in the case of geomagnetic storms ("after effect").

If such an additional heating is functioning in connection with corotating

streams, it can be active all the time, only that without the presence of a shock wave, index K_p is not registering the slow or moderate velocity streams of solar origin. Nevertheless the Earth's magnetosphere, working as a dynamo, can gain energy from such a stream as well. The efficiency of the dynamo, however, is varying with the south component of the interplanetary magnetic field (IMF). If magnetic irregularities of any kind - as e.g. those carried by corotating streams - change the geometry of the IMF, the efficiency of the dynamo might change if the magnitude of the south component is changing.

The Time Delay Problem

Because of the rotation of the Sun, a 27-day periodicity is expected in density variations (as a consequence of IMF variation) modulated by the corotating streams coming from coronal holes. This variation is, however, shifted by several days with respect to the EUV heating if only because of the difference between the velocity of the EUV and corpuscular radiation respectively. This is the first component of the time delay.

The energy carried by corpuscular streams is stored in the plasmasphere. This may represent the second component of the time delay.

For some unknown reason, the particles stored in the plasmasphere sometimes do precipitate in a large quantity. May be this phenomenon is not as spectacular as that during geomagnetic storms. The energy is transferred into the neutral component of the upper-atmosphere through the ionosphere by charge exchange and collision. The time delay may be longer than at times of geomagnetic storms. This can be the third component of the whole delay.

Heating Variations by Time and Place

The position of the Earth is changing with respect to the magnetic equator of the Sun (and also with respect to the IMF which is under the influence of the coronal holes of the North and South hemispheres alternately). This variation makes a periodicity of half year probable, as the Earth is merging deeper into the IMF originating from one hemisphere for half a year, then for the other half of the year it is merging deeper into the IMF of the other hemisphere. This variation may be just one component of the semiannual effect, which is not explained yet by any usual heating mechanism.

independently from the geometry a 11 years variation could be expected as well, because of the 11 years cycle of the solar activity. The coefficient of $S_{10.7}$ (used to represent the EUV heating in the models) very probably manifests the combined effect of both heating mechanisms.

The precipitation may occur in the auroral region but particles of the ring current are able to deposit energy above the equatorial territory as well /9/. There are some recent investigations arguing for an equatorial nocturnal heating that can not be attributed to EUV radiation /10, 11/. This kind of heating may be a real nocturnal heat source of corpuscular origin, or a precipitation from the equatorial ring current, all around the equator, the dayside part of which is considered as EUV heating in all models. If a larger coefficient of $S_{10.7}$ is used in a model, the observed discrepancy remains undiscovered.

If there is such an additional, retarded magnetospheric heating in action, then - as already mentioned - there should be a 27-day, a semiannual and a 11-year cycle in the density fluctuations. These variations are, however, not identical with fluctuations caused by changes in the EUV heating, but rather manifest themselves as a superposition.

CONCLUSIONS

When constructing new CIRA models of total density, beside a revision of coefficients of previously known effects (geomagnetic, 11-year cycle etc.) there is a need that the possibility of a retarded magnetospheric heating mechanism, giving rise to density fluctuations, should be taken into account. It has been demonstrated by various statistical investigations that variations of total density characterized by a 10 - 20 day cycle are dependent not only on changes of $S_{10.7}$, so the introduction of an additional parameter is necessary.

Earlier we suggested C_{DR} , the galactic cosmic radiation count rate (as measured continuously on the surface of the Earth by a super neutron monitor at Deep River station, USA) as a suitable index of this additional energy flux. This suggestion was based on a rough statistical estimate of a rich material, as well as on a more sophisticated analysis of the best cases. Both investigations proved that a considerable part of density fluctuations can be explained if C_{DR} is added to existing model parameters and a one day

time delay is used. Nevertheless we are convinced that the time delay of ρ_{obs} with respect to C_{DR} is varying as a complex function of the heating process, which makes the inclusion of C_{DR} as a new parameter difficult. For this reason as far as we are unable at present to express the dependence of the storage time explicitly on different parameters, we are not suggesting a definite new atmospheric model.

The aim of another series of investigations would be to follow the energy transport from the solar wind through the plasmasphere to the neutral upper-atmosphere and suggest a more suitable representation of this effect in future CIRA-models.

REFERENCES

1. I. Almár and E. Illés-Almár, An "Equivalent Duration" to Characterize Atmospheric Disturbances Connected with Geomagnetic Storms, Space Research XI, 975 (1971)
2. I. Almár and E. Illés-Almár, An Analysis of the Altitude Dependence of the Geomagnetic Effect by Means of "Equivalent Durations", Space Research XIII, 363 (1973)
3. F. Barlier et al., Methods of Analysis of Satellite Drag Density Values Based Upon Statistical Treatment and Factorial Analysis, Space Research XVI, 161 (1976)
4. B.V. Kugaenko, The Use of Equivalent Durations for Improvement of the Atmospheric Density Model, in: Observations of Art.Sat. of the Earth, No. 17, Baja, p.113, 1981 (in Russian)
5. A. Horváth, Control of the Jacchia-71 Model from the Point of View of the 11-year Cycle of Solar Activity, in: Observations of Art.Sat. of the Earth, No. 20, Baja, p.227, 1983 (in Russian)
6. I. Almár, E. Illés-Almár, A. Horváth and T. Borza, Orbital Evolution of NNSS Satellites, in: Observations of Art.Sat. of the Earth, No. 22, Stara Zagora, 1984 in press.
7. E. Illés-Almár, Investigation of the 27-day Periodicity in Thermospheric Density Fluctuations, Space Research XIX, 207 (1979)
8. E. Illés-Almár, Cosmic Ray Intensity as a New Index of Density Variations in the Upper Atmosphere, in: Observations of Art.Sat. of the Earth No. 20, Baja, p.19, 1983
9. M.M. Gogoshev, private communication, 1983
10. E. Illés-Almár, Ionoszféra és Magnetoszféra Fizika VII. Harkány p.109, 1978
11. M. Ill, On the Variations of Density Scale Height, in: Observations of Art.Sat. of the Earth, No. 18, Warszawa, p.477, 1979

OBSERVATIONS ARTIFICIAL EARTH
SATELLITES No. 23

НАБЛЮДЕНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ
СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ № 23

Astronomický ústav Československé akademie věd

Praha 1984

IS THERE ANY "AFTER EFFECT" IN DENSITY
VARIATIONS OF THE NEUTRAL ATMOSPHERE ?

by

E. Illés-Almár¹, P. Bencze² and F. Márcz²

1 Konkoly Observatory of the Hungarian Academy
of Sciences, H-1525 Budapest, Box 67, Hungary

2 Geodetical and Geophysical Research Institute
of the Hungarian Academy of Sciences
H-9401 Sopron, Box 5, Hungary

ABSTRACT It is demonstrated that simultaneously with variations of ionospheric absorption there are unmodeled increases of neutral density 6-7 days after geomagnetic storms i.e. we observe an "after effect" in the neutral atmosphere as well.

INTRODUCTION

It is well known that the ionospheric absorption -- determined at mid-latitudes at different radio frequencies, l.f. band in particular -- can be higher during geomagnetic storms than under quiet conditions. Sometimes ionospheric absorption remains at a high level well after the end of the geomagnetic storm. This is the so called "ionospheric absorption after effect".

According to Lauter and Knuth (1967) this after effect originates from the enhanced ionization in the lower ionosphere produced by electrons with energies larger than 40 keV, precipitating from the outer radiation belt of the magnetosphere. On the other hand, according to Belrose (1964) the delay of the after effect with respect to the corresponding geomagnetic disturbance suggests that this effect may be related to changes in the chemical composition of the atmosphere. The changes occur during the main phase of geomagnetic storms in the auroral zone and are transferred later towards the Equator.

Our aim was to investigate whether there are any changes in the neutral density parallel to the lower ionospheric after effect?

DATA AND ANALYSIS

As 1965-72 is the time interval of our data file (Illés-Almár 1979) (drag measurements of 59 satellites) those geomagnetic disturbances were selected which occur in this period with single peak and $A_p > 80$. Altogether 14 such geomagnetic storms have been found.

Density changes in the neutral atmosphere were investigated up to 20 days after each geomagnetic storm event with the so called method of superposed epochs.

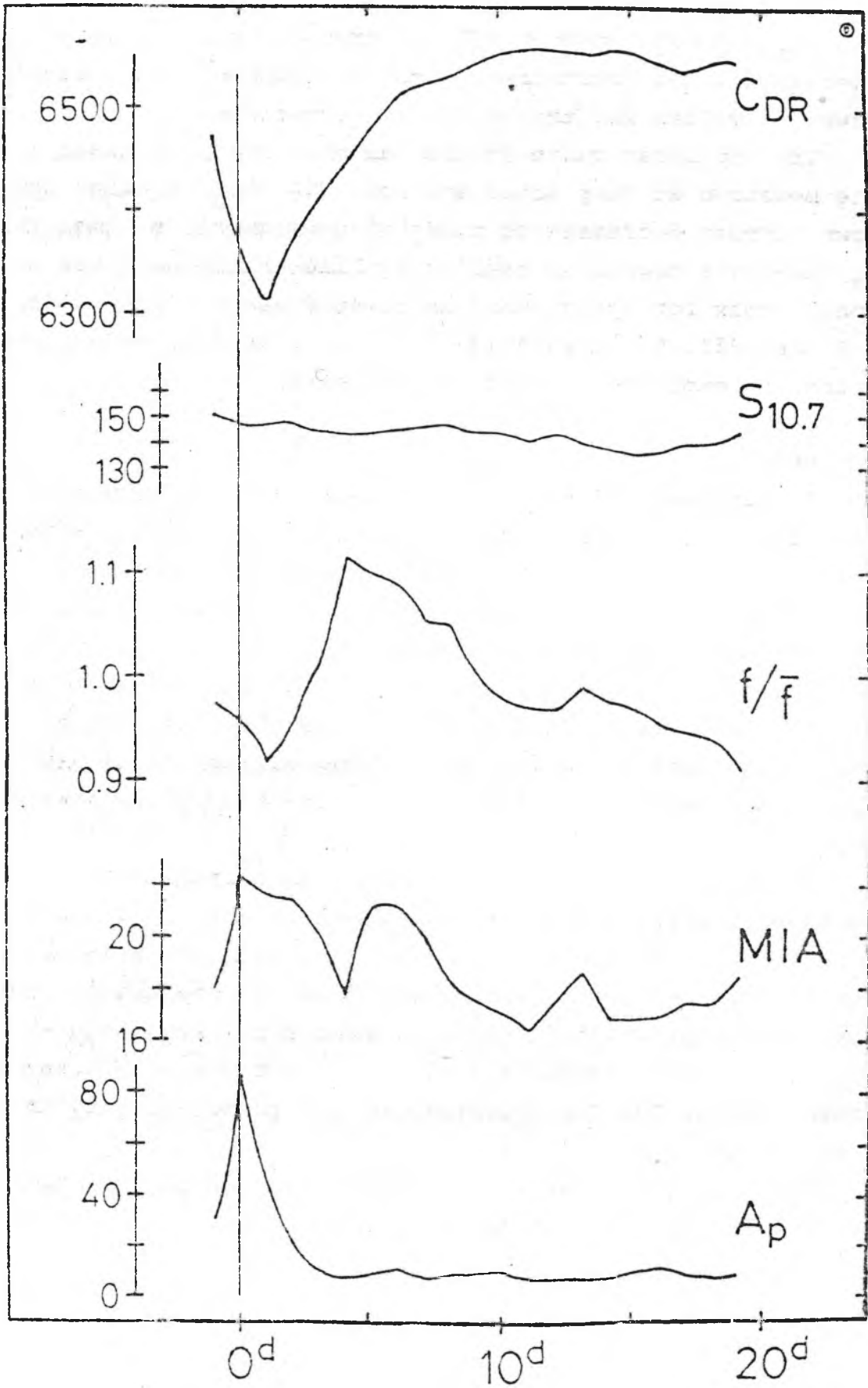
At first a mean normalized f curve (f/\bar{f}) was constructed from that of the individual satellites (where each f value is the ratio of observed and corresponding CIRA 72 model density values). The method of superposed epochs was then applied as a second step, defining the peak day of each geomagnetic storm as zero point.

The figure gives the result of the method of superposed epochs for different solar and geophysical parameters as well. The x axis represents the number of days after the peaks of geomagnetic storms.

The lowermost curve is the superposed A_p curve for the 14 geomagnetic events.

The next curve gives the superposed mean ionospheric absorption (MIA) parameter measured at Kühlungsborn station, GDR, on 245 kHz frequency at night. Night time measurements of MIA are not affected by the enhanced EUV ionization. The MIA maximum at zero day corresponds to the A_p peak and is the response of the lower ionosphere to geomagnetic storms. The later maxima belong to the well known ionospheric after effect as main phase and second phase of it.

The third curve shows the superposed normalized f/\bar{f} values of the neutral density variations. It should scatter around 1.0 if the model is correct. The existence of a definite maximum around the 6th day suggests, however, that there is an "after effect" in the neutral atmosphere as well. This maximum is not



predicted by the model.

$S_{10.7}$ is the solar activity parameter used in models. This superposed curve demonstrates only that there is no relation between f values and the solar activity index $S_{10.7}$.

The uppermost curve is the galactic cosmic radiation count rate measured at Deep River station, USA (C_{DR}) showing the well known Forbush decreases at times of geomagnetic storms. This C_{DR} index was suggested earlier by Illés-Almár as a new additional index for upper atmospheric studies (E. Illés-Almár 1979, E. Illés 1981, E. Illés-Almár in print). Neither this curve is giving any explanation to the after effect.

CONCLUSION

The analysis of this neutral density after-effect is not finished yet. Nevertheless we would like to draw the attention to the importance of it -- especially in connection with the construction of the new CIRA model. Our results indicate the presence of a retarded magnetospheric heating for the neutral atmosphere after geomagnetic storms. This kind of heating is not included in any model yet. Enhanced precipitation of particles coming from radiation belts, however, may cause extra heating for the neutral component of the atmosphere even outside geomagnetic storms.

We would like to emphasize that the existence of the lower ionospheric after effect is considered only as an indicator of the existence of any precipitation. The lack of the lower ionospheric after effect in some cases does not necessarily mean the lack of precipitation in higher atmospheric levels and -- on the other hand -- its appearance does not demand a precipitation in higher levels. The two phenomena do not go necessarily together in all cases.

The fine structure of the effect and the physical explanation will be further investigated.

REFERENCES

- Belrose, J.S., In: Propagation of Radio Waves at Frequencies
below 300 kc/s
Agardograph 74, 149, Pergamon Press, London, 1964.
- CIRA 72, Akademie-Verlag, Berlin, 1972.
- Illés, E., Nabl. ISZ No 20A, 19, 1981.
- Illés-Almár, In: Space Research XIX, 207, Pergamon Press
Oxford and New York, 1979.
- Illés-Almár, E., to be published in Nabl ISZ No 20.
- Lauter, E.A. and Knuth, R., J. Atmos. Terr. Phys. 29, 411, 1967.

НАБЛЮДЕНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ

№ 24

ПУБЛИКАЦИЯ

НАУЧНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ СОТРУДНИЧЕСТВА ИНТЕРКОСМОС



Астрономический Совет Академии наук СССР

Москва 1986

THE FLUX
OF THE RING CURRENT PROTONS AS AN ADDITIONAL HEAT-SOURCE
FOR THE NEUTRAL UPPER ATMOSPHERE AFTER GEOMAGNETIC STORMS

P. Bencze¹ and E. Illés-Almár²

- 1./ Geodetical and Geophysical Research Institute of the
Hungarian Academy of Sciences
H-9401 Sopron, Box 5, Hungary
- 2./ Konkoly Observatory of the Hungarian Academy of Sciences
H-1525 Budapest, Box 67, Hungary

The purpose of this paper is to investigate the effects that may be responsible for density anomalies not taken into account by atmospheric models.

Поток кольцевого тока протонов как дополнительный источник разогрева для нейтральной верхней атмосферы после геомагнитных бурь.

П. Бенце, Э. Иллеш-Алмар (ВНР)

Цель данного доклада - исследование возможных эффектов, ответственных за аномалии плотности, которые не учтены моделями атмосферы.

Introduction

A part of density anomalies of the upper atmosphere are not represented in the models. These anomalies are of different origin. Their investigation can only be successful if we take into account all effects that may be responsible for them. Our

previous studies demonstrated that density anomalies occur after the decay of geomagnetic disturbances (described by the A_P index), as a "post storm effect" or "after effect" (Illés-Almár et al., 1985). Near the Equator, at low latitudes the geomagnetic activity --- as demonstrated by the D_{ST} index -- decays more slowly than the corresponding variations in the A_P index. Thus, our attention was turned to events at low latitudes in connection with geomagnetic disturbances (see e.g. Berger and Barlier, 1981).

It is well known that the D_{ST} index is based on the decrease in the horizontal component of the geomagnetic field caused by the ring current (built up in the proton belt during disturbed periods) and after the sudden decrease following the onset of the geomagnetic storm it shows only a slow increase. This is related to the dissolution of the current in the proton belt while ring current protons produce high energy neutral hydrogen atoms by charge exchange with neutral hydrogen atoms (Dessler et al., 1961). The movement of high energy neutral hydrogen atoms is not influenced by the geomagnetic field and so they can reach even higher latitudes. Interacting with the neutral atoms of the upper atmosphere these high energy atoms may represent an additional heat source at the Equator at times of geomagnetic disturbances (Biondi and Meriwether, 1985).

According to our assumption the density anomalies discovered by Illés-Almár (1979) and not taken into account in atmospheric models partly may be due to this energy source. Obviously high energy H^+ ions precipitating into the upper atmosphere at times of the dissolution of the ring current may produce anomalies

not only in the neutral component but by excess ionization in the ionized component of the plasma as well if such an energy source does exist. The purpose of this paper is to investigate the existence of such excess ionization. Though the ionization cross section at proton energies lower than 10 keV is by one order of magnitude smaller than that belonging to charge exchange, at proton energies higher than 40 keV it is comparable with that of the ionization (Fite et al., 1960). It should be mentioned that the energy of the bulk of ring current protons falls within the energy range 15-250 keV (Williams, 1980).

Method and Data

The study of the ionized component of the plasma is complicated by the fact that the concentration of the ionized component is a complex function of the ionization, recombination and transport at this height range. The neutral component, on the other hand, is controlled by the temperature (pressure) and the transport only. However, by corresponding considerations unambiguous information can be obtained. The variation, i.e. decrease of the electron density in connection with geomagnetic disturbances in the midlatitude F region --- corresponding to altitudes where density anomalies were observed --- is caused by composition changes of the neutral component (Seaton, 1956; Prölss and von Zahn, 1974). The increasing concentration of molecular with respect to atomic gases leads to the increase of the velocity of the recombination by the reactions $O^+ + O_2 \rightarrow O + O_2^+$; $O_2^+ + e \rightarrow O + O'$ (Bates, 1954), i.e. to the decrease of the electron density. At low latitudes this effect becomes insignificant and the increase of electron density of dynamic origin or due to electric fields becomes predominant (Martyn, 1951; Kohl and King, 1967; King, 1971; Evans, 1973; Prölss, 1980). However, considering our hypothesis this increase of electron density can be a consequence of the growth of the ionization rate as well. Studying more parameters of the ionosphere the origin of the

electron density increase can be determined. If there is a simultaneous increase in both the foF2 parameter (Critical frequency), which is proportional to the maximum electron density, and h'F parameter indicating the height of the bottom of the F layer, then the increase of the electron density can be due to the decrease of the recombination rate connected with the rise of the F2 layer. The rise of the layer can be the consequence of a meridional wind or of an electric field. An increase of the electron density may be the result of a corresponding increase of the ionization if at the time of the foF2 increase h'F does not increase.

For the control of this hypothesis the network of the Japanese ionospheric stations, which is located in the zone of 30° - 45° N geographic or 20° - 35° N geomagnetic latitudes, seemed to be the most suitable. For our purpose the foF2 and h'F data of Wakkanai ($45^{\circ}23'5''$ N, $141^{\circ}41'2''$ E), Akita ($39^{\circ}43'5''$ N, $140^{\circ}8''$ E), Kokobunji ($35^{\circ}42'4''$ N, $139^{\circ}29'3''$ E) and Yamagawa ($31^{\circ}12'1''$ N, $130^{\circ}37'1''$ E) were used.

In order to eliminate the effect of the EUV radiation we used midnight values. For the removal of the seasonal variation we used the deviation of the daily midnight values from the running mean of 30 midnight values obtained between 15 days before and 15 days after the given day (Δ foF2, Δ h'F). The variations of Δ foF2 and Δ h'F for the geomagnetic storm on MJD 40494 (30. IX. 1969) were investigated at the four stations separately.

The key day is the day of the geomagnetic storm. The data were analysed from the fifth day before the storm to the 35-th day after the storm. In order to recognize the most prominent features on the curve (smoothing out the fluctuations) 5 day running means were used (heavy line).

Results and Conclusions

Variations of Δ foF2 and Δ h'F around the geomagnetic storm of 30. September 1969 are shown on Fig. 1. Comparing the curves of the stations at the highest (Wakkanai) and at the lowest (Yamagawa) latitude a striking difference in both the Δ foF2 and Δ h'F curves is found.

While the Δ foF2 curve of the station Wakkanai (at the higher latitude) shows a significant decrease of the electron density with respect to the level before the zero day, the

corresponding Δf_oF2 curve of Yamagawa station (at the lower latitude) indicates at the time of the "after effect" in the neutral density (≤ 10 days after the geomagnetic storm) only a moderate decrease. This means that there is a relative increase of the electron density.

At stations lying at higher latitudes than Yamagawa (Akita and Kokobunji) the effect is more conspicuous, as the increase is superposed on a depression. The origin of the electron density increase can be cleared by the study of the $\Delta h'F$ curves. Stations lying at higher latitudes (Akita and Kokobunji) indicate a rise of the F layer in the period studied. At the same time the data of station Yamagawa indicate the sinking of the layer which, however, leads to a decrease of the electron density by increasing the recombination rate. Thus, there must be an increase of ionization despite the moderate decrease of the electron density shown by the Δf_oF2 curve as it has to compensate the decrease of electron density due to the sinking of the layer as well. The cause of the height decrease of the F region may be a meridional flow towards the poles (e.g. Schunk, 1983).

Summarising we can conclude that at least one of the causes of the neutral density anomaly revealed by Illés-Almár (1979) and not taken into account in upper atmospheric models might be high energy H atoms produced via charge exchange by protons penetrating into the upper atmosphere at the time of the dissolution of the ring current accompanying geomagnetic disturbances. These particles, as it was demonstrated, can contribute to the ionization of the F region as well.

References

- Bates, D.R., In: The Earth as a Planet, Univ. Chicago Press, Chicago, 1954.
- Berger, C. and Barlier, F., J. Atmos. Terr. Phys., 43, 121, 1981.
- Biondi, M.A. and Meriwether, Jr. J.W., Geophys. Res. Letters, 12, 267, 1985.
- Dessler, A.J., Hanson, W.B. and Parker, E.N., J. Geophys. Res., 66, 3631, 1961.
- Evans, J.V., J. Atmos. Terr. Phys., 35, 593, 1973.
- Fite, W.L., Stebbings, R.F., Hummer, D.G. and Brackmann, R.T., Phys. Rev., 119, 663, 1960.
- Illés-Almár, E., Space Research XIX, 207, 1979.
- Illés-Almár, E., Bencze, P. and Márcz, F., Nabl. ISZ, 23, 333, 1985.
- King, G.A.M., J. Atmos. Terr. Phys., 33, 1223, 1971.
- Kohl, H. and King, J.W., J. Atmos. Terr. Phys., 29, 1045, 1967.
- Martyn, D.F., Nature, 167, 92, 1951.
- Prölss, G.W., Rev. Geoph. Space Phys., 18, 183, 1980.
- Prölss, G.W. and von Zahn, U., J. Geophys. Res., 79, 2535, 1974.
- Schunk, R.W., In: Solar-Terrestrial Physics, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, 1983.
- Seaton, M.J., J. Atmos. Terr. Phys., 8, 122, 1956.
- Williams, D.J., In: Dynamics of the Magnetosphere, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, 1980.

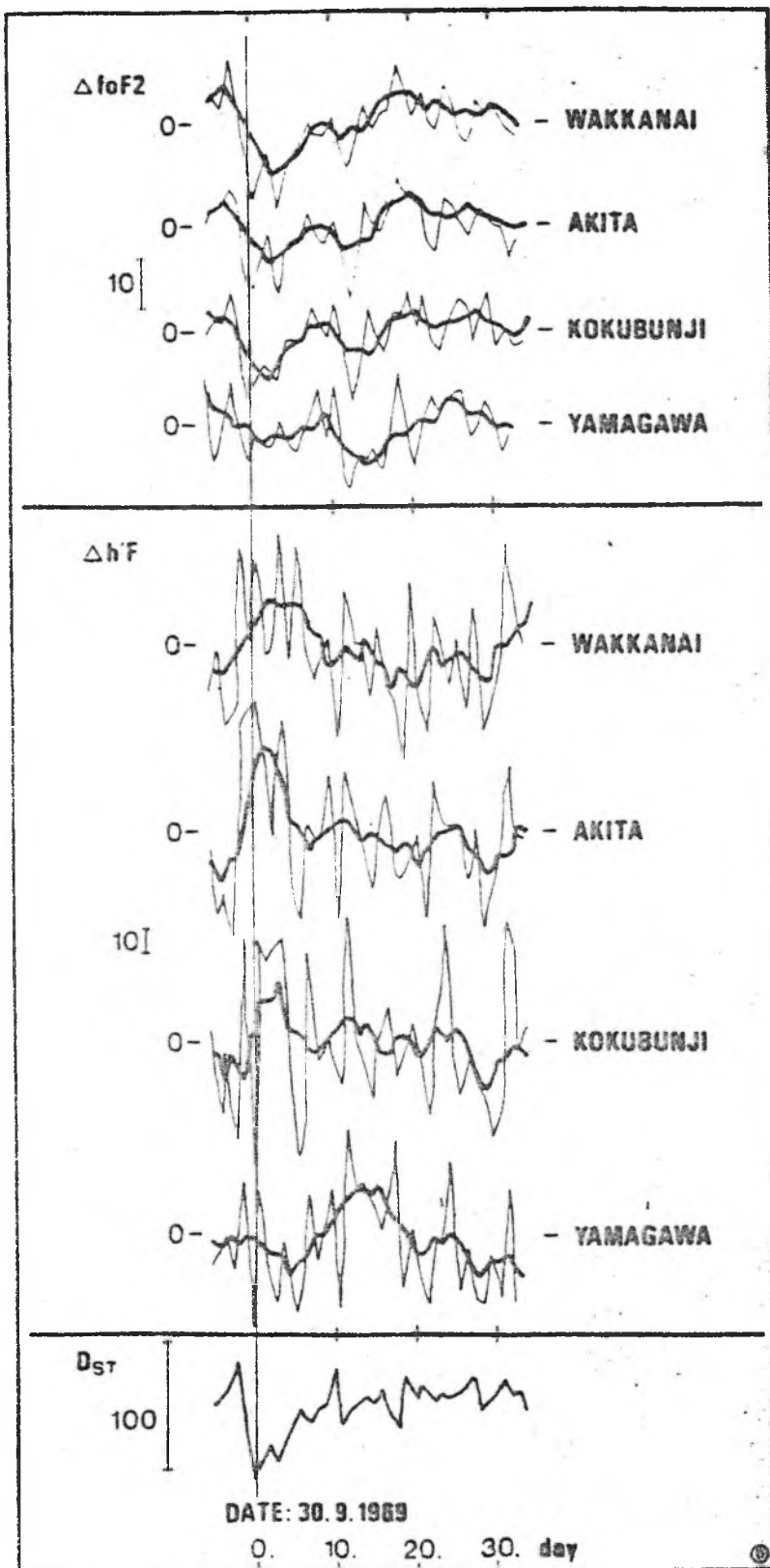


Fig. 1

INVESTIGATION OF THE THERMOSPHERE- IONOSPHERE INTERACTION BY MEANS OF THE NEUTRAL POST-STORM EFFECT

E. Illés-Almár,* I. Almár,* P. Bencze** and A. Horváth*

**Konkoly Observatory, H-1525 Budapest, Box 67, Hungary*

***Geodetical and Geophysical Research Institute, H-9401 Sopron,
Box 5, Hungary*

ABSTRACT

Previous investigations of the authors based on the decay rates of many satellites have demonstrated the existence of a post-storm effect in the neutral atmosphere after geomagnetic storms. Its maximum appears 4-6 days after the storm onset. It generally lasts 8-10 days, but if there is also an ionospheric post-storm effect, then it is about twice as long at mid-latitudes and in the evening hours. The observed characteristics of the post-storm effect seem to indicate that it is related to the precipitation of ring current particles due to charge exchange and wave-particle interactions.

INTRODUCTION

In a former paper /1/ it has been demonstrated that the density (ρ) deduced from atmospheric drag on satellites is increased after geomagnetic storms as compared to semiempirical models (CIRA 72). We call this "the thermospheric post-storm effect". This phenomenon was observed in the height range 200 - 600 km, and is similar to the well-known after-effect in the mean ionospheric absorption of radio waves (MIA). The density maxima occur four to six days after the onset of geomagnetic disturbances. In this paper we investigate different aspects of this thermospheric post-storm effect.

DATA

Our data base contains about 16000 density values (from 1965 to 1972) based on the decay of 20 satellites having appropriate orbital eccentricities ($0.05 < e < 0.20$). Some decay rates have been partly determined by our PERLO program /2/, and partly taken from publications of ephemeris centres. The time resolution was sometimes as good as 2 days, but generally not better than 3-5 days. Time intervals were omitted when a time resolution at least as good as 5-10 days could not be guaranteed.

The f-curves were derived for each satellite separately, where $f = \rho_{\text{obs}}/\rho_{\text{model}}$. All remaining long-term variations were eliminated from the f-curves of each satellite. In order to remove the effect of inadequate knowledge of satellite cross-sections, all f-values were divided by \bar{f} (the mean of all density values of a given satellite).

METHOD

The well-known method of superposed epochs (MSE) has been used with Dst minima as key days. Altogether those 109 events were selected during the 7 years which had Dst minima exceeding -40μ . Both the events and the measured density values were separated according to criteria described as follows:

Separation of events according to geophysical parameters

We applied MSE to all events together (Case 1) as well as to events separated according to different geophysical parameters (altogether 40 cases:
Ap -- planetary geomagnetic index; MIA -- mean ionospheric absorption;
HSPS -- high speed plasma stream; SSC -- storm sudden commencement;
C_{DR} -- galactic cosmic ray intensity measured at Deep River.

The following types of separation proved to be the most interesting:
Case 2: those events when Ap maxima corresponding to Dst minima were lower than 20 (marked by -Ap, 26 events);
Case 3: Ap maxima exceeding 40 (marked by +Ap, 61 events);
Case 4: when $Ap > 40$ combined with an ionospheric post-storm effect (marked by +Ap +MIA, 33 events);
Case 5: when $Ap > 40$ with no ionospheric post-storm effect (marked by +Ap -MIA, 20 events).

Separation of density data according to the position of the perigee

The averaged f-curves were plotted using MSE for all density data (denoted by "unseparated" in Fig. 1) and for those separated by the position of the perigee respectively.

All f-values were separated according to the latitude of the perigee into three groups: low latitude ($|\varphi| < 30^\circ$), midlatitude ($30^\circ < |\varphi| < 60^\circ$) and polar ($|\varphi| > 60^\circ$).

Another four groups were formed according to the local solar time (LST) of the perigee: daytime ($10^h < LST < 14^h$), evening ($18^h < LST < 22^h$), night ($22^h < LST < 2^h$) and morning ($4^h < LST < 8^h$).

RESULTS

Altogether 320 curves were plotted using MSE with the Dst minima as key days. There is a well-pronounced minimum on almost every curve around the key day. In our opinion this phenomenon is a simple consequence of the inadequacy of the time resolution of the density curves which are not sensitive enough to follow the profile of quick geomagnetic variations; i.e. our experimental density curves cut off the peaks of sharp density maxima.

The main results are summarized in Fig. 1 and Fig. 2, where the departures of experimental densities from corresponding model values are plotted as a function of time elapsed after each key day. In the case of a perfect model the scatter would be around a constant value.

In Fig. 1, in column 1, MSE curves for case 1 are plotted: at the bottom different geophysical parameters, above them the unseparated f-curve, then those belonging to different sections of the day and latitudes respectively. In the next two columns events of case 1 have been separated according to the absence or presence of Ap storms (case 2 and 3). The thermospheric post-storm effect is seen on every curve with a maximum around the fifth day. Comparing the unseparated curves, it is obvious that the post-storm effect has a longer duration in case 3 than in case 2. On separated curves it is conspicuous that the longer duration is characteristic of the mid-latitudes and of the evening hours.

In Fig. 2, in column 1, the MSE curves are separated according to φ and LST together (i.e. the combined latitudinal and LST effect is treated). Evening curves indicate a long-lived post-storm effect lasting about 18 days at midlatitudes. Separating the events of case 3 according to the presence (+MIA) or absence (-MIA) of an ionospheric post-storm effect (case 4 and 5) we can conclude that the long-lived thermospheric after-effect is characteristic only of +MIA cases (column 2, case 4, plotted with heavy line) and it is short-lived even at midlatitudes and evening without a MIA effect (column 3, case 5, dashed line).

DISCUSSION

The required energy source must not be limited to the recovery phase. The observed conditions, i.e. the time of the increased density with its lag behind the geomagnetic activity, the height range and the latitude region concerned suggest that the energy comes from the precipitation of ring current (radiation belt) particles. The precipitation of particles depends on the loss processes, charge exchange and wave-particle interaction.

Considering the scenario of the thermospheric post-storm effect, it appears at low latitudes in the early recovery phase and is restricted to the interval from 3 days to 10 days after the onset of the disturbance. On the basis of other experimental data, charge exchange is probably responsible for the particle precipitation at these latitudes. Energetic protons have lifetimes against charge exchange long enough to produce the observed effects, but do not transfer enough energy in inelastic collisions in the height range considered /3/. On the other hand, soft protons have short charge exchange lifetimes /4/. Moreover, according to recent investigations, during the re-

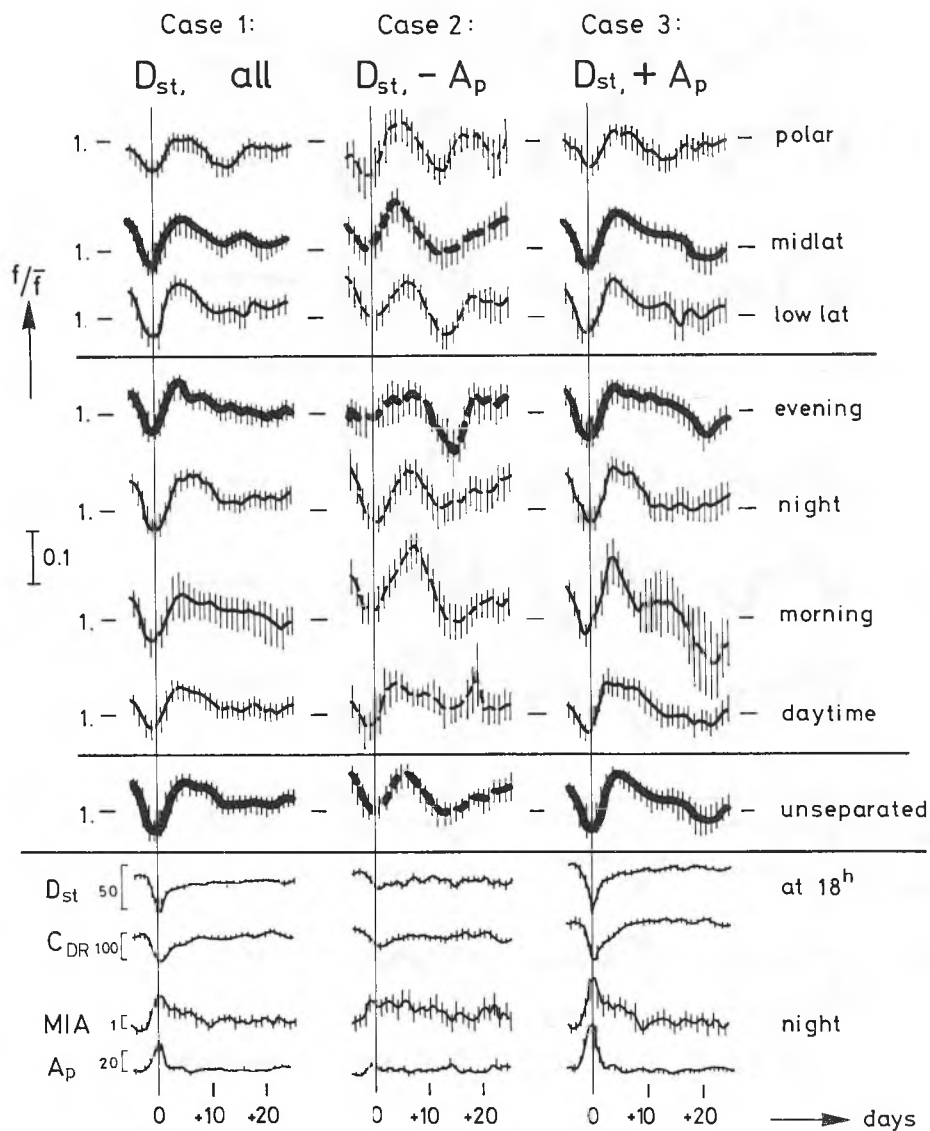


Fig. 1. Demonstration of the thermospheric post-storm effect by means of the method of superposed epochs (MSE). After geomagnetic storms (D_{st} minimum used as key day) there is a density excess which lasts longer in midlatitudes and in the evening hours.

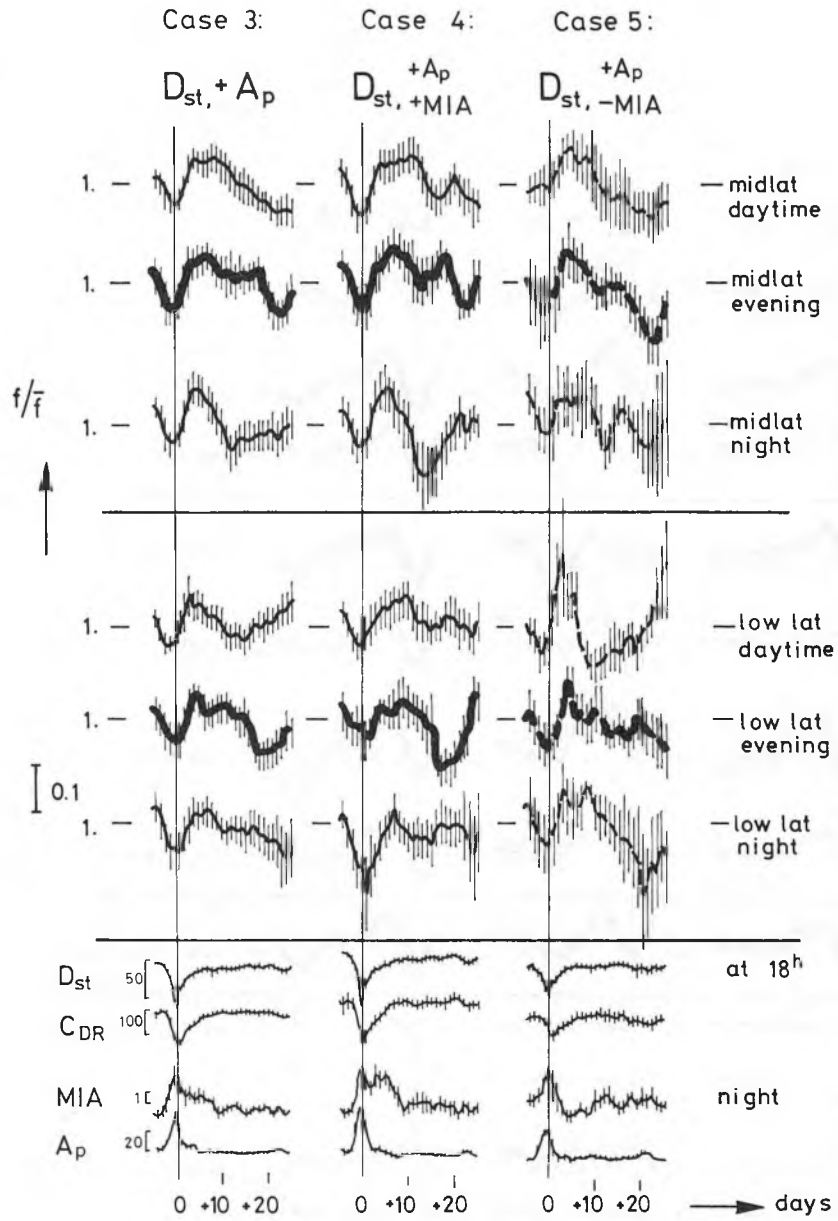


Fig. 2. The thermospheric post-storm effect is long-lived when midlatitude plus evening cases are combined and there is an after-effect in mean ionospheric absorption (MIA) as well.

covery phase, O^+ decays rather rapidly (~ 1 day) in the bulk of the energy density (>20 keV), but not at lower energies /5/. Since low energy O^+ ions have long charge exchange lifetimes and show the greatest magnetic activity dependence, they might be considered as candidates for the energy source.

Precipitating particles can directly and indirectly affect the upper atmosphere at low latitudes. The direct effect can be the result of precipitating neutrals, produced by charge exchange between the ring current ions and the geocorona. The neutrals directed towards the Earth impact at latitudes determined by the geometry of the pitch angle distribution; i.e. within 30° of the dip equator /6/. The O atoms of low energy (<10 keV) which have lifetimes long enough to produce the post-storm effect are thermalized by ionizing (stripping) and excite the ambient atoms in the height range 200-600 km. This process results in the heating of the upper atmosphere /7/. The indirect effect can be attributed to a process suggested by Moritz /8/ and confirmed by Mizera and Blake /9/ and by Scholer et al. /10/. According to Moritz /8/, the energetic neutral atoms formed in a charge exchange of ring current ions with neutral hydrogen in the geocorona and moving freely in the upper atmosphere are reionized. These particles can be neutralized by charge exchange and untrapped and temporarily trapped at lower altitudes in the low latitude upper atmosphere (double charge exchange). The flux of these particles depends on the flux of the incident energetic neutrals. Our hypothesis seems to be supported by the observation of increased intensity of H Lyman alpha emission /11/, /12/. The H Lyman alpha emission measured during the recovery phase of a geomagnetic storm at low latitudes indicates that the radiation could be attributed to the precipitation of protons in the energy range 10-300 keV observed by Moritz /8/ and Mizera and Blake /9/. Since the asymmetric ring current is concentrated in the evening hours, the circumstance that the thermospheric post-storm effect is more developed in this time interval may also hint at the ring current origin of this effect.

At midlatitudes the thermospheric post-storm effect has been found more long-lived than at low latitudes -- in the presence of MIA in particular. Other observations show that plasma waves (periodically structured Pcl type micropulsations) are enhanced inside the plasmasphere in the late recovery phase /13/, /14/, /15/. Thus, at midlatitudes, wave-particle interactions can also contribute to the observed post-storm effect, when the plasma waves are amplified by ion cyclotron instability. Theoretical investigations indicate that the stable trapping limit for a given flux of energetic particles is decreased as the ambient cold plasma density increases /16/. Such conditions occur, where, during the recovery phase, the plasmopause moves outward into the ring current due to the filling of the plasmasphere. The intersection of the ring current with the increasing cold plasma density of the plasmasphere produces the ion cyclotron instability. Concerning the local time dependence of the thermospheric post-storm effect at midlatitudes, our results seem to show that such intersections are more effective at the bulge of the plasmasphere located in the evening sector. It should again be noted that the asymmetric ring current is concentrated also in the evening hours during the recovery phase. The observation that the thermospheric post-storm effect is not a regular phenomenon may also be a proof of the working of the wave-particle interaction. Thus, it has been found that the unmodelled thermospheric density increase can be due to the long-lived dissipation of the energy of the geomagnetic storm into the thermosphere.

REFERENCES

1. E. Illés-Almár, P. Bencze and F. März, Nabl. ISZ 23, 333 (1984).
2. A. Horváth and E. Illés-Almár, Nabl. ISZ 9, 277 (1970).
3. R.H. Eather and K.M. Burrows, Aust. J. Phys., 19, 309 (1966).
4. P.H. Smith, N.K. Bewtra and R.A. Hoffman, J. Geophys. Res. 86, 3470, (1981).
5. S.M. Krimigis, G. Gloeckler, R.W. McEntire, T.A. Potemra, F.L. Scarf and E.G. Shelley, Geophys. Res. Letters 12, 329 (1985).
6. G.W. Pröller, Planet. Space Sci. 21, 1681 (1973).
7. M. Torr and D.G. Torr, Geophys. Res. Letters 6, 700 (1979).
8. J. Moritz, Z. Geophys. 38, 701 (1972).
9. P.F. Mizera and J.B. Blake, J. Geophys. Res. 78, 1058 (1973).
10. M. Scholer, D. Hovestadt and G. Morfill, J. Geophys. Res. 80, 80 (1975).
11. G.E. Thomas, J. Geophys. Res. 85, 6055 (1980).
12. S. Cazes and C. Emerich, J. Geophys. Res. 85, 6049 (1980).
13. R.C. Wentworth, J. Geophys. Res. 69, 2291 (1964).
14. R.R. Heacock and M. Kivinen, J. Geophys. Res. 77, 6746 (1972).
15. W.W.L. Taylor and L.R. Lyons, J. Geophys. Res. 81, 6177 (1976).
16. J.M. Cornwall, F.V. Coroniti and R.M. Thorne, J. Geophys. Res. 75, 4699 (1970).

НАБЛЮДЕНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ

№ 25

1987 г.

OBSERVATIONS OF ARTIFICIAL SATELLITES OF THE EARTH

N^o25

1987

MESTERSÉGES HOLDAK MEGFIGYELÉSEI

N^o25

1987

On the Dependence of NPSE on Different Geophysical Parameters

E. Illés-Almár and I. Almár

Konkoly Observatory, H-1525 Budapest, Box 67, Hungary

Earlier we have demonstrated that the density (ρ) deduced from atmospheric drag of satellites indicates increased values after geomagnetic storms as compared to semiempirical models (CIRA-72 in particular) [1]. The phenomenon was called by us "Neutral Post-Storm Effect": NPSE. The density maxima compared to CIRA-72 occurred four to six days after the onset of geomagnetic storms.

DATA

Our data base contains about 16 000 density values based on the drag of 20 satellites having orbital excentricities between 0.05 and 0.20. The real time resolution is changing due to the not even coverage in time by the observations. All time intervals have been omitted when a time resolution of at least 5 - 10 days could not be guaranteed. Generally the time resolution is 3 - 5 days, but sometimes it reaches 2 days.

The $f = \rho_{\text{obs}} / \rho_{\text{model}}$ curves have been derived for each satellite separately. After eliminating all remaining long terms from the f-curves, all f-values have been divided by the mean of all density values of a given satellite in order to remove the effect of the inadequate knowledge of the satellite's cross section. The mean of all f-values belonging to different satellites, available on any given day, have been calculated to get a series of daily f-values as a function of time, with the number of satellites as a weight.

METHOD

The well-known Method of Superposed Epochs (MSE) has been used for these f-values with A_p maxima as key days as a first approximation. It resulted in the discovery of the NPSE [1]. Later several other parameters have been used as indicators in order to investigate which is the most appropriate precursor of geomagnetic storms. An earlier investigation indicated that

there are some extra maxima on the f -curves not belonging to A_p maxima, but indicated by C_{DR} minima (galactic cosmic radiation count rate as measured at Deep River station) [2] .

Therefore the moment of C_{DR} minima has been selected as key day, completed by times of D_{st} minima, times of SSC (storm sudden commencement) and times of HSPS (high speed plasma stream) as well. The most favourable selection of the key day proved to be either C_{DR} or D_{st} minima. Both have been found equally suitable. As D_{st} is of more general use, later we selected D_{st} minima as indicator of geomagnetic disturbances.

In [3] we examined the profile of NPSE in different positions of the perigee, as well as high or low A_p maxima with or without an ionospheric post-storm effect (characterized by a maximum in MIA - Mean Ionospheric Absorption) etc. The same investigation has been repeated later transforming the position of the perigee into geomagnetic coordinates, but no significant deviation from the results outlined in [3] has been found.

EVALUATION OF NPSE

Since the effect is only marginally observable, we tried to exclude the possibility of an accidental origin. Therefore a 1/3, 1/2 and 3/4 part of all 132 available events have been selected by chance and the corresponding MSE curves constructed for 35 - 35 days before and after storm onset. These curves, together with a mean MSE curve (heavy line), are plotted on Figure 1. It is evident that if a mean curve of at least 50 events is available then accidental fluctuations are cancelled out and the NPSE clearly visible.

The prominent minimum on all curves at storm onset, as well as excess values just before and after the minimum, are consequences of the non adequate resolution in time. Nevertheless the asymmetry itself, i.e. that the maximum after the storm is always higher than the corresponding maximum before it, can not be an apparent effect due to the poor time resolution, but indicates NPSE in a convincing form. The excess in f -values is rather modest, not more than 1 - 2%, but real.

In order to stress this asymmetry, the pre-storm part of the curves was reflected with respect to the storm-onset time and traced by thin lines on Figure 2. On all other figures the curves are plotted only 20 - 20 days before and after the storm, since more distant fluctuations have obviously little influence on the results of our investigations.

In the current analysis of the post-storm effect all disturbances with $(D_{st})_{min}$ deeper than 30γ were taken into consideration. (Corresponding curves are marked by "a" on the figures.) Since such events occur rather frequently (every 19 days, on the average, in the 2500 days time interval under consideration) we considered essential to investigate whether an accidental clustering of the disturbances can lead to an apparent effect similar to the discovered NPSE. Therefore those events have been selected as a second step, when the disturbance was not followed by another one within cca 10 days (curves marked by "b"). The third kind of curves has been constructed from those cases, when a time interval of 10 - 10 days before and after the storm was free from another significant disturbance (curves marked by "c"). On Figure 2 the three basic curves were plotted and the post-storm effect (with respect to the corresponding reflected curves) accentuated by shading. We observed with satisfaction that though in case "a" we have an NPSE of $\sim 1\%$, but the effect increases to 1.5 and 2.5% respectively if the disturbance is isolated, as in the cases "b" and "c". Therefore we can claim that disturbances near to the selected one (at key day) smooth the curves down and decrease the amplitude of the post-storm effect. At the bottom of the figure a similar MSE curve is plotted for D_{st} values (measured at 18 hours); the reflected pre-storm part of the curve is also traced by a thin line. Figure 3 is a comparison of the MSE curve for all cases (heavy line) with that of a specially selected subgroup, in which according to our previous investigations [2] the majority of the satellites experienced an increased drag with respect to atmospheric models. The amplitude of NPSE for this subgroup (thin line) is evidently larger by $\sim 1\%$ indicating that either the post-storm effect appears not in

all cases, or our observational material is not always good enough to detect such a delicate phenomenon.

DEPENDENCE OF NPSE ON SOME GEOPHYSICAL PHENOMENA

It is evident from our previous results [2] that in the time interval under consideration there are considerably more maxima on the f -curves than geomagnetic storms as indicated by the A_p index. A large number of the "excess maxima" have been correlated - with appropriate time delay - to corresponding minima of C_{DR} . The current statistical analysis of all 132 events made it clear, why C_{DR} is a better marker of the time of magnetospheric storms than A_p . Namely from all events under consideration only in 62 cases (47%) was A_p -maximum larger than 40 but in 104 cases (79%) the corresponding decrease in C_{DR} proved to be larger than 0.5% and in 90 cases (68%) larger than 1%. Among the total of 132 events, however, an SSC preceded the minimum in D_{st} in 67 cases. We supposed that in these cases the transit of a shock wave has given rise to the storm. Altogether 87 cases coincide with the passage of a HSPS near the Earth. In all those cases when HSPS occurred but no SSC was observed, the geomagnetic disturbance was attributed to corotating streams (42 cases, 32%). Sometimes a solar flare appeared 1 - 2 days before D_{st} storm (41 cases in all, out of this 33 cases corresponding to shock waves, 8 cases to corotating streams). An ionospheric post-storm effect was observed in 73 cases on MIA curves. It is worth mentioning that 23 out of the total 132 cases were neither accompanied by SSC nor by HSPS. Nevertheless unexpectedly enough, they are real and important disturbances: the small group of these events does not coincide with the group of the smallest A_p disturbances (with those 25 cases when $A_p \leq 20$). Another argument is that MSE curves plotted with and without these 23 anomalistic cases do not deviate from each other (see heavy and thin lines on Figure 4).

The difference between disturbances of different origin (shock waves and corotating streams respectively) has been analysed from the point of view of NPSE. Since there were enough "shock wave cases" only, their MSE curves have been compared to total MSE curves on Figure 5, and to MSE curves of the complementary group on Figure 6. Both figures illustrate that NPSE

is larger by cca 1% in shock wave cases than in all other cases and the post-storm effect probably starts somewhat earlier as well.

CONCLUSION

It seems to be convincing that the neutral post-storm effect is a general consequence of geomagnetic disturbances - as indicated by D_{st} minima - and its amplitude is larger if the disturbance is connected to some kind of shock wave. The amplitude of the NPSE is 1 - 3%.

REFERENCES

- 1 E.Illés-Almár, P.Bencze, F.März: Is there any "after effect" in density variation of the neutral atmosphere? Nabl. ISZ 23 pp 333-337 Praha 1984
- 2 E. Illés-Almár: Investigation of the 27-day periodicity in the thermospheric density fluctuations
Space Research 19 pp 207-210 Pergamon Press 1979
- 3 E.Illés-Almár, I.Almár, P.Bencze, Á.Horváth: Investigation of the thermosphere-ionosphere interaction by means of the neutral post storm effect
COSPAR, Toulouse C.1.2.6 in print 1986

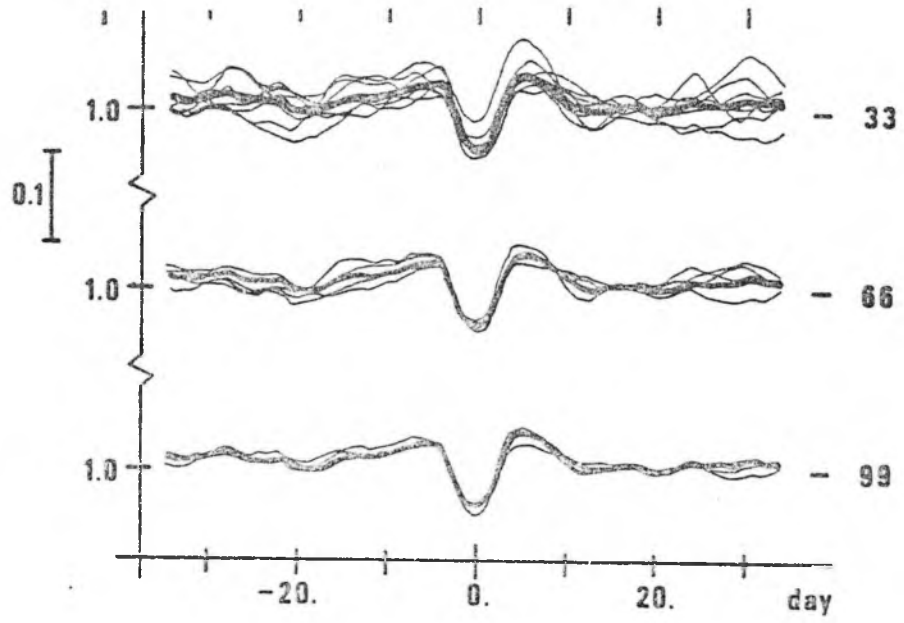


Figure 1

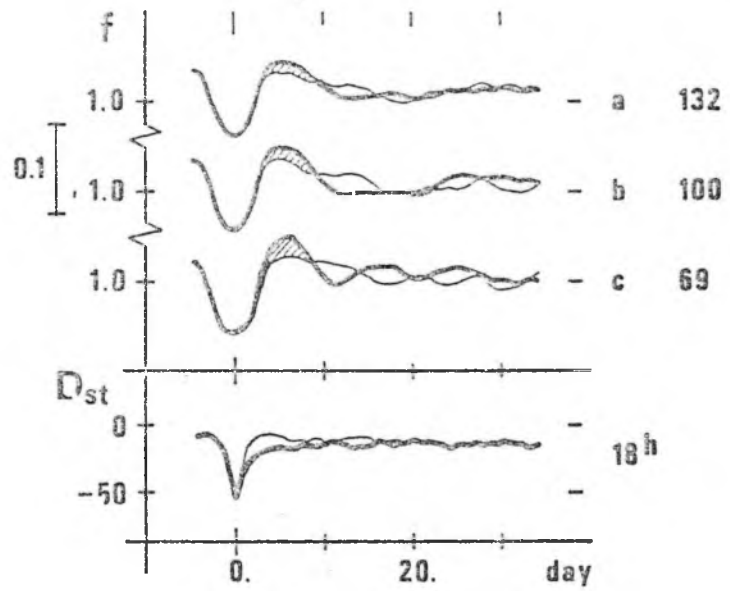


Figure 2

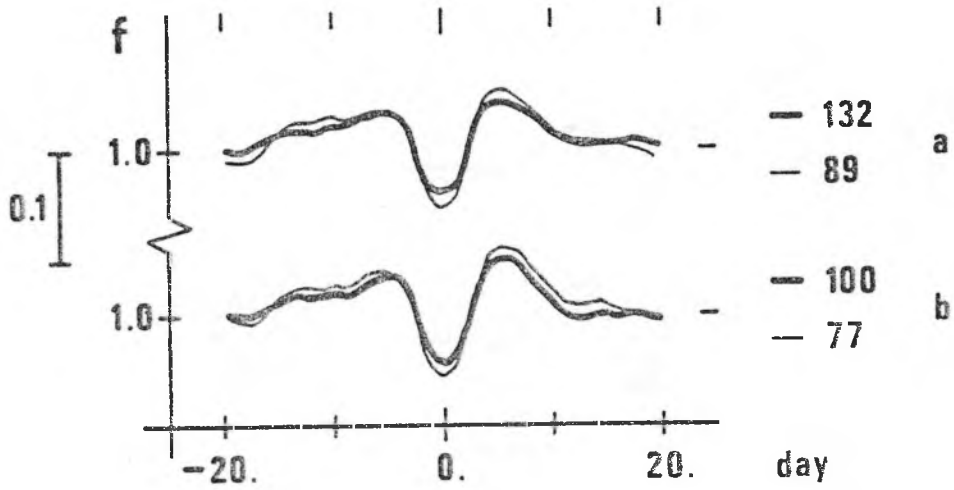


Figure 3

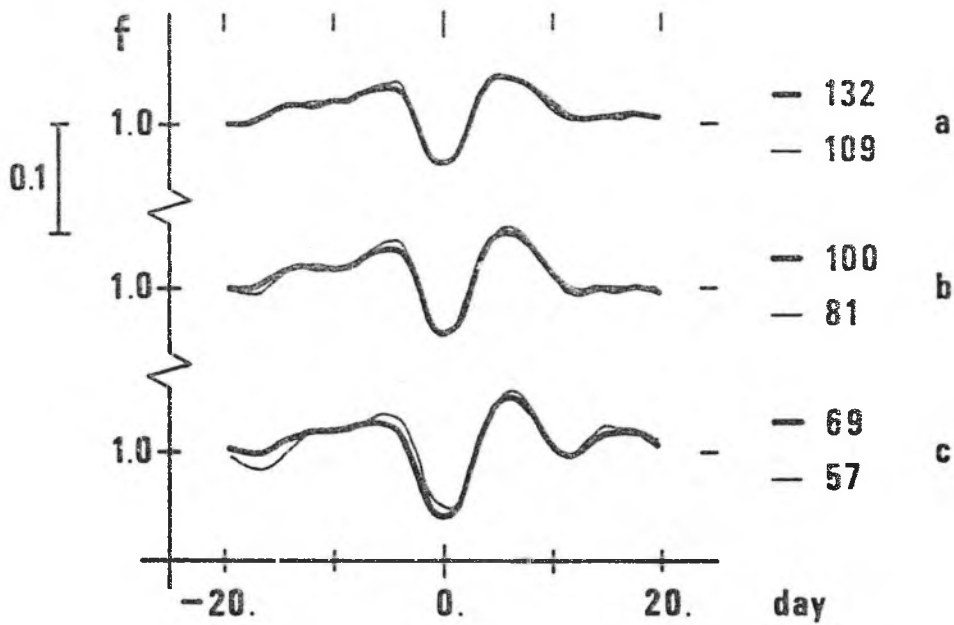


Figure 4

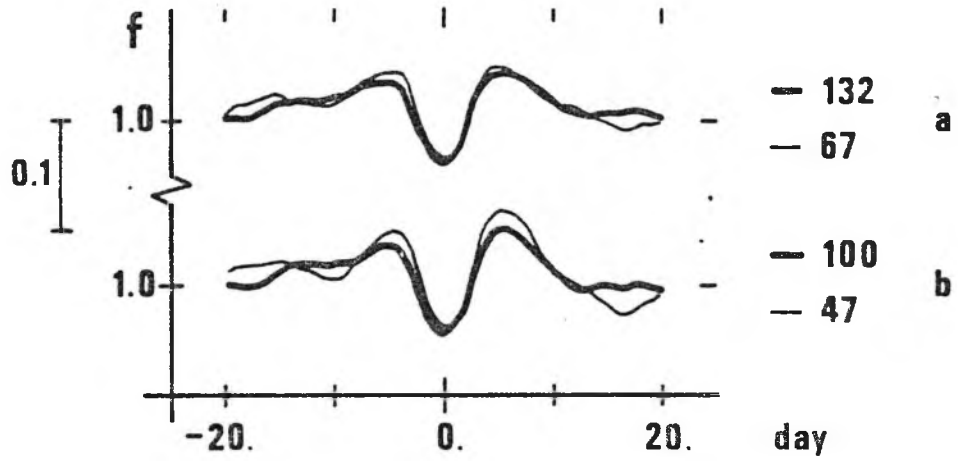


Figure 5

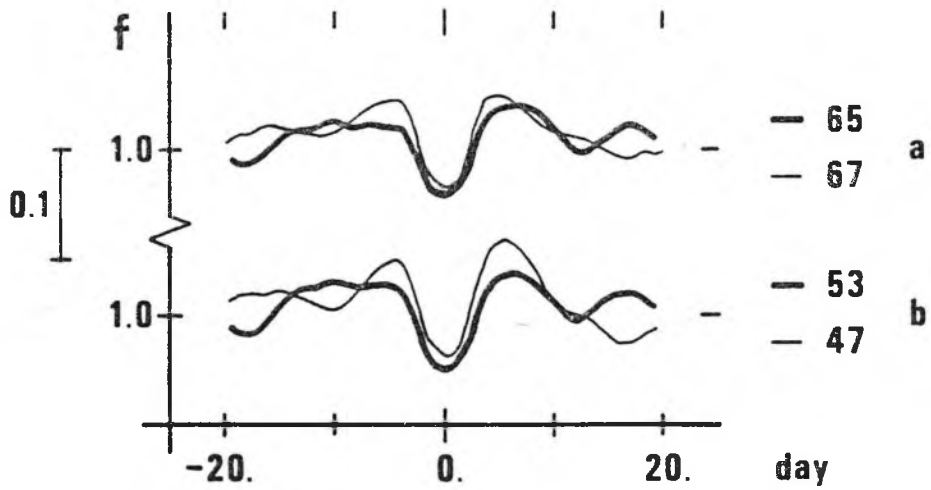


Figure 6

ON A POSSIBLE RING CURRENT EFFECT IN THE DENSITY OF THE NEUTRAL UPPER ATMOSPHERE

E. Illés-Almár,* I. Almár,* P. Bencze** and A. Horváth*

*Konkoly Observatory, H-1525 Budapest, Box 67, Hungary

**Geodetical and Geophysical Research Institute, H-9401 Sopron, Box 5,
Hungary

ABSTRACT

The neutral post-storm effect is reconsidered by means of accelerometric data. Since $\Delta\rho$ has proved to be different function of K_p during and outside recovery phases, but a unique function of Dst , the latter is considered as a better index for correcting the effect of geomagnetic activity in models, i.e. it seems that the ring current plays an important role in the geomagnetic effect of the equatorial thermosphere.

INTRODUCTION

It has been demonstrated in former papers that a density increase not previously considered in upper-atmospheric models occurs in the upper atmosphere after geomagnetic storms /1,2/. This phenomenon has been called "neutral post-storm effect" (NPSE) and has been found by means of f -values representing the ratio of density values determined from satellite orbital drag to model values corrected even for geomagnetic activity. The excess density has been attributed to heating due to energetic particles precipitating into the upper atmosphere as a consequence of charge exchange between ring current ions and neutral H atoms in the geocorona (ENA) /3/.

It is well known that atmospheric data based on the orbital decay method have a limited time resolution. In the present paper the NPSE is reconsidered by means of accelerometric data of much better time resolution.

DATA, METHOD AND RESULTS

Our recent investigations were based on the measurements of the French CASTOR/CACTUS accelerometer around minimum solar activity. The accelerometric density data have been compared with corresponding total density ρ values of the DTM model /4/ substituting $K_p=0$; the difference between observed and calculated densities was formed. In the first step, CACTUS data of the interval MJD 42590-43010 (July 1975 through August 1976) referring to altitudes between 400 and 403 km were selected and analysed (their time-resolution consequently decreased to only 8-15 data per day). Since the orbital inclination of the satellite was $\sim 30^\circ$, our investigations refer only to the reaction of the equatorial region to geomagnetic heating. The observed values belong to two groups according to LST (Local Solar Time), because upleg and downleg crossings are separated by ~ 6 hours. The variation of LST within each leg is negligible, therefore daily average means could be calculated giving two separate $\Delta\rho$ values each day. Such series of mean values correspond better to the frequency of K_p and Dst and consequently to deduced model density values.

At first our intention was to verify the existence of the NPSE - based on this kind of observational data as well. The cross-correlation between the $\Delta\rho$ values and the geomagnetic indices K_p and Dst indicate an increase in the correlation if a shift of 6-8 days was applied (Fig. 1a). In the case of Dst the correlation proved to be significant at the 99% significance level. (As it is known the Dst index indicates the intensity of the ring current.) The autocorrelation functions of the indices K_p and Dst also indicate a small increase on the 6th day (Fig. 1b), i.e. the geomagnetic activity has a slight recurrence tendency of 6 days during the NPSE time interval - the cross-correlation analysis can not decide which part of the excess density is due to the recurrence and which part to the NPSE.

Therefore the $\Delta\rho$ values have been separated into two groups according to their epoch with respect to geomagnetic storms, viz.: those belonging to one of the recovery phases and those

in any other remaining time interval (except the main phase). In each group the dependence on K_p and D_{ST} has been studied separately forming mean values of $\Delta\rho$ in appropriate K_p as well as D_{ST} intervals ($\overline{\Delta\rho}$). The results are demonstrated in Fig. 2a.

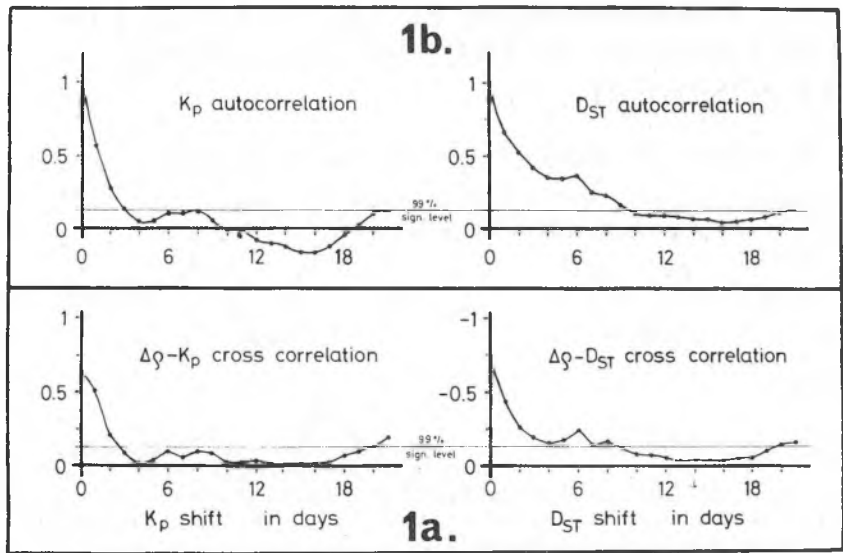


Fig. 1a. Cross-correlation functions between measured deviations from DTM model total density (putting $K_p=0$): $\Delta\rho$ and K_p , D_{ST} geomagnetic indices respectively. 1b. Autocorrelation functions for K_p and D_{ST} values.

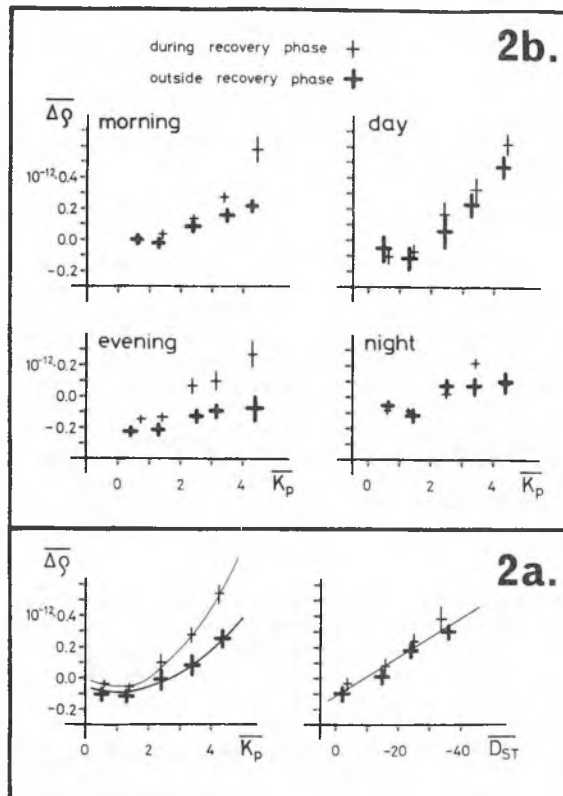


Fig. 2a. $\overline{\Delta\rho}$ versus $\overline{K_p}$ and $\overline{D_{ST}}$ for time intervals inside and outside recovery phases separately 2b. Separation of $\Delta\rho(K_p)$ function (see first part of 2a) according to local solar time: morning (4-10 hours); day (10-18 hours); evening (18-22 hours); night (22-4 hours).

The two $\overline{\Delta\rho}$ curves are different in the case of K_p ; $\overline{\Delta\rho}$ has a steeper increase with K_p during the recovery phase than in the remaining time interval:

$$\Delta\rho = [0.054 (K_p - 1)^2 - 0.047] 10^{-12} \text{ kg.m}^{-3} \quad \text{recovery phase} \quad /1/$$

$$\Delta\rho = [0.030 (K_p - 1)^2 - 0.079] 10^{-12} \text{ kg.m}^{-3} \quad \text{remaining time interval} \quad /2/$$

while the dependence of $\Delta\rho$ on Dst in the recovery phase does not differ from its variation in the remaining time interval.

Since the density is a double valued function of K_p , but a unique function of Dst, it is obvious that at low latitudes Dst is a better index with regard to the geomagnetic effect in the neutral thermosphere than K_p . This can also be seen from Table 1, that gives the correlation coefficients between $\Delta\rho$ measured on the n-th day after geomagnetic disturbances and the corresponding A_p or Dst respectively.

TABLE 1 Correlation Coefficients

No. of days after storm n	number of points	correlation coefficients	
		with A_p	with Dst
1	40	0.636	-0.644
2	34	0.760	-0.631
3	30	0.729	-0.627
4	25	0.665	-0.602
5	19	0.436	-0.580
6	10	0.448	-0.617
7	5	-0.139	-0.537

In the case of Dst the correlation is almost constant until the 7th day, but it strongly decreases for A_p . It means that in the recovery phase the correlation with A_p of the same day vanishes with time, but remains almost constant for Dst.

The material was further separated according to diurnal phase (LST). The dependence on local time is plotted in Fig. 2b. The $\Delta\rho(K_p)$ curves diverge more in the evening hours and less during daytime. It is also obvious that the response of the atmosphere to strong geomagnetic heating is more pronounced in the daytime than at night - a conclusion stated previously by Berger et al. /5/. A detailed analysis of the diurnal behaviour of the geomagnetic effect will be the topic of another paper.

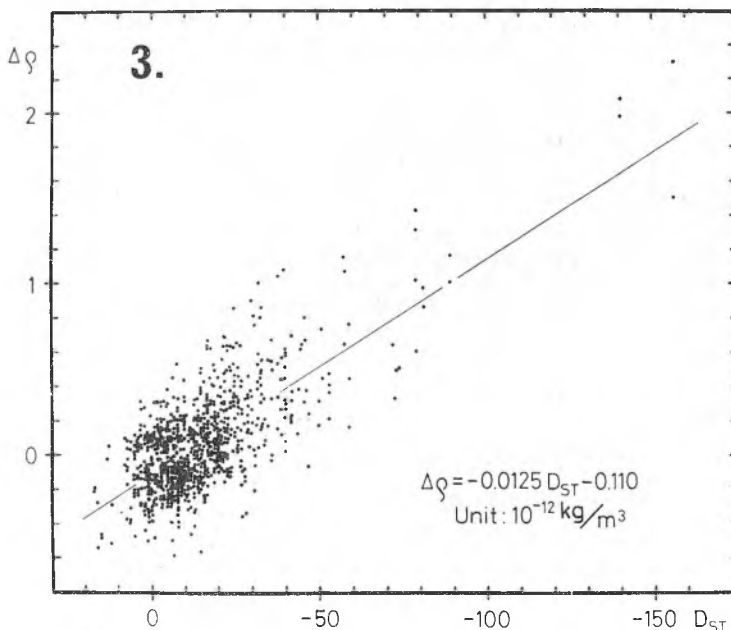


Fig. 3. A_p versus Dst. A least squares linear fit is also given.

USE OF Dst FOR MODELLING

Using the single valued dependence of $\Delta\rho$ on Dst (Fig. 3) the $K_p=0$ version of the DIM model can be complemented as a first approximation by a simple linear term for the geomagnetic activity effect. (The model is, however, limited to the altitude and latitude interval in question.) The proposed term is

$$\Delta\rho = (-0.0125 \text{ Dst} - 0.110) \cdot 10^{-12} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3} \quad /3/$$

determined as a best fit to points in Fig. 3. Using equation (3) a histogram of the residuals is plotted a./ for the original 420 days (Fig. 4a)

b./ for an additional 309 day control interval (Fig. 4b).

The control interval indicates that equation (3) can be extrapolated in time, hence at low latitudes Dst is a comprehensive and appropriate index for the geomagnetic activity effect.

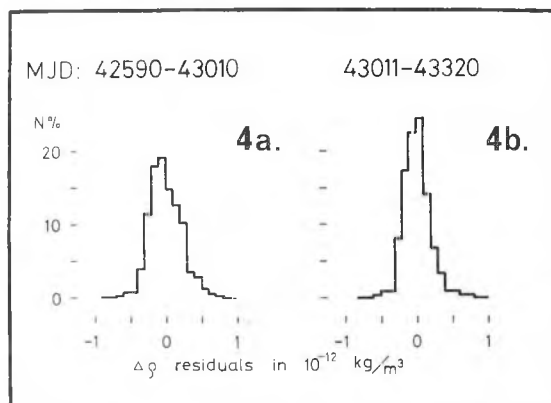


Fig. 4. Histogram of deviations from $K_p=0$ model values corrected by $\Delta\rho$ from equation (3)
a. in the original time interval MJD 42590-43010
b. in the control time interval MJD 43011-43320

CONCLUSION

In our former studies it was found that in post-storm periods a density excess occurs compared with model values (using the K_p index to consider the geomagnetic effect). Therefore it has been named a neutral post-storm effect and attributed to an additional heating process. The present investigation indicates, however, that the geomagnetic effect can, at low latitudes, be described as a function of the Dst index also in the post-storm period (in contrast to the K_p index). It seems that in this case there is some sort of process which is linked with the ring current and thus it is not restricted solely to post-storm periods. The double valued character of the $\Delta\rho(K_p)$ function in Fig. 2a indicates different behaviour during and outside recovery phases respectively. Therefore it is clear that straightforward use of the K_p or A_p index is not sufficient to characterize the geomagnetic effect in atmospheric models. On the other hand we have good reason to believe that at least at low latitudes a more appropriate description of the geomagnetic effect is possible utilizing the Dst index, because of the better correlation of $\Delta\rho$ with Dst, and, furthermore, because of the identical dependence of $\Delta\rho$ on Dst inside and outside the recovery phase. Our results also imply that a more suitable correction for the geomagnetic effect in the neutral upper atmosphere is necessary - considering not only high but also medium and low latitudes. This might be realized by taking into account the complex nature of the geomagnetic activity consisting of polar and equatorial sources.

We plan to extend the time and height interval of our analysis as well as thoroughly investigate the connection between the diurnal and geomagnetic effect in the upper atmosphere.

We should like to express our thanks to CNES and to Prof. F. Barlier in particular for making the CACTUS material available to us. Mrs. M. Nagy and Mr. P. Decsy are thanked for their able help in the preparation of this paper.

REFERENCES

1. E. Illés-Almár, P. Bencze and F. Mároz, *Nabl. ISZ* 23, 333 (1984).
2. E. Illés-Almár, I. Almár, P. Bencze and A. Horváth, *Adv. Space Res.* 7, 8, 53 (1987).
3. G.W. Prölls, *Planet. Space Sci.* 21, 1681 (1973).
4. F. Barlier, C. Berger, J. Falin, G. Kockarts and G. Thuillier, *Ann. Geophys.* 34, 9 (1978).
5. C. Berger, F. Barlier and M. Ill, *Physica Scripta* 37, 427 (1988).

POLSKA AKADEMIA NAUK
CENTRUM BADAŃ KOSMICZNYCH

НАБЛЮДЕНИЯ
ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ

No. 27 / II

1989

OBSERVATIONS
OF ARTIFICIAL SATELLITES OF THE EARTH

No. 27 / II

1989

OBSERWACJE
SZTUCZNYCH SATELITÓW ZIEMI

Nr 27 / II

1989

WARSZAWA 1990

REPRESENTATION OF THE GEOMAGNETIC EFFECT IN THE UPPER
ATMOSPHERE AT LOW LATITUDES BY MEANS OF THE Dst INDEX

E. Illés-Almár¹, I. Almár¹, P. Bencze², A. Horváth¹

¹Konkoly Observatory of the Hungarian Academy of Sciences, H-1525 Budapest,
POB 67

²Geodetic and Geophysical Research Institute of the Hungarian Academy of
Sciences, H-9401 Sopron, POB 5

Abstract: Density values obtained from the measurements of the CACTUS accelerometer around 400 km altitude at low latitudes are compared with corresponding DTM model values. It has been shown that the density increase $\Delta\rho$ during geomagnetic disturbances is a double valued function of Kp but a unique function of the Dst index. Consequently the density increase within this region can be directly connected with energetic particles precipitating from the equatorial ring current.

Резюме: Сравнивались значения плотности, полученные микроакселерометром "КАКТУС" на высоте 400 км в зоне экватора, с соответствующими данными модели "DTM". Повышение плотности $\Delta\rho$ вследствие геомагнитной активности двухзначно зависит от индекса Kp, но однозначно от Dst. Следовательно допускаем, что повышение плотности связано с энергетическими рассеянными частицами экваториального кольцевого тока.

INTRODUCTION

It has been previously reported that in the neutral upper atmosphere an excess density (detected by means of the orbital decay method) as compared to atmospheric models appears in a few days after geomagnetic storms (Illés-Almár et al., 1984). As the phenomenon occurs almost simultaneously with the well-known ionospheric post-storm effect, it has been called the Neutral Post-Storm Effect (NPSE). The period of this post-storm effect corresponds to the recovery phase of geomagnetic disturbances characterized by a slow increase of the Dst indices (Illés-Almár et al., 1988). The limited time resolution of the orbital decay

method did not allow a detailed analysis of the effect.

By the courtesy of CNES CACTUS accelerometer data of much better time resolution above 400 km from the period 1975-77 were used. The CACTUS material refers to latitudes $\pm 30^\circ$ around the Equator. Altogether 6840 density values measured between 400 and 403 km altitudes have been selected for further analysis.

METHOD

DTM model values (Barlier et al., 1978) have been computed for each point and time of measurement assuming no geomagnetic disturbance ($K_p=0$). The differences between the corresponding measured and computed values

$$\Delta \rho = \rho^{\text{CACTUS}} - \rho^{\text{DTM}(K_p=0)} \quad (1)$$

were calculated. If the density profile of the quiet upper atmosphere is correctly represented by the DTM model, then $\Delta \rho$ depends only on the geomagnetic activity. Taking into account earlier results concerning the post-storm effect, the $\Delta \rho$ data corresponding to recovery phases have been separately studied.

RESULTS

As it has been pointed out previously $\Delta \rho$ proved to be a double valued function of both the K_p and A_p indices showing that $\Delta \rho$ is systematically larger during recovery phases (Fig. 1 left) (Illés-Almár et al., 1988). This indicates that the upper atmosphere reacts more intensively to a disturbance level characterized by a given K_p during recovery phases than at other times which corresponds to the previously revealed neutral post-storm effect.

Analysing several geophysical parameters (Illés-Almár et al., 1987) it has been found that using Dst as an index of geomagnetic activity (Solar Geophysical Data) $\Delta \rho$ is its unique function (Fig. 1 right) (Illés-Almár et al., 1988). In Fig. 1 the $\Delta \rho$ values have been averaged for different K_p and Dst ranges respectively. The single-valued character of the

function $\Delta\varphi$ (Dst) indicates that - at least at low latitudes Dst is a more suitable parameter for the description of the density increase in the neutral upper atmosphere during geomagnetic disturbances than Kp or Ap used almost exclusively in upper atmospheric models till-now.

If all $\Delta\varphi$ values are plotted as a function of Dst, then the following linear function can be fitted to the points:

$$\Delta\varphi = (-0.0125 \text{ Dst} - 0.110) 10^{12} \text{ kg m}^{-3} \quad (2)$$

(Fig. 2). The above investigation refers to a time interval of 420 days (MJD 42590-43010). All $\Delta\varphi$ data of a given day have been averaged for the upleg and downleg separately, since in each leg LST hardly changed within one day. The validity of eq. (2) has been checked in different ways.

First the time interval has been extended to the whole 730 day period (MJD 42590-43320). It has been found that eq. (2) fits suitably the points of the extended time interval. Figure 3 shows the daily averages of $\Delta\varphi$ in this extended time interval before and after the reduction by eq. (2). Figure 4 illustrates the distribution of the residuals in the original (a) and in the additional or control (b) time interval.

As a second step the dependence of the instantaneous $\Delta\varphi$ values (without averaging) on the hourly Dst index has been studied (Fig. 5, upper part). Reducing the instantaneous $\Delta\varphi$ values using hourly Dst values and eq. (2), the dependence of the residuals on Dst vanished (Fig. 5, lower part).

Finally, the validity of eq. (2) has been controlled for separate sub-groups of the whole material as quiet periods, storm main phase and recovery phase periods. It has been found that the residuals do not indicate any dependence on Dst also in case of these sub-groups

On the basis of the detailed analysis it is suggested to use eq. (2) for the representation of the geomagnetic effect in the DTM model - at about 400 km altitude in the equatorial zone. Figure 3 shows that as a consequence of the use of eq. (2) the scatter decreased, but some fluctuations of different periodicity remained. It is probable that the residuals are connected partly with solar activity (in spite of the fact,

that the DTM model eliminated this effect by the $S_{10.7}$ index), partly with changes in local time - though the model removed already the influence of the bulge (Fig. 6).

It is to be noted that sometimes a strikingly similar trend appears in one of the galactic cosmic ray intensity indices, C_{DR} , suggested previously for the characterization of changes in the density of the upper atmosphere (Illés, 1983; Illés-Almár, 1984). The analysis of this phenomenon remains to be done yet. A detailed investigation of the dependence on LST is the topic of another paper in this volume (Illés-Almár et al., 1989).

DISCUSSION AND CONCLUSIONS

The investigations of the authors called the attention to the circumstance that the Dst index characterizing the intensity of the equatorial ring current is a better index for the description of the geomagnetic effect in the neutral upper atmosphere at low latitudes ($<30^\circ$) than K_p (Illés-Almár et al., 1987, 1988). This result suggested that the decay of the ring current can be responsible for the geomagnetic effect at these latitudes. The previously found neutral post storm effect (Illés-Almár et al., 1984) in the density data corrected even for the geomagnetic effect could be the consequence of using in the correction K_p , instead of Dst. The latter idea is supported by the results of a correlation analysis between $\Delta\rho$ and A_p , as well as between $\Delta\rho$ and Dst (Illés-Almár et al., 1988).

The circumstance that the dependence of $\Delta\rho$ on K_p is different during the recovery phase than in the other phases and that at the same time $\Delta\rho$ is a unique function of Dst suggests that the morphology of the geomagnetic effect in the density of the upper atmosphere is similar to that of the geomagnetic disturbance itself. This means that the former can be considered as consisting of a ring current effect at low and mid-latitudes, as well as of an auroral (polar) effect at high latitudes. The $\Delta\rho$ data used in this investigation refer only to low latitudes. Therefore, the data are a unique function of Dst, but not of K_p and better correlated to the Dst index than to K_p .

It is known from the analysis of ESRO-4 satellite measurements that on the one hand at geomagnetic latitudes greater than 30° a large increase of the molecular component's (N_2 , Ar) concentration and a smaller increase or decrease of the atomic component's (O, He) concentration can be observed during geomagnetic storms at least in the height range 240-320 km (Prölss, 1980). The increased geomagnetic activity results also in an enhanced total density. These composition changes can not be the consequence of increased temperature (Prölss, 1987). The large storm time reduction of the F region electron density extends to the same latitude zone. This explains the formation of negative ionospheric storms at mid and high latitudes, the large increase of the N_2/O concentration ratio enhancing dissociative recombination. On the other hand at low latitudes ($\varphi < 30^{\circ}$) the measurements do not indicate composition changes during geomagnetic storms - except at the longitudes of the geomagnetic poles (101° W, 141° E) in certain periods - but an enhanced total density (Prölss, 1987; Berger and Barlier, 1981). At these latitudes the storm time increase of the electron density in the F-region can be observed (positive ionospheric storm) which extends in winter to the lower mid-latitudes.

According to the results of the modelling of thermospheric storm effects, the thermospheric composition changes can be due to an upwelling of air which is caused by an energy input (strong electric fields and particle precipitation) in the auroral ovals (Rishbeth et al., 1985). Upwelling transports air rich in molecular components from lower altitudes to greater heights where the atomic components are more abundant. Thus, the concentration of the molecular components is increased as compared to that of the atomic components. This would explain the composition disturbance only at high latitudes, namely in the model it does not spread farther than 5° in latitude from the energy sources. An increase of the concentration of the molecular components as compared to the concentration of the atomic components at lower latitudes can be produced by thermal expansion but not by transport. At low latitudes the former could be compensated by sinking of air (enrichment in atomic components) which corresponds to the upwelling of air at high latitudes. Thus, additional energy sources are needed equator-

ward of the auroral ovals in the model to assure unchanged composition corresponding to the satellite measurements.

There have also been other investigations which indicate the insufficiency of the only energy input to the auroral ovals and the necessity of the assumption of an equatorial energy source respectively. As regards the insufficiency of an energy input only to the auroral ovals, modelling of thermospheric composition changes caused by a severe magnetic storm has shown that particle heating at latitudes lower than the auroral ovals are needed during magnetic storms to produce the composition changes at mid-latitudes (Rishbeth et al., 1985). Further studies have confirmed the finding that composition changes at mid-latitudes can not be explained by an energy source at high latitudes and assume as an additional energy source the ring current (Fuller-Rowell et al., 1988).

Considering observations, which show the necessity or presence of an equatorial energy source, Prölss and his colleagues could explain 30 per cent of the temperature increase at low latitudes deduced from satellite drag data by particle precipitation from the storm ring current (Prölss et al., 1973). Many observations demonstrated the precipitation of energetic particles at low latitudes by direct or indirect observations. Quasitrapped particles (2-20 keV electrons or protons) were observed by rocket measurements at above 200 km (Goldberg, 1974; Kelley et al., 1977; Guzik et al., 1989) supporting the idea of Scholer et al. (1975) based on the charge exchange between radiation belt ions and neutrals. The precipitation of energetic charged particles (protons, He^+ ions at low latitudes) has also indirectly been shown by the measurements of atmospheric emissions (H Lyman α , H Balmer α , N_2^+ 4278 Å, 304 Å) (Cazes and Emerich, 1980; Thomas, 1980; Levasseur and Blamont, 1973; Meriwether and Walker, 1980; Meier and Weller, 1975). The existence of energetic neutral hydrogen atoms originating from charge exchange reactions has been demonstrated at these latitudes indirectly by the observation of H Balmer β , OI 1304 Å and 1356 Å (Tinsley and Burnside, 1981; Abreu et al., 1986; Tinsley et al., 1986). It has also been found that these particles are an important source of nighttime ionization in the upper E region of the ionosphere at low latitudes (Lyons and

Richmond, 1978).

A study of Tinsley et al. (1988) comparing optical observations of ring current particle precipitation in the vicinity of the equator with the Dst and AE indices further confirms the suggestion mentioned at the beginning of this section. They found that particle precipitation occurs in every case when both Dst (ring current injection) and AE are large, but in case of large AE and no ring current injection little precipitation has been observed.

The changes in the thermosphere at low latitudes connected with geomagnetic disturbances can not fully be explained by simple sinking of air and particle heating, which would compensate each other's effect. Satellite measurements (AE-E) during geomagnetically disturbed periods indicate, namely, in addition to temperature increases also composition perturbations at low latitudes (Gross, 1985). However, the perturbations were observed in a limited longitude range. Thus, the interplay of the processes mentioned above can change in space and time.

Summarizing it can be concluded that the variations of the total density at low latitudes can not be attributed only to an energy input in the auroral ovals. It seems that it can be attributed much rather to an other energy source, to energetic particles originating from the ring current, which are precipitated due to charge exchange or wave-particle interaction. The energy input in the auroral ovals could only indirectly affect the low latitude neutral upper atmosphere. The processes considered from this point of view are propagation of energy by gravity waves and equatorward wind due to heating at the auroral ovals resulting in compressional heating. As a severe argument against the effectiveness of transport the small diffusion time as compared with the velocity of the equatorward wind can be mentioned (Rishbeth et al., 1985).

REFERENCES

- Abreu, V.J., Eastes, R.W., Yee, J.H., Solomon, S.C. and Chakrabarti, S. (1986), Ultraviolet nightglow production near the magnetic equator by neutral particle precipitation.

- J. Geophys. Res. 91, 11365-11368.
- Barlier, F., Berger, C., Falin, J.L., Kockarts, G., Thuillier, G. (1978), A thermospheric model based on satellite drag data. Ann. Geophys. 34, 9-24.
- Berger, C. and Barlier, F. (1981), Response of the equatorial thermosphere to magnetic activity analysed with accelerometer total density data. Assymmetrical structure. J. atmos. terr. Phys. 43, 121-133.
- Cazes, S. and Emerich, C. (1980), Nonpermanent night time H Lyman alpha emissions at low and middle latitudes, detected from the D2A satellite. J. Geophys. Res. 85, 6049-6054.
- Fuller-Rowell, T.J., Rees, D., Rishbet, H., Rodger, A.D., Tinsley, B.A. and Quegan, S. (1988), Modelling the response of the thermosphere and ionosphere to geomagnetic storms. Paper presented at the XXVII. Plenary Meeting of COSPAR, Helsinki, 1988.
- Goldberg, R.A. (1974), Rocket observation of soft energetic particles at the magnetic equator. J. Geophys. Res. 79, 5299-5303.
- Gross, S.H. (1985), Unusual heating events at about 250 km altitude at very low latitudes seen by AE-E. J. atmos. terr. Phys. 47, 941-944.
- Guzik, T.G., Miah, M.A., Mitchell, J.W. and Wefel, J.P. (1989), Low-altitude trapped protons at the geomagnetic equator. J. Geophys. Res. 94, 145-150
- Illés, E. (1983), Cosmic ray intensity as a new index of density variations in the upper atmosphere. Nabl. ISZ 20, 19-28.
- Illés-Almár, E. (1984), Correlation between upper atmospheric density and intensity of galactic cosmic radiation. Nabl. ISZ 21, 308-312.
- Illés-Almár, E., Bencze, P. and Márcz, F. (1984), Is there any "after effect" in density variations of the neutral atmosphere? Nabl. ISZ 23, 333-337.
- Illés-Almár, E., Almár, I., Bencze, P. and Horváth, A. (1987), Investigation of the thermosphere-ionosphere interaction by means of the neutral post storm effect. Adv. Space Res. 7 (8), 53-57.
- Illés-Almár, E., Almár, I., Bencze, P. and Horváth, A. (1988), On a possible ring current effect in the density of the

- neutral upper atmosphere. Submitted to Adv. Space Res.
- Illés-Almár, E., Almár, I., Bencze, P., Horváth, A., Kolláth, Z. (1989), Diurnal dependence of the geomagnetic effect in the upper atmosphere. Paper presented on Interkozmos 18. seminar in Kraków, Poland, 1989. VI. 12-17.
- Kelley, M.C., Schwartz, W.E., Tayan, Y. and Torbert, R. (1977), On the relationship between the plasma density profile measured in the equatorial E- and F-regions and simultaneous energetic particle and spread F observations. J. atmos. terr. Phys. 39, 1263-1268.
- Levasseur, A.C. and Blamont, J.E. (1973), Satellite observations of strong Balmer alpha atmospheric emissions around the magnetic equator. J. Geophys. Res. 78, 3881-3893.
- Lyons, L.R. and Richmond, A.D. (1978), Low-latitude E-region ionization by energetic ring current particles. J. Geophys. Res. 83, 2201-2204.
- Meier, R.R. and Weller, C.S. (1975), Observations of equatorial EUV bands: Evidence for low-altitude precipitation of ring current helium. J. Geophys. Res., 80, 2813-2818.
- Meriwether, J.W. Jr. and Walker, J.C.G. (1980), First negative band system of nitrogen in the night sky over Arecibo during geomagnetic storms. J. Geophys. Res. 85, 1279-1284.
- Prölss, G.W. (1980), Magnetic storm associated perturbations of the upper atmosphere: recent results obtained by satellite-borne gas analyzers, Rev. Geophys. Space Phys, 18, 183-202.
- Prölss, G.W. (1987), Storm-induced changes in the thermospheric composition at middle latitudes. Planet. Space Sci. 35, 807-811.
- Prölss, G.W., Najita, K. and Yuen, P.C. (1973), Heating of the low latitude upper atmosphere caused by the decaying magnetic storm ring current. J. atmos. terr. Phys. 35, 1889-1901.
- Rishbeth, H., Gordon, R., Rees, D. and Fuller-Rowell, T.J. (1985), Modelling of thermospheric composition changes caused by a severe magnetic storm. Planet. Space Sci., 33, 1283-1301.
- Scholer, M., Hovestadt, D. and Morfill, G. (1975), Energetic He⁺ ions from the radiation belt at low altitudes near the geomagnetic equator. J. Geophys. Res. 80, 80-85.
- Thomas, G.E. (1980), An anomalous low-latitude phenomenon observed by the OGO 6 UV photometer between 400 and 800 km

J. Geophys. Res. 85, 6055-6062.

Tinsley, B.A. and Burnside, R.G. (1981), Precipitation of energetic neutral hydrogen atoms at Arecibo during a magnetic storm. Geophys. Res. Letters, 8, 87-90.

Tinsley, B.A., Rohrbaugh, R., Rassoul, J., Sahai, Y., Teixeira, N.R. and Slater, D. (1986), Low-latitude aurorae and storm time current systems. J. Geophys. Res. 91, 11257-11269.

Tinsley, B.A., Sahai, Y., Biondi, M.A. and Meriwether, J.W. Jr. (1988), Equatorial particle precipitation during magnetic storms and relationship to equatorial thermospheric heating. J. Geophys. Res. 93, 270-276.

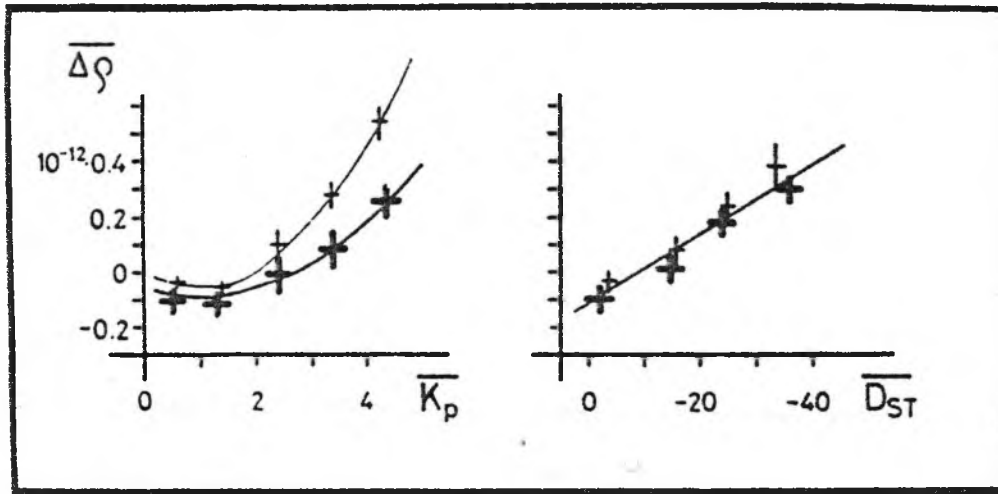


Fig. 1. Deviation of measured density values (averaged for K_p and D_{ST} intervals) from the corresponding model values with $K_p=0$ ($\Delta\rho$) as a function of geomagnetic indices. Measurements apart from storm-time refer either within (thin crosses) or outside (heavy crosses) the recovery phases

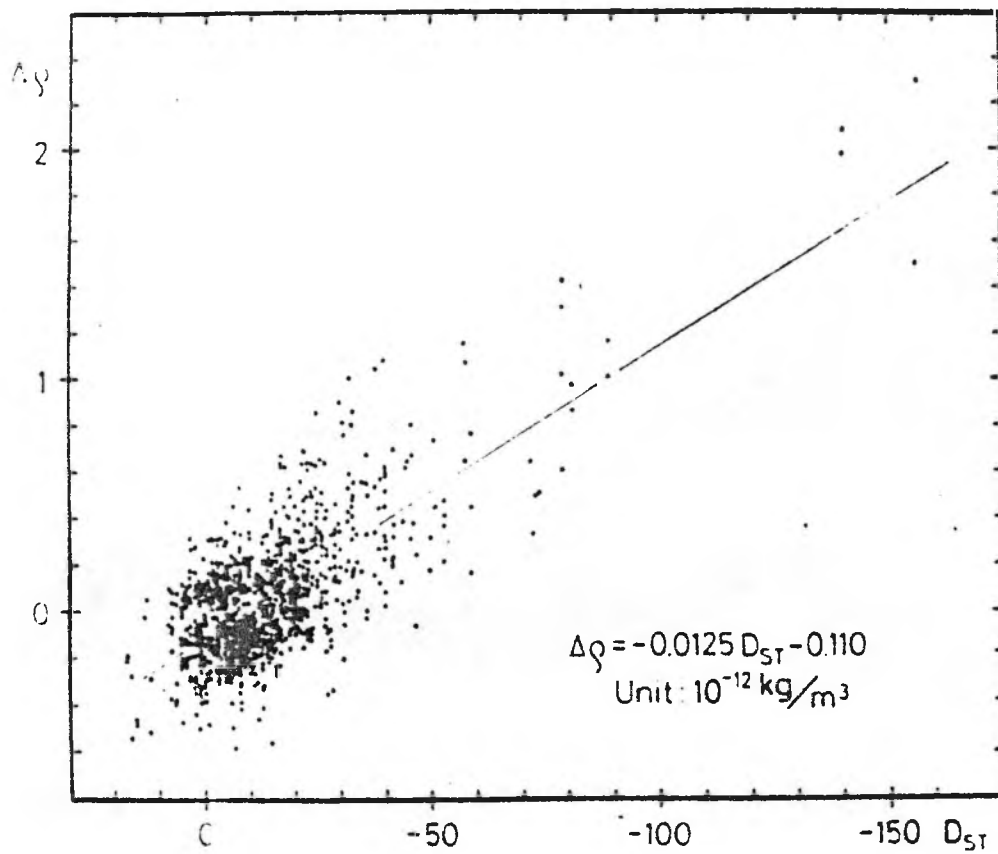


Fig. 2. Daily average values of $\Delta\rho$ as a function of D_{ST} in the original time interval (MJI 42590-43010)

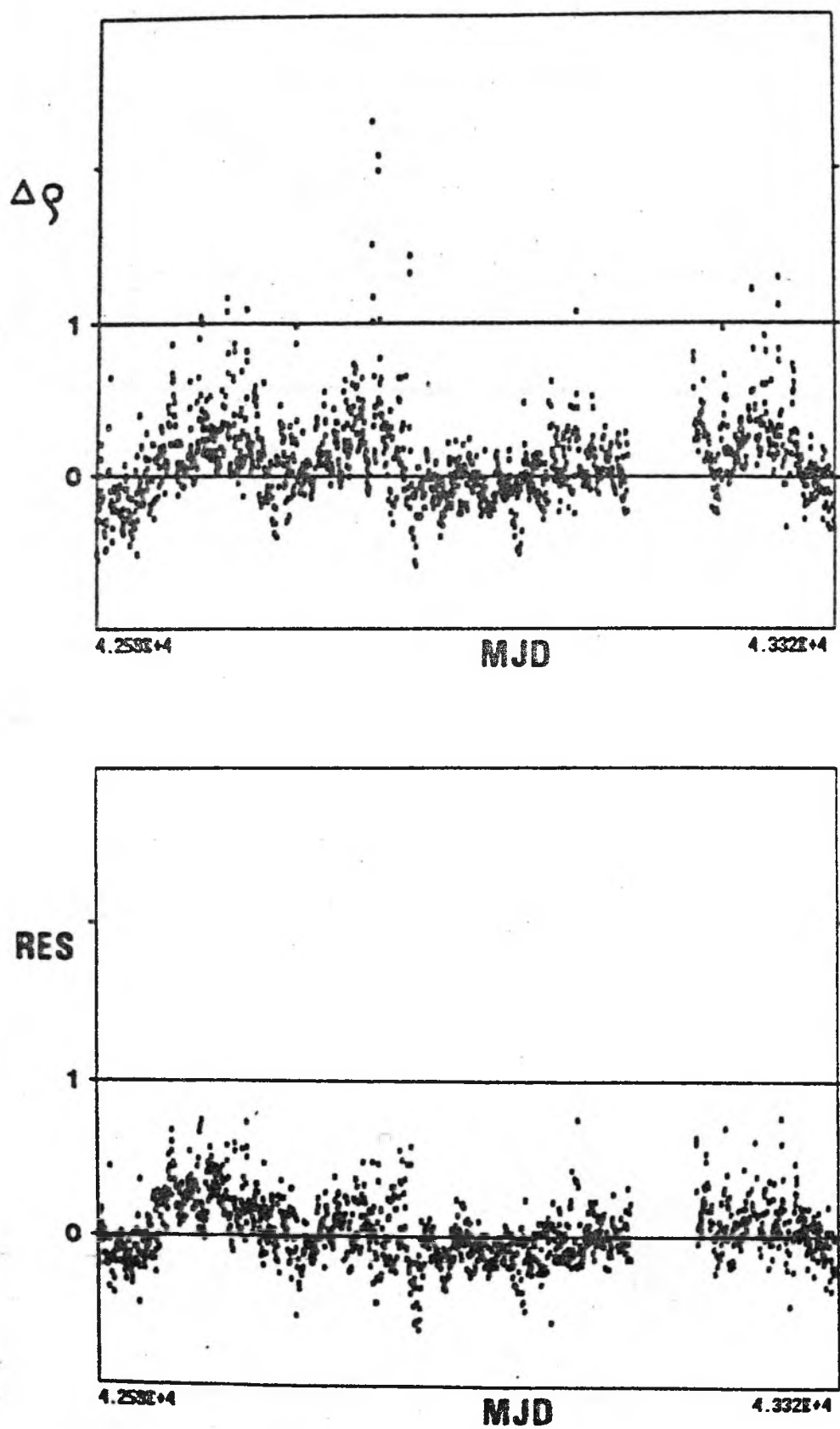


Fig. 3. Daily average values of $\Delta\varphi$ and residuals after a reduction by eq. (2) (RES) plotted as a function of time in the extended time interval (MJD 42590-43320)

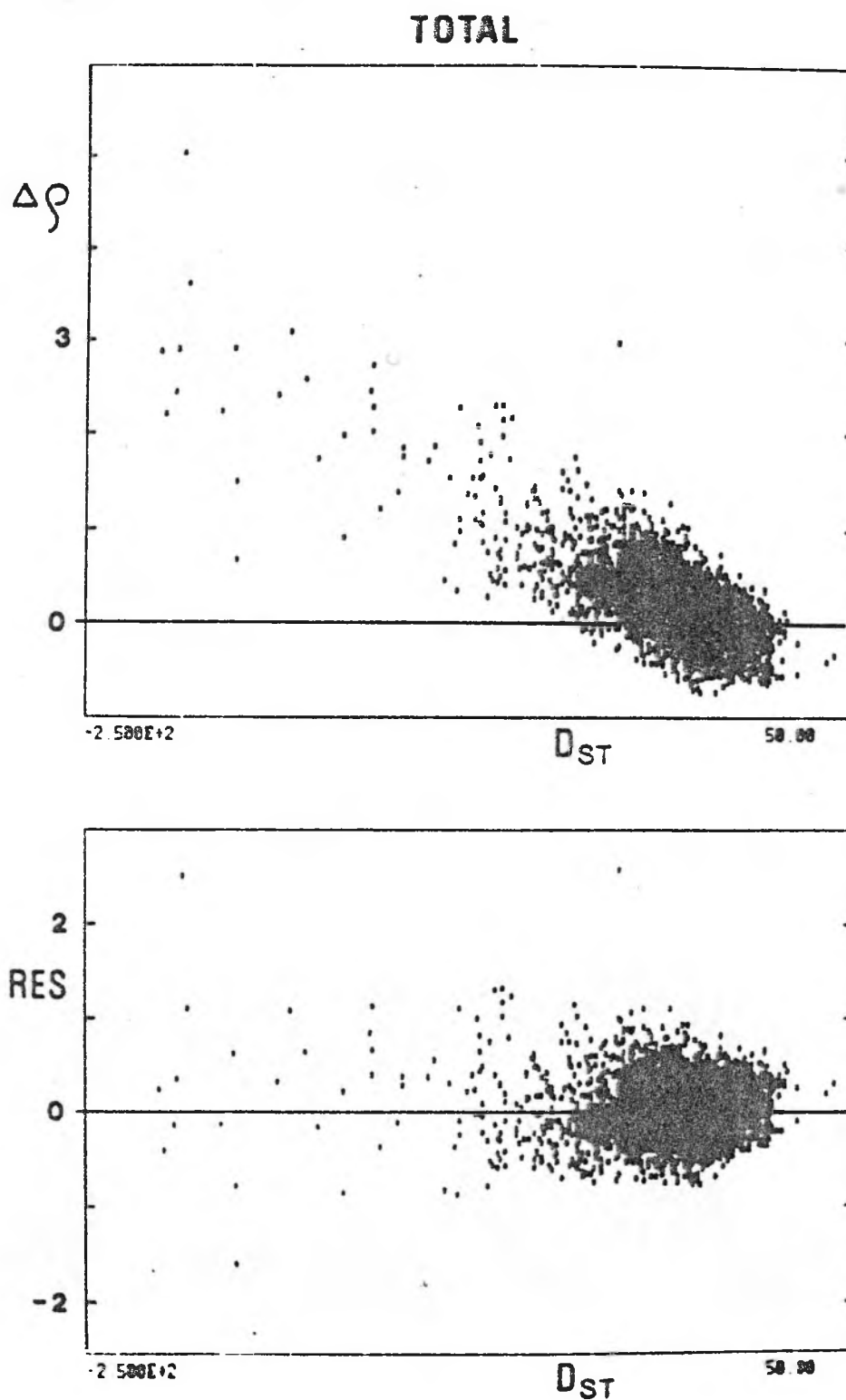


Fig. 5. Momentary values of $\Delta\varphi$ and RES plotted as a function of Dst

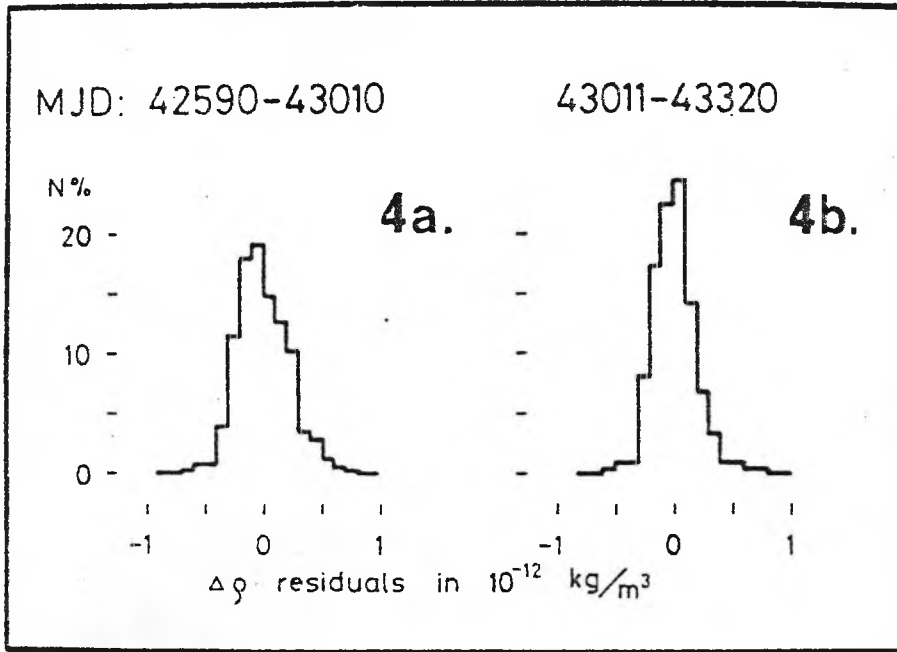


Fig. 4. Histogram of RES values in the original (4.a) and control (4.b) time interval respectively

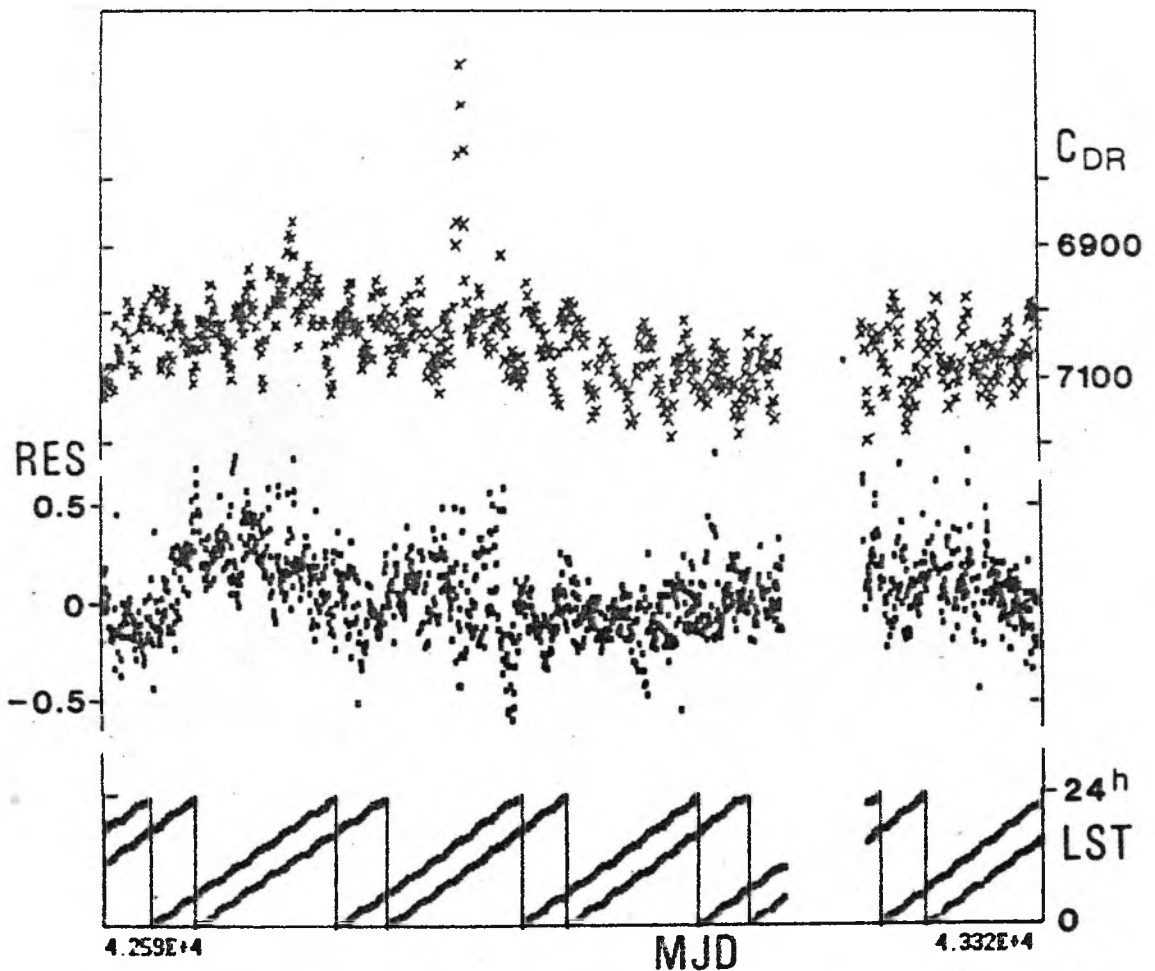


Fig. 6. RES as a function time displays sometimes a trend parallel with the index C_{DR} modulated by solar activity and indicates sometimes a diurnal variation

POLSKA AKADEMIA NAUK
CENTRUM BADAŃ KOSMICZNYCH

НАБЛЮДЕНИЯ
ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ

No. 27 / II

1989

OBSERVATIONS
OF ARTIFICIAL SATELLITES OF THE EARTH

No. 27 / II

1989

OBSERWACJE
SZTUCZNYCH SATELITÓW ZIEMI

Nr 27 / II

1989

WARSZAWA 1990

DIURNAL DEPENDENCE OF THE GEOMAGNETIC EFFECT IN THE
UPPER ATMOSPHERE

E. Illés-Almár¹, I. Almár¹, P. Bencze², A. Horváth¹, Z. Kolláth¹

- 1., Konkoly Observatory of the Hungarian Academy of Sciences,
H-1525 Budapest, Box 67
- 2., Geodetic and Geophysical Research Institute, Hungarian Academy
of Sciences, H-9401 Sopron, Box 5

Abstract: Substituting the main component of the geomagnetic effect in the DTM model by a linear function of Dst the residual density values (RES) indicate a diurnal dependence. Its amplitude increases significantly on disturbed days. According to the interpretation of the main component of the geomagnetic effect, this diurnal dependence may be connected with the asymmetry of the equatorial ring current.

СУТОЧНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ГЕОМАГНИТНОГО ЭФФЕКТА ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ
Э. Иллеш-Алмар, И. Алмар, П. Бенце, А. Хорват, З. Коллат (ВНР)
Резюме Выражая в модели "DTM" геомагнитный эффект с учётом
линейной зависимости от Dst, описанной в предыдущей статье,
получаются значения невязки (RES), показывающие суточную за-
висимость. Амплитуда этой зависимости значительно больше в дни
геомагнитных возбуждений. Выходя из интерпретации линейной
главной части геомагнитного эффекта предполагается связь между
суточным изменением и асимметрией экваториального кольцевого
тока.

INTRODUCTION

In a previous paper it has been shown that the density increase $\Delta \rho$ deduced from measurements of the CACTUS accelerometer and compared to DTM model values omitting the geomagnetic effect - proved to be a double-valued function of K_p at least at low latitudes [Illés-Almár et al., 1989]. As it was pointed out earlier, disregarding the main phases of geomagnetic storms $\Delta \rho$ is a different function of K_p during the recovery phase than in other periods and the separation of the two curves is not the same in the course of the day, the density increase is largest in day-time (Fig.1) [Illés-Almár et al., 1988]

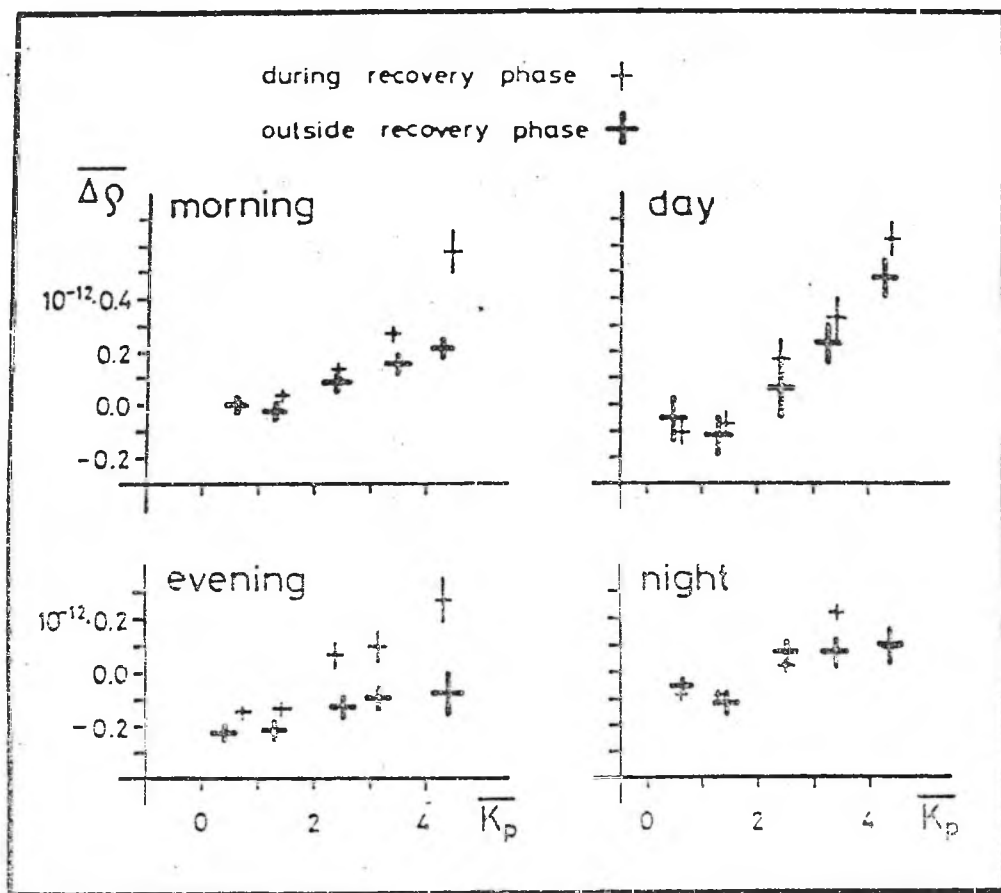


Fig.1 Deviation of measured density values from the corresponding model values with $K_p=0$ ($\Delta\rho$) (averaged for K_p domains) as a function of K_p in different parts of the day. The data refer to recovery phases (thin crosses) and to other periods (heavy crosses) excluding the main phases of geomagnetic storms.

INVESTIGATION OF THE DIURNAL DEPENDENCE

All $\Delta\rho$ values have been reduced (RES) by eq. /2/ of the previous paper [Illés-Almár et al., 1989]. Instantaneous RES values have been plotted in Fig. 2 as a function of LST on more ($Dst < -15$) and on less disturbed ($Dst \geq -15$) days separately. A diurnal dependence of the residuals is clearly visible in the figure and the scatter increases with increasing activity (with some extremely high values) in spite of the fact that RES values are in principle free from the geomagnetic effect.

The dependence of RES values on LST has been investigated by Fourier-analysis. The Fourier spectrum of the total material can be seen in the upper part of Fig. 3., those on more and on less disturbed days are

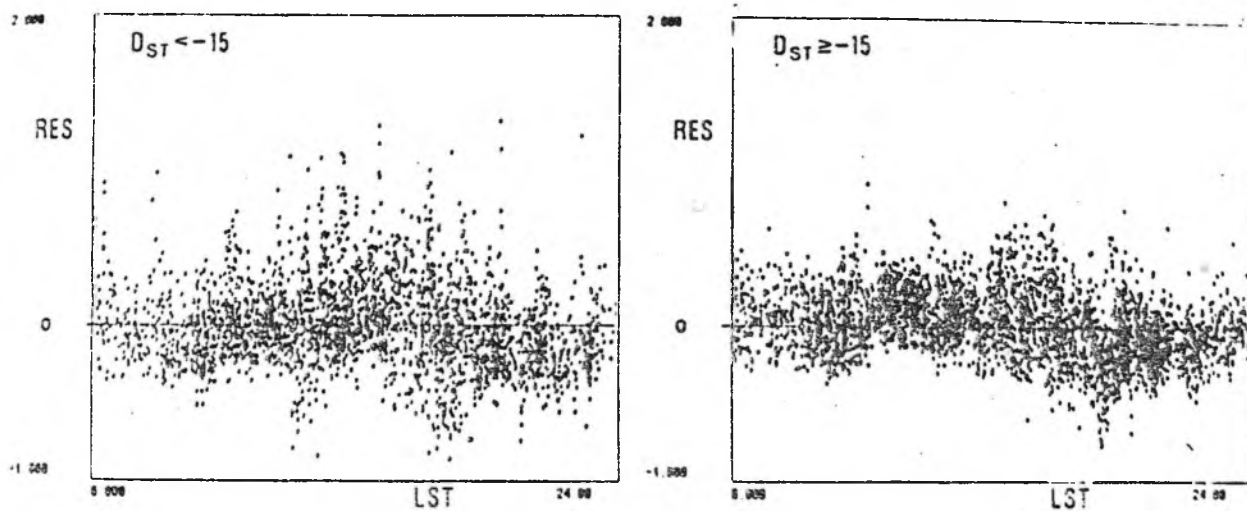


Fig.2 Momentary density residuals (RES) plotted as a function of local time (LST) on more and on less disturbed days (to the left and to the right, respectively).

presented in the lower part. The peak belonging to the one-day period emerges in each spectrum. There are, however, additional peaks indicating a non-linear coupling of the one-day oscillation with annual and semi-annual terms. The amplitude of the one-day oscillation is definitely larger (by 25 %) on more disturbed ($D_{st} < -15$ nT) than on more quiet ($D_{st} > -15$ nT) days, the same tendency appears in case of the peaks connected with non-linear coupling. This hints at the fact that the amplitude difference is not the consequence of an incorrect description of the diurnal variation in the model - but the geomagnetic effect indicates really diurnal dependence.

Using from the Fourier series only the one day and the half-day terms to represent the diurnal variation of the RES values on a normal day by

$$RES = [0.058 \cos(LST^h - 9^h) + 0.052 \cos(2 LST^h - 1.6^h)] \cdot 10^{-12} \text{ kg/m}^3 \quad /1/$$

a good fit can be obtained (see Fig. 4, dotted line). Points in Fig. 4 are hourly means for LST formed from the total material (upper diagram) and from values referring to disturbed days (lower diagram). The oscillation seen in the upper part of the Figure can properly be fitted by eq. /1/.

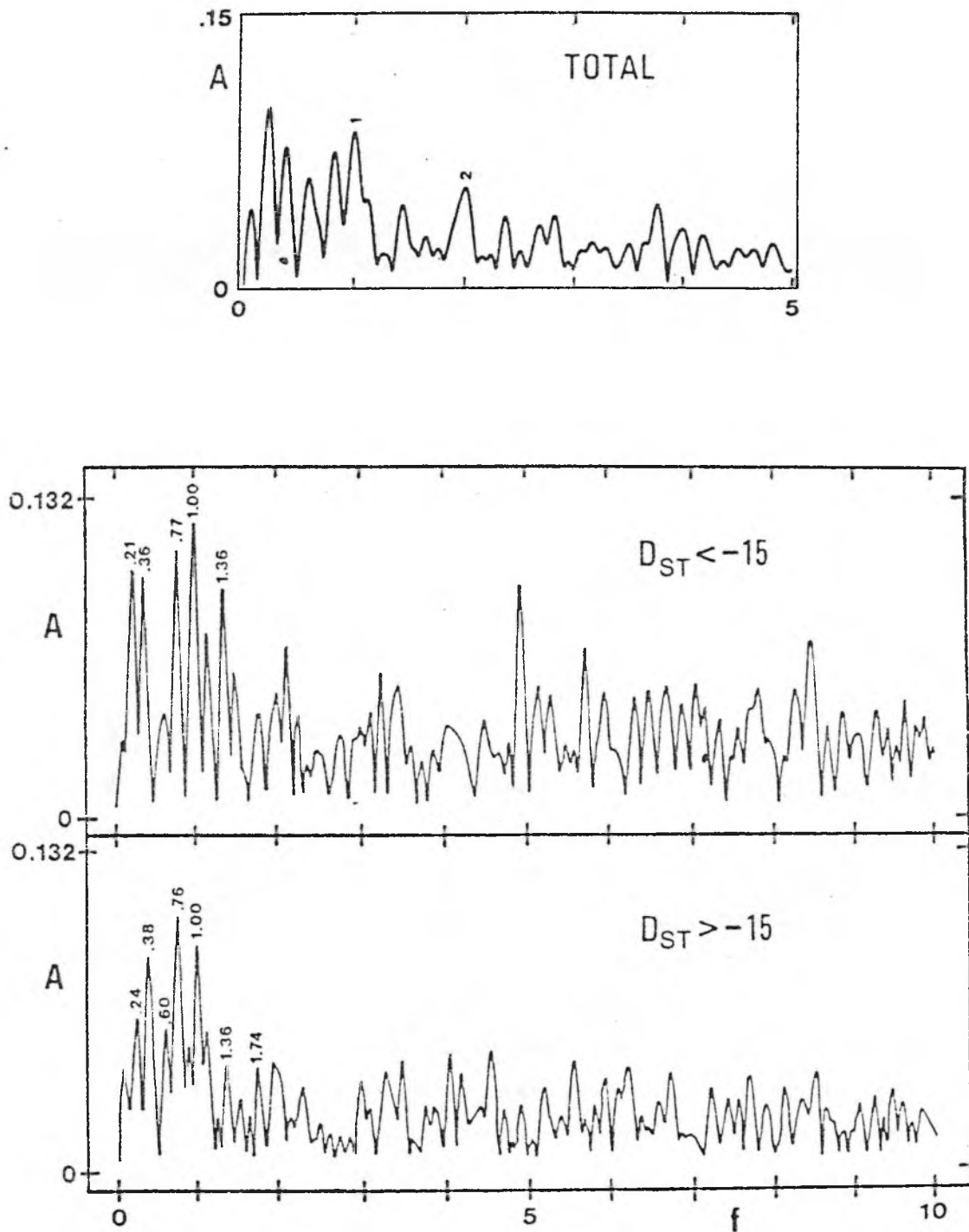


Fig.3 Fourier spectrum of the RES values referring to the total material (upper part) as well as to more and less disturbed days separately (lower part).

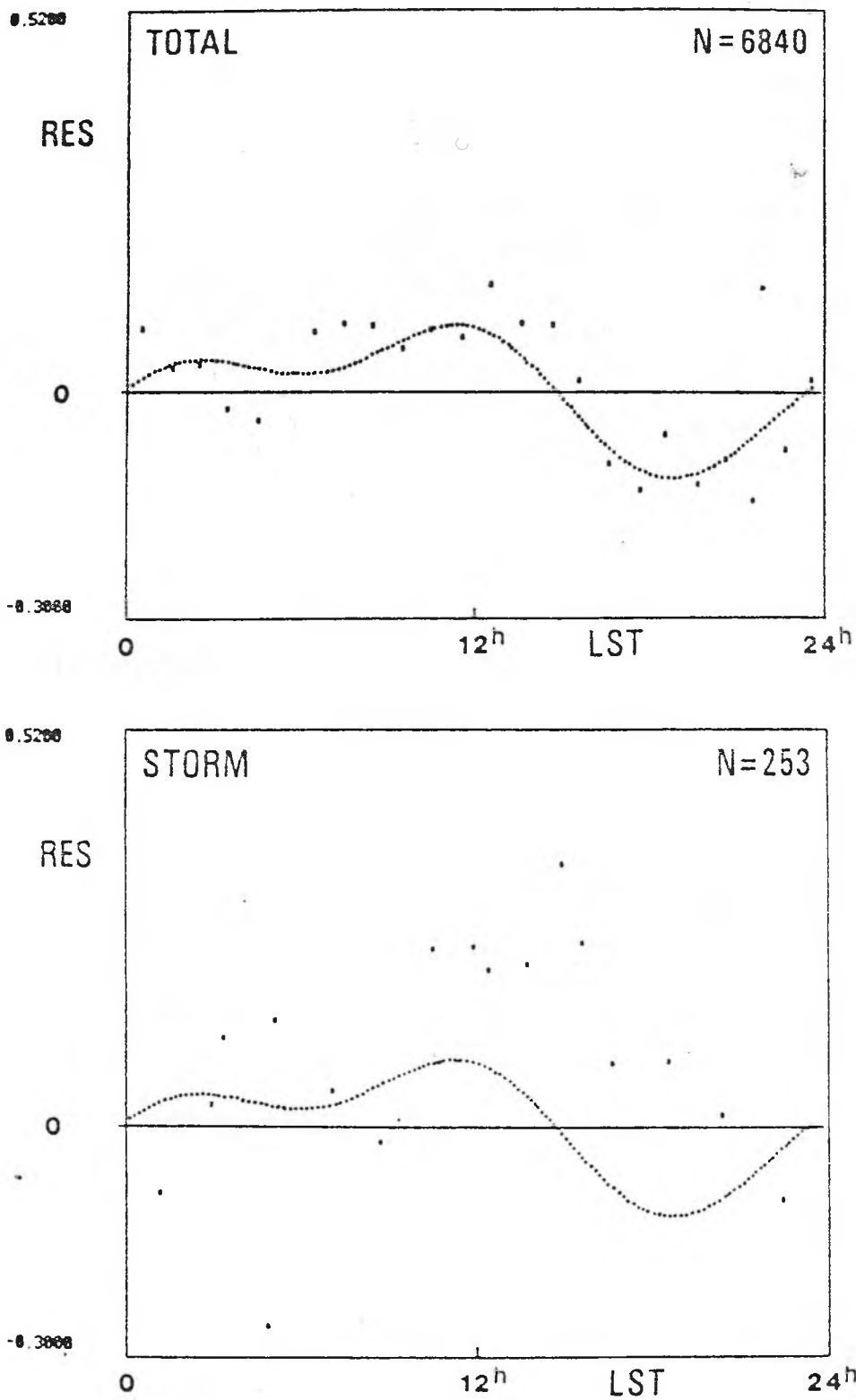


Fig.4 Hourly average RES values plotted as a function of LST for the total material (upper part) and for disturbed days only (lower part). The dotted curves on both diagrams correspond to a truncated Fourier series with one-day and half-day terms only.

However, it is obvious that deviations from the curve given by eq. /1/ are considerable in the lower Figure. This indicates that there is an excess day-time reaction of the upper atmosphere on disturbed days.

Since only few measurements were available during storms, in order to limit the influence of the scatter running mean values were computed and plotted in Fig. 5. Each 0.01 days a running mean value was calculated for consecutive ± 0.1 day intervals. In this figure the excess density as compared to the mean curve is even more pronounced in the late morning hours of disturbed days.

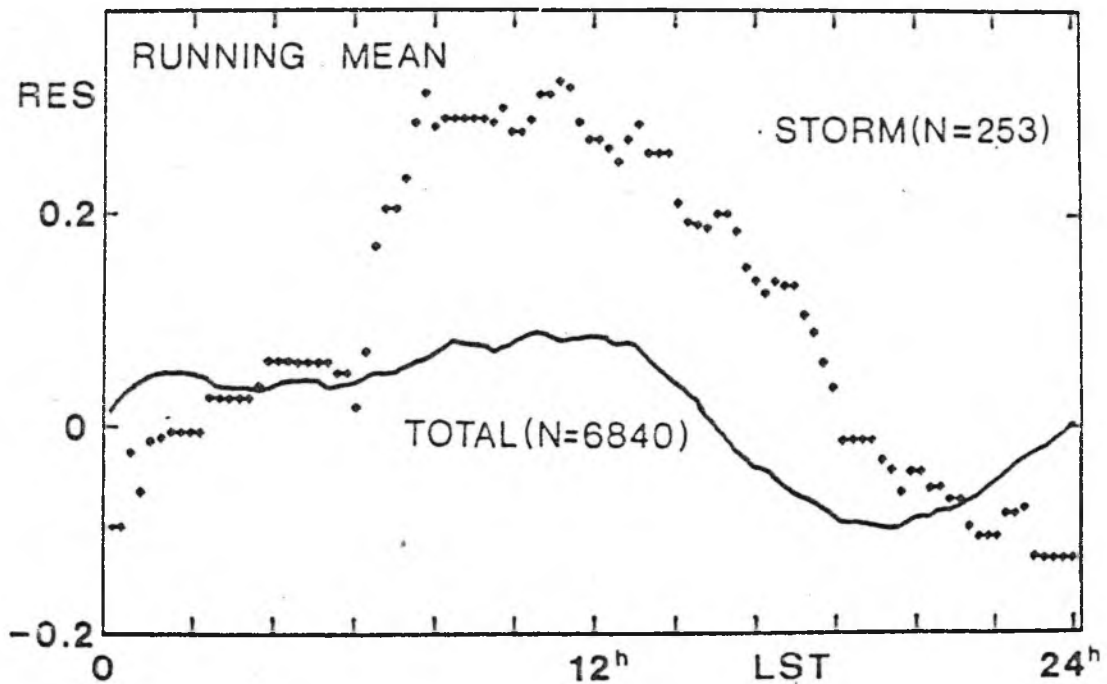


Fig.5 Running means of RES values plotted as a function of LST for the total material (continuous curve) and for disturbed days (dots) respectively (Disturbance daily variation of ρ)

The amplitude of the mean diurnal variation found in the residuals represents a few percent of the mean density at the same altitude.

DISCUSSION AND CONCLUSIONS

Former and recent investigations have indicated that the effect of geomagnetic disturbances in the neutral upper atmosphere has two

components; one of them is independent while the other is dependent on local time (longitude). Both of them, however, can be a function of latitude and storm time reckoned from the beginning of the disturbance. That part of the geomagnetic effect, which is independent of local time is revealed by the better correlation of the $\Delta\varphi$ data on Dst than on Kp or Ap at low latitudes [Illés-Almár et al., 1987, 1988]. The local time dependent part of the geomagnetic effect appears in the residuals obtained by subtracting the Dst dependent part from the $\Delta\varphi$ data. Thus, the morphology of the effect of the geomagnetic disturbance in the neutral upper atmosphere can be described in a similar way as the morphology of geomagnetic disturbances themselves, at least at low latitudes ($\ll 30^\circ$) [e.g. Akasofu and Chapman, 1972], as well as to that of ionospheric storms at these latitudes [Matsushita, 1959; Bencze, 1965]. Ionospheric indications of the geomagnetic activity are used here to support the explanation of neutral density changes.

In Fig. 6a. the disturbance daily variation of the neutral density has been presented. In Fig. 6b. the disturbance daily variation (SD) of the horizontal component (H) of the geomagnetic field at low latitude is shown (indicating the diurnal variation of the geomagnetic activity). Both curves display a maximum in forenoon and a minimum in the afternoon. For comparison in Fig. 6c. the disturbance daily variation of the ionospheric parameter foF2 at mid-latitudes has been plotted. foF2 is proportional to the maximum electron density of the F region (and at the same time to the maximum electron density of the ionosphere). The time of the extremes of foF2, however, is dependent on latitude. Proceeding from mid-latitudes to low latitudes the maximum is shifted from the afternoon to the forenoon hours [Matsushita, 1959].

Considering on the one hand the relation between density changes of the neutral upper atmosphere and geomagnetic activity, and on the other hand the connection between electron density variations in the F region and geomagnetic activity, a consistent interpretation of the above disturbance daily variations can be given.

It is known from previous investigations that the density of the neutral upper atmosphere increases with geomagnetic activity. We find the same phenomenon in case of the disturbance daily variation, namely at low latitudes the maximum of the disturbance daily variation of φ in forenoon may be connected with the morning maximum of the disturbance daily variation in the horizontal component of the geomagnetic field.

As regards the electron density of the F region at low latitudes it

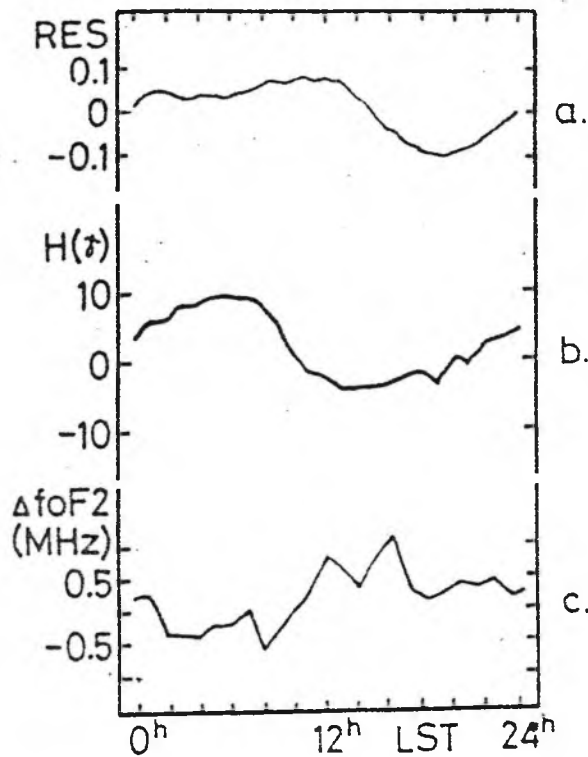


Fig.6

- a. Diurnal variation of RES values (referring to the $\pm 30^\circ$ latitude zone).
- b. Disturbance daily variation of the horizontal component of the geomagnetic field at 22° latitude.
- c. Disturbance daily variation of foF2 at a mid-latitude station.

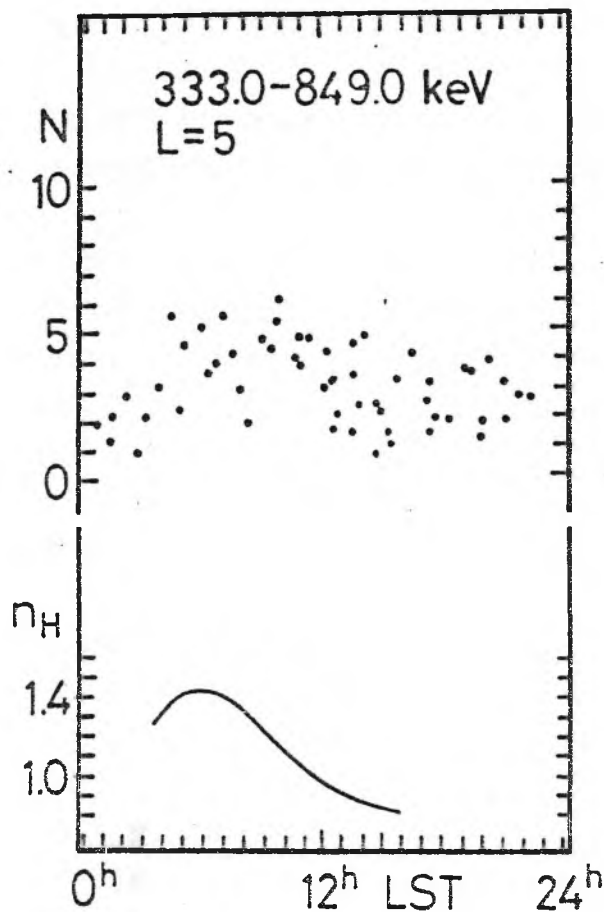
increases with increasing geomagnetic activity (positive ionospheric storms). That is, the disturbance daily variation of foF2 is consistent with this circumstance having a maximum simultaneously with the maximum of the disturbance daily variation in the horizontal component of the geomagnetic field. Thus, the storm time increase of the electron density in the F region could be caused in addition to neutral (zonal) winds and an electric field by particle heating. The neutral wind and the electric field - depending on its direction lifting or lowering the F region in the geomagnetic field - causes an increase or decrease of the electron density by the variation of the composition in the neutral atmosphere with height. However, the effect of these two factors can be neglected because of the negligible change of the composition with height at the altitude considered here. Considering the above mentioned processes, the behaviour of the ionosphere confirms our earlier suggestion that the disturbance daily variation of ρ at low latitudes can be explained by particle precipitation [Illés-Almár et al., 1988].

In the search for the source of energetic particles the disturbance daily variation in the horizontal component of the geomagnetic field can be decisive. As it is known, this variation is attributed partly to the

asymmetry of the ring current, partly to polar magnetic disturbances. In case of the ring current, the energetic particles are produced by charge exchange between ring current ions and hydrogen atoms in the geocorona, thus forming energetic neutral atoms (ENA). These neutral atoms not limited by the geomagnetic field move already freely and a part of them precipitate into the upper atmosphere mainly at low latitudes.

The disturbance daily variation of the density may be connected partly with the asymmetry of the ring current. The asymmetry of the ring current is caused by several factors [Roelof, 1988]. First, ions injected from the plasma sheet on the night side of the magnetosphere can not all compass the Earth. Furthermore, the field-aligned (Birkeland) currents - leaving the ionosphere in the auroral zone, in the morning sector and entering the auroral zone ionosphere in the evening sector (region II currents) - form a partial ring current on the night side [Schield et al., 1969; Stern, 1983; Iijima et al., 1988]. Thus, the intensity of the ring current is augmented by this partial ring current on the night side. Both phenomena intensify the ring current on the night side as compared with the day side. Then, the production rate of ENAs depends also on the concentration of H atoms in an extended height range of the upper atmosphere which shows a diurnal variation with a maximum in the morning (Fig.7b) [Meier and Mange, 1973]. The local time distribution of the ion pitch angle anisotropy can be considered as an indication of this process (Fig.7a) [Garcia and Spjeldvik, 1985].

ENA observations on ISEE1 indicated that while during the main phase of a large geomagnetic storm (Dst 241 nT) ENA fluxes came from the near midnight sector (Roelof, 1987) during the recovery phase of another large storm ENA emissions originated mainly in the morning sector (Roelof, 1984). Thus, the elongated maximum of the average disturbance daily variation in the forenoon (Figs. 4, 5) could be explained by the joint and lasting effect of ENA emissions during the main and recovery phases of geomagnetic storms. As regards the disturbance daily variation of ϕ during the main and recovery phases of geomagnetic storms, its increased amplitude can be explained by the dominance of O^+ ions on the dayside in these periods (Lundin et al., 1983). Using a relation between the recovery rate of the ring current and the ENA flux, it has been found that the charge exchange loss of O^+ ions was the dominant process in the recovery phase (Roelof et al., 1985). If it is considered that O^+ ions are more abundant on the day side, this circumstance can cause an increased production of effective ENAs on the day side. The delayed response of the upper atmosphere to the



a.

Fig.7

a. Diurnal variation of the ion pitch angle anisotropy N in the ring current belt.

b.

b. Diurnal variation of the relative density of H atoms (n_H) as compared to local noon.

geomagnetic disturbance can also contribute to the shift of the maximum in the disturbance daily variation of ϕ to noon.

The intensity of the ring current can also significantly be influenced by the loss of particles due to its interaction with the plasmasphere [Cornwall et al., 1970; Kozyra, 1988]. The plasmasphere is namely asymmetrical its extension being larger on the day side than on the night side [Decreau et al., 1982; Gringauz, 1983]. The distance of the ring current's central line from the Earth's centre decreases during geomagnetic storms [Frank, 1970]. Thus, the particle loss can be larger on the day side than on the night side. This interaction can also contribute to the weakening of the ring current on the day side and after all to its asymmetry.

Summarizing, the conclusion can be drawn that in general the probability of particle loss and the production of ENAs is greater in the first half of the day than in the second half. This can contribute to the disturbance daily variation of ϕ with a maximum near noon (Fig. 6a).

REFERENCES

- Akasofu, S.I. and Chapman, S. (1972), Solar-terrestrial Physics, Oxford University Press, London, 1972.
- Bencze, P. (1965), Investigation of the connections between the components of the geoelectromagnetic field and the ionosphere (in Hungarian). Thesis, Sopron, 1965.
- Cornwall, J.M., Coroniti, F.V. and Thorne, R.M. (1970), Turbulent loss of ring current protons, J. Geophys. Res., 75, 4699-4709.
- Decreau, P.M.E., Beghin, C. and Parrot, M. (1982), Global characteristics of the cold plasma in the equatorial plasmopause region deduced from the GEOS 1 mutual impedance probe. J. Geophys. Res., 87, 695-712.
- Frank, L.A. (1970), Direct detection of asymmetric increases of extra-terrestrial "ring current" proton intensities in the outer radiation zone. J. Geophys. Res., 75, 1263-1268.
- Garcia, H.A. and Spjeldvik, W.N. (1985), Anisotropy of geomagnetically trapped ions. J. Geophys. Res. 90, 347-358.
- Gringauz, K.I. (1983), Plasmasphere and its interaction with the ring current. Space Sci. Rev., 34, 245-258.
- Iijima, T., Potemra, T.A. and Zanetti, L.J. (1988), Large scale characteristics of the ring current determined by AMPTE/OCE. Paper presented at the XXVII. Plenary Meeting of COSPAR, Helsinki, 1988.
- Illés-Almár, E., Almár, I., Bencze, P. and Horváth, A. (1987), Investigation of the thermosphere-ionosphere interaction by means of the neutral post-storm effect. Adv. Space Res., 7 (8), 53-57.
- Illés-Almár, E., Almár, I., Bencze, P. and Horváth, A. (1988), On a possible ring current effect in the density of the neutral upper atmosphere. Submitted to Adv. Space Res., 1988.

- Illés-Almár, E., Almár, I., Bencze, P., and Horváth, A. (1989), Dst as a better index for the description of the geomagnetic effect in the upper atmosphere at low latitudes. Paper presented on the Interkozmos 18. seminar in Kraków, Poland, 1989. VI. 12-17.
- Kozyra, J.U. (1988), Sources and losses of ring current ions: an update. Paper presented at the XXVII. Plenary Meeting of COSPAR, Helsinki, 1988.
- Lundin, R., Hultqvist, B., Pissarenko, N. and Zacharov, A. (1983), Composition of the hot magnetospheric plasma as observed with the Prognoz-7 satellite. In: Energetic ion composition in the Earth's magnetosphere (ed. R.G. Johnson). Terrapub, Tokyo, 1983 p. 307.
- Matsushita, S. (1959), A study of the morphology of ionospheric storms. J. Geophys. Res., 64, 305-321.
- Meier, R.R. and Mange, P. (1973). Spatial and temporal variations of the Lyman-alpha airglow and related atomic hydrogen distributions. Planet. Space Sci. 21, 309-327.
- Roelof, E.C. (1984), "Imaging the ring current using energetic neutral atoms measured by ISEE-1. EOS Trans. AGU, 65, 1055.
- Roelof, E.C. (1987), Energetic neutral atom image of a storm-time ring current. Geophys. Res. Letters, 14, 652-655.
- Roelof, E.C. (1988), Remote sensing of the ring current using energetic neutral atoms. Paper presented at the XXVII. Plenary meeting of COSPAR, Helsinki, 1988.
- Roelof, E.C., Mitchell, D.G. and Williams, D.J. (1985), Energetic neutral atoms (E 50 keV) from the ring current: IMP 7/8 and ISEE-1. J. Geophys. Res., 90, 10991-11008.
- Schild, M.A., Freeman, J.W. and Dessler, A.J. (1969), A source for field aligned currents at auroral latitudes. J. Geophys. Res., 74, 247-256.

Stern, D.P. (1983), Electric currents and voltage drops along auroral field lines. Space Sci. Rev., 34, 317-326

SIMILAR BEHAVIOUR OF THE THERMOSPHERE AND THE IONOSPHERE IN THE RECOVERY PHASE OF GEOMAGNETIC DISTURBANCES

E. Illés-Almár,* I. Almár,* P. Bencze,** A. Horváth,*
N. Jakowski*** and A. Jungstand***

* *Konkoly Observatory, H-1525 Budapest, Box 67, Hungary*

** *Geodetic and Geophysical Institute of the Hungarian Academy of Sciences,
Sopron, Hungary*

*** *Institute for Space Research of the Academy of Sciences, Germany*

ABSTRACT

The neutral density excess as compared to the MSIS 86 model indicates a double valued dependence on the Kp geomagnetic activity index; a very similar dependence was found in some ionospheric parameters. The similarity hints at coupling between the ionosphere and the neutral upper-atmosphere during geomagnetic disturbances. Relations between the changes of these parameters and the neutral density are considered.

INTRODUCTION

Studying the geomagnetic effect in the neutral upper-atmosphere led us to suppose coupling of certain phenomena with the ionosphere and the magnetosphere. In order to investigate these connections a parallel analysis of neutral atmospheric as well as ionospheric parameters was started. The present paper gives a report on preliminary results. First of all let us concentrate on the background, i.e. on a recently developed model of the geomagnetic effect.

RESULTS CONCERNING THE NEUTRAL UPPER-ATMOSPHERE

Some of our results based on in situ measurements of the CACTUS accelerometer at an altitude of 400 km in the equatorial zone are summarized in another paper /1/. Let us stress those of them which are hinting at an ionosphere/magnetosphere coupling! Our previous investigations pointed out that the density of the thermosphere is a different function of Kp in the recovery phase of geomagnetic disturbances than in other phases of relative quietness /2/. The density belonging to a given Kp value is larger in the recovery phase than otherwise. If, however, the Dst geomagnetic index was considered independent variable of the model, than the same relation to density holds both inside and outside the recovery phase. The correlation coefficient between the density and the corresponding Dst value proved to be highest in the case of a 2 hours time delay.

These observational facts point out the probability that an additional heat source -- precipitating particles from the ring current /3/ -- is contributing to the geomagnetic effect in the equatorial zone of the thermosphere /2/. Taking into account an appropriate function of Dst as an improved description of the geomagnetic effect, the residuals (RES) can be analysed. A diurnal variation has been found in RES which proved to be stronger on disturbed days. This fact led us to conclude, that the thermospheric geomagnetic effect has a diurnal dependence. Consequently the description of the effect is similar to that of the geomagnetic disturbance itself: it has a storm-time dependence (given as a Dst dependence in our model) and a disturbance daily variation (dependence on LST) which may be connected with the asymmetry of the ring current and of the precipitation /3/.

The diurnal variation of RES belonging to different levels of geomagnetic activity is plotted in Fig. 1 with a truncated Fourier series of $f = 1, 2, 4$ (the level has been defined in various ways). It is interesting to note that independently from the definition used, several humps appear at certain local times. The hump near 18^h may be connected with the bulge of the plasmasphere, the other at midnight with the injection zone. This latter supposition is supported by the fact, that separating all data according to their geomagnetic latitude (in 10° intervals), the midnight hump is apparent only up to 10° latitude in each group (Fig. 2). The morning and the afternoon humps are observed to stay at the same local time independently from latitude, but the amplitude of the peak at 18^h is increasing with latitude. The hump at noon, on the contrary, may be shifted to earlier hours with increasing latitude and its amplitude is also increasing.

RESULTS CONCERNING THE IONOSPHERE

All these properties point to the possible connection between the neutral and the ionized components. Therefore the investigation of ionospheric data -- belonging to different magnetic latitudes -- has been initiated and its extension to different magnetic longitudes is

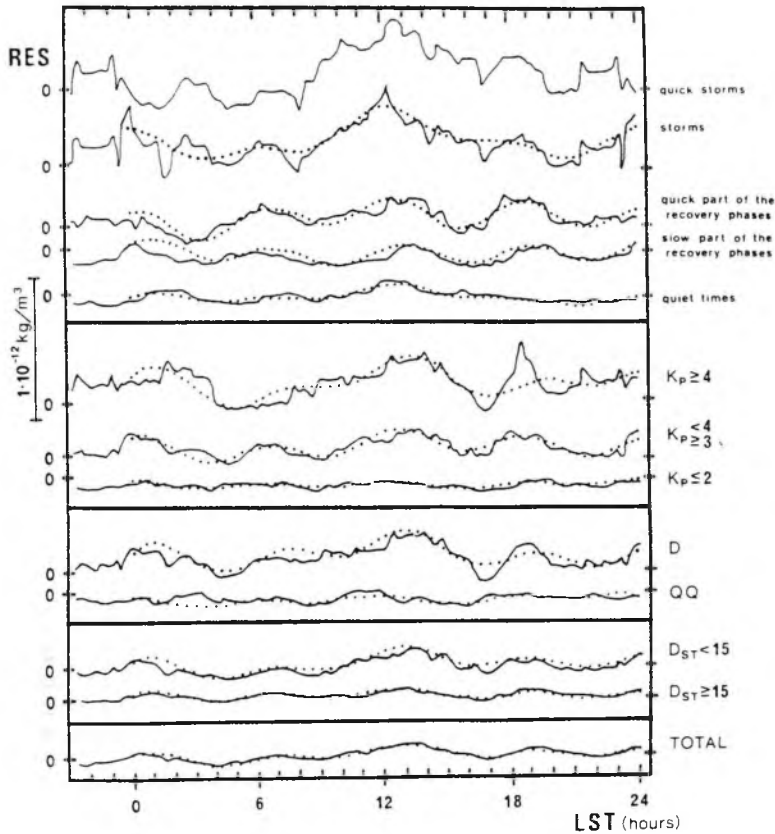


Fig. 1. Running means of residuals as a function of local solar time (LST) for different levels of geomagnetic activity (the levels have been defined in various ways)

Ouagadougou, hints at the different behaviour of ionospheric storms at geomagnetic midlatitudes (Havana) or low latitudes (Ouagadougou).

DISCUSSION

The inclusion of ionospheric parameters may support the interpretation of the results obtained by the analysis of density data. The increase of the maximum electron density of the F2 layer represented by foF2 can be due to increased ionization, as well as to decreased N_2/O ratio caused by the rising of the layer or sinking of air /4/. It can be connected with decreased electron temperature, the latter being the consequence of enhanced cooling related to the increased electron density. Changes of the height of the F2 layer maximum, hmF2, are due to the rising or sinking of the layer which is connected with equatorward and poleward winds respectively, or with ExB drifts depending on the direction of the zonal component of the electric field /5/. The use of the total electron content, TEC, is motivated by the fact that in TEC integrated effects appear and thus refers not only to one altitude. It should be noted, however, that the total electron content₂ and foF2 are not independent of each other /6/. The slab thickness $\tau = \text{TEC}/\text{const.}(\text{foF2})^2$ is also an indicator of the sum of the neutral and electron temperatures (see also /7/, /8/).

Taking into account that changes of φ , foF2, hmF2, TEC and τ can be caused by heating, vertical motion, electric fields and ionization, at least five different relations can be distinguished between the changes of these parameters and the neutral density. Combined effects can also occur.

1/ An increase of φ and τ , unchanged foF2, hmF2 and TEC can be the consequence of an increase of both the neutral and electron temperatures due to heating indicated by the enhancement of τ . This temperature increase results not only in an increase of φ , but unchanged foF2, TEC and hmF2 indicate also that the effects of the temperature increase, on the one hand the decrease of foF2 and TEC produced by the increase of the N_2/O ratio and on the other hand ionization/reduced recombination compensate each other.

Up-to-now night-time foF2, TEC, τ and hmF2 data of a station at middle geomagnetic latitude (Havana, Cuba), as well as foF2 data of an equatorial station (Ouagadougou, Africa) have been investigated using the same methods as for the CACTUS measurements (Fig. 3). It is obvious that some of the parameters are similarly separated if Kp is used as an independent variable, because their behaviour is different inside and outside the recovery phase. Similar preliminary consequences can be deduced from these figures supporting our previous conclusion that an additional heating -- independent from the auroral oval -- can be traced at the equatorial zone.

Concerning the separation of the ΔfoF2 curves of Ouagadougou and Havana on Fig. 3 respectively, i.e. that during the recovery phase there are smaller ΔfoF2 values at Havana and larger at

2/ If φ , foF2, TEC increases, but hmF2 and τ decreases, it can be assumed that the concentration of atomic oxygen increases due to the sinking of air rich in atomic oxygen /4/. An increase in the temperature, however, produced by compression can not be excluded. Thus, φ increases since atomic oxygen is the dominant constituent in the thermosphere and also foF2, as well as TEC are enhanced as a consequence of increased probability of ionization. τ decreases because of enhanced cooling by the increased electron density.

3/ If φ and τ does not change, foF2, TEC and hmF2 increase, the F region ascends due to southward wind or to eastward electric fields resulting in a decrease of the N₂/O ratio /5/.

4/ Unchanged φ and τ , a decrease of foF2, TEC and hmF2 hint at the sinking of the F region caused by northward wind, or by westward electric fields producing an increase of the N₂/O ratio /5/.

In these latter two cases one can argue that the decrease/increase of the electron temperature related to the enhanced/reduced cooling by increased/decreased electron density is compensated by the change (increase/decrease) of the electron temperature with height.

5/ If φ does not change, but an increase of foF2 and TEC is observed, τ and hmF2 decreases, ionization is enhanced as a result of ionizing radiation by which the density of the neutral atmosphere is unaffected.

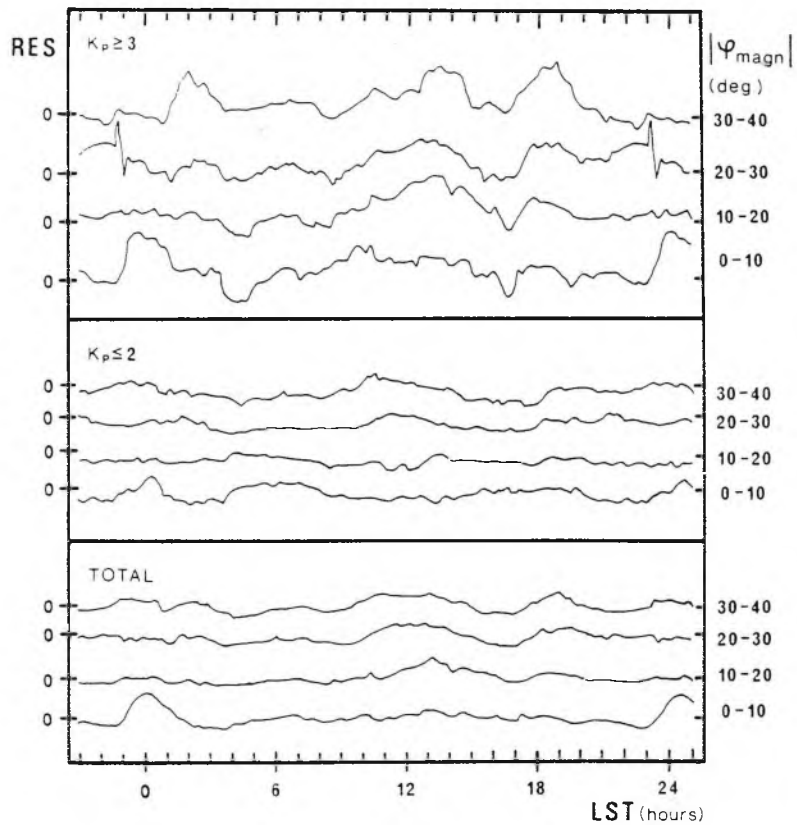


Fig. 2. The same as for Fig. 1, but separated according to geomagnetic latitudes.

According to the previous investigations of the authors, the cause of the density increase in geomagnetically disturbed periods would be heating due to energetic neutral atoms (ENA) at low latitudes and energetic charged particles at midlatitudes /3/. These ENAs are produced by charge exchange between ions of the ring current belt and the geocorona /9/, while the energetic charged particles are due to wave-particle interaction /10/.

Returning to Fig. 3 its peculiarity consists in the different behaviour of $\Delta\tau$ during and outside the recovery phase. The Δ foF2, Δ TEC and Δ hmF2 values concerning the period outside the recovery phase indicate an increase with geomagnetic activity. At the same time $\Delta\tau$ shows a decrease in this period because of increased cooling due to the increased electron density. This tendency can be explained by the combination of cases 2 and 3; that is it could be produced by the sinking of air rich in atomic oxygen enhancing φ and by eastward electric field or southward winds which result in the rise of the F2 layer and hereby in the increase of Δ foF2, Δ TEC and Δ hmF2. The Δ foF2, Δ TEC and Δ hmF2 values referring to the recovery phase indicate also an increase with geomagnetic activity, though it is less definite than that obtained for the period outside the recovery phase. At the same time, however, $\Delta\tau$ displays increasing values with geomagnetic activity (except high Kp) in contrast to the period outside of the recovery phase. This behaviour of $\Delta\tau$ suggests a different energy source producing these changes of parameters during the recovery phase, than in the other periods of geomagnetic activity. The features of the variations can be explained by the combination of cases 1 and 3; that is it could be established by heating indicated by the increase of $\Delta\varphi$ and by eastward electric fields or southward winds, the latter inducing the rise of the F2 layer and increased values of Δ foF2, Δ TEC and Δ hmF2 as before.

After all it can be stated that the changes of ionospheric parameters seem to confirm the conclusion of extra heating suggested in previous studies, further investigations are, however, needed.

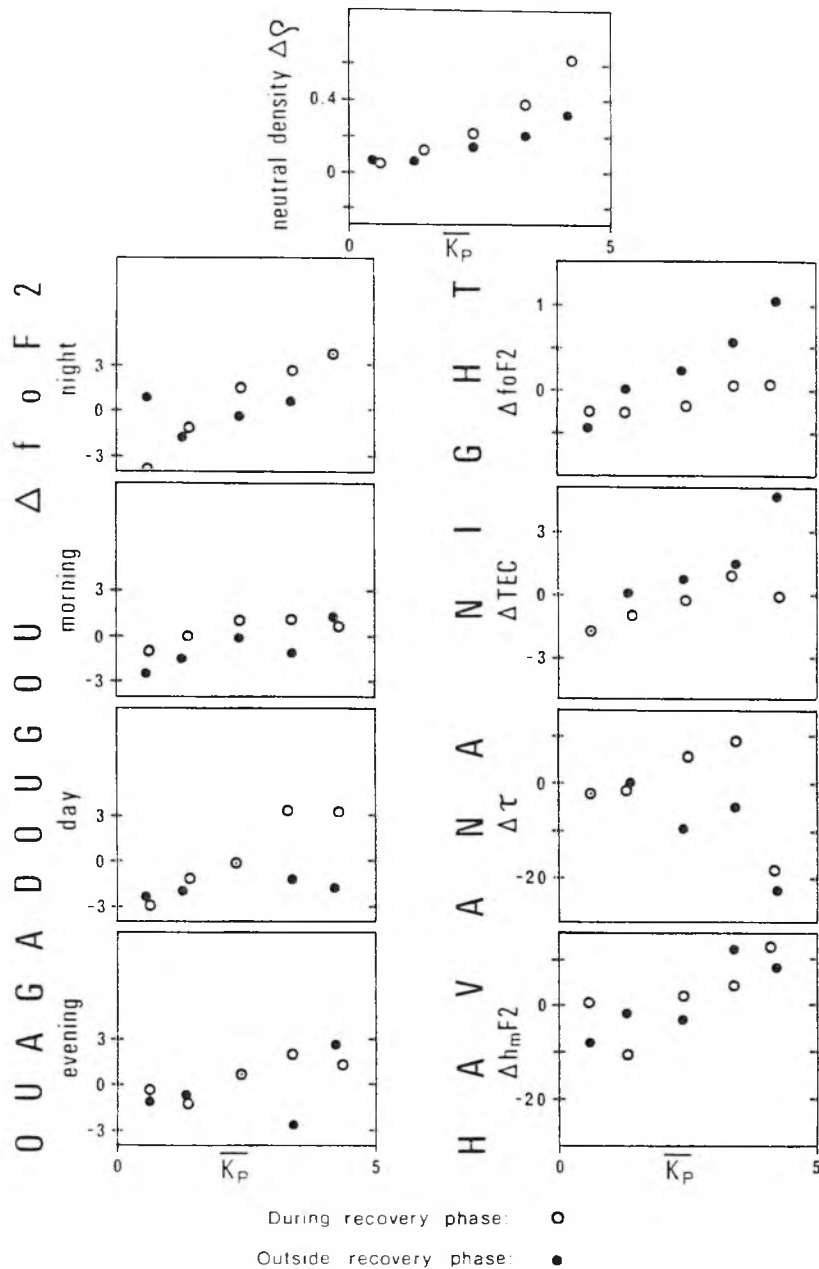


Fig. 3. ΔQ and departures from their 31 day mean of some ionospheric parameters measured during and outside the recovery phase (except the main phase) as a function of K_p .

Acknowledgement: Mrs. M. Nagy and Mr. P. Decsy are thanked for their able help in the preparation of this paper.

REFERENCES

1. I. Almár, E. Illés-Almár, A. Horváth, Z. Kolláth, D.B. Bisikalo, T.V. Kasimenko, paper MC 8.7 (COSPAR, The Hague, 1990)
2. E. Illés-Almár, I. Almár, P. Bencze, A. Horváth, *Adv. Space Res.* 9, 12, 205 (1989)
3. P. Bencze, I. Almár, E. Illés-Almár, paper MC 3.2.7 (COSPAR, The Hague, 1990)
4. H. Rishbeth, R. Gordon, D. Rees, T.J. Fuller-Rowell, *Planet. Space Sci.* 33, 1283 (1985)
5. H. Rishbeth, *J. Atmos. Terr. Phys.* 34, 1 (1972)
6. M.J. Buonsanto, M. Mendillo, F.A. Klobuchar, *Ann. Geophys.* 35, 15 (1979)
7. J.W. Wright, in: *Electron Distribution in Ionosphere and Exosphere*, North Holland, Amsterdam (1964)
8. N. Jakowski, E. Putz, P. Spalla, *Ann. Geophysicae* 8, 343 (1990)
9. A.J. Dessler, W.B. Hanson, E.N. Parker, *J. Geophys. Res.* 66, 3631 (1961)
10. J.M. Cornwall, F.V. Coroniti, R.M. Thorne, *J. Geophys. Res.* 75, 4699 (1970)

IMPROVEMENT OF THE MSIS 86 AND DTM THERMOSPHERIC MODELS BY INVESTIGATING THE GEOMAGNETIC EFFECT

I. Almár,* E. Illés-Almár,* A. Horváth,* Z. Kolláth,*
D. V. Bisikalo** and T. V. Kasimenko**

* *Konkoly Observatory, H-1525 Budapest, Box 67, Hungary*

** *Astronomical Council, Soviet Academy of Sciences, Moscow, U.S.S.R.*

ABSTRACT

Based on measurements of the CACTUS accelerometer it has been found that during the recovery phase of geomagnetic disturbances the models are unable to describe properly the total density changes in the equatorial thermosphere. Introducing the geomagnetic activity index Dst instead of Kp as a model input parameter gives a much better description of the measurements. The residuals show a diurnal dependence, hinting partly at model errors in the diurnal effect (though MSIS 86 is much better than DTM in this respect), partly at a diurnal term in the geomagnetic effect.

INTRODUCTION

While investigating the geomagnetic effect in the neutral upper-atmosphere both DTM and MSIS 86 (or CIRA 86) proved to be imperfect -- though deviations are within the limits of usual model errors. Our results concerning the geomagnetic and the diurnal effect are summarized in the present paper.

DATA BASE AND THE METHOD OF INVESTIGATION

The data base consists of CACTUS accelerometer measurements of the French CASTOR satellite during low solar activity, received by the courtesy of CNES. Densities referring to altitudes between 400 and 403 km have been used for the time period 27 June 1975 - 26 June 1977 (MJD 42590 - 43320). Because of the limited height interval, the measurements (6843 in all) belong to upleg and downleg groups separated by ~6 hours in LST. Since the orbital plane rotates slowly with respect to the Sun, the diurnal bulge can be scanned in about 150 days in any limited altitude interval.

Observed density data have been compared with corresponding model values. In the case of DTM the latter have been calculated putting Kp=0, whilst both Kp=0 and real Kp densities were computed from the MSIS 86 model. Because of the narrow height interval in question, $\Delta \rho = \rho^{\text{obs}} - \rho^{\text{model}}$ differences were formed (instead of the usual $f = \rho^{\text{obs}} / \rho^{\text{mod}}$ ratios) and plotted as a function of geomagnetic indices. The $\Delta \rho$ differences represent first of all the geomagnetic effect, but all other incorrectly modelled effects will also inevitably influence the result. Subtracting the geomagnetic effect by a fitted function, the residuals (RES) are suitable to analyse further rest effects.

RESULTS

All $\Delta \rho$ values excluding storm-time measurements have been divided into two groups: 1/ those belonging to the recovery phase of geomagnetic disturbances, 2/ those outside recovery phase. Mean $\Delta \rho$ values calculated by a/ model DTM with Kp=0, b/ model MSIS 86 with Kp=0, c/ model MSIS 86 with real Kp respectively have been plotted as a function of Kp and Dst in Fig. 1. Since $\Delta \rho$ proved to be a different function of Kp for group 1 than for group 2 in all three cases, consequently these atmospheric models need correction in this respect. On the contrary, both in DTM and in MSIS 86 models $\Delta \rho$ values are a unique function of Dst -- another well-known geomagnetic index not used yet in any of the thermospheric models.

Plotting all $\Delta \rho$ values (including also storm-time measurements) as a function of Dst the property of unicity is preserved (Fig. 2 and 3). In the case of DTM a linear /1/, in the case of MSIS 86 a quadratic fit has been calculated. A time delay analysis has been carried out for MSIS 86 with Kp=0 with respect to Dst. The correlation analysis resulted in a remarkably short, two hours time delay (see Fig. 4) which was taken into account in all consecutive figures derived using the MSIS 86 Kp=0 model.

Residuals (RES) with respect to the real Kp results of the MSIS 86 model indicate a certain systematic trend as a function of Dst (Fig. 5 and see also the lower part of Fig. 1). It means that the representation of the geomagnetic effect in the MSIS model can be improved. No trend as a function of Dst, but some deviations can also be observed in cases when RES values belonging to a linear (DTM with Kp=0) or quadratic (MSIS 86 with Kp=0) fit of Fig. 2 and 3 respectively are plotted as a function of time. It means that further imperfections exist in the models and we decided to analyse the residuals as a function of LST first.

When plotting RES values as a function of LST for the corrected models (Fig. 6) there is a clear diurnal dependence in both cases. On each part of Fig. 6 the dotted lines represent truncated Fourier series with one day and half day terms fitted to all points. The deviations of $\Delta\varphi$ values are clearly increasing on disturbed days. This fact was interpreted as the diurnal dependence of the geomagnetic effect, influenced additionally by some modelling errors of the diurnal effect itself. In order to distinguish between the two components, let us first investigate the original φ values in quiet periods, when model errors in the diurnal effect can be separated easily!

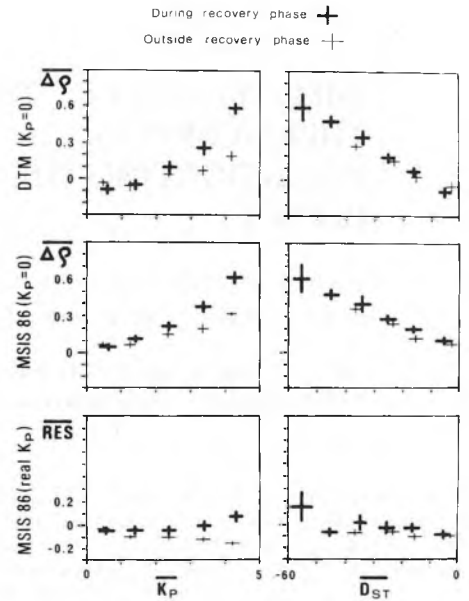


Fig. 1. $\overline{\Delta\varphi}$ and \overline{RES} versus \overline{Kp} and \overline{Dst} for time intervals inside and outside recovery phase using different models. Unit is 10^{-12} kg/m^3 .

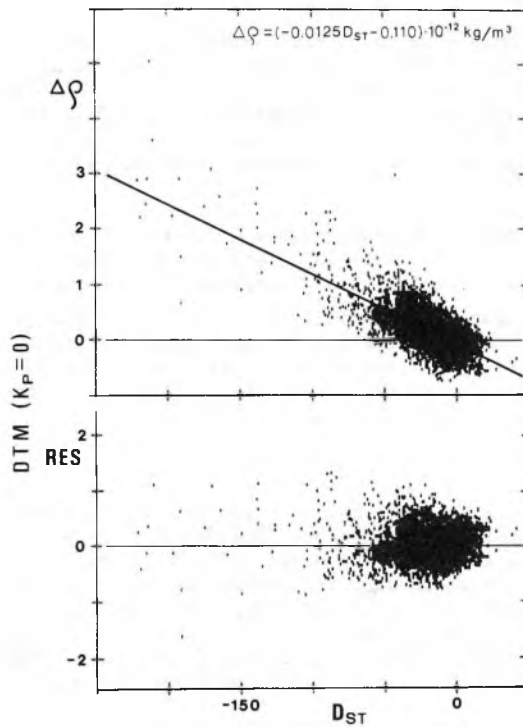


Fig. 2. $\Delta\varphi$ and RES versus Dst for DTM Kp=0 model. A least squares fit is also given.

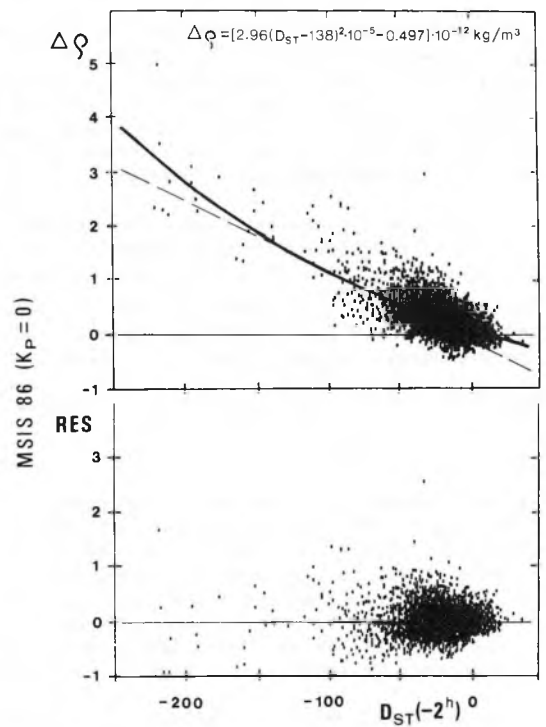


Fig. 3. $\Delta\varphi$ and RES versus Dst (2 hours earlier) for MSIS 86 Kp=0 model. A quadratic fit is also given.

Comparing $K_p=0$ model values to corresponding quiet day ($K_p \leq 2$) densities we concluded that the DTM model overestimates the density in the afternoon hours (Fig. 7). The diurnal variation in the DTM model is less symmetric and the maximum density occurs later than in reality. The MSIS 86 model proved to be better in this respect.

Every observation has been compared with corresponding real K_p model values in order to decide whether MSIS 86 is satisfactory under all conditions. Plotting all hourly mean residuals as a function of LST there is a minimum around 16^h indicating that even the original MSIS 86 is overcompensating the diurnal variation (Fig. 8) on quiet days in particular (see the middle part of Fig. 8). The result is in satisfactory agreement with observations on disturbed days (see upper part).

Using our quadratic correction to corresponding MSIS 86 with $K_p=0$ values (see Fig. 3), the hourly mean residuals have no systematic deviation from zero if plotted as a function of LST.

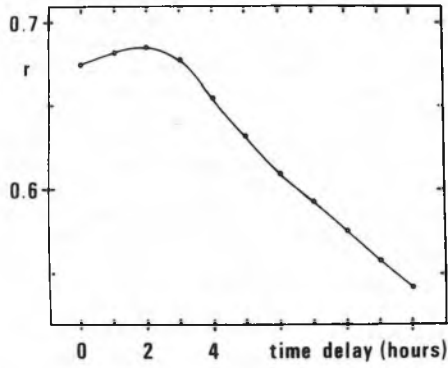


Fig. 4. Correlation analysis to determine the time delay of $\Delta\phi$ versus Dst for MSIS 86 $K_p=0$ model.

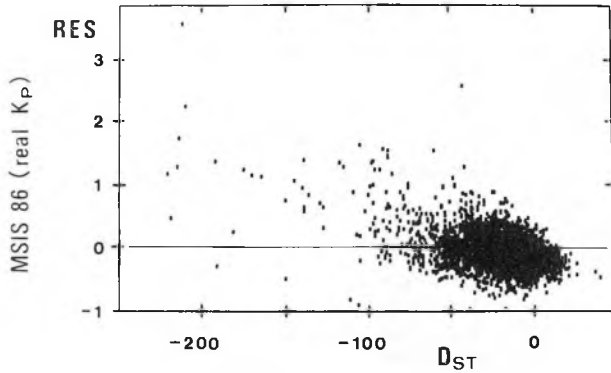


Fig. 5. Residuals of MSIS 86 (real K_p) model versus Dst.

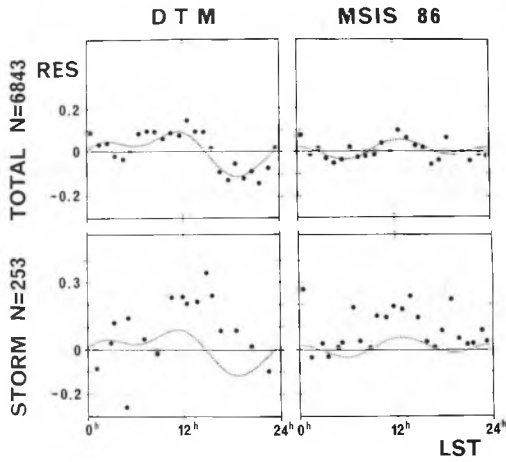


Fig. 6. Diurnal variation of residuals for both DTM and MSIS 86 $K_p=0$ models. The two term Fourier curve was fitted to all points.

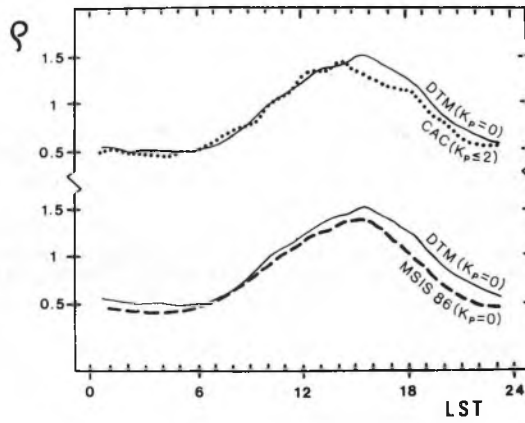


Fig. 7. Diurnal density variation in models and in reality.

There is, however, some indication of at least 4 humps on the residual curve. After an analysis of the dependence of these humps on the level of geomagnetic activity /2/ we concluded that whatever classification of the geomagnetic activity had been used the humps appeared always around the same time. The reality of these humps is supported by Fig. 9 where the running mean of the residuals was plotted as a function of LST in different geomagnetic latitudes. The midnight hump is present only between $+10^{\circ}$ geomagnetic latitudes. It has been assumed earlier /1/ that because of the good correlation of ΔQ to Dst the ring current is mainly responsible for the geomagnetic effect in the equatorial zone. Then the physical background of these humps may be connected with the bulge of the plasmasphere (around 18^h), with the compositional asymmetry of the ring current (around noon), and the injection zone (around midnight) respectively.

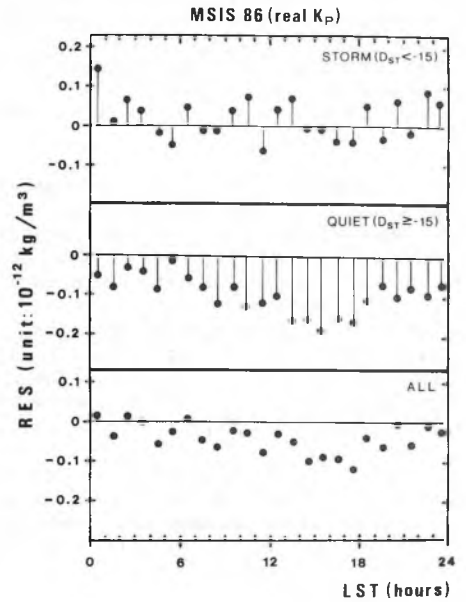


Fig. 8. Diurnal variation of residuals of the original MSIS 86 model.

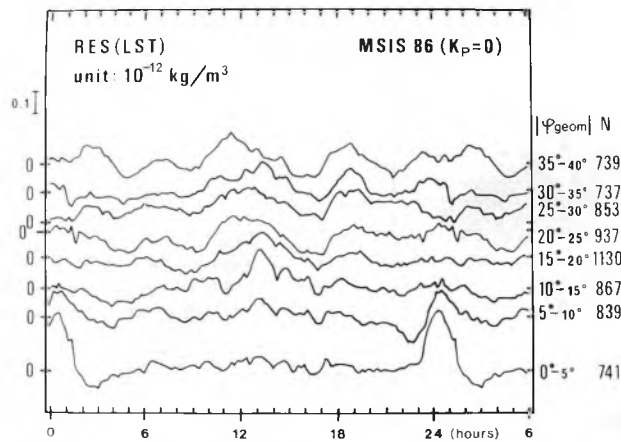


Fig. 9. Diurnal variation of residuals of the corrected MSIS 86 $K_p=0$ model as a function of geomagnetic latitude.

CONCLUSION

In spite of the fact that the results refer only to one narrow band of the upper-atmosphere (near 400 km), there are evidences of an equatorial source of particle heating in addition to the well-known geomagnetic heating from auroral zone /1/, /3/, /4/. The energy of this equatorial heat source comes from the ring current and can be described by the sum of a Dst dependent and a LST dependent component. The coefficient of this diurnal term may change with the level of geomagnetic activity and the coefficients of both terms depend probably on geomagnetic latitude. Consequently the auroral input of energy, included exclusively in all thermospheric models, is not sufficient to characterize the geomagnetic effect.

Acknowledgement: Mrs. M. Nagy and Mr. P. Decsy are thanked for their able help in the preparation of this paper.

REFERENCES

1. E. Illés-Almár, I. Almár, P. Bencze, A. Horváth, *Adv. Space Res.* 9, 12, 205 (1989).
2. E. Illés-Almár, I. Almár, P. Bencze, A. Horváth, N. Jakowski, A. Jungstand, paper MC.4.3.11 (COSPAR, The Hague, 1990).
3. E. Illés-Almár, I. Almár, P. Bencze, A. Horváth, *Nabl. ISZ* in print (1990).
4. E. Illés-Almár, I. Almár, P. Bencze, A. Horváth, Z. Kolláth, *Nabl. ISZ* in print (1990).

C.5-M.3.06

LOW LATITUDE THERMOSPHERIC HEATING IN GEOMAGNETICALLY
DISTURBED PERIODS: DYNAMICAL OR PARTICLE HEATING

P. Bencze*, I. Almár** and E. Illés-Almár**

*Geodetic and Geophysical Research Institute, Hungarian Academy of Sciences, H-9401
Sopron, Box 5, Hungary, **Konkoly Observatory, H-1525 Budapest, Box 67, Hungary

ABSTRACT

The density increase of the thermosphere in geomagnetically disturbed periods called geomagnetic activity effect indicates a temporal variation at low latitudes, which can be described more correctly by the Dst index, than by the Kp or Ap indices. This circumstance hints at the partially ring current origin of the density increase. So far the density increase at low latitudes was attributed to heating caused by circulation disturbances propagating equatorward from high latitudes in both hemispheres. The source of the density increase is investigated by considering the heating corresponding to the height variation of the measured density disturbance and comparing it with the height variation of the heating due to solar electromagnetic radiation, precipitating energetic particles and dynamical sources.

INTRODUCTION

In earlier papers [1,2,3] it has been shown that the morphology of the density increase in geomagnetically disturbed periods, that is the geomagnetic effect $\Delta \rho$ at low latitudes is similar to that of the geomagnetic disturbance field: it has a storm time (reckoned from the beginning of the disturbance) and a disturbance daily variation. This behaviour and the circumstance that the temporal variation of the density increase can be described better by the Dst index, characterizing the density of the equatorial ring current, than Kp suggests a relation to the ring current. The study of the disturbance daily variation indicated

characteristics, which can confirm the ring current origin of the geomagnetic effect at low latitudes. It has been found that the storm time variation in the time of the maximum of the disturbance daily variation of $\Delta\varrho$ is similar to that of the geomagnetic horizontal component. A slight phase change of the disturbance daily variation with latitude showing a trend similar to that of the geomagnetic horizontal component reveals itself too [3]. The investigation carried out at first with data of the neutral density referring to 400 km, was extended to higher altitudes. Thus, the height variation of the geomagnetic effect could also be studied [4]. As the course of the height variation of the geomagnetic effect depends on the energy source, it has been attempted to use this information for the determination of the origin of the geomagnetic effect at low latitudes.

DATA AND METHOD

For the determination of the height dependence of the geomagnetic effect in the neutral density, the data measured by the French CACTUS accelerometer on board of the satellite CASTOR were used. The values obtained in three km height intervals around the heights 400, 425, 450, 500, 550 and 600 km were included in the computations. Both the storm time and the disturbance daily variations have been determined. The geomagnetic effect is defined as the difference between the measured density and the model value uncorrected for the geomagnetic effect $\Delta\varrho$ - supposing that every other effect (diurnal, seasonal, semiannual) is described correctly in the model. The storm time variation is that part of the geomagnetic effect, which correlates with the Dst index. The disturbance daily variation is obtained by subtracting from the measured density the model values corrected for the geomagnetic effect by means of the Dst index and the residuals ordered according to local time. The height variation of the storm time component of the geomagnetic effect has been determined using the relations between $\Delta\varrho$ and Dst established for different altitudes.

From the height variation of the storm time component of the geomagnetic effect obtained on the basis of measured values using Dst indices, the height variation of the heating related to

the density increase has been computed and compared with calculated profiles of the heating due to solar electromagnetic radiation, to particle precipitation and to circulation disturbances propagating from auroral latitudes, using the results of model calculations, respectively.

The heating related to the solar electromagnetic radiation can be determined by the well known formula, which describes the absorption of the solar electromagnetic radiation, multiplying the absorbed energy by the heating efficiency [5]. It is to be noted that the height variation of the heating caused by the solar electromagnetic radiation depends on the one hand on the height variation of the density, on the other hand on the variation with height of the solar electromagnetic radiation. The former decreases with increasing height, while on the contrary the latter increases with height in consequence of the diminishing absorption. Thus, the height variation of the heating is smaller than that of the density itself.

The heating related to particle precipitation can be obtained by known formulas, which describe the energy deposition of the particle flux multiplying the absorbed energy by the heating efficiency [6]. In this case the height variation of the heating depends on the one hand on the height variation of the density, on the other hand on the variation with height of the precipitating particle flux. However, the height variation of the precipitating particle flux is reduced by the circumstance that the decrease of the particle flux in a given energy range with decreasing height is compensated by the energy loss of particles of higher energy ranges. Thus, in the height range considered here the height variation of the heating approximates that of the density.

The density increase connected with circulation disturbances originating from auroral latitudes has been obtained by using a theoretical atmospheric model. For this purpose a relatively simple model has been chosen considering the results of [7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17]. The height variation of the heating due to circulation disturbances originating in the auroral zones has been computed on the basis of this model for solar

minimum conditions corresponding to the period of the measurements, for the latitude 15° (since the density was measured by the satellite in the latitudinal belt $\pm 30^{\circ}$) and the height interval 400-600 km. Concerning the response of the thermosphere to a heat input of impulse form to the auroral zones, as dissipative processes vertical heat conduction, horizontal ion drag, as well as viscosity were taken into account. The latitudinal and longitudinal variations of the total density were determined by spherical harmonics (P_n^m). The small scale (large wave domain number) variations are strongly damped in the thermosphere by adiabatic heat transfer and appear only during the first hour after the beginning of the disturbance. Besides the inverse relation between the amplitude of the density disturbance and the decay of the heat input indicates that short period polar disturbances do not produce a significant geomagnetic effect. Thus, only the large scale (small wave number) components were used.

RESULTS AND DISCUSSION

In Fig. 1 the height dependence of the heating rate due to the storm time component of the geomagnetic effect found in the measured density values has been compared with the height variation of the heating rate caused by the solar electromagnetic radiation on the dayside, with the heating rate profile related to the nightside storm time energetic O^+ energy deposition and with the height variation of the heating rate due to circulation disturbances originating in the auroral zones, respectively. The heating rate produced by the solar electromagnetic radiation on the dayside was computed for solar maximum conditions by Torr et al. [18] using the Atmosphere Explorer solar flux measurements. The heating rate resulting from the nightside storm time influx of energetic O^+ ions was determined by the same authors from the energy spectrum observed by Shelley et al. [19] near $L=3,4$ during the December 1971 storm. The conversion of the energy of energetic O^+ ions to energetic O atoms was computed assuming charge exchange and momentum transfer (due to elastic collisions). Both the heating rate profile of the measured density increases and the height dependence of the heating rate connected with circulation disturbances according to the model refer to the same level of geomagnetic activity.

As can be seen from Fig. 1, the height variation of the heating due to the solar electromagnetic radiation is smaller than that of the heating caused by precipitating particles as it has been indicated in the previous section. The height dependence of the heating, which is due to circulation disturbances originating in the auroral zones and which is computed by means of the model mentioned above, is also less steep than the height variation of the heating related to particle precipitation. The height variation of the heating related to the height dependence of the measured density increase, however is similar to the height variation of the heating connected with particle precipitation, though below 450 km less steep, than the latter. It is to be noted that in case of the heating rate profile of energetic O^+ ions, the height of the maximum depends on the elastic scattering cross section and on the vertical distribution of the density, that is on solar activity. Consequently, the height of the maximum heating rate decreases with decreasing solar activity. Thus, in case of the height variation of the heating, due to the measured density increase at solar minimum and assumed to be related to energetic ring current O^+ ions, the maximum heating rate is also located at a lower altitude, than that of the heating rate profile of energetic O^+ ions corresponding to solar maximum. This can be the reason for the different slope of these two curves at lower heights.

Thus, the comparison of the height variations of the heatings related to the solar electromagnetic radiation, to particle precipitation, to circulation disturbances respectively with the height dependence of the heating connected with the measured density increase shows that the heating rate profile derived from the measured density increase approximates mostly that of the storm time energetic O^+ energy deposition. This indicates that the formation of the measured density increase can at least partly be attributed to particle precipitation. As to the heating connected with the circulation disturbances originating in the auroral zones, the decrease of the disturbance with latitude [17] suggests that these circulation disturbances seem not to be of determinative nature at low latitudes. Namely, according to the model the heating rate due to circulation disturbances amounts only to a fraction of the energy rate indicated by the measured density increase. This is due partly to the circumstance

that the upwelling produced by the heat input is confined to a small area at high latitudes as compared with the area of subsidence at middle and low latitudes (ratio of the areas 0.07). Although at high latitudes temperature effects increase, but the wind induced diffusion of atomic oxygen reduces the total density enhancement, while at low latitudes the transport of atomic oxygen and thermal expansion are reinforcing the effect of each other. Another phenomenon, which cannot be explained by circulation disturbances of polar origin is the broad maximum around midday in the disturbance daily variation of the geomagnetic effect. The circulation set up by the disturbance should namely reduce the geomagnetic effect by day decreasing the meridional circulation in the thermosphere and increase it by night enhancing the equatorward circulation. It is also to be noted that the modelling indicates a slight density increase at low latitudes in the morning, 6-7 hours after the onset of the disturbance.

There are also new observations of phenomena supporting the idea of heating related to energetic particles precipitating at low latitudes. Following severe magnetic storms, measurements at low latitudes show average ionization enhancements of more than 10 % in the E region of the ionosphere, which is partly attributed to the precipitation of energetic particles produced by charge exchange [20]. The measurement of night UV spectra at middle and low latitudes indicated that significant precipitation of neutral O atoms, originating from ring current O⁺ ions by charge exchange, can take place in periods of large Dst [21]. Using a theoretical model for the ring current interaction with the plasmasphere it has also been found that MHD waves generated by energetic ring current protons can transfer energy to plasmaspheric electrons and ions resulting in the heating of the thermal plasma in the plasmasphere at equatorial latitudes [22]. The produced heat flux can heat the upper atmosphere. These observations and computations give evidence once more of the energy deposition at low latitudes in geomagnetically disturbed periods.

Acknowledgement - This study was supported partly by the State Scientific Research Fund through grant 3091/91.

REFERENCES

1. E. Illés-Almár, I. Almár, P. Bencze and A. Horváth, Investigation of the thermosphere-ionosphere interaction by means of the neutral post-storm effect, *Adv. Space Res.* 7, # 8, 53 (1987).
2. E. Illés-Almár, I. Almár, P. Bencze and A. Horváth, On a possible ring current effect in the density of the neutral upper atmosphere, *Adv. Space Res.* 9, # 12, 205 (1989).
3. P. Bencze, I. Almár and E. Illés-Almár, Ring current heating of the low latitude thermosphere connected with geomagnetic disturbances, *Adv. Space Res.* 13, # 1, 303 (1993).
4. E. Illés-Almár, I. Almár and P. Bencze, Further investigations concerning the effect of geomagnetic disturbances in the neutral upper atmosphere. Paper presented at the XX. General Assembly of the IUGG Vienna, 1991.
5. R.G. Roble and B.A. Emery, On the global mean temperature of the thermosphere, *Planet. Space Sci.* 31, 597 (1983).
6. M.R. Torr, D.G. Torr and R. Roble, Energetic O^+ precipitation: A significant energy source for the thermosphere, in: *The Physical Basis of the Ionosphere in the Solar-Terrestrial System*, Hartford House, London, 1980.
7. H. Volland and H.G. Mayr, Response of the thermospheric density to auroral heating during geomagnetic disturbances, *J. Geophys. Res.* 76, 3764 (1971).
8. H.G. Mayr and H. Volland, Magnetic storm effects in the neutral composition, *Planet. Space Sci.* 20, 379 (1972).
9. H.G. Mayr and H. Volland, Magnetic storm characteristics of the thermosphere, *J. Geophys. Res.* 78, 2251 (1973).
10. H.G. Mayr and H. Volland, Composition waves in the thermosphere, *J. Geophys. Res.* 81, 671 (1976).
11. H.G. Mayr, I. Harris and N.W. Spencer, Some properties of upper atmosphere dynamics, *Rev. Geophys. Space Phys.* 16, 539 (1978).
12. R.G. Roble and J.F. Kasting, The zonally averaged circulation, temperature and compositional structure of the lower thermosphere and variations with geomagnetic

- activity, J. Geophys. Res. 89, 1711 (1984).
13. H.G. Mayr, I. Harris, F. Varosi and F.A. Herrero, Global excitation of wave phenomena in a dissipative multiconstituent medium, J. Geophys. Res. 89, 10929 (1984).
 14. H. Rishbeth, R. Gordon, D. Rees, and T.J. Fuller-Rowell, Modelling of thermospheric composition changes caused by a severe magnetic storm, Planet. Space Sci. 33, 1283 (1985).
 15. H. Rishbeth, T.J. Fuller-Rowell and D. Rees, Diffusive equilibrium and vertical motion in the thermosphere during a severe magnetic storm: computational study, Planet. Space Sci. 35, 1157 (1987).
 16. T.J. Fuller-Rowell, D. Rees, B.A. Tinsley, H. Rishbeth, A.S. Rodger and S. Quegan, Modelling the response of the thermosphere and ionosphere to geomagnetic storms: effects of a mid-latitude heat source, Adv. Space Res. 10, # 6, 215 (1990).
 17. T.J. Fuller-Rowell, D. Rees, H. Rishbeth, A.G. Burns, T.L. Killeen and R.G. Roble, Modelling of composition changes during F-region storms: a reassessment, J. atmos. terr. Phys. 53, 541 (1991).
 18. M.R. Torr, D.G. Torr, R.G. Roble and E.C. Ridley, The dynamic response of the thermosphere to the energy influx resulting from energetic O^+ ions, J. Geophys. Res. 87, 5290 (1982).
 19. E.G. Shelley, R.G. Johnson and R.D. Sharp, Satellite observations of energetic heavy ions during a geomagnetic storm, J. Geophys. Res. 77, 6104 (1972).
 20. V.K. Jain and B. Singh, On the daytime E-region ionization enhancement at low latitudes following magnetic storms, J. Geomagn. Geoelectr. 44, 181 (1992).
 21. M. Ishimoto, G.J. Romick, L.J. Paxton, C.-I. Meng and R.E. Huffman, Night UV spectra (1100-2900 Å) at mid and low latitude during a magnetic storm, Geophys. Res. Lett. 19, 813 (1992).
 22. O.A. Gorbachev, G.V. Khazanov, K. V. Gamayunov and E.N. Krivorutsky, A theoretical model for the ring current interaction with the Earth's plasmasphere, Planet. Space Sci. 40, 859 (1992).

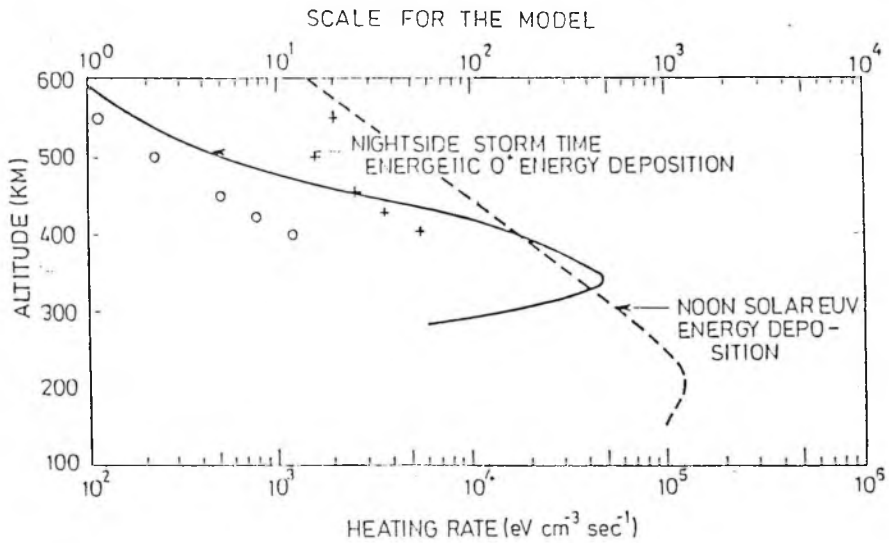


Fig. 1. Heating rate profile of the dayside solar electromagnetic radiation and that due to the nightside storm time energy deposition by energetic O^+ ions both computed for solar maximum conditions, as well as the height variation of the heating rate related to measured density increases in geomagnetically disturbed periods (o) and model values (+) representing the effect of circulation disturbances at low latitudes originating in the auroral zones during solar minimum.

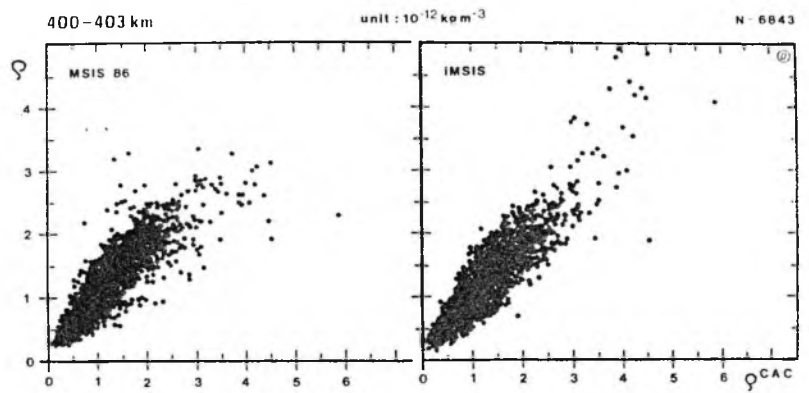


Fig. 1
Comparison of measured densities (CAC) with corresponding MSIS'86 and our iMSIS model values.

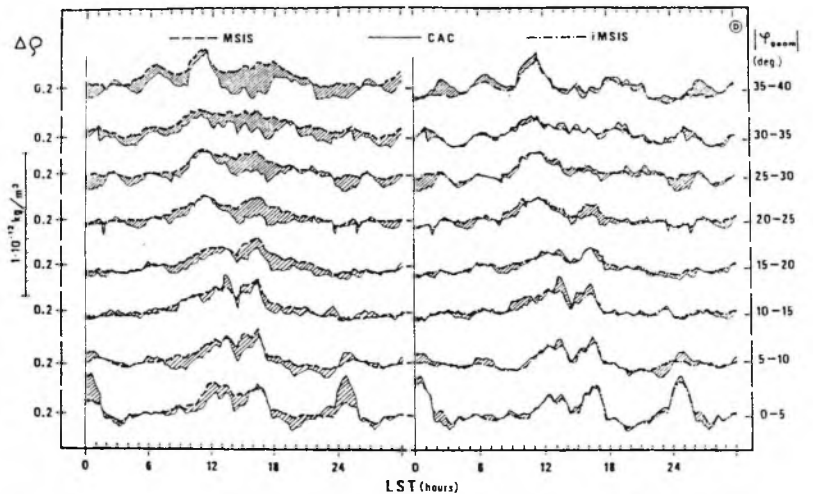
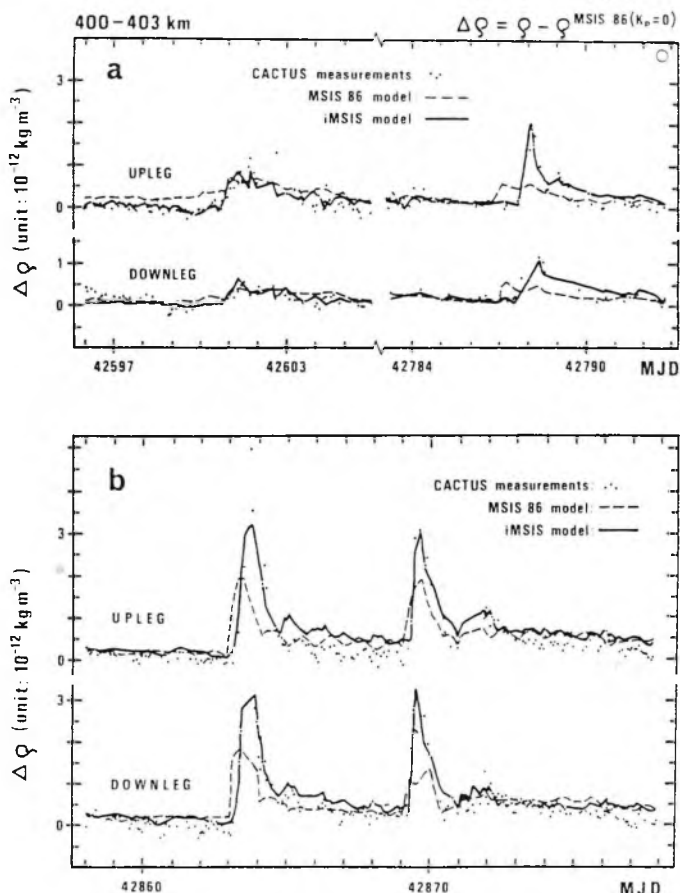


Fig. 2
Similar comparison as in Fig. 1 but data are separated according to local solar time and geomagnetic latitude. Running mean curves.



function at different altitudes separately (Fig. 5). The residuals were analysed as a function of LST and $|\varphi_{\text{geom}}|$. The characteristic course of the curves including excess densities at certain LST values can be followed up to 600 km altitude. A detailed investigation of the residuals is given in another paper /4/.

THE ALTITUDE DEPENDENCE

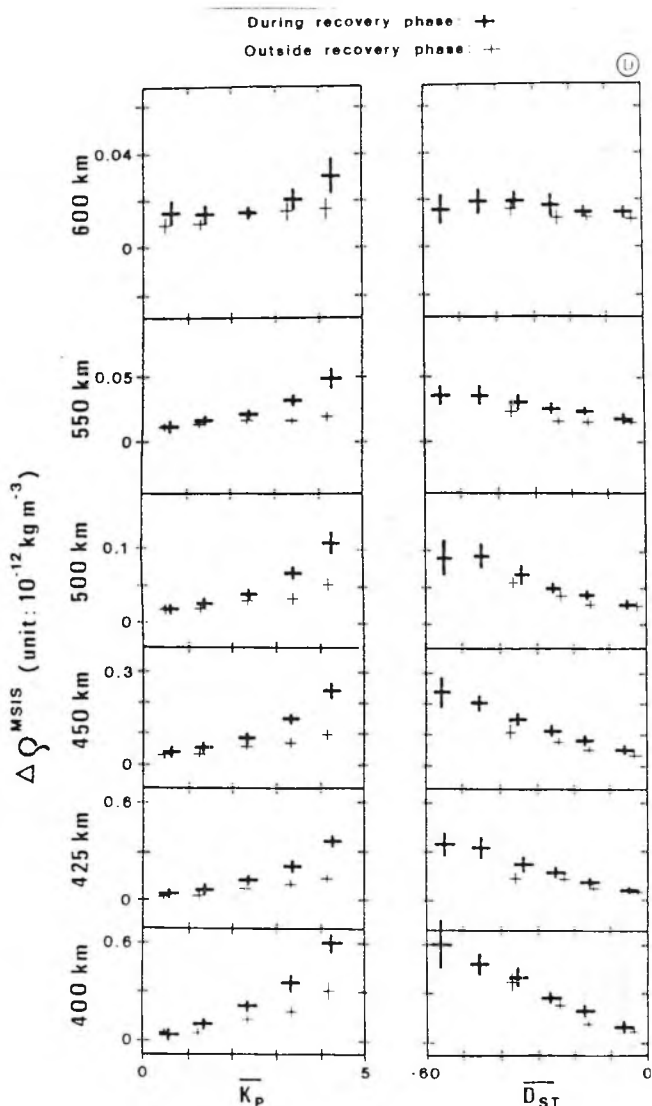
The altitude dependence of the coefficients of the $\Delta \rho(\text{Dst})$ quadratic function was used to derive a general simplified geomagnetic term for the 400-600 km height interval.

The result is the following:

$$\Delta \rho^* = (1.522 \cdot 10^9 \text{ h}^{-5.26} - 2.772 \cdot 10^{-6}) \text{Dst}^2 - (5.454 \cdot 10^{25} \text{ h}^{-10.67} + 2.385 \cdot 10^{-4}) \text{Dst} + (9.822 \cdot 10^{17} \text{ h}^{-7.38} + 8.665 \cdot 10^{-3})$$

/2/

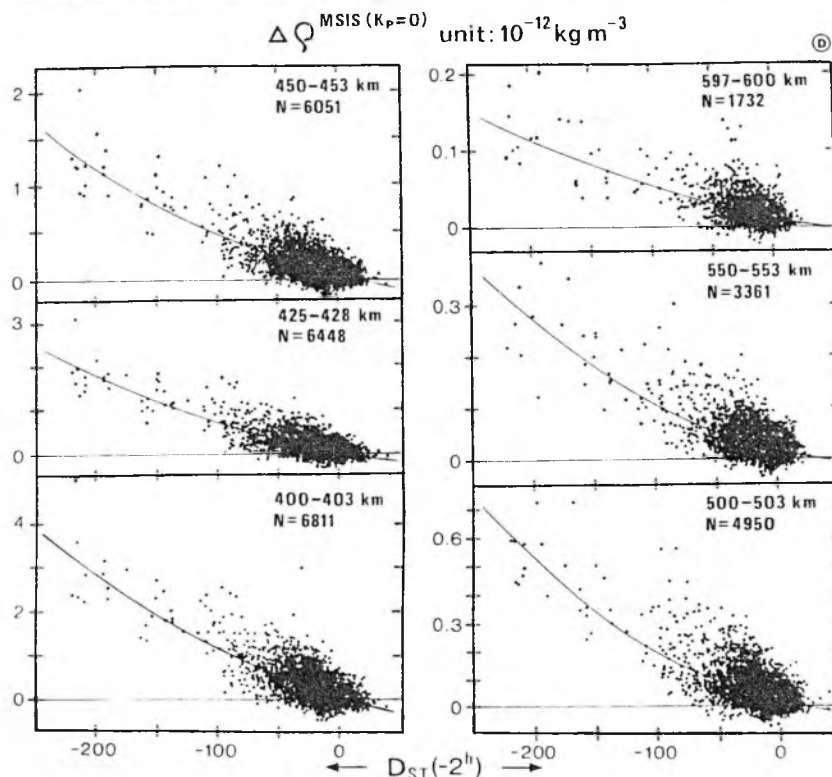
Fig. 3
Similar comparison as in Fig. 1 and 2. Case studies.



(The altitude dependence of the diurnal variation will be the topic of further investigations.) All 29353 CACTUS measurements were compared with the corresponding $\rho^* = \rho^{MSIS(Kp=0)} + \Delta\rho^*$ values by defining an $f^* = \rho^{CAC} / \rho^*$ ratio and plotted as a function of altitude in the upper part of Fig. 6. A similar plot was constructed for the original MSIS model ($f^{MSIS} = \rho^{CAC} / \rho^{MSIS'86}$) in the lower part of Fig. 6. The scatter belonging to the present model is definitely smaller and there is no dependence on the altitude as in the case of the original MSIS model. Finally, as a case study, the observed density values belonging to two selected arcs (8 minutes each) were compared with corresponding model values

Fig. 4
 $\Delta\rho^{MSIS}$ (the difference between the measured densities and the corresponding MSIS'86 model values calculated with $Kp=0$) representing the geomagnetic term in itself is a characteristic double valued function of Kp during and outside the recovery phase of geomagnetic storms respectively while it is a unique function of Dst at every selected altitude.

Fig. 5
 Momentary values of $\Delta\rho^{MSIS(Kp=0)}$ versus Dst with 2 hours time delay. The solid curves are separate quadratic fits for every height interval.



calculated by the original and by the present geomagnetic term during a large and a small geomagnetic disturbance respectively (Fig. 7). It has been clearly demonstrated that there is a significant improvement when using Equation 2 instead of the complete MSIS model. (It is to be mentioned that in this case Equation 2 was applied to measurements in between those layers originally used to derive the formula.)

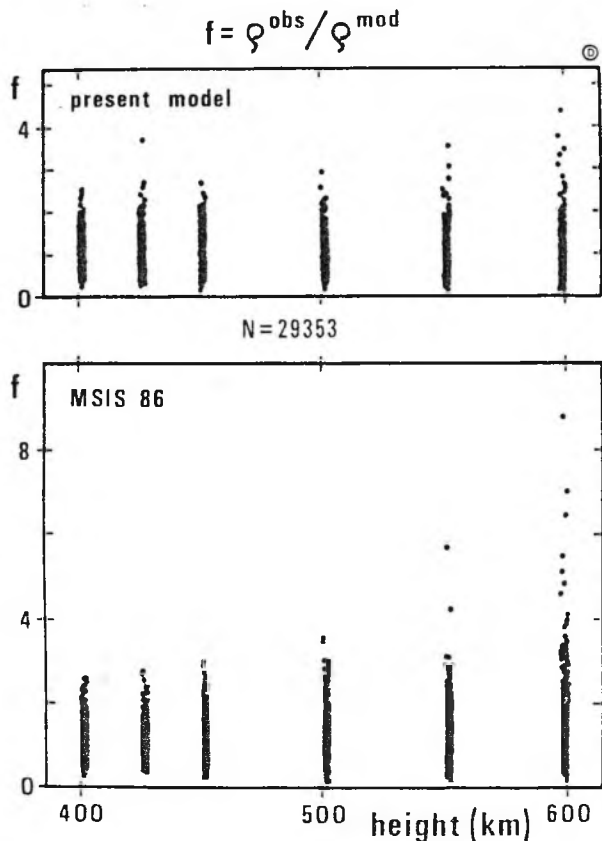


Fig. 6
Comparison of MSIS'86 and the present model to CACTUS measurements.

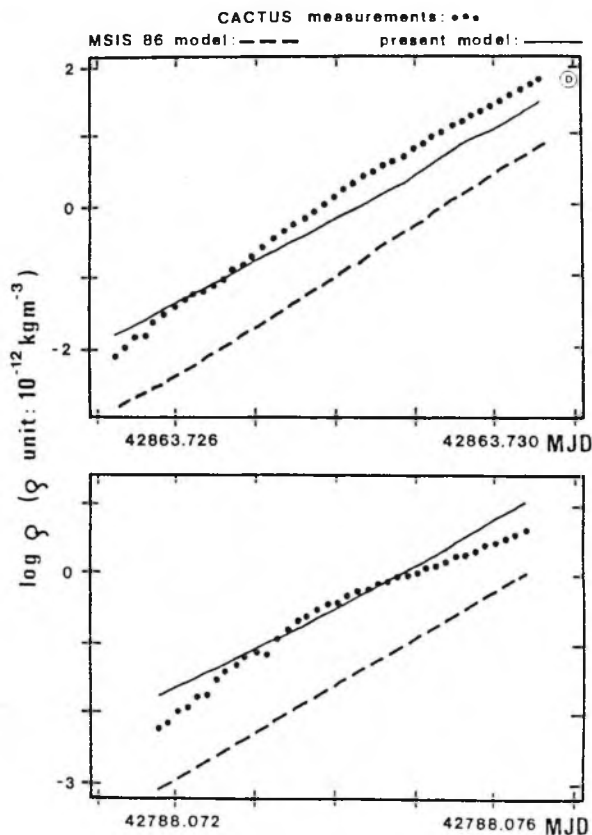


Fig. 7
Comparison of models on two selected arcs during a larger and a smaller geomagnetic disturbance as case studies.

CONCLUSION

Equation 1 includes an approximation also of the diurnal and the latitudinal variation of the geomagnetic term at 400 km but Equation 2 represents only the altitude dependence (from 400 to 600 km) of the main term of the geomagnetic activity effect. In spite of the fact that the results refer only to low latitudes and to a relatively quiet period of solar activity, we can conclude that the new geomagnetic term represents a significant improvement and hints at the physical background. The original MSIS model generally overestimates density values by 8-10% in quiet periods and underestimates them by 6-8% on disturbed days (see Fig. 7) or even by 30% in special cases, belonging to certain LST values.

Aknowledgement: Mrs M. Nagy and Mr. P. Decsy are thanked for their able help in the preparation of this paper.

REFERENCES

1. I. Almár, E. Illés-Almár, A. Horváth, Z. Kolláth, D.V. Bisikalo, T.V. Kasimenko, Improvement of the MSIS 86 and DTM thermospheric models by investigating the geomagnetic effect, *Adv. Space Res.* 12, (6)313-(6)316 (1992).
2. E. Illés-Almár, I. Almár, P. Bencze, A. Horváth, N. Jakowski, A. Jungstand, Similar behaviour of the thermosphere and the ionosphere in the recovery phase of geomagnetic disturbances, *Adv. Space Res.* 12, (6)175-(6)178 (1992).
3. P. Bencze, I. Almár, E. Illés-Almár, Ring current heating of the low latitude thermosphere connected with geomagnetic disturbances, *Adv. Space Res.* 13, (1)303-(1)306 (1993).
4. E. Illés-Almár, Separation of the atmospheric geomagnetic effect of auroral and ring current origin on the basis of their diurnal course, paper C.5.-M.3.17% presented at the XXIX Plenary Meeting of COSPAR, Washington, D.C. (1992).

SEPARATION OF THE ATMOSPHERIC GEOMAGNETIC EFFECT OF AURORAL AND RING CURRENT ORIGIN ON THE BASIS OF THEIR DIURNAL COURSE.

E. Illés-Almár

Konkoly Observatory, H-1525 Budapest Box 67, Hungary

ABSTRACT

The literature considers the geomagnetic effect of the equatorial neutral atmosphere a consequence of the auroral heating only, in spite of the fact that some results indicate stronger response than it is expected. Our earlier results demonstrated that the ring current is an additional energy source for the equatorial thermosphere as well. Based on the position of the humps in the LST function of the residuals — representing the different places of the enhanced energy input — an attempt is made to separate the two sources.

INTRODUCTION

The auroral heating reaches the equatorial zone by meridional winds with a 4-6 hours time delay preferably in the morning hours [1]. Its decay rate corresponds approximately to that of Kp. The ring current heating — not included into the MSIS models, but playing an important role at low latitudes according to our previous investigations [2,3,4] — has some preferred energy input sectors in LST [5]: around midnight near the equator in connection with the injection zone; around 18 hours in connection with the bulge of the plasmasphere; around noon in connection with the compositional asymmetry of the ring current [6]. The time delay corresponding to the different components may be different and the decay rate, roughly equal to that of the recovery rate of Dst, is generally slower than that of the auroral heating. The scope of the investigation was to distinguish between residual density humps of the auroral heating and excess density humps of ring current origin.

DATA AND METHOD

Thermospheric density data (Q) derived from the CACTUS microaccelerometer measurements [7] were used for a time interval of 1975-1977 (low solar activity). Measurements stay at our disposal for the 400-600 km height interval and for 0-40° geomagnetic latitudes. The MSIS'86=CIRA'86 model was used for comparison. At the first phase MSIS'86 residuals, i.e.

$$f = (\varrho^{CAC} - \varrho^{MSIS'86}) / \varrho^{MSIS'86}$$

values have been analysed as a function of LST (a scatter around zero would correspond to a perfect model). On the basis of Dst curves 21 geomagnetic disturbances with steep descending branches have been selected. The diurnal dependence of the corresponding f-values has been investigated by the method of superposed epochs using the time of the Dst minimum as key time. Running mean curves have been plotted on consecutive 24 hours (Fig. 1) and 3 hours (Fig. 2) intervals before and after the key time. Individual f-values of the first 24 hours after key time have also been plotted as a function of LST (Fig. 3) and of Kp and Dst for every LST hour interval separately (Fig. 4). For these latter plots linear regression models were applied.

RESULTS

Looking at Fig. 1 and 2 it is obvious that the MSIS'86 model generally overestimates the density before Dst reaches its minimum value and underestimates — on the first day in particular — afterwards. The pre-storm conditions are restored after 5-6 days. The density excess is not a uniform function of LST, but five real, more or less separate humps are distinguishable:

- 1./ The midnight hump (LST 22-1 hours) appears 4-6 hours after the Dst minimum and disappears after 3 days. If separated according to geomagnetic latitudes, the amplitude of the hump increases towards the equator;
- 2./ The early morning hump (LST 2-5 hours) precedes the Dst minimum by a few hours and disappears after 4-5 days;

- 3./ The morning hump (LST 6-7 hours) appears 4-6 hours after the Dst minimum and is visible only on the first day;
- 4./ The midday hump (LST 10-14 hours) also precedes the Dst minimum and lives at least 6 days. If separated according to geomagnetic latitudes, its amplitude increases at higher latitudes up to 40° ;
- 5./ The evening hump (LST 17-21 hours) has similar behaviour to that of the early morning hump considering its appearance. Its amplitude increases, however, at higher latitudes up to 40° .

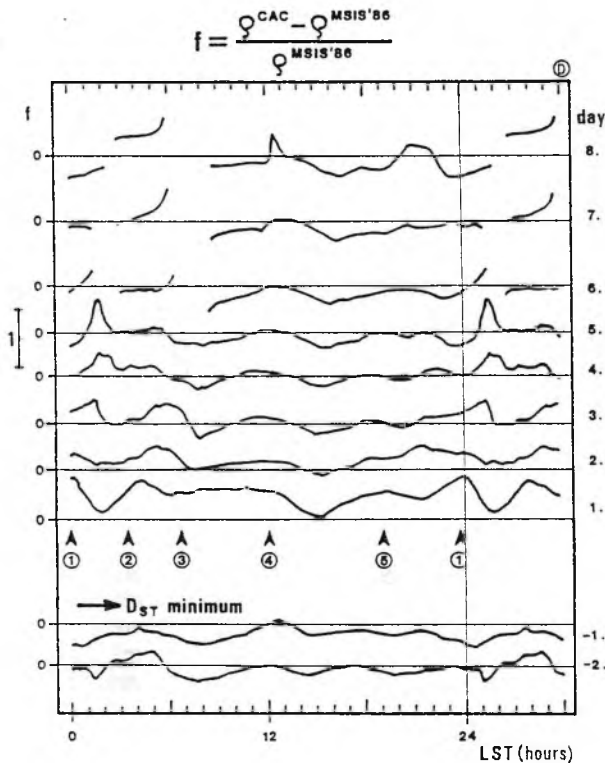


Fig. 1
Daily sequence of running mean curves of f -values as a function of LST. Dst minimum represents the starting point of the time scale for every disturbance. 21 disturbances were used in all figures.

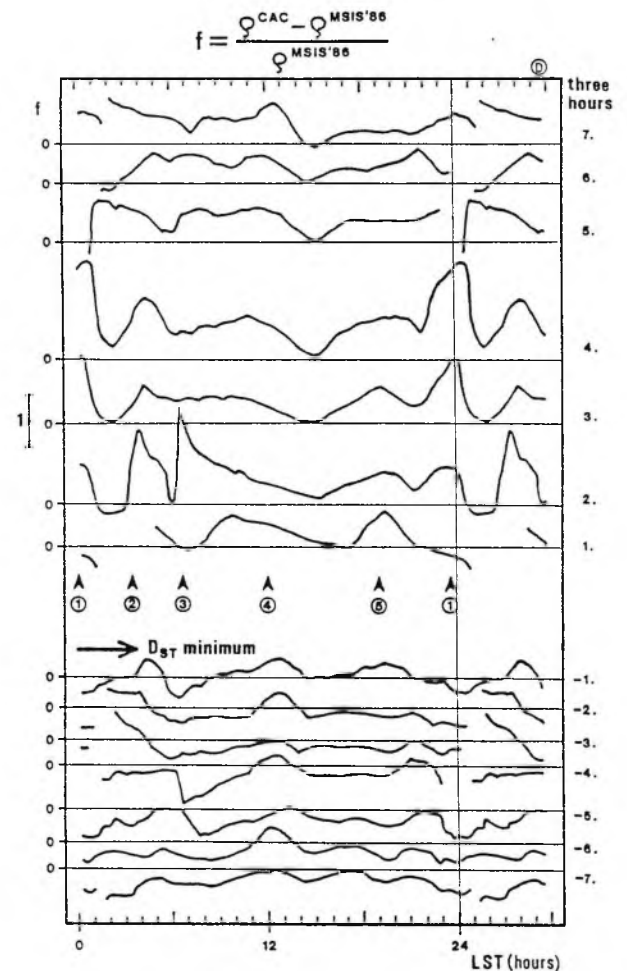


Fig. 2
The same as in Fig. 1 but with a better, 3 hours time resolution and limited to the 21 hours just preceding the geomagnetic disturbances.

The diurnal dependence of the variance of the individual f -values is conspicuous in Fig. 3. It is not a consequence of an uneven daily distribution of the f -values belonging to small and large Dst values respectively, but reveals a changing dependence of f -values on corresponding Dst and Kp values at different LST intervals (Fig. 4): e.g. the dependence on Dst is very flat in the vicinity of the midday hump. The case of the LST 4-5 and 6-7 hours maxima of the regression coefficient function (Fig. 5) deserves further attention — if the dependence is really so extremely steep as it looks like. Further investigations are needed in this respect since extreme Dst values are missing in the LST intervals in question.

CONCLUSION

The residuals of the MSIS'86 model have been analysed on an independent observational material. The behaviour of the excess density humps seems inconsistent with the character of residuals due to a probable insufficiency of the model in the description of the auroral heating effect. (The morning hump with its time delay and lifetime could be an exception, the steep dependence of f on Dst is, however, contradictory if confirmed.) Consequently we can consider the MSIS'86 model as a proper description of the auroral heating effect in the

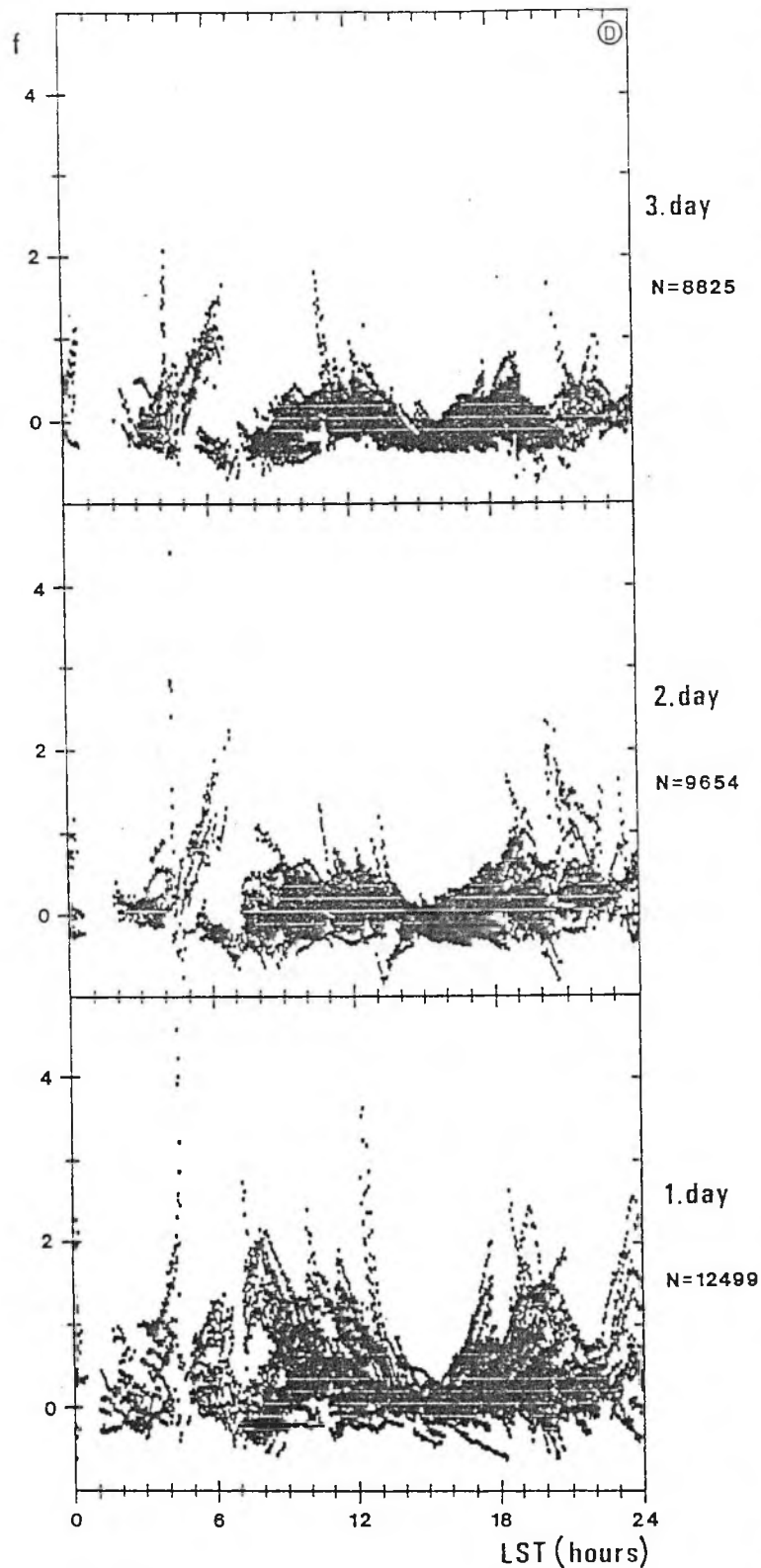


Fig. 3
Individual f-values as a function of LST determined in consecutive 24 hours after Dst minima.

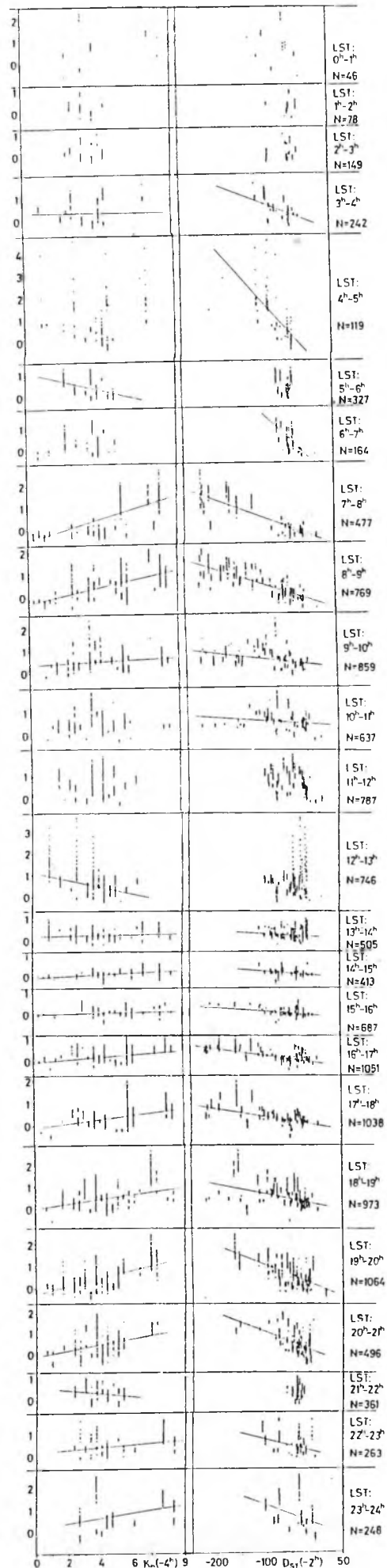


Fig. 4
Individual f-values for the first 24 hours — separated according to LST hours — are plotted as a function of Kp (left) and of Dst (right) respectively. N is the number of f-values.

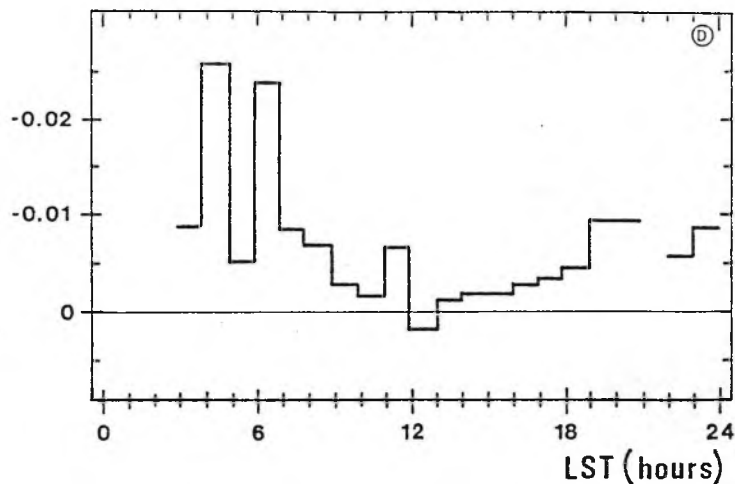


Fig. 5.
The regression coefficients
of Fig. 4 as a function of LST.

equatorial zone, i.e. the residuals originate from the ring current heating. The observational characteristics of the humps are indeed not inconsistent with the characteristics to be expected if a ring current heating is present.

It can be stated as an interesting result for any model construction that the ring current heating characterized by Dst corresponds to different thermospheric density enhancements in different LST sectors (longer wave in the regression coefficient) or even in narrower LST intervals (like in LST hours 4-5 or 6-7). The probable "beam like" character of the ring current heating may constitute the physical background of the observed phenomenon producing larger density increases in certain LST sectors or intervals.

According to P. Bencze [8] the first feature is a consequence of the circumstance [6], that Dst indices represent mean values of individual low latitude measurements of the depression due to the ring current in the horizontal component of the geomagnetic field, thus its diurnal variation is eliminated. The other feature, i.e. the steep increases in the regression coefficient could be explained — in accordance with our earlier assumption [2] — at low latitudes by irregularities in the distribution of O^+ ions in the ring current, at mid-latitudes by localized interactions between the plasmasphere and the ring current belt. Localized interactions can occur if the mutual position of the plasmasphere and the ring current belt changes within a short time, or plasma waves producing wave-particle interaction appear preferably at certain local times. All these considerations support that the disturbance daily variation of the geomagnetic effect with its humps is a real phenomenon and not only due to the scattering of the data.

Further investigations are planned to determine the exact contribution of auroral and of ring current heating to thermospheric density enhancements.

Acknowledgements: The author is indebted to F. Barlier for the CACTUS data, to I. Almár, P. Bencze and M. Nagy for useful discussions, to Mrs. M. Nagy for the computations and to P. Decsy for his help in the preparation of the paper.

REFERENCES

1. G. W. Pröls, M. Roemer, J. W. Slowey, Dissipation of solar wind energy in the Earth's upper atmosphere: the geomagnetic activity effect. *Adv. Space Res.* 8, (5)215-(5)216, 1988.
2. E. Illés-Almár, I. Almár, P. Bencze, A. Horváth, Investigation of the thermosphere ionosphere interaction by means of the neutral post-storm effect. *Adv. Space Res.* 7, (8)53-(8)57, 1987.
3. E. Illés-Almár, I. Almár, P. Bencze, A. Horváth, On a possible ring current effect in the density of the neutral upper atmosphere. *Adv. Space Res.* 9, (12)205-(12)208, 1989.
4. I. Almár, E. Illés-Almár, A. Horváth, Z. Kolláth, D.V. Bisikalo, T.V. Kasimenko, Improvement of the MSIS 86 and DTM thermospheric models by investigating the geomagnetic effect. *Adv. Space Res.* 12, (6)313-(6)316, 1992.
5. E. Illés-Almár, I. Almár, P. Bencze, A. Horváth, N. Jakowski, A. Jungstand, Similar behaviour of the thermosphere and the ionosphere in the recovery phase of geomagnetic disturbances. *Adv. Space Res.* 12, (6)175-(6)178, 1992.
6. P. Bencze, I. Almár, E. Illés-Almár, Ring current heating of the low latitude thermosphere connected with geomagnetic disturbances. *Adv. Space Res.* 13, (1)303-(1)306, 1993.
7. F. Barlier, J. Bouttes, M. Delattre, A. Olivero, P. Contensou, Experimentation on vol sur satellite d'un accelerometre de tres haute sensibilité. *Compt. Rend. Acad. Sc. Paris*, 281 B, 145, 1975.
8. P. Bencze, privat communication.

RING CURRENT HEATING OF THE LOW LATITUDE THERMOSPHERE CONNECTED WITH GEOMAGNETIC DISTURBANCES

P. Bencze,* I. Almár** and E. Illés-Almár**

* *Geodetic and Geophysical Research Institute, Hungarian Academy of
Sciences, H-9401 Sopron, P.O.B. 5, Hungary*

** *Astronomical Institute, Hungarian Academy of Sciences, H-1525 Budapest,
P.O.B. 67, Hungary*

ABSTRACT

The excess thermospheric density at low latitudes during the recovery phase of geomagnetic disturbances found in earlier studies has been related to the ring current belt. This would mean that the geomagnetic effect is due not only to an auroral but also to an equatorial source. The low latitude excess density could be separated into a storm time dependent and a local time dependent component. Thus, the morphology of this effect is similar to that of the geomagnetic disturbance field. The heating can be attributed mainly to the precipitation of energetic neutral particles produced by charge exchange, as well as to the dumping of energetic charged particles due to wave-particle interaction. The local time dependent component could be connected also with the asymmetry of the composition of the ring current and with the irregular shape of the plasmasphere.

INTRODUCTION

In previous studies it has been found that at least at low latitudes the geomagnetic effect in the neutral density of the thermosphere can be represented by a storm time (reckoned from the commencement of the disturbance) dependent and a local time dependent component [1,2]. These features of the geomagnetic effect are similar to the characteristics of the horizontal component of the geomagnetic disturbance field, which shows also a storm time dependent and a local time dependent component [3]. Besides, similar variations have also been revealed in the electron density of the F region of the ionosphere [4]. Thus, considering these conditions it is reasonable to take into account the results obtained in the interpretation of geomagnetic and ionospheric variations for the explanation of the geomagnetic effect.

STORM TIME DEPENDENT COMPONENT

The storm time dependent component of the geomagnetic effect at low latitudes manifests itself in the close correlation between the difference of the density measured by the CACTUS accelerometer [5] minus the model value uncorrected for the geomagnetic effect $\Delta \rho$ and the Dst index characterizing the intensity of the ring current. This correlation is especially remarkable in the recovery phase of geomagnetic disturbances decreasing much slower with storm time than Ap [1]. Thus, the storm time dependent variation of the total density can be related to the ring current. As it is known the decay of the ring current is due mainly to charge exchange between ring current ions (H^+ , He^+ , O^+) and neutral atoms of the geocorona [6]. In this process energetic neutral atoms are formed, which uncontrolled by the geomagnetic field a part of them precipitates into the upper atmosphere and deposits its energy in collisions producing there heating [7].

That some type of heating should play a role here is also indicated by the results of modelling. The conservation of mass, namely, demands that at lower latitudes a sinking of air must correspond to the upwelling of air (rich in molecular constituents) caused by auroral heating at high latitudes [8]. The sinking air (being rich in atomic constituents) would accomplish a composition change contrasted with satellite measurements [9]. Thus, thermal expansion could compensate the effect of sinking air and create an unchanged composition.

Wave particle interaction can also contribute to the loss of ring current ions, electrons [10]. During this process pitch angle diffusion and fall-out of ions and electrons from the ring current belt is caused by plasma waves. Nevertheless, because of the position of the loss cone as compared to the dense atmosphere determined by the geometry of the

geomagnetic field, the effect of the particle precipitation due to wave-particle interaction can substantially be effective at latitudes greater than 20° [11]. Thus, at low latitudes ($<20^{\circ}$) first of all the charge exchange process, at mid-latitudes ($>20^{\circ}$) wave-particle interaction can provide for particle precipitation.

LOCAL TIME DEPENDENT COMPONENT

In addition to the close correlation between the neutral density ($\Delta\phi$) and Dst the similar behaviour of the local time dependent component of the geomagnetic effect to that of the disturbance daily variation of the geomagnetic field could also support the ring current origin of the geomagnetic effect at low latitudes. The local time dependent component of the geomagnetic effect has been revealed in the residuals obtained by subtracting from the measured density data the model values corrected for the geomagnetic effect by means of the Dst index and the residuals ordered according to local time [2]. The investigation of geomagnetic disturbances has shown that the local time variation of the geomagnetic disturbance field called the disturbance daily variation could be attributed partly to the asymmetry of the ring current, partly to auroral sources [12]. At low latitudes ($<30^{\circ}$), which are considered in this paper, the effect of the auroral sources is less pronounced. Note that the Dst-indices represent mean values of the depression in the geomagnetic field due to the ring current observed at equatorial stations [13]. Thus, in the diurnal variation of the Dst index the effect of the asymmetry is eliminated but not in the residuals of the density. The reality of the local time dependent component of the geomagnetic effect, or the disturbance daily variation of $\Delta\phi$ as it is called here, is demonstrated by the increase of its amplitude with rising geomagnetic activity [2].

Relating the source of the local time dependent component of the geomagnetic effect to the disturbance daily variation of the geomagnetic field, the former could be explained by the asymmetry of the ring current. As it has been shown, the disturbance daily variation of the geomagnetic field has some characteristics, by means of which the assumed origin of the local time dependent component of the geomagnetic effect can be checked [12].

One feature of the disturbance daily variation of the geomagnetic field (horizontal component) is the change of the time of its maximum (during a geomagnetic storm) with storm time. According to the investigations of Sugiura and Chapman [14], at low latitudes the maximum of the disturbance daily variation of the geomagnetic horizontal component occurring during the first 6-hour interval in the midday hours is shifted in course of the following 6 hour interval to the morning hours (Fig.1). As the geomagnetic activity decreases with increasing storm time, in the study of this phenomenon the storm time change of the phase can be replaced by the dependence of the phase on the geomagnetic activity. For this reason the residuals mentioned above were separated on the basis of the geomagnetic activity into two groups characterized by $Kp < 2$ and $Kp > 4$, respectively. Considering the above correspondence, the second group ($Kp > 4$) would be connected with the earlier, the first group ($Kp < 2$) with the later storm time period. The relation between the disturbance daily variation of $\Delta\phi$ and of the geomagnetic disturbance field can be demonstrated by the phase change of the diurnal component because of the shape of the local time variation of the latter. Thus, from the results of a Fourier analysis only the diurnal component is used. A tendency of the phase change with storm time similar to that of the geomagnetic disturbance field has also been found in this case as it is demonstrated in Fig. 1. It can be seen that the maximum of the disturbance daily variation of $\Delta\phi$ in the group corresponding to the higher activity ($Kp > 4$) around 15 h is shifted to earlier hours 12 h in the low activity group ($Kp < 2$).

The disturbance daily variation of the geomagnetic horizontal component shows also a latitudinal variation its maximum being shifted from the morning hours at low latitudes to the afternoon hours at mid-latitudes (Fig.2) [14]. It should be noted that the same phenomenon can be observed in case of the disturbance daily variation of the F-region electron density (f_oF_2) [4]. As the total density data refer to the geographical latitude belt of $+30^{\circ}$, endeavouring for reliability, the residuals were separated into only two groups. Into the first group those data were included which belong to magnetic latitudes less than $+20^{\circ}$, while in the other group the data referring to magnetic latitudes greater than $+30^{\circ}$ are considered. Taking into account again only the diurnal component in the spectrum, the maximum of the disturbance daily variation of $\Delta\phi$ occurring at 13 h in the magnetic latitude belt $<+20^{\circ}$ is shifted to the later forenoon hours (11 h) at magnetic latitudes $>+30^{\circ}$ (Fig.2). Note that in this case the phase is strongly influenced by the development of the other peaks in the local time variation (Fig.3).

Thus, it can be stated that at low latitudes not only the storm time variation, but also the characteristics of the disturbance daily variation of $\Delta\phi$ hint at a relation between the geomagnetic effect in the neutral density and the asymmetric ring current.

DISCUSSION AND CONCLUSIONS

The ring current is asymmetric from the point of view of both its intensity and its composition. The asymmetry revealed in the intensity of the ring current is mainly due to the partial ring current on the night side formed by field aligned currents entering into the ionosphere at dusk in the auroral zone and leaving it at dawn (region 2 currents) [15]. The asymmetry of the composition of the ring current consists of a larger concentration of O^+ ions on the day side as compared to the nightside during the recovery phase [16]. Charge exchange and also wave-particle interaction can be considered as loss processes the latter being dependent on the interaction between the hot ring current plasma and the cold plasma of the plasmasphere [10]. As it is known, the plasmasphere has an irregular shape having a larger extension on the dayside than on the nightside (noon-midnight asymmetry) and a bulge in the afternoon sector [17, 18].

Taking into account the duration of the different phases of a geomagnetic storm, the largest contribution to the geomagnetic effect at low latitudes can be attributed to the recovery phase. Thus, those ring current ions can be responsible for the geomagnetic effect, which have the greatest life time against charge exchange. The ions having this property are low energy O^+ and high energy H^+ ions [19]. Since the energy loss by collisions of low energy oxygen atoms produced by charge exchange to the ambient atmosphere is more effective than that of the high energy H atoms, the disturbance daily variation of Δg with its maximum around noon could be explained by heating due to energetic oxygen atoms being the O^+ ions the dominant ions on the dayside and in the recovery phase (Fig.3). The post midnight (02 h) maximum occurring in it can be connected with the injection zone (or with the polar thermospheric disturbance zone?) while the evening maximum (at 19 h) can be due to the effect of enhanced wave-particle interaction, related to the position of the bulge of the plasmasphere.

As regards the change of the disturbance daily variation with storm time it can be attributed on the basis of the above mentioned to the storm time variation of the asymmetry of the ring current, to that of both its intensity and composition.

Considering that charge exchange and wave-particle interaction are latitude dependent processes, the latitudinal variation of the disturbance daily variation can be related to the latitudinal variation of the loss processes the charge exchange at mid-latitudes becoming insignificant as compared to the wave-particle interaction. As this would mean also a change of the local time variation of the particle precipitation with latitude, modulating the heating and the local time conductivity variations in the ionosphere it could produce the observed disturbance daily variation of Δg , the geomagnetic field and the F region electron density. The latter idea seems also be supported by the latitudinal structure of the storm effects in density indicating the same character as that of the latitudinal structure of the particle precipitation (Fig.4) [20, 21, 22, 23].

REFERENCES

1. E. Illés-Almár, I. Almár, P. Bencze and A. Horváth, Adv. Space Res. 9, (12) 205 (1989).
2. E. Illés-Almár, I. Almár, P. Bencze, A. Horváth and Z. Kolláth, Nabl. ISZ, in press (1989).
3. S. Chapman and J. Bartels, Geomagnetism, University Press, Oxford, 1951.
4. S. Matsushita, J. Geophys. Res. 64, 305 (1959).
5. C. Berger and F. Barlier, J. Atmos. Terr. Phys. 43, 121 (1981).
6. A. J. Dessler, W. B. Hanson and E. N. Parker, J. Geophys. Res. 66, 3631 (1961).
7. M. R. Torr and D. G. Torr, Geophys. Res. Letters, 6, 700 (1979).
8. H. Rishbeth, R. Gordon, D. Ress and T. J. Fuller-Rowell, Planet. Space Sci. 33, 1283 (1985).
9. G. W. Prölss, Rev. Geophys. Space Phys. 18, 183 (1980).
10. J. M. Cornwall, F. V. Coroniti and R. M. Thorne, J. Geophys. Res. 75, 4699 (1970).
11. G. W. Prölss, K. Najita and P. C. Yuen, J. Atmos. Terr. Phys. 35, 1889 (1973).
12. S. I. Akasofu and S. Chapman, Solar-Terrestrial Physics, University Press, Oxford, 1972.
13. P. N. Mayaud, Derivation, Meaning and Use of Geomagnetic Indices, Geophys. Monogr. 22, American Geophysical Union, Washington, 1980.
14. M. Sugiura and S. Chapman, Abh. Akad. Wiss. Göttingen, Sonderheft 4 (1960).
15. D. P. Stern, Space Sci. Rev. 34, 317 (1983).
16. R. Lundin, B. Hultquist, N. Pissarenko and A. Zacharov, in: Energetic Ion Composition in the Earth's Magnetosphere, Terrapub, Tokyo 1983, p. 307.
17. P. M. E. Decreau, C. Beghin and M. Parrot, J. Geophys. Res. 87, 695 (1982).
18. K. I. Gringauz, Space Sci. Rev. 34, 245 (1983).
19. P. H. Smith, N. K. Bewtra and R. A. Hoffman, J. Geophys. Res. 86, 3470 (1981).
20. G. W. Prölss and U. von Zahn, J. Geophys. Res. 79, 2535 (1974).
21. H. Trinks, K. H. Fricke, U. Laux, G. W. Prölss and U. von Zahn, J. Geophys. Res. 80, 4571 (1975).

- 22. G.W.Prölss, J. Geophys. Res. 87. 5260 (1982).
- 23. D.G.Torr. Rev. Geophys. Space Phys. 21, 245 (1983).

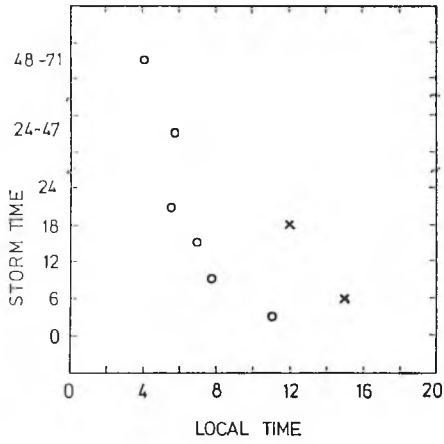


Fig.1. Storm time variations in the phase of the disturbance daily variations of the geomagnetic horizontal component (circles) (after [14]) and that of $\Delta\phi$ (crosses).

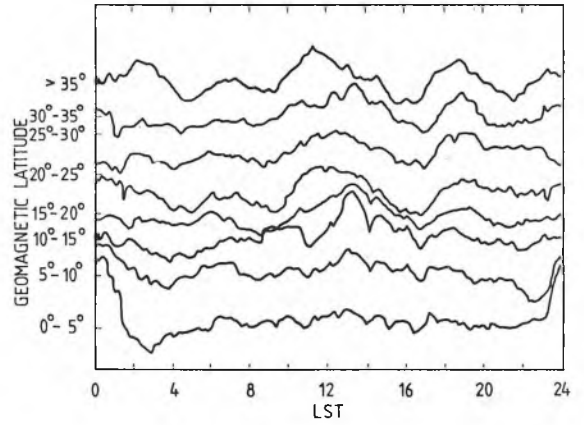


Fig. 3. Disturbance daily variation of $\Delta\phi$ as function of geomagnetic latitude.

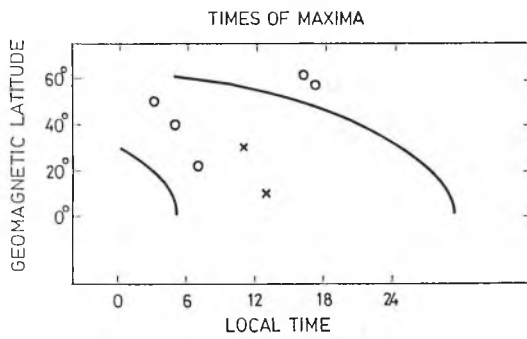


Fig.2. Latitudinal variations in the phase of the disturbance daily variations of the geomagnetic horizontal component (circles) (after [14]) $\Delta\phi$ (crosses) and foF2 (full line) (after 4).

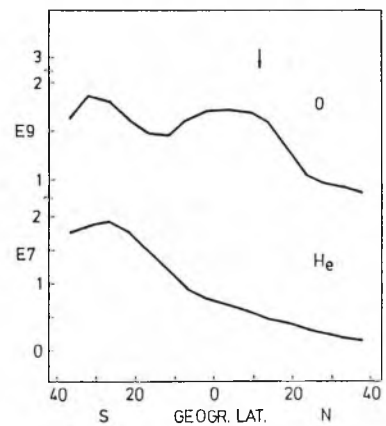
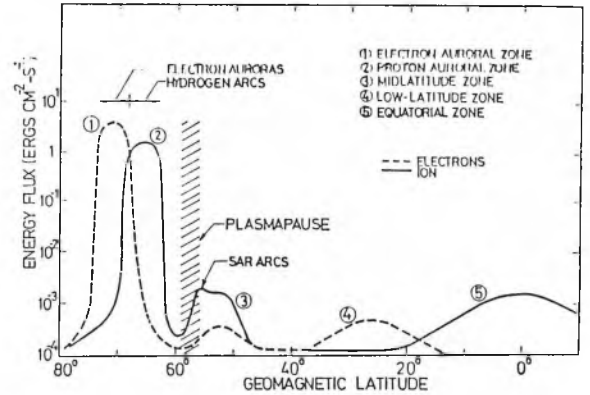


Fig.4. Nighttime zones of precipitating electrons and ions (after [23]), as well as storm effects in the density of O and He (after [22]).

INTERNATIONAL UNION OF GEODESY AND GEOPHYSICS
International Association of Geomagnetism and Aeronomy

[25]

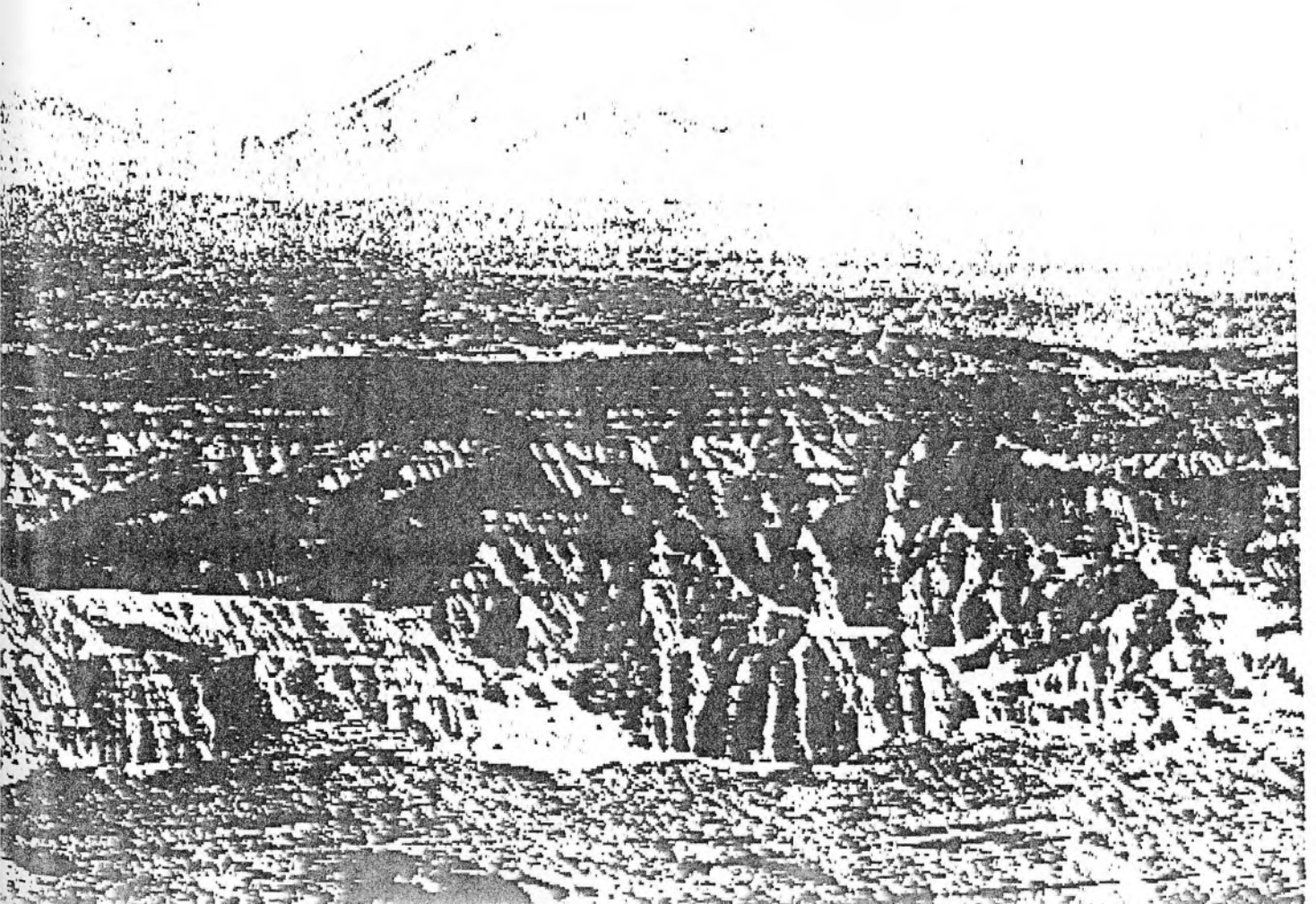
7th SCIENTIFIC ASSEMBLY

BUENOS AIRES
ARGENTINA
8-20 AUGUST, 1993

IAGA Bulletin N° 55

Edited by the Local Organizing Committee

**PART C: ABSTRACTS
DIVISIONS III, IV AND V, IDCs**



TUESDAY, 10 AUGUST

- 14:55 02.07.32 NATURE OF E-REGION ANOMALY IONIZATION IN THE POLAR CUSP FOR IMF $B_z > 0$
M. I. Pudovkin and I. P. Gabis
3.15+5.5 MODELING FOR GEOMAGNETIC DISTURBANCE FORECASTING
Convenors: *J. A. Joselyn, Y. Kamide*

Room E: start scheduled for 8:30

- 8:30: 03.15.01 INTERACTION OF SOLAR WIND AND MAGNETOSPHERE: GLOBAL COUPLING FUNCTIONS
V. M. Vasyliunas (invited)
- 8:00 03.15.02 MID-LATITUDE ASYMMETRIC DISTURBANCES AND PARTIAL RING CURRENT
T. Iyemori, S. Takahashi and M. Takeda (invited)
- 8:30: 03.15.03 STORMS, LOGNORMAL DISTRIBUTIONS, AND Dst RING-CURRENT
W. H. Campbell
- 8:45: 03.15.04 SIGNATURES OF MAGNETOTAIL ENERGY CAPACITY VARIATIONS DURING STORM TIME ENERGY RELEASE
A. Prigancová and Y. I. Feldstein
- 10:00: 03.15.05 SEPARATION OF THE GEOMAGNETIC EFFECT OF AURORAL AND RING CURRENT ORIGIN ON THE BASIS OF THEIR DIURNAL COURSE II.
E. Illés-Almár
- 10:15 COFFEE BREAK
- 10:30: 03.15.06 HOW SUBSTORMS HELP THE MAGNETOSPHERE TO COPE WITH ENHANCED SOLAR WIND ENERGY INPUT
Gordon Rostoker (invited)
- 11:00 03.15.07 ELECTROJET AND BIRKELAND CURRENTS, AURORAL ZONE DETECT
L. J. Zanetti, B. J. Anderson, T. A. Folemra and J. D. Winningham
- 11:15: 03.15.08 AURORAL CURRENTS OF THE NOVEMBER 8-9, 1981 STORM
B. J. Anderson, L. J. Zanetti, P. F. Bythrow, and J. D. Winningham
- 11:30: 03.15.09 THE USE OF NONLINEAR FILTERS IN PREDICTING AURORAL GEOMAGNETIC ACTIVITY
D. Vassiliadis, A. J. Klimas, D. A. Roberts, D. N. Baker
- 11:45: 03.15.10 NEURAL NETWORKS AND NON-LINEAR PREDICTION OF GEOMAGNETIC ACTIVITY
A. W. P. Thomson
- 12:00: LUNCH
- 13:30: 03.15.11 ENERGY RELEASE IN THE MAGNETOTAIL DURING SUBSTORMS
James A. Slavin (invited)
- 14:30: 03.15.12 THE RESPONSE OF THE UPPER ATMOSPHERE TO GEOMAGNETIC STORMS
T. J. Fuller-Rowell (invited)

I A G A Buenos Aires, 1993

Session number: 3.15 + 5.5

SEPARATION OF THE ATMOSPHERIC GEOMAGNETIC EFFECT
OF AURORAL AND RING CURRENT ORIGIN
ON THE BASIS OF THEIR DIURNAL COURSE II.

E. Illés-Almár

Konkoly Observatory, H-1525 Budapest Box 67, Hungary

SCOPE OF THE INVESTIGATION

The literature considers the geomagnetic effect of the equatorial neutral atmosphere a consequence of the auroral heating [1] only, in spite of the fact that some results indicate stronger response than it is expected. Our earlier results [2,3,4,5,6] demonstrated that there is an additional energy source for the equatorial thermosphere: namely the ring current. Based on the position of the humps in the LST (local solar time) function of the residuals — representing the different places of enhanced energy input — the storm time behaviour was analysed in [5] and now an attempt is made to investigate the ring current source by comparing the quiet time and the storm time behaviour.

MEASUREMENTS

Thermospheric density data (ρ) were derived from the
CACTUS microaccelerometer measurements [7]

Time interval: 1975-1977 (low solar activity)

Height interval: 400-600 km

Geomagnetic latitude: $0^\circ - 40^\circ$

Model used: MSIS'86 = CIRA'86 upper atmospheric model

METHOD

MSIS'86 residuals

$$f = (\rho^{\text{CAC}} - \rho^{\text{MSIS'86}}) / \rho^{\text{MSIS'86}}$$

values have been analysed as a function of LST, scatter around zero would correspond to a perfect model.

Quiet time data: On the basis of the Dst curve 29 time intervals of ~ 100 days total length were selected where the Dst curve remained constant in the vicinity of the maximum value at least for several days. The data were grouped according to geomagnetic latitude and height intervals.

Storm time data: On the basis of the Dst curve those 21 quick geomagnetic disturbances were selected where the descending branch of the Dst curve (daily mean of hourly Dst values) was steep enough to reach the Dst minimum in less than two days.

The method of superposed epochs has been applied with Dst-minimum (hourly values of Dst) as key-time. Consecutive 24 hours intervals before and after key time were separated and the data were grouped according to geomagnetic latitude as well.

Running mean curves (two hours, 0,2 hours step) as well as instantaneous values have been plotted.

N is the number of instantaneous measurements used in the construction of a given curve.

RESULTS

The residuals of MSIS'86 model have been analysed on an independent observational material.

From Fig. 1 it is obvious that the MSIS'86 model generally overestimates the density in quiet times except in two LST intervals, namely at midnight at low geomagnetic latitudes and about $LST=2^h$ at higher than 25° geomagnetic latitude.

Fig. 2 proves that at quiet days the excess densities appear in every height interval.

As demonstrated in Fig. 3, the density excess is not an uniform function of LST, but several real, more or less separate humps are distinguishable:

the 0-2 LST hours double hump in quiet periods as well as the midnight (1), the early morning (2), the morning (3), the midday (4) and the evening (5) hump at storm time [5]. The pre-storm conditions are restored after 5-6 days.

As one can see in Fig. 4 and 5 the diurnal dependence of the variance of f-values is conspicuous:

three different kinds of behaviour can be distinguished — not mentioning the errors in the modelled effects.

1./ The most conspicuous features are the spikes in f-values, their intensity is almost the same during the storm and in quiet times. Furthermore, it looks like as they tend to appear more frequently in certain LST-s. The log f diagram indicates, however, that spikes of about the same intensity are present downward as well, showing that higher and lower density peaks occur with respect to the mean value. Such phenomenon can exist for example if density waves of large (several hundred percent) amplitude happen sporadically. The clarification of their characteristics requires further investigations.

2./ The uniform broadening of the curves at certain LST-phases exceeding the scatter of the measurements is

also conspicuous. The phenomenon is well visible on days No. -2., 4., 5. and 6., where the lower and upper cover curves run almost parallelly.

This broadening could be caused by waves which exist continuously and everywhere. They contribute to the scatter of the residuals, an excess of 10-15 %, to make the more accurate modelling of the density almost impossible. The amplitude of this uniform wave activity is considerably smaller than that of the sporadic waves in point 1.

3./ On the first 24 hours of the disturbed periods in particular — but on several further days as well — a conspicuous increase of the variance in several LST intervals is visible. The humps marked by numbers in Fig. 3 on the running mean curves are due to this increase. In contrast to 1./ and 2./ here there is no corresponding excess variance in $\log f$ in negative values downward. Therefore this behaviour is attributed to an extra heating that according to our earlier results is originating from the ring current, and can be quite well modelled by the Dst as parameter [6]. In connection with this type of phenomenon the "beam-like character" of the extra heating was mentioned in [5].

4./ Farther from the stormtime days (days No. -2., 4., 5. and 6.) a noon and perhaps also an afternoon (18^h) hump is appearing, that should be investigated and modelled.

As demonstrated in Fig. 6, at quiet days the sharp midday spike of the variance has similar ranges in the Indian and in the Pacific sectors as well as in the European and in the American sectors respectively. It is higher in the Indian-Pacific than in the European-American sector. The midnight spike — on the contrary — is higher in the European-American sector.

The investigations are continued.

ACKNOWLEDGEMENTS

The author is indebted to F. Barlier for the CACTUS data, to D.V. Bisikalo for the model-calculation, to I. Almár, P. Bencze and M. Ill for useful discussions, to R. Raghavarao for the suggestion of the investigation of the quiet time behaviour, to Mrs. M. Nagy for the computations and to P. Decsy for his able help in the preparation of the paper.

REFERENCES

1. G. W. Prölss, M. Roemer, J. W. Slowey, Dissipation of solar wind energy in the Earth's upper atmosphere: the geomagnetic activity effect. *Adv. Space Res.* 8, (5)215-(5)216, 1988.
2. I. Almár, E. Illés-Almár, A. Horváth, Z. Kolláth, D.V. Bisikalo, T.V. Kasimenko, Improvement of the MSIS 86 and DTM thermospheric models by investigating the geomagnetic effect. *Adv. Space Res.* 12, (6)313-(6)316, 1992.
3. E. Illés-Almár, I. Almár, P. Bencze, A. Horváth, N. Jakowski, A. Jungstand, Similar behaviour of the thermosphere and the ionosphere in the recovery phase of geomagnetic disturbances. *Adv. Space Res.* 12, (6)175-(6)178, 1992.
4. P. Bencze, I. Almár, E. Illés-Almár, Ring current heating of the low latitude thermosphere connected with geomagnetic disturbances. *Adv. Space Res.* 13, (1)303-(1)306, 1993.
5. E. Illés-Almár, Separation of the atmospheric geomagnetic effect of auroral and ring current origin on the basis of their diurnal course I. Paper C.5-M.3.17X presented on the XXIX. Plenary Meeting of COSPAR, Washington, D.C., 1992.
6. I. Almár, E. Illés-Almár, A. Horváth, D.V. Bisikalo, A new geomagnetic term for the COSPAR'86 model at low latitudes. Paper C.7-M.1.09 presented on the XXIX. Plenary Meeting of COSPAR, Washington, D.C., 1992.
7. F. Barlier, J. Bouttes, M. Delattre, A. Olivero, P. Contensou, Experimentation on vol sur satellite d'un accelerometre de tres haute sensibilite. *Compt. Rend. Acad. Sc. Paris*, 281 B, 145, 1975.

Quiet days
400-430 km

— CACTUS measurements
- - MSIS 86 model

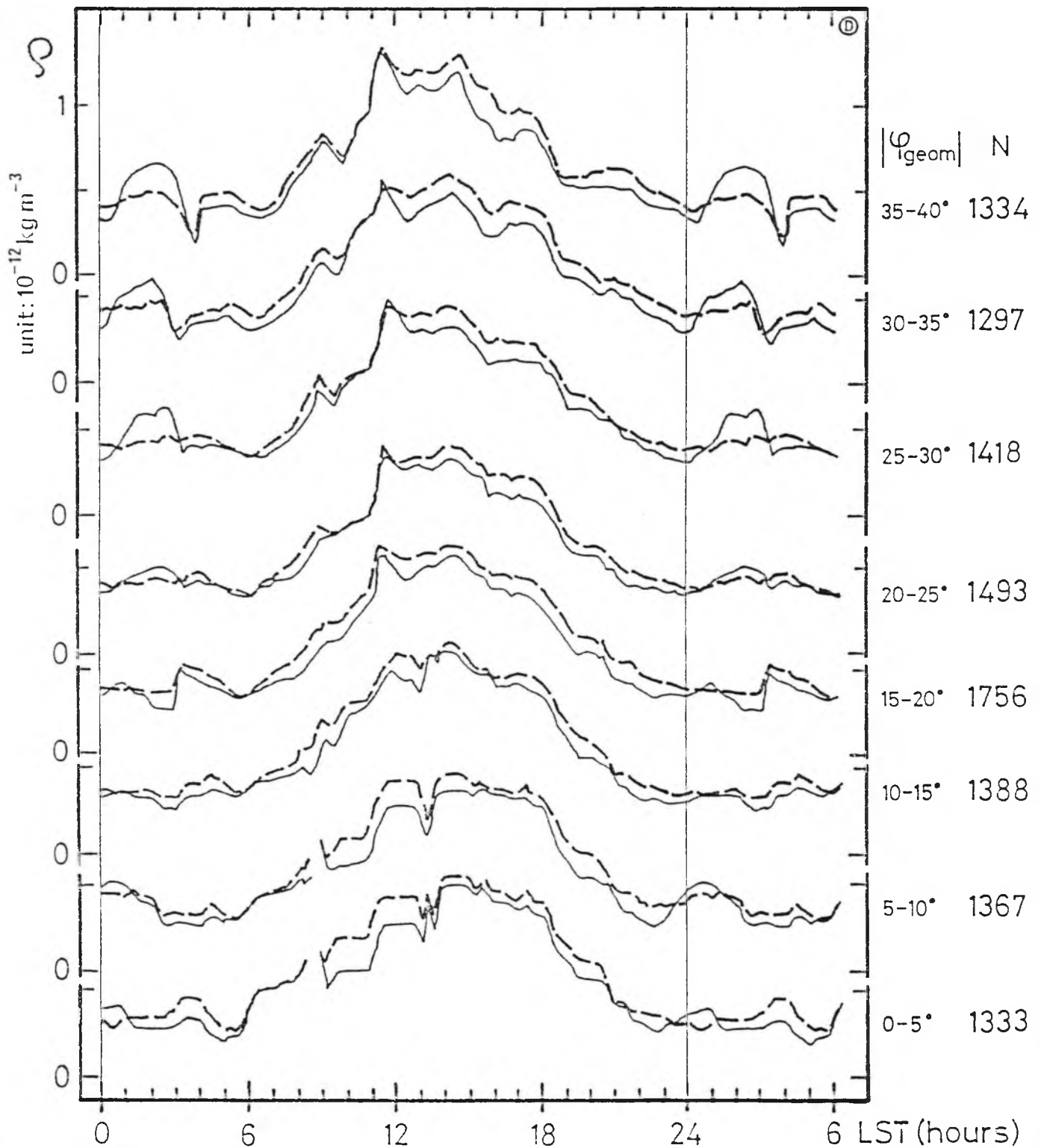


Fig. 1 Running mean density (Q) curves — plotted for quiet times — as a function of local solar time (LST) and of geomagnetic latitude (φ_{geom}).

$$f = \frac{\rho^{\text{CAC}} - \rho^{\text{MSIS'86}}}{\rho^{\text{MSIS'86}}}$$

Quiet days

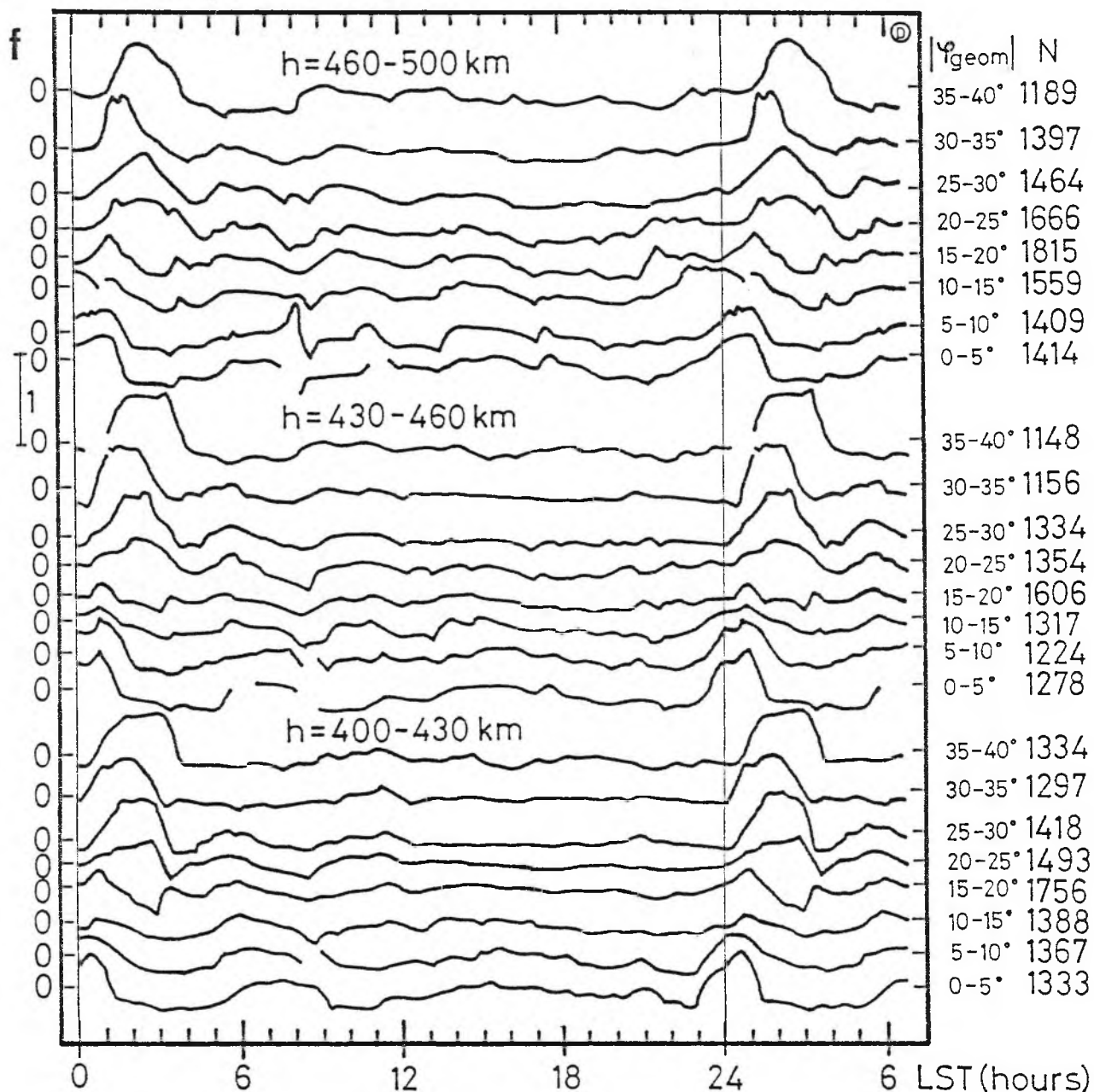


Fig. 2 Running mean curves of density excess (f) as function of LST for different heights and geomagnetic latitude intervals for quiet times.

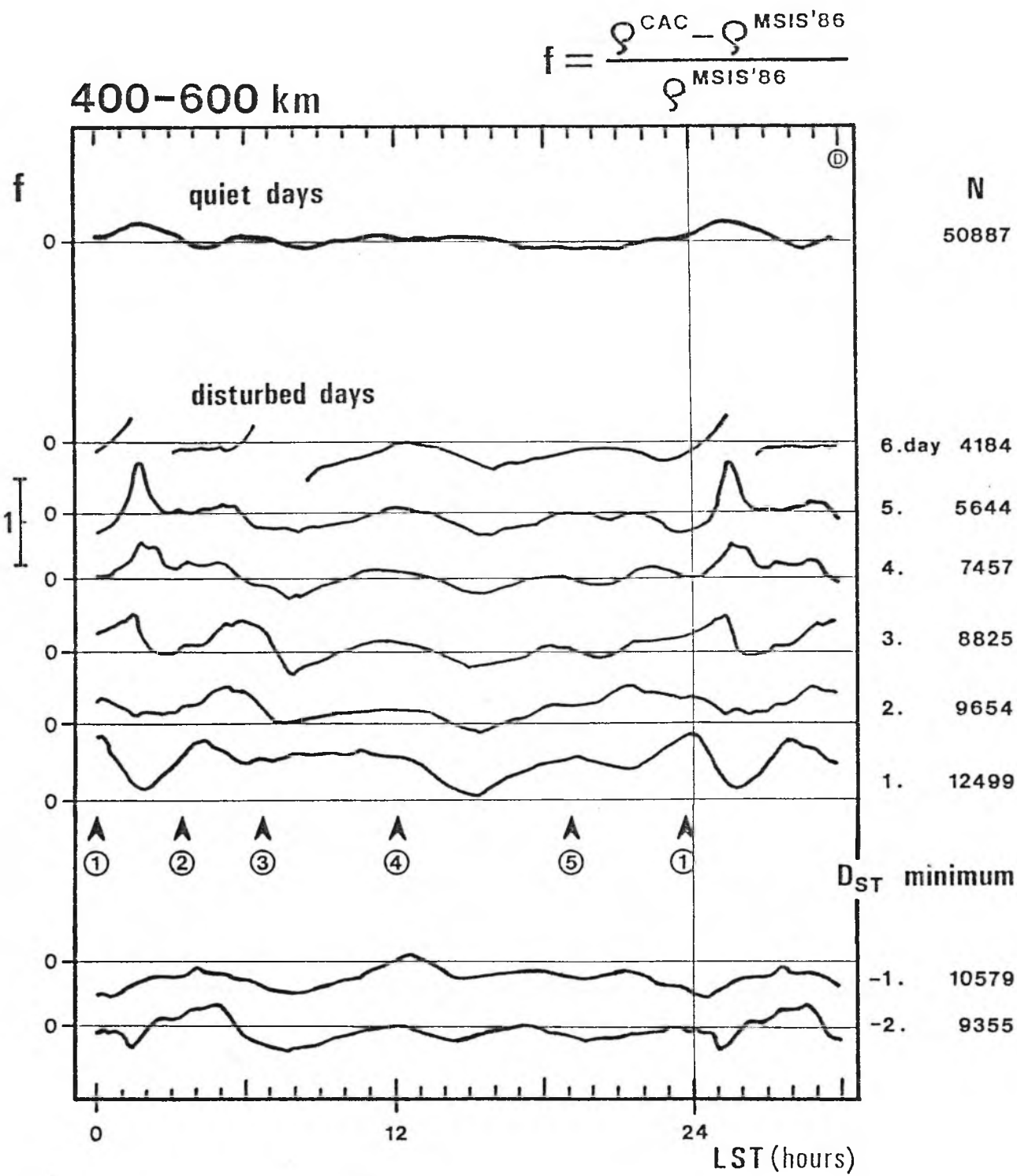


Fig. 3 Running mean curves of density excess, without any grouping, for quiet times (upper curve) and for consecutive 24 hours before and after Dst minima of geomagnetic disturbances.

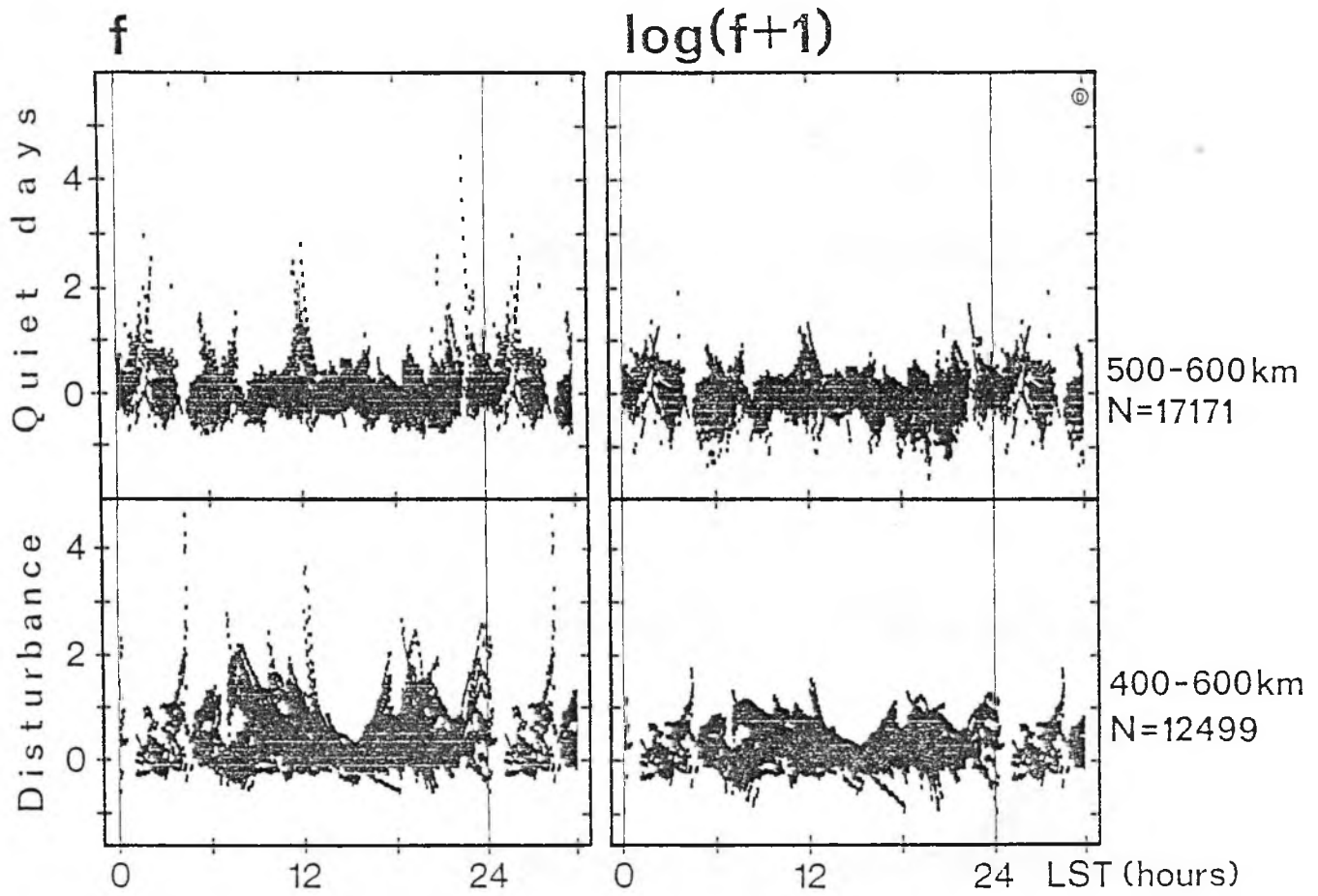


Fig. 4 Instantaneous residual values of two curves in Fig. 3 are plotted, namely the quiet days curve and the first 24 hours curve of the disturbed periods: f values (left panel) and $\log f$ values (right panel).

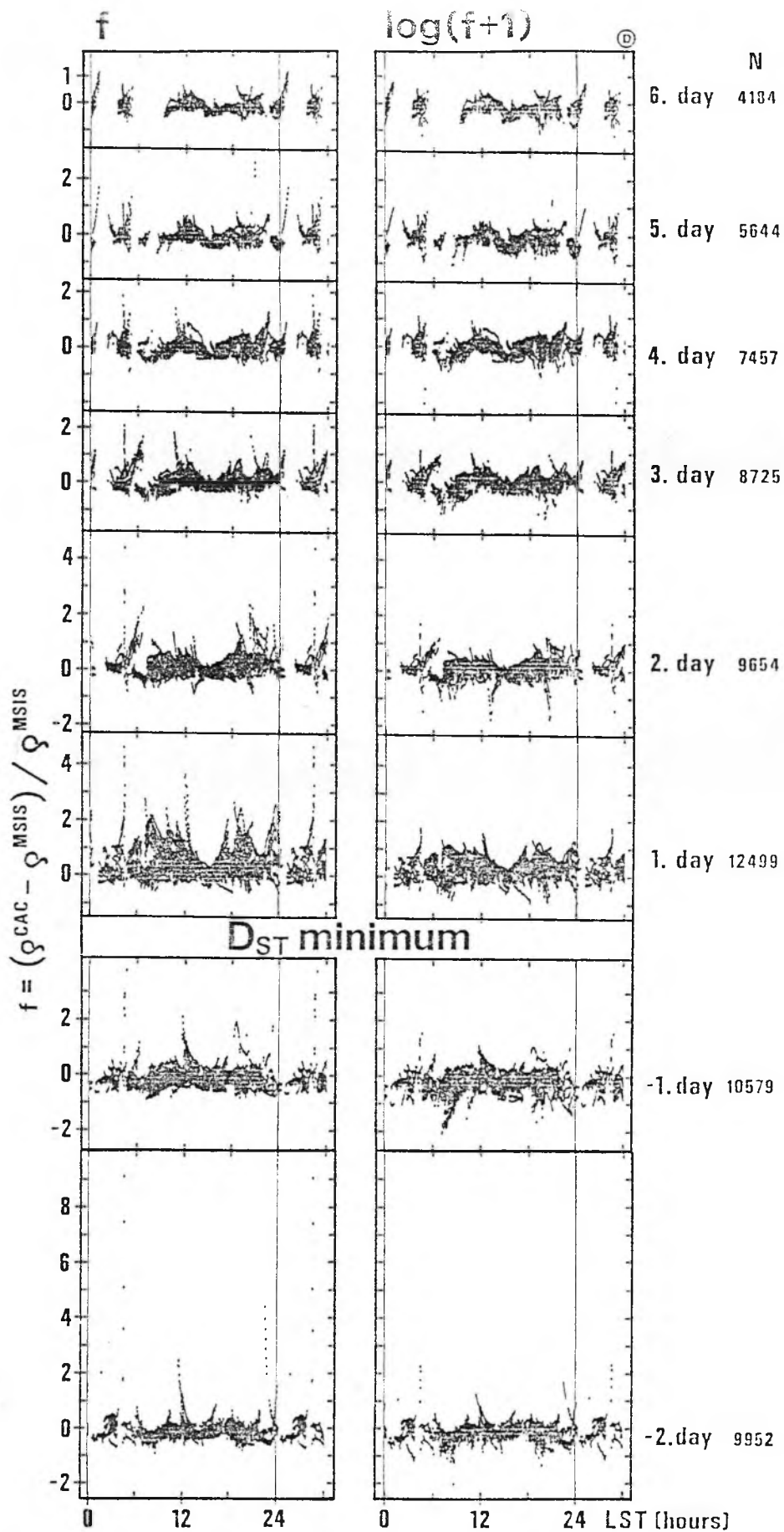


Fig. 5 The same as in Fig. 4 but for eight consecutive 24 hours of disturbed periods.

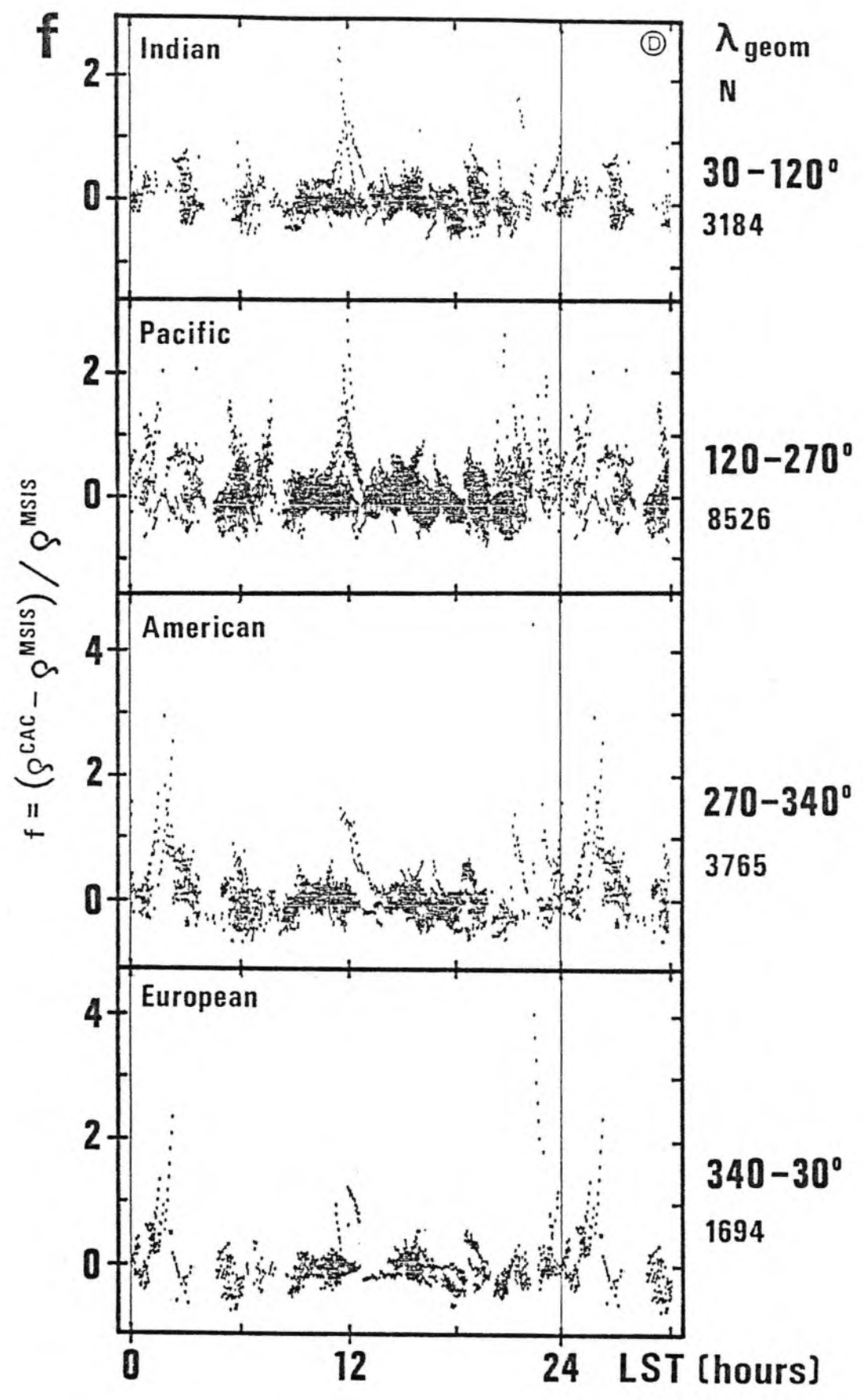


Fig. 6 The same as in Fig. 4 for quiet days but separated according to geomagnetic longitude.

IONOSZFÉRA ÉS MAGNETOSZFÉRA FIZIKA IV.

IV. IONOSZFÉRA ÉS MAGNETOSZFÉRA SZEMINÁRIUM
BAJA, MTA CSILLAGVIZSGÁLÓ INTÉZETE

1975. október 8-10.

Szerkesztette:

DR. ILL MÁRTON

az MTA Csillagvizsgáló Intézete Bajai
Obszervatóriumának vezetője

ILLÉS ERZSÉBET /MTA Csillagvizsg. Int./

A FELSŐLÉGKÖR SÜRÜSÉGÉNEK 27 NAPOS VÁLTOZÁSA 1971
ŐSZÉN 22 MESTERSÉGES HOLD FÉKEZŐDÉSE ALAPJÁN

Bevezetés

Mesterséges holdak pályaváltozásának analizise révén ismertük meg Földünk semleges felsőlégkörének viselkedését. Bár az utóbbi időben egy-egy hold fedélzetén elhelyezett műszerek in situ mérései egyre nagyobb számban állnak rendelkezésre, a pályaanalízis - mint légsűrűségmeghatározó módszer - még mindig nem vesztette el jelentőségét. Párhuzamosan több magasságban és irányban, valamint időben tartósan követni a légsűrűség változásait ugyanis csak egyidőben több, különböző pályán keringő hold segítségével lehetne - ezt pedig anyagi okok miatt az in situ mérések még hosszú ideig nem tudják biztosítani. A "pályaszugorodási" /orbital decay/ módszerhez viszont minden megfigyelhető, a légkörben mozgó objektum felhasználható, legyen az műszeres hold, rakétatest vagy akár egy repeszdarab. Ilyen műholdmegfigyelés a földről folyamatosan végrehajtható akár optikai, akár rádiós technikával.

A pályaszugorodási módszerrel vizsgálható jelenségek köre nyilván függ az időfelbontástól, vagyis attól, hogy a megfigyeléseket egy-egy pályaelemrendszer meghatározásához mekkora időintervallumból gyűjtötték össze. A klasszikus módszer valamennyi pályaelemet egyidejűleg kívánja meghatározni, és ezért egy pályaelemrendszer levezetéséhez általában egy-két hetes, de legjobb esetben is 3-4 napos észlelési anyag szükséges. Ilyen módszerrel készülnek például az előrejelző központok által adott pályaelemek /SAO [1], SLOUGH [2], NORAD [3], COSMOS [4]/, melyek alapján 1-2 napos karakterisztikus idejű változások nyilván nem vizsgálhatók speciális módszerek nélkül, de ugyanezek a pályaelemrendszerek értékes információkat rejtenek magukban például a 27 napos ciklusra vonatkozó-

an. Minthogy a légellenállás hatására legnagyobb mértékben a pálya félnagy tengelye, vagyis a keringés periódusa változik, légsűrűség meghatározás céljára elég a P keringési periódus változását nyomonkövetni. Ehhez speciális, csak a P-t meghatározó programokat /pl. PERLO program [5]/ használhatunk, melyekkel az időfelbontás növelhető, és finomabb változások elemzésére nyílik lehetőség.

Megfigyelési anyag

Jelen dolgozat célja a naptevékenységtől függő 27 napos ciklikusság vizsgálata 1971 őszén 22 hold anomalisztikus keringési periódusának megfigyelt változása / P / alapján. A 22 hold közül 3-ra /Poljot 1, Explorer 19, Explorer 39/ rendelkezésre állt az Asztroszovjet AFU kameráival készített mintegy 1000 fotografikus felvétel, továbbá 30 európai és ázsiai megfigyelő állomás, mintegy 4000 vizuális megfigyelése [6], de felhasználtuk a különböző számítóközpontok által közölt pályaelemeket is: [1], [2], [3] és [4]. Ezen anyag időfelbontása átlag 2 nap. A többi 19 holdra a NORAD hálózat megfigyeléseiből meghatározott és a GSFC által közölt periódusértékeket használtuk fel [3], melyek időfelbontása 5-6-szor gyengébb. A felhasznált holdak adatait a táblázat tartalmazza.

COSPAR szám	Név	Alak	Tömeg kg	Méret m	h_{ref} km	i fok
63053A	Explorer 19	gömb	7	3.65	1060	78
68066A	Explorer 39	gömb	9.3	3.66	750	80
65082A	Transtage 6	henger	1500	6 3	580	32
69025B	OV1 - 18	henger	125	1.40 0.69	440	99
67073A	OGO 4	doboz	552	1.73 0.84 0.84	410	86
67072A	OV1 - 86	?	118	1.40 0.69	395	101
68006B	Cosmos 200 r	henger	1500 ?	6 2	? 385	74
70016B	Capsule	octogon	60 ?	0.3 0.9	? 370	88
63043A	Poljot 1		600	2 1	362	59
70017A	DIAL/WIKA	octogon	63	1.01 0.63	330	5
70017B	DIAL r MIKA	henger	120	2.60 0.80	325	5
71018B	China 2 r	henger	?		? 300	70
71044A	Cosmos 421	ellipsz.	400 ?	1.8 1.2	? 295	71
71002A	Cosmos 391	ellipsz.	400 ?	1.8 1.2	? 280	71
70073A	Cosmos 362	ellipsz.	400 ?	1.8 1.2	? 260	71
70097A	Cosmos 378	ellipsz.?	400 ?	1.8 1.5	? 255	74
70097B	Cosmos 378 r	henger	1500 ?	6 2	? 255	74
63031B	Syncom 2	henger	24	1.5 0.46	250	33
69018C	LEM 3	doboz	tele4450 üres2300	2.52 3.76 3.13	248	29
66110B	ATS 1	henger	700	6 1.5	220	31
65108A	Transtage 7	henger	2000?	10 3	? 200	26
70099A	Cosmos 379	?	?		? 180	51

A feldolgozás módszere

A P mért fékeződésértékekből egy adott időpontra a S mért sűrűségértékeket King-Hele ismert képleteivel számoltuk ki [7], melyek szerint $z^* > 3$ esetén $H^*/2$ -vel a perigeum felett a sűrűség

$$S_A = - \frac{0.590 \dot{P}}{5\sqrt{a} H^{\#}} \left\{ F /e/ + 0.266 \frac{\xi}{\sqrt{e}} \sin^2 i \cos 2\omega \right\}$$

ahol: $0.02 < e < 0.2$ esetén az

$$F/e/ = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2e}{\mathfrak{J}}} \left\{ 1 - 2e + \frac{5e^2}{2} - 3e^3 - \frac{H}{8ae} /1 - 10e + \frac{7H}{16ae}/ \right\}$$

és $e > 0.2$ esetén az

$$F/e/ = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2e}{\mathfrak{J}}} \left[\frac{/1-e/^{1/2}}{/1+e/^{3/2}} \left\{ 1 + \frac{H}{8 r_p} \frac{e/1+e/}{e/1+e/} \right\} \right]$$

és $z^{\#} < 3$ esetén $\lambda H^{\#}$ -gal a perigeum felett a sűrűség

$$S_{\lambda} = - \frac{\Phi \dot{P}}{3\mathfrak{J} a \delta} \frac{\exp/c \cos 2\omega/ + o/0.01, e^2, 1/4c^2/}{1 + \frac{2eI_1/z^{\#}/}{I_0/z^{\#}/} + \frac{c I_2/z^{\#}/}{I_0/z^{\#}/} \cos 2\omega}$$

ahol a mérés időpontjában a mesterséges hold adataira /S hatás-keresztmetszet, m tömeg/, a hold pályáját jellemző adatokra /a félnagy tengely, e excentricitás, i inklináció, ω perigeum-hossz/, és a légkör jellemzőire /H skálamagasság, $H^{\#}$ ennek legjobb becslése, ξ a légkör ellipticitása/ van szükség, és ahol $\Phi/z^{\#}/$ empirikus függvény, $I_n/z^{\#}/$ Bessel függvény, r_p a perigeum rádiusza, v_p a hold sebessége perigeumban,

$$z^{\#} = \frac{ae}{H^{\#}}, \quad \delta = F \frac{S}{m} C_D, \quad F = /1 - \frac{r_p w}{v_p} \cos i/2$$

$$C_D = \text{konst}, \quad c = \frac{1}{2} \frac{\xi}{H} r_p \sin^2 i, \quad \text{és } \lambda = \begin{cases} z^{\#} - \frac{1}{2} z^{\#2}, & \text{ha } 0 \leq z^{\#} \leq 1 \\ \frac{1}{2}, & \text{ha } z^{\#} > 1 \end{cases}$$

A naponta beinterpolált periódusértékekből számolt $S_{\text{mért}}$ sűrűségértékekhez meghatároztuk a Jacchia-71 modellből [8] a megfelelő S_{J-71} értékeket, végigkövetve a modellszámolással naponta a hold perigeumhelyzetének vándorlását az egész feldolgozási intervallumban. A számolások elvégzésére elkészítettük a KFKI ICT-1905-ös számítógépére a KING HELE nevű Algol programot.

Ha a Jacchia-71 modell jól írná le a légkör sűrűség-változását, akkor nyilván az

$$f = \frac{S_{\text{mért}}}{S_{J-71}} \approx 1$$

Sok esetben azonban a holdak hatáskeresztmetszetét és tömegét nem ismerjük kellő pontossággal. Ezért jelen vizsgálatnál a mért sűrűségek átlagértékének a modelltől való eltéréséből nem vontunk le semmi következtetést a modellre vonatkozóan, hanem a holdak hatáskeresztmetszetét úgy változtattuk, hogy átlagértékben a mért sűrűség a modellel egyezzen meg. Ezután az ilyen módon korrigált hatáskeresztmetszettel újra számolt $S_{\text{mért}}$ értékekből levontunk egy olyan modell-értéket, amely az

$/S_{10.7} - \overline{S_{10.7}}/$ -től függő korrekció kivételével valamennyi ismert hatást figyelembe vette az exoszferikus hőmérséklet kiszámításánál. $/S_{10.7}$ a Nap rádiósugárzásának intenzitása 10.7 cm-en. / A különbségértékek, mint az idő függvényei tehát ezt az effektust mutatják, amelynek az időbeli periodicitása általában 27 nap. A maradékgörbéken 5 napos csuszóközepelést alkalmaztunk, hogy a különböző időfelbontású görbéket homogenizáljuk.

A 27 napos effektus vizsgálata

Valamennyi holdnál 5 napos csatlakozó időintervallumonként megkerestük a simított maradékgörbék maximumait. Az

1. ábra alsó része a 22 görbén talált összes maximum előfordulási gyakoriságának hisztogramja. Véletlenszerű eloszlás esetén megállapítható, hogy egy-egy intervallumban maximum fellépésének várható értéke 28% körül van /folytonos vízszintes vonal/, kb. 7%-os szórással. A hisztogram valamennyi maximuma tehát 99.9%-os szignifikancia szinten reálisnak tekinthető. Ezek a feltűnő maximumok a 27 napos periodicitást mutatják annak ellenére, hogy az 1. ábra felső részén folytonos vonallal bemutatott - a modellekben a naptevékenység indexeként használt - $S_{10.7}$ görbe 27 napos ciklikussága ebben az időszakban erősen zavart. Szemléltetés céljából a felső görbén szaggatott vonallal $n \cdot 27$ nap eltolással / $n = \pm 1, \pm 2$ / megisméltük az augusztusi pregnáns maximumot; a hisztogram maximumainak időbeli egybeesése az $S_{10.7}$ görbe ezen "hiányzó" maximumaival tehát reális effektusnak tekinthető. Más szavakkal kifejezve: ebben az időszakban a Nap 10.7 cm-es rádiósugárzása nem tekinthető a geoaktív naptevékenység megfelelő indexének.

Hasonló jelenséget egy másik időszakra vonatkozóan már korábban is publikáltunk [9] egyetlen hold 4 hónapos észleléseinek PERLO feldolgozása alapján /lásd 2. ábra, amelyen az elrendezés hasonló az 1. ábrához, csak középen maga az észlelt sűrűséggörbe, alul pedig az észlelt periódusgörbe látható/.

Ezt a jelenséget egyébként a szakirodalom többször említi, de a megbízhatóan feldolgozott esetek száma kicsi. Jacchia megállapítja [10], hogy "néha a korreláció a 2800 MHz-es napfluxus és az EUV intenzitás között gyenge, és ez a defektus tükröződik a megfigyelt, illetve a modellből számított sűrűségek közötti eltérésekben. Példának említhető, hogy 1962 májusában a 2800 MHz-es fluxus oszcillációi több élénk 27 napos ciklus után szinte elhaltak, miközben több prominens EUV vonal intenzitása folyamatosan mutatta azokat a nagy oszcillációkat, amelyek a megelőző 27 napos ciklusokban is jelent-

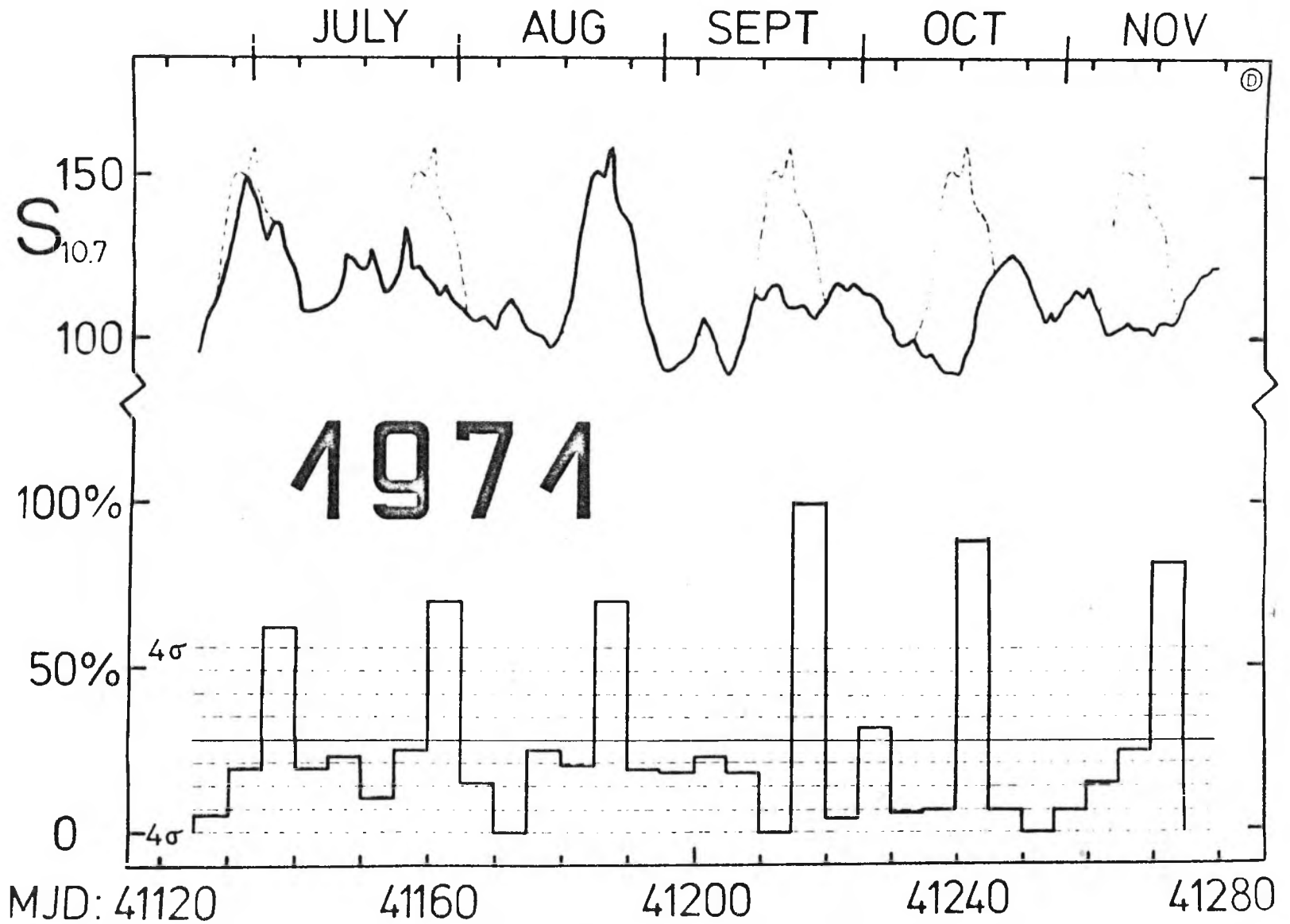
keztek [11]; a légsűrűség az EUV vonalak menetét követte. A tapasztalat azt mutatta, hogy a 2800 MHz-es fluxus ilyen defektusai viszonylag ritkák, és nem terjednek ki több, mint egyetlen 27 napos ciklusra."

Az 1. ábrán bemutatottak alapján úgy tűnik, hogy ebben az esetben legalább két ciklusról bizonyítható az $S_{10.7}$ index alkalmatlansága a felsőlégköri modellekben az észlelt közepes időskálájú sűrűségváltozások leírására.

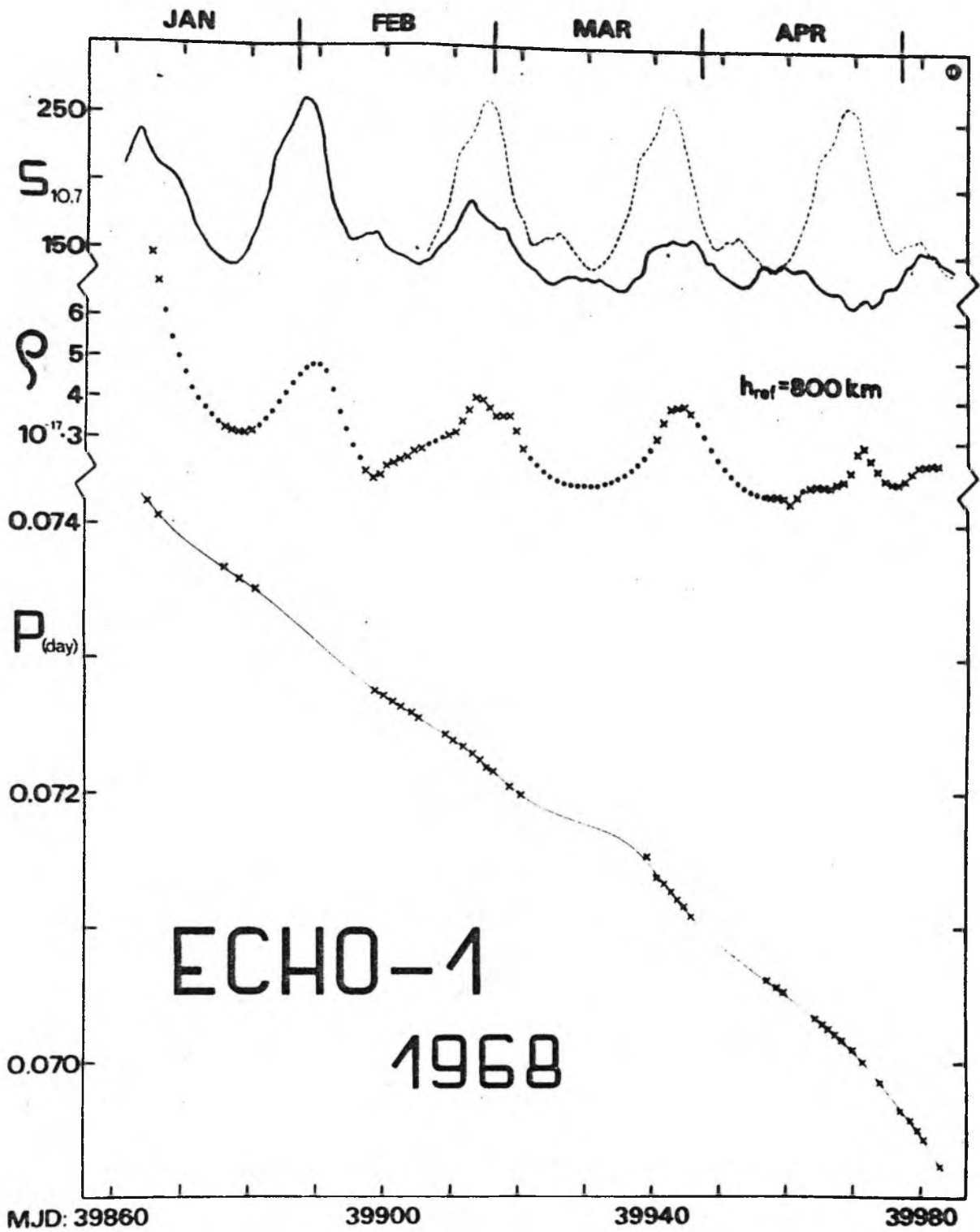
Irodalomjegyzék

- [1] Modified Orbital Elements, Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge, Massachusetts
- [2] Orbital Elements of S.R.C. Radio and Space Research Station Slough
- [3] Current Gear Ratio Elements Derived by NASA GSFC from NORAD Data
- [4] COSMOS központtól kapott pályaelemek /Moszkva/
- [5] A. Horváth, E. Illés-Almár: The "PERLO" Orbital Period Determination Program. Nabl. ISZZ No 9. 277-283. old.
A. Horváth, E. Illés-Almár: Vlijányie Geomagnytnoj Buri 1972-ovo g. na dvizsenyije szputnyikov-ballonov 1963-53A i 1968-66A. Nabl. ISZZ No 14. 417-425. old.
- [6] E. Illés-Almár: Izminyenyie perioda trjoh szputnyikov v 1971. g., opregyeljonnoe iz nabljugyenyij po programme "ATMOSZFERA". Nabl. ISZZ No 14. 427-437. old.
- [7] King-Hele: Theory of Satellite Orbits in an Atmosphere. Butterworths. 1964.
- [8] L.G. Jacchia: Revised Static Models of the Thermosphere and Exosphere with Empirical Temperature Profiles. SAO Spec. Rep. 332. 1971.

- [9] I. Almár, A. Horváth, E. Illés-Almár: Analysis of the Atmospheric Drag of the Echo-1 Satellite Using the PER-LO Orbital Period Determination Program. Dynamics of Satellites 1969. 244-248. old. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York
- [10] L.G. Jacchia: A Search for Lunar Tides in the Thermosphere. JGR Vol. 80. No 10. 1374. old. 1975.
- [11] W.M. Neupert, W.E. Behring and J.C. Lindsay: The Solar Spectrum from 50 A to 400 A. Space Res. IV. 719-724.



1. ábra



2. ábra

Ionoszféra és magnetoszféra fizika VII.

Harkány, 1978.

A SÜRÜSÉGVÁLTOZÁS 27 NAPOS FLUKTUÁCIÓJA ÉS A
GALAKTIKUS KOZMIKUS SUGÁRZÁS INTENZITÁSCSÖKKENÉSEI:

indikációk egy további fűtési mechanizmus
létezésére a felsőlégkörben

Illés Erzsébet

(MTA Csillagvizsgáló Intézete)

ÖSSZEFOGLALÁS

Mesterséges holdak fékeződésében talált két új megfigyelési tényről számolunk be, melyek egyike sem egyeztethető össze az eddig ismertnek vett fűtési mechanizmusokkal: sem az EUV fűtéssel, sem az auróra zónában jelentkező részecske precipitációval.

1. A 27 napos periódusu sűrűségváltozásnak az $S_{10,7}$ maximumaival párhuzamosan fellépő maximumain kívül nagy számú maximum lép még fel a felsőlégkörben. Valószínű energiaforrásként a korotáló áramok jelölhetők meg, indexként a galaktikus kozmikus sugárzás intenzitása javasolható.

2. A napszakos effektus éjszakai minimuma nem sima, hanem közepes szélességeken másodlagos sűrűségi maximum lép fel.

A kutatási anyag előzményei a IV. és V. Ionoszféra-Magnetoszféra Szemináriumokon kerültek bemutatásra ([1], [2]). Most ugyanazzal a módszerrel egy 7 éves időintervallumra és 60 mesterséges holdra kiterjesztett feldolgozás jelen állását és a belőle levonható következtetéseket ismertetem.

A használt módszer röviden a következő. A holdak fékeződési görbéit felhasználva meghatároztuk a mért sűrűséggörbéket (ρ_{obs}), valamint a 27 napos kivételével minden más effektust figyelembe véve a Jacchia-71 modell (J-71) szerint számított sűrűségértékeket (ρ_{J71}^{27}). Feltételezve, hogy a J-71 modell jól írja le az összes felsőlégköri változásokat, az $f^{27} = \rho_{\text{obs}} / \rho_{\text{J71}}^{27}$ maradékgörbéknek kizárólag a 27 napos menetet kellene mutatniuk. A profilok pontos kirajzolásához az időfelbontás általában nem volt elegendő, ezért

megkerestük az f^{27} görbék maximumhelyeit, majd megvizsgáltuk, hogy az egymáshoz csatlakozó 5 napos intervallumokon belül a holdak hány százaléka mutat maximumot.

A megfigyelési anyag az 1966-72 közötti 7 éves intervallumot folyamatosan lefedi. Az azonos intervallumra feldolgozott mester-séges holdak számát az alábbi táblázat tartalmazza.

Párhuzamosan hány hold	Hány napig	A teljes intervallum hány százalékában
23-20	240 nap	10%
19-15	185 nap	7,5%
14-10	1300 nap	53%
9-5	545 nap	22%
4-3	185 nap	7,5%
Összesen:	2455 nap	

Látható, hogy a 7 éves intervallum 70%-ában tiznél több hold állt párhuzamosan rendelkezésre. A csak 3-4 holddal lefedett intervallum csak az [1]-ben publikált és az új feldolgozási intervallum közötti folytonosság biztosítása érdekében került felhasználásra. A feldolgozást [1] és [2]-höz képest azért terjesztettük ki más intervallumokra is, mert ott a naptevékenység leszálló ágában a 10,7 cm-es rádiósugárzás nagyon zavart volt, és alig mutatta a 27 napos periodicitást. Sőt úgy tűnt, hogy párhuzamosan több aktivitási centrum működött a Napon, melyek által okozott légsűrűségi maximumok – a centrumoknak a Napon elfoglalt helyük miatti fáziseltolódások után – olyan közel kerültek egymáshoz, hogy kezdték megközelíteni a mi megfigyelési anyagunk felbontóképességét. Annak érdekében, hogy ellenőrizzük következtetésünket, mely szerint a légkör szabályosabban mutatja a 27 napos periodicitást, mint e változás indexeként használt $S_{10,7}$ (tehát az $S_{10,7}$ nem megfelelő indexe e változásoknak), olyan intervallumot kerestünk, ahol egyetlen aktivitási centrum 27 napos periódusu visszatérése hosszan követhető, eltűnése pedig hirtelen következik be. Ilyen intervallumnak bizonyult az 1966-67-es év (MJD 39100-39700), melynél tizenhét maximum után a tizennyolcadik váratlan kimaradá-

sával ér véget a sorozat. A következő, rövidebb sorozat csak egy hónap késéssel kezdődött.

Az 1. ábrán az $S_{10,7}$ maximumsorozat tizedik tagjától látható ez az érdekes időintervallum. Az ábra alsó részén az intervallumban rendelkezésre álló összes hold f^{27} görbéje látható. A holdak nevét az ábra mindkét oldalán jeleztük. Az ábra tetején az $S_{10,7}$ görbe jelenti a Nap rádiósugárzását, melynek maximumain áthuzott vastagabb függőleges vonalak mutatják azokat a légsűrüségi maximumokat (S típusu maximumok), melyeket a rádiósugárzással jó korrelációt mutató EUV sugárzás növekedése válthat ki a felsőlégkörben. A (18)-al jelzett hiányzó $S_{10,7}$ maximum időpontjában gyakorlatilag minden hold jelez sűrűsénövekedést, ez tehát valóban alátámasztja korábbi következtetéseinket ([1], [2]).

Nézzük meg azonban a vékonyabb függőleges vonalakkal jelzett időpontokban az f^{27} görbéket! Ezekben az időpontokban a holdak többsége fékeződésével légsűrüségi maximumot jelzett, és amennyire ez a nem kielégítő időfelbontású eredeti megfigyelési anyag alapján kimondható, úgy tűnik, hogy nagyságrendileg ezek a maximumok nem kisebbek az $S_{10,7}$ maximumok idején fellépő sűrüségi maximumoknál. Létezésük legalább ugyanolyan jogosan állitható, mint azoké. Ilyen sok maximum léte ebben az intervallumban még csak nem is nagyon tulajdonítható több aktivitási centrum működésének, mint az 1971-72-es intervallumban (MJD 41100-41500 [2]).

A IV. Ionoszféra-Magnetoszféra Szemináriumon elhangzott előadásom után Benkó György hívta fel figyelmemet az interplanetáris térben a Nappal együtt forgó, nagyobb sebességű napszél nyalábok létrejöttére, melyek által hozott mágneses irregularitások a galaktikus kozmikus sugárzás kis és közepes energiájú komponenseinél intenzitáscsökkenéseket idéznek elő; ez a kozmikus sugárzás vizsgálatában jól ismert jelenség. Ő vetette fel, hogy keressünk korrelációt a két jelenség között. Ennek hatására került [2]-ben az ábrákra a galaktikus kozmikus sugárzás intenzitása (C). Azonban az a következtetés, hogy a C minimumokkal nem látszik korreláció, inkább a maximumok esnek egybe, fizikailag nem plauzibilis energiahetáplálást követelt volna, és ezért már ott újabb vizsgálatok szükségességére utaltam. Munkahipotézisem a következő volt: ha a korotáló, gyorsabb napszélnyalábokból a magnetoszféra energiát vesz fel valamilyen módon, akkor ilyen energiaforrás megérkezését

a Föld környezetébe jól jelezheti az, hogy a plazmaáramba befagyott mágneses téren a galaktikus kozmikus sugárzás részecskéi szóródnak, vagyis a földfelszínen mért intenzitásuk csökken. Amennyiben egy, a geomágneses effektussal azonos energiabetáplálásról lenne szó, akkor a C minimumokkal egyidejűleg, vagy nagyon kis késéssel kellene jelentkezni a légsűrűségi maximumoknak. Ha ez az energia hosszabb idő alatt disszipálódik hozzájárulva a semleges felső légkör fűtéséhez, akkor nagyobb időkéésés is előfordulhat.

Ha megnézzük az A_p és C görbéket, akkor láthatjuk, hogy az A_p által jelzett geomágneses viharok idején mindig van éles minimum a C görbén. A C görbén azonban találhatunk több mély minimumot olyan helyen is, ahol az A_p görbén komolyabb fluktuáció nem látszik. Miután a légköri modellek a napszélből megcsapolt energia- és fűtéstöbbletet csak az A_p indexszel veszik figyelembe, nyilvánvaló, hogy nem adhatnak számot olyan sűrűség-növekedésről, amelyeket geomágneses vihart még létre nem hozó napszélnyaláb táplált. Miután a mért sűrűségekből az A_p -vel párhuzamosan fellépő légsűrűség-növekedéseket a J-71 modell szerint már kiredukáltuk, az A_p görbe csucsait követő C csökkenések utáni légsűrűségi növekedések nem látszanak az f^{27} görbéken, legfeljebb csak annyiban, amennyiben a J-71 modell nem jól írja le a geomágneses effektust. Maximumot látunk, ha a modell alulbecsüli, minimumot, ha tulbecsüli az aktuális változást.

Olyan helyek a perdöntők tehát, ahol a C görbe minimumával sem nagyobb A_p maximum, sem $S_{10,7}$ maximum nem esik egybe. Az 1. ábrán csak két ilyen hely van, az MJD 39560-nál a (16)-os $S_{10,7}$ maximum utáni vékony vonal, és az MJD 39590-nél a (17)-es utáni vékony vonal. Ezen esetekben "mellékmaximuma" sincs az $S_{10,7}$ görbének, amely a sűrűség-növekedést magyarázhatná. Meg kell jegyezni, hogy a 6404A, a 6353A és a 6476A holdak f^{27} görbéjét a [3]-ban publikált, és Jacchia által fotografikus észlelésekből levezetett fékeződésekből kaptuk. Az a tény, hogy a [3]-ban megadott epochák, amelyekre a fékeződések vonatkoznak, ekvidisztans és kerek számok, arra enged következtetni, hogy un. "smoothed" adatokkal, és nem az eredeti észlelésekkel van dolgunk. Ezzel kapcsolatban a 2. ábrán bemutatjuk azt az általunk ismert egyetlen esetet (58a hold, [4], [5]), amikor Jacchia az eredeti fékeződéseket ("unsmoothed") is

publikálta egy holdra. A keresztek az eredeti anyagot, a körök a [4]-ben publikált "smoothed" értékeket mutatják. Az ilyen módon "kisimitott" görbéről eltűnhet néhány effektus hatása, ha azt a kutató lényegtelennek vagy indokolatlannak tartva véletlen hibának minősíti. Csak utalunk rá, hogy az A_p maximum idején elfogadott fluktuációhoz hasonló nagyságu fluktuációt 10 nappal korábban hibának minősítve kiegyenlítették. Az 1. ábra Jacchiától átvett 3 holdja esetén nem ismeretesek az "unsmoothed" értékek. Hasonló problémák és a nem tökéletes időfelbontás okozta nehézségek miatt az időintervallumot tovább szélesítettük.

Az immár folyamatos (1966-72) megfigyelési anyagban ismét csak a maximumok helyét vizsgáltuk, és akárcsak korábban ([1], [2]), statisztikusan megállapítottuk, hogy a holdak hány százaléka mutat maximumot 5 napon belül. A 3., 4., 5., 6. és 7. ábrák 1966-tól 72-ig folyamatosan mutatják az 5 napon belül légsűrüségi maximumot mutató holdak gyakorisági hisztogramját (középső lépcsős függvény). Tekintve, hogy a párhuzamosan rendelkezésre álló holdak száma változott, a szórás helyett a várható értéken kívül a 95% szignifikancia szint felső határát jelöltük be; a minimumok feltűnő hiányát a rossz felbontóképesség rovására írjuk, és nem vonunk le belőle semmilyen következtetést.

A 3., 4., 5., 6. és 7. ábrákon felül az $S_{10,7}$ a Nap rádiósugárzásának görbéje, felette a folytonos nyilak a maximumokat jelzik. Vizszintesen vonallal összekötöttük azokat a nyilakat, melyek szerintünk egy aktivitási centrum tevékenysége következtében léphetnek fel. A szaggatott nyilak a sorozat hiányzó maximumainak helyét mutatják, mint az 1. ábrán a (18) (" $S_{10,7}$ defektus"). Pontozott sáv mutat a légsűrűség növekedést jelző hisztogrammaximumtól ahhoz az $S_{10,7}$ maximumhoz, amellyel kapcsolatba hoztuk. Minden $S_{10,7}$ maximumot követ egy-egy ilyen légsűrüségi maximum – vagy a maximumot tartalmazó, vagy a következő 5 napos sávban. Ez a jól ismert, a modellekbe már beépített 27 napos effektus, melyet az 5 napos felbontóképesség miatt jelen esetben jobban nem lehet reprodukálni. Az intervallum 27 helyén lép fel $S_{10,7}$ defektus. Ezek közül 22 esetben 95% szignifikancia szinten fellép légsűrüségi maximum, tehát [1] és [2] fő következtetését ez a 7 éves anyag is igazolta: a légkör szabályosabb 27 napos periodicitást mutat, mint a változás indexeként használt $S_{10,7}$.

Az $S_{10,7}$ görbén a teljes intervallumban 74 maximum található. Ezzel szemben a gyakorisági hisztogrammon 158 maximum léte állítható 95% szignifikancia szinten. A 22 $S_{10,7}$ defektus (S^- típusu maximum) után is 62 "felesleges" maximum marad, amelyek létéről a modell nem tud számot adni. Tul sok ez ahhoz, hogy ismételtelen csak arra a következtetésre jussunk, hogy az $S_{10,7}$ nem megfelelő indexe az EUV-nek. Inkább azt kell gondolnunk ezen nagy statisztikai anyag alapján, hogy a modellekkel nem magyarázható sok maximum egy újabb fűtési mechanizmus létre utal.

Nézzük meg a korotáló áramok Föld-közelbe jutását jelző csökkenéseket a galaktikus kozmikus sugárzás intenzitásában. A 3., 4., 5., 6. és 7. ábrákon C_{DR} a Deep Riverben szuperneutronmonitorral mért beütésszámot mutatja az 1-5 GeV energián. Vajon minden C_{DR} csökkenéshez hozzárendelhető-e egy rákövetkező gyakorisági maximum (kössük össze szürke sávval a könnyebb áttekinthetőség kedvéért)? Ugy tűnik, hogy gyakorlatilag mindig található légsűrűségi maximum a C_{DR} minimum után, de 1 vagy 2 oszloppal később, tehát 5-10 nap múlva. (C típusu maximum; 121 eset). Közülük egy-egy már $S_{10,7}$ -hez volt rendelve, tehát S típusunak is minősült (48 eset), vagy S^- típusunak (11 eset). A megmaradó 62 C típusu maximum azonban $S_{10,7}$ változással semmiképpen nem magyarázható!

Hogy valóban 5-10 napos késést várhatunk, azt legjobban az 1966-67-es időintervallum mutatja, ahol a galaktikus kozmikus sugárzás intenzitása nem szabályosan 27 naponta csökkent, és a maximumok inkább lapos platók voltak. Ebből az anyagból a 71-72-essel ellentétben fel lehetett ismerni, hogy nem lehet szó a maximumokkal való összeesésről, hanem a C minimumait követik a légköri sűrűségrövedések nagyságrendileg 5-10 napos késéssel. Ennél pontosabb időkésés megállapítását a hisztogram felbontóképessége nem enged meg. Pontosabb választ a jó időfelbontású f görbék analizéséről várunk. Azonban ez a nagy késési idő kizárja a geomágneses effektus fűtésével azonos, a napszélből a sarkokon közvetlenül beáramló részecskék precipitációjának magyarázatát. Inkább a magnetoszféra által a napszélből felvett, és néhány napig valamilyen módon tárolt energia disszipációjánál kell a magyarázatot keresni.

A 8. ábra a hisztogram összes, 95%-nál nagyobb szignifikancia szinten állítható maximumát mutatja Bartels-diagramban. Az ábra bal oldalán ritka vonalkázással az S típusu maximumokat je-

löltük. Látható, hogy az üres téglalappal jelzett "felesleges" maximumok legalább olyan jó 27 napos periodicitást mutatnak, mint az S típusu maximumok. Az ábra jobb oldalán sűrűn bevonalkáztuk azokat a maximumokat, amelyeket a C_{DR} minimumokkal hoztunk kapcsolatba. Az üresen maradó 11 maximumot sem $S_{10,7}$ maximum, sem C_{DR} minimum nem előzte meg, ezek voltak azon S típusu maximumok, melyek perdöntők az $S_{10,7}$ defektusok idején is létező légköri sűrűségmaximumok bizonyításánál.

Két tényre szeretnénk még felhívni a figyelmet:

1. A 27 napos nyilsorozat illesztésénél próbálkoztunk más periódusokkal is, sőt változó periódussal a naptevékenység 11 éves ciklusa folyamán, ahogy a napfoltok visszatérési periódusa változik. Azonban ezek a kísérletek sem a C görbe, sem a hisztogram esetében nem adtak jobb eredményt; a sorozatok rövidebbek lettek, zavaróbbak és szisztematikusabbak az "elcsuszások". A legjobb eredményt a 27 nappal értük el.

2. A maximumsorozatok elég hosszúak, néha 10-11 tagból állnak. Ez a két jelenség jobban emlékeztet a koronalyukak tulajdonságaira, mint a napfoltokéra, és nem cáfolja azt a képet, hogy a légsűrűségi maximumokat tápláló energia a koronalyukakból származó korotáló napszélnyalábokból csapolódik.

Hol juthat be az az energia a semleges felsőlégkörig? Az egyes légsűrűségi maximumok realitásának ellenőrzése kapcsán találtuk a másik megfigyelési ténytet, mellyel körvonalazni lehet a feleletet a feltett kérdésre.

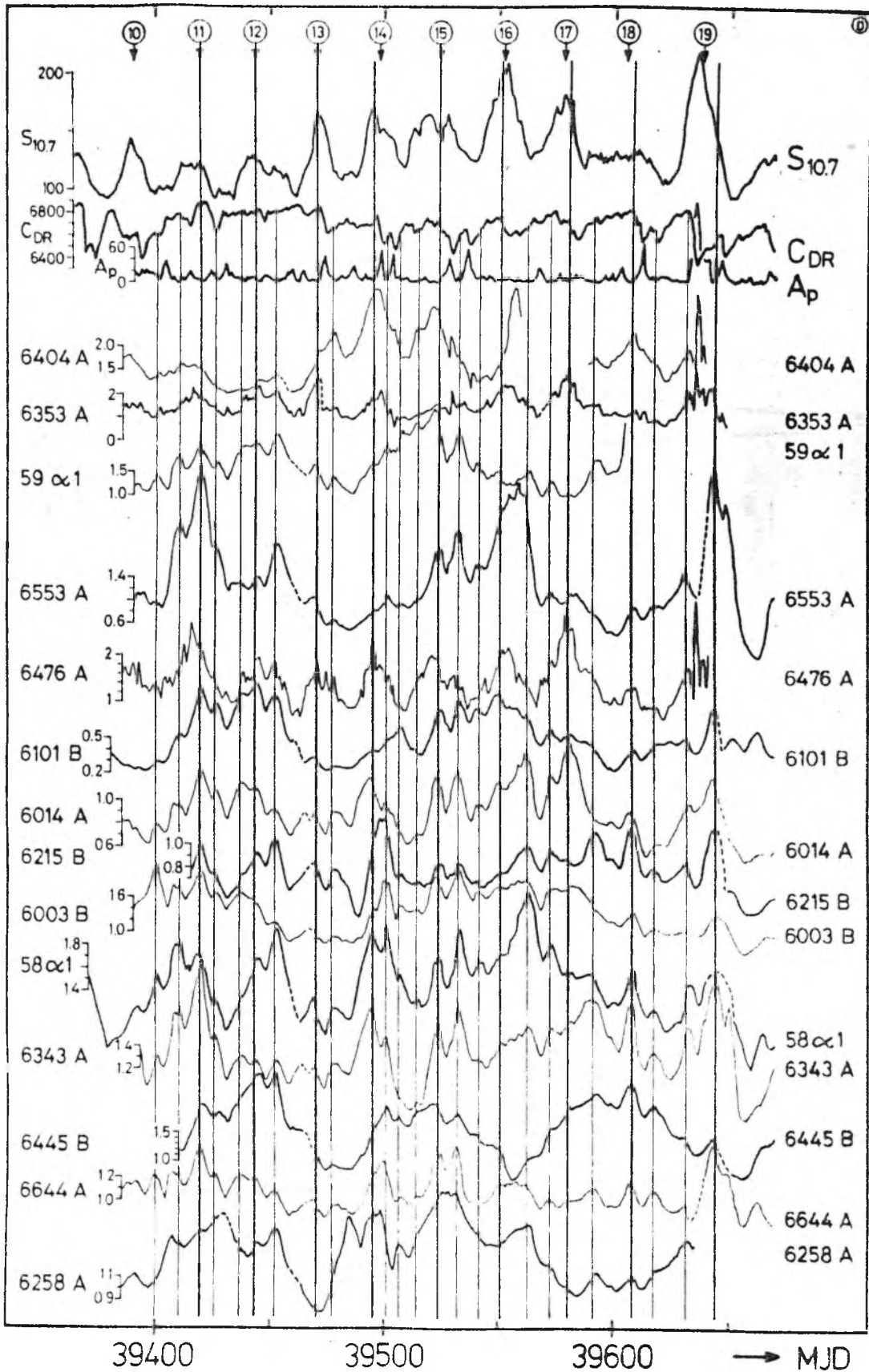
A 9. ábrán bemutatjuk a 6553A holdat, amelynél a jelenséget felismertük. További 4 holdnál is megtaláltuk később, melyek perigeuma szintén 500 km körül volt, de az effektus egyre kisebb lett a perigeum-magasság csökkenésével. 200 km-en már nem volt felismerhető a jelenség. A többi hold ilyen irányu vizsgálata még folyik. A 9. ábra alsó részén az $f = \rho_{obs} / \rho_{J71}$ mint az idő függvénye látható. Felette a perigeumnak a bulge irányától mért ψ_B geocentrikus szöge, a ϕ földrajzi szélessége, illetve az LST helyi Nap-ideje látható. Az f görbét az f^{27} -el ellentétben a teljes J-71 modellértékkel való osztás után kaptuk, tehát 1 körül szóró pontsört kellene látnunk. Meglepőek ezért a 100%-os amplitudót is elérő maximumok, melyek a legnagyobb ψ_B -k idején lépnek fel, tehát akkor, amikor a hold perigeuma a bulge-vel ellentétes éj-

szakai oldalon vándorol.[6]-ban Ill Márton publikált hasonló eredményt a H skálamagassággal kapcsolatban a francia mikroakcelero-méteres mérések alapján. A $H = \frac{kT}{mg}$ miatt az egyidejű növekedés a sűrűségben és a skálamagasságban kizárja annak lehetőségét, hogy a H növekedés az átlagos molekulaszűrőcsökkenése miatt álljon elő, illetve, hogy a sűrűség növekedését árapály jelenség okozza. Marad tehát az a következtetés, hogy az éjszakai oldalon, nem is a poláris zónákban, hanem az antibulge környékén hőmérsékletnövekedésnek kell lenni. Ez pedig EUV fűtéssel nem magyarázható. Lehetséges, hogy ez az a hely, ahol a magnetoszférában tárolt energia részecskeprecipitációval lejut, és végül is a semleges légkör fűtéséhez járul hozzá. Vagy lehetséges, hogy nemcsak az éjszakai oldalon, hanem körben a közepes szélességeken működik ez a fűtési mechanizmus, csak a modellek a nappali oldalon az EUV fűtésbe "beleolvasztották"? Az f értékek nem érzékenyek arra, hogy mivel magyaráztuk a sűrűsége-növekedést, csak arra, ha a modellből hiányzik. További vizsgálatok szükségesek még a kérdések eldöntésére.

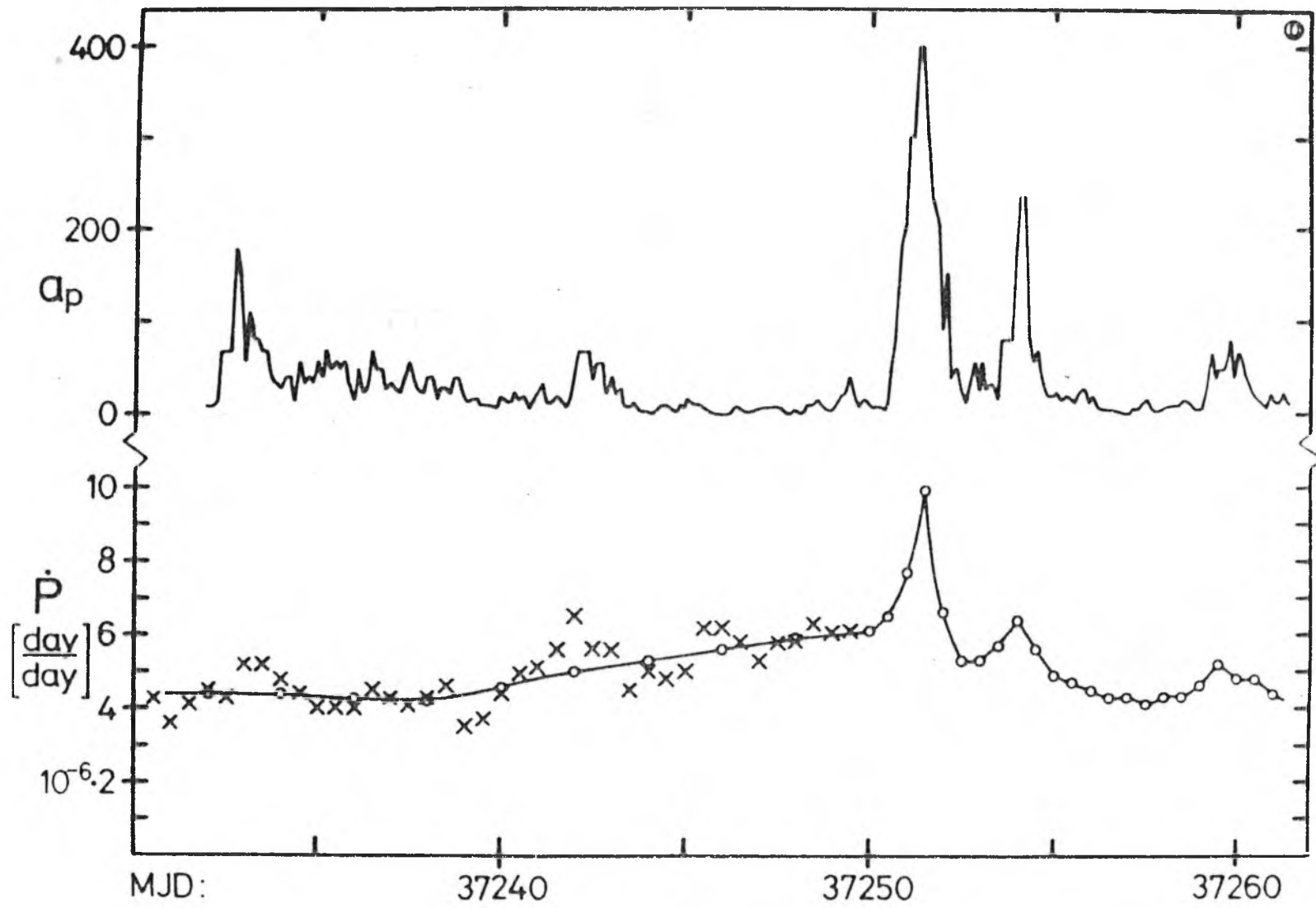
A számomra nagyon értékes diszkusszióért köszönettel tartozom Bencze Pálnak, Benkó Györgynek, Paál Györgynek és Szemerédy Pálnak, a feldolgozásban való részvételért pedig Decsy Pálnak, Nagy Máriának és Szabó Andreának.

IRODALOM

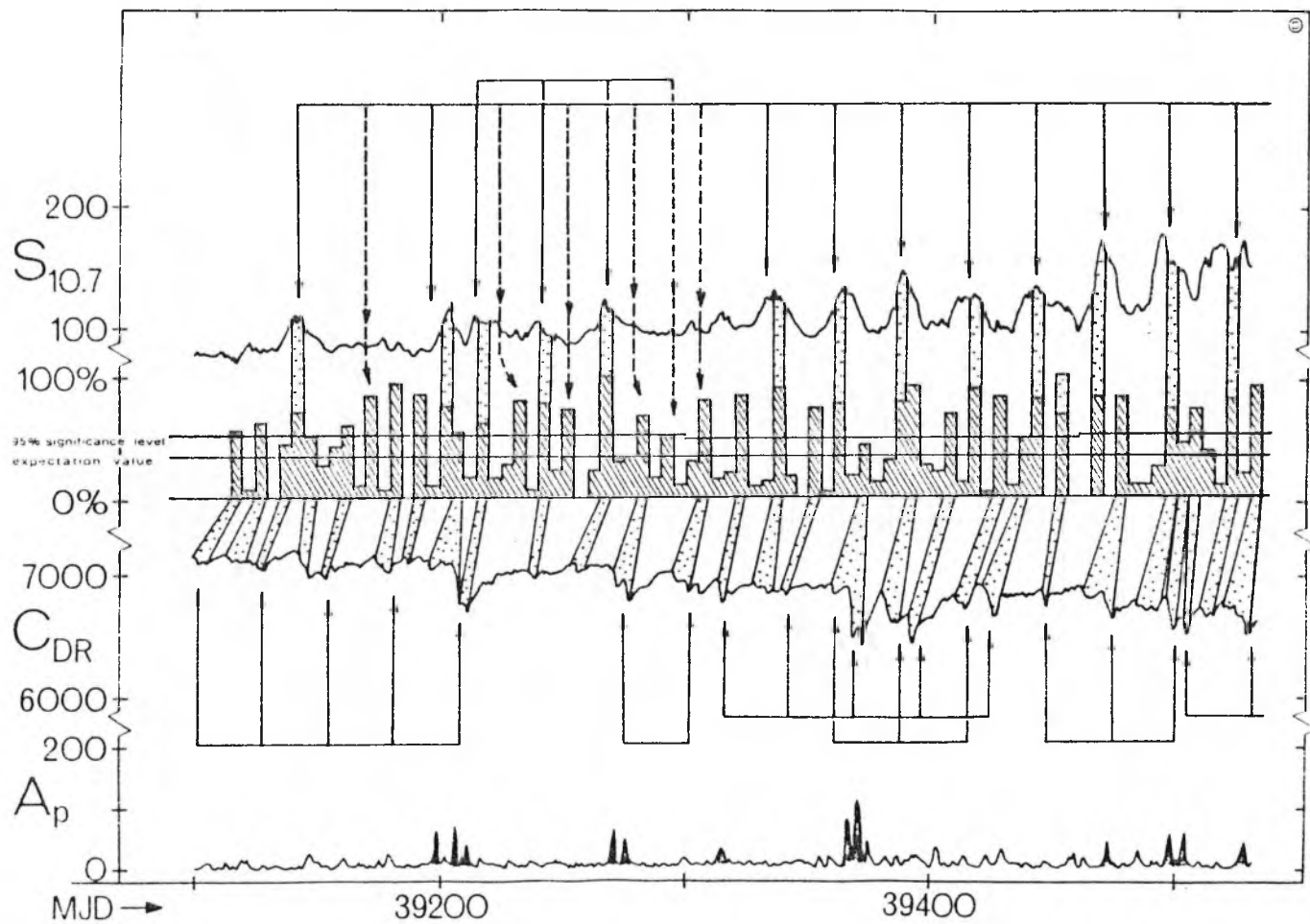
- [1] ILLÉS E.: Ionoszféra és Magnetoszféra Fizika IV. MTESz KASz Közlemények, 1977, 31. o.
- [2] ILLÉS E.: Ionoszféra és Magnetoszféra Fizika V. MTESz KASz Közlemények, megjelenés alatt.
- [3] L.G. JACCHIA, J.W. SLOWEY: SAO Spec. Rep. 368, Cambridge, Massachusetts, 1975
- [4] L.G. JACCHIA, J. SLOWEY: SAO Spec. Rep. 171, Cambridge, Massachusetts 02138, 1965.
- [5] L.G. JACCHIA, J. SLOWEY: SAO Spec. Rep. 100, Cambridge 38, Massachusetts, 1962.
- [6] M. ILL: Előadás IK 6 szekc. szimp. 1978. szept. Olsztyn Lengyel., nyomtatás alatt.
- [7] S.-I. AKASOFU: Space Sci. Rev. 17, p. 489, 1975.
- [8] L.F. BURLAGA: Space Sci. Rev. 17, p. 327, 1978.
- [9] A. GERANIOS: Planet. Space Sci. 26, p. 571, 1978.
- [10] R.M. THORNE: COSPAR előadás TA. 8. 13, Innsbruck, 1978.



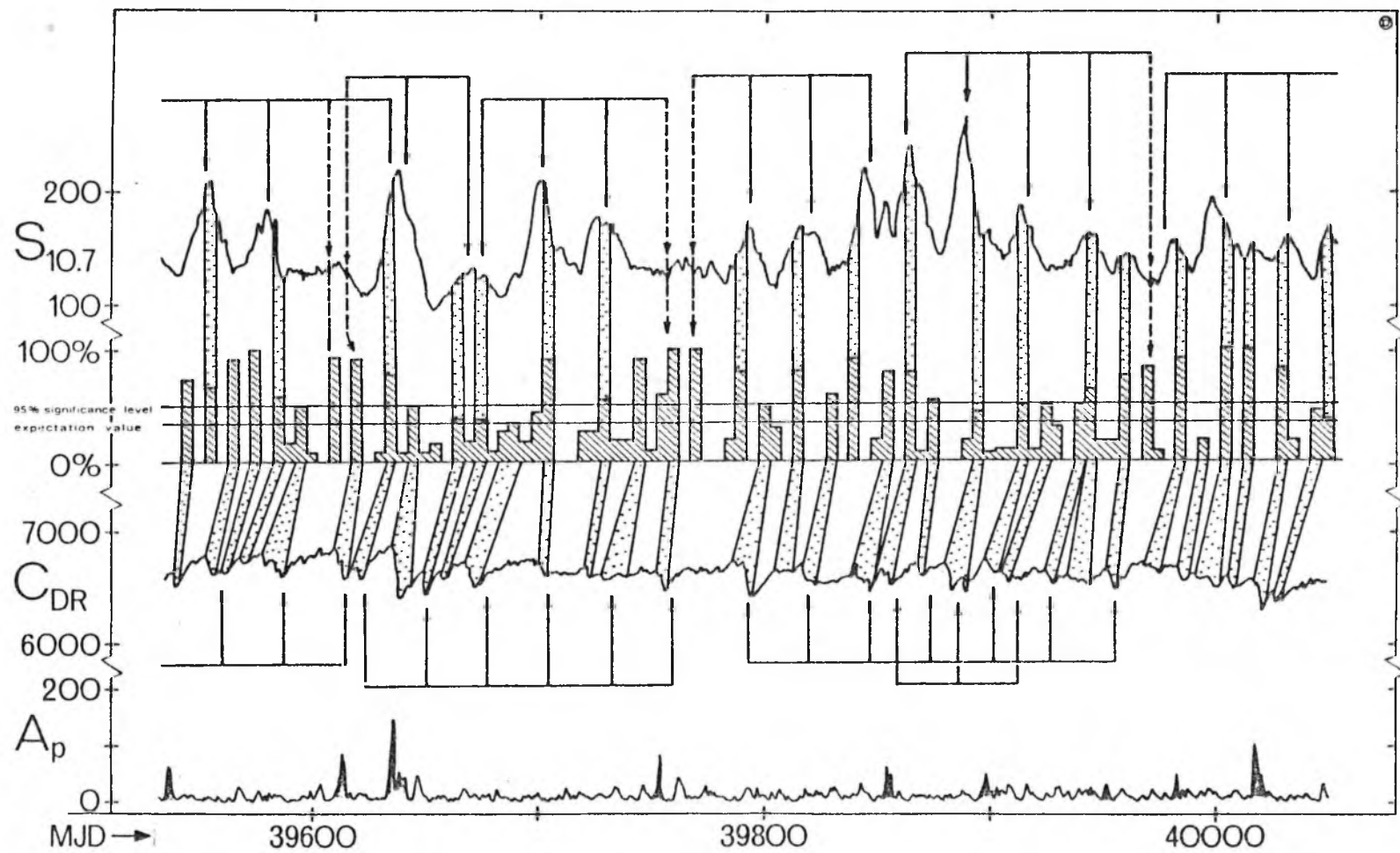
1. ábra



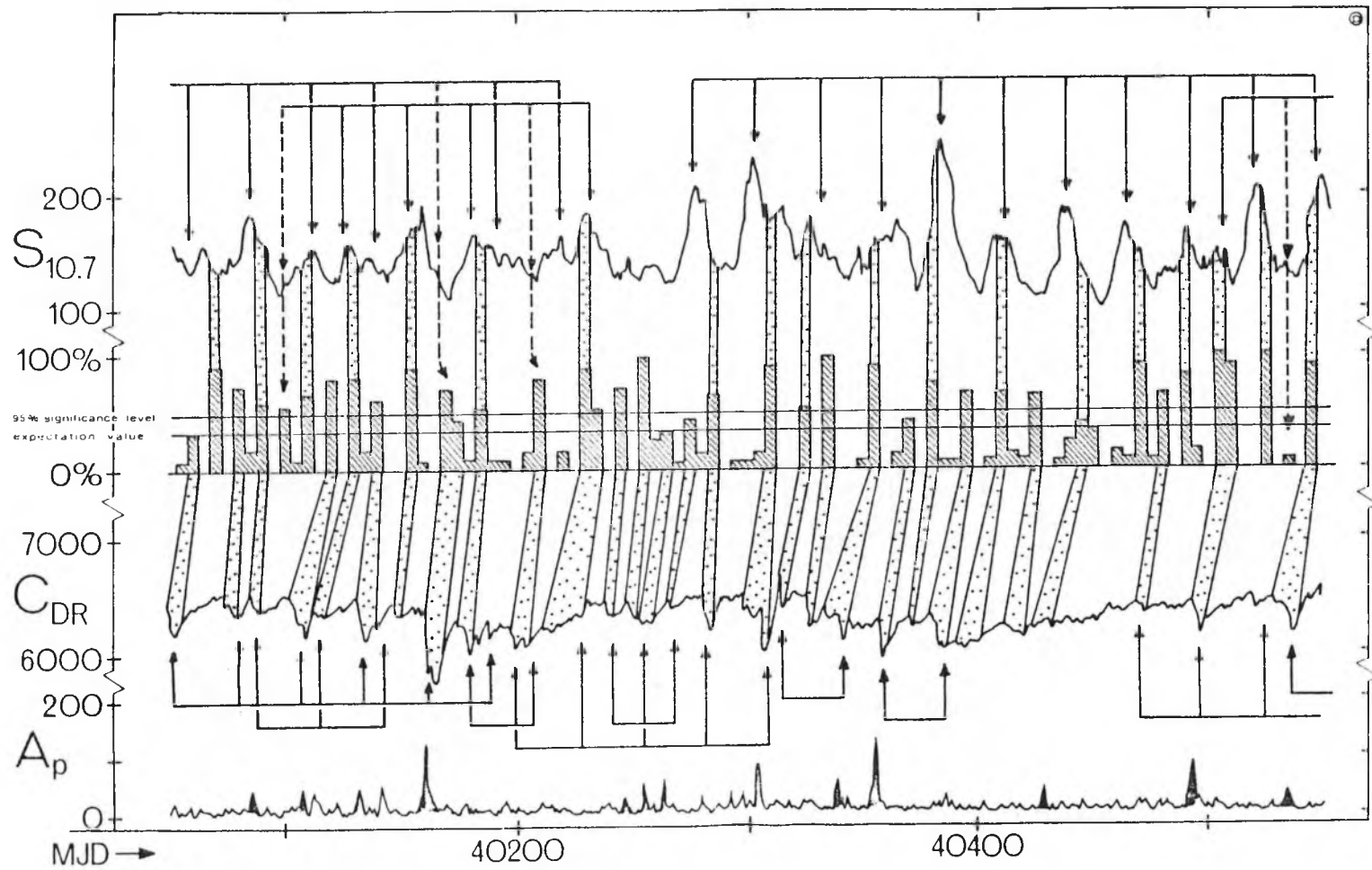
2. dora



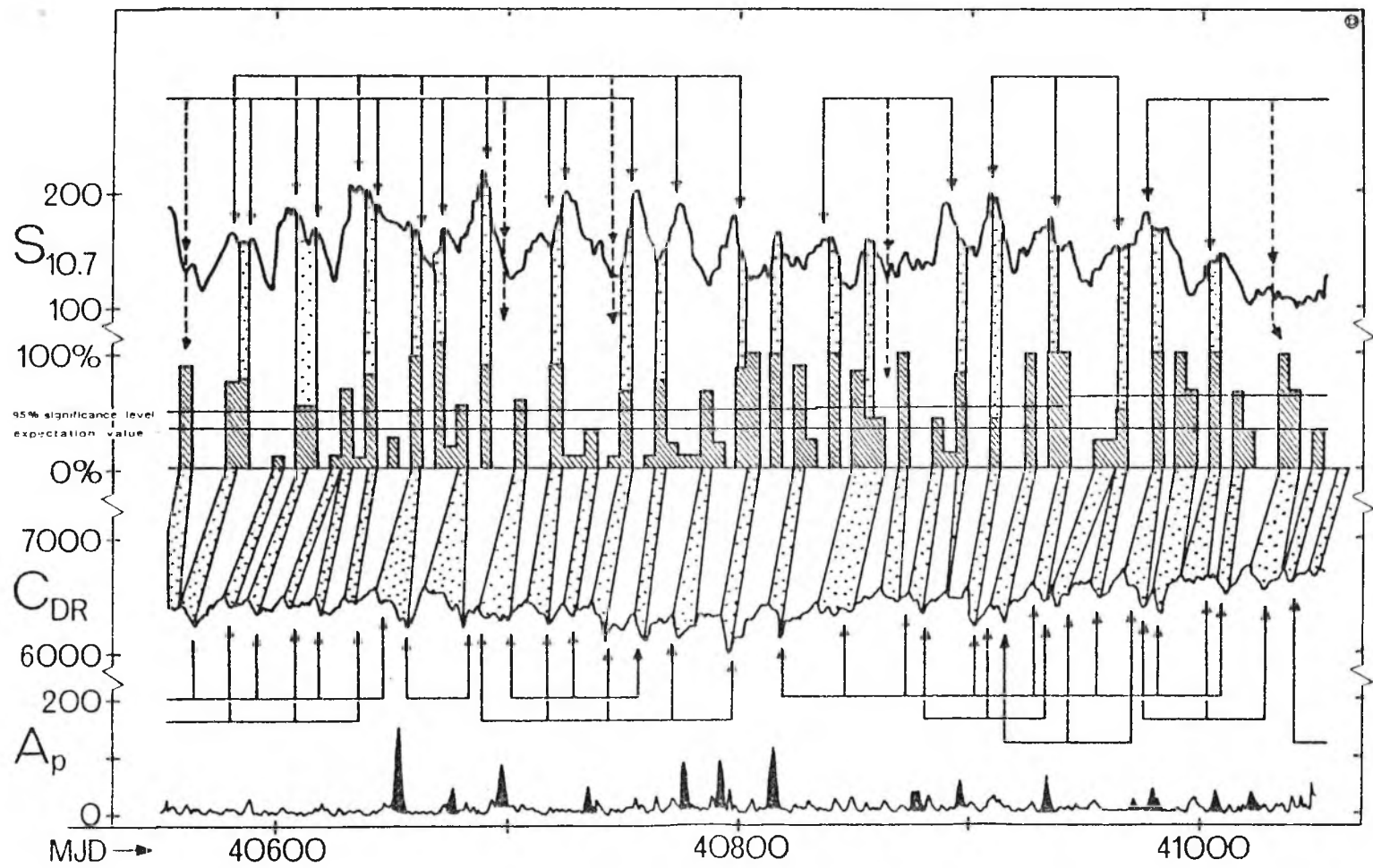
3. 65ra



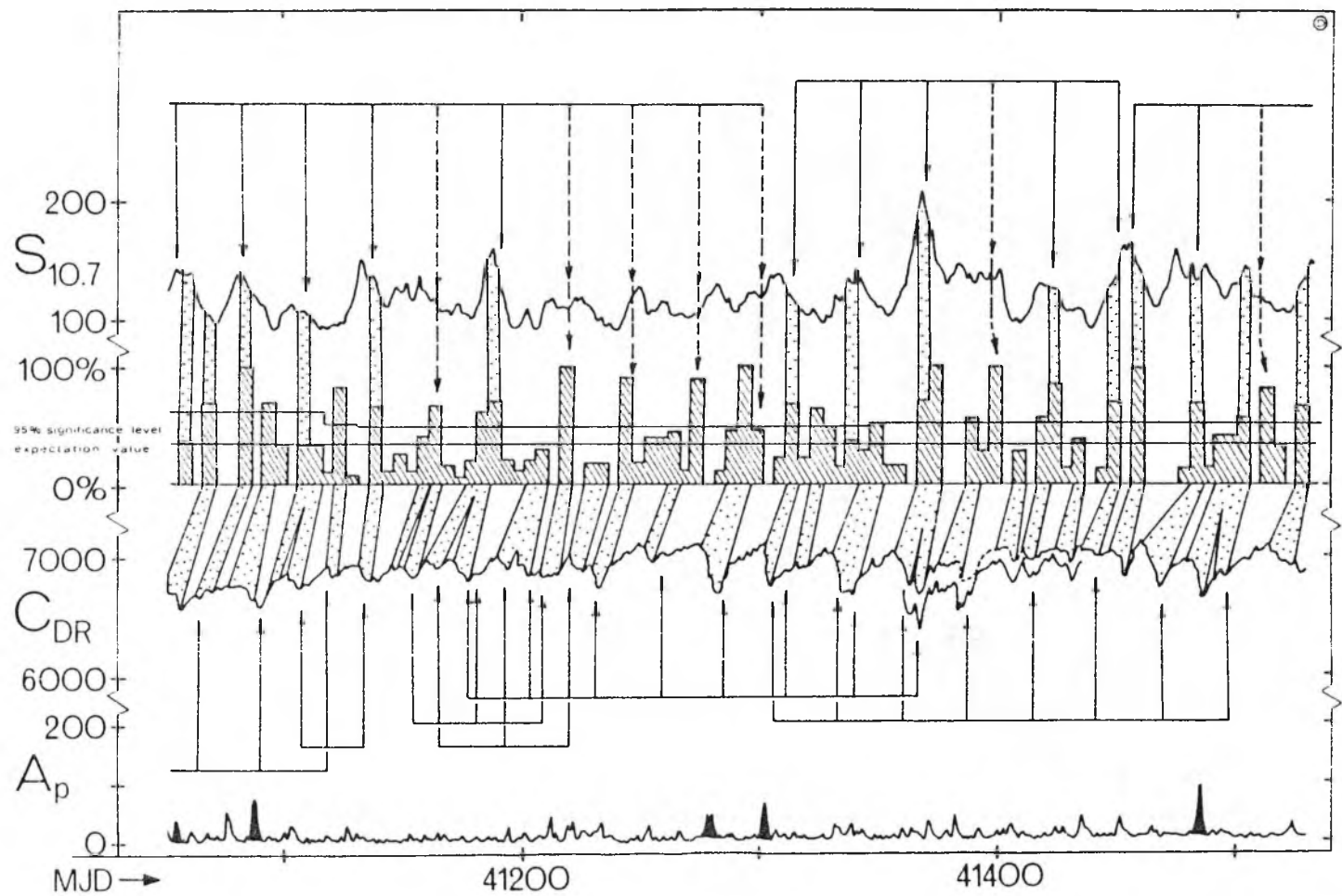
4. ábra



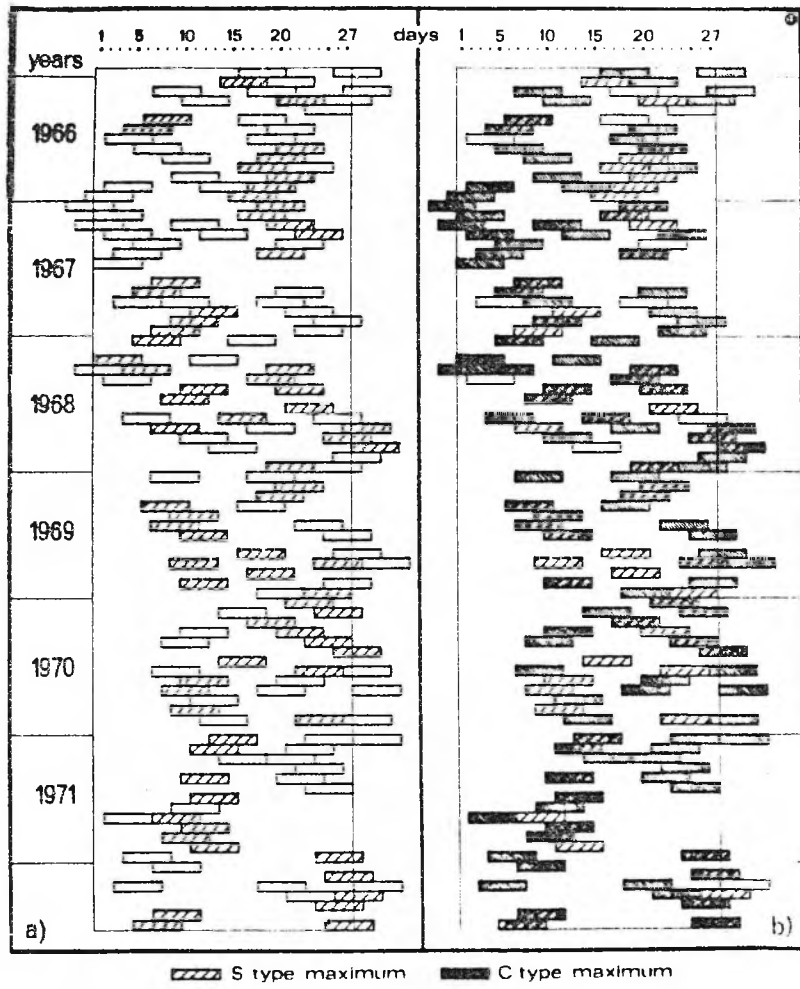
5. abra



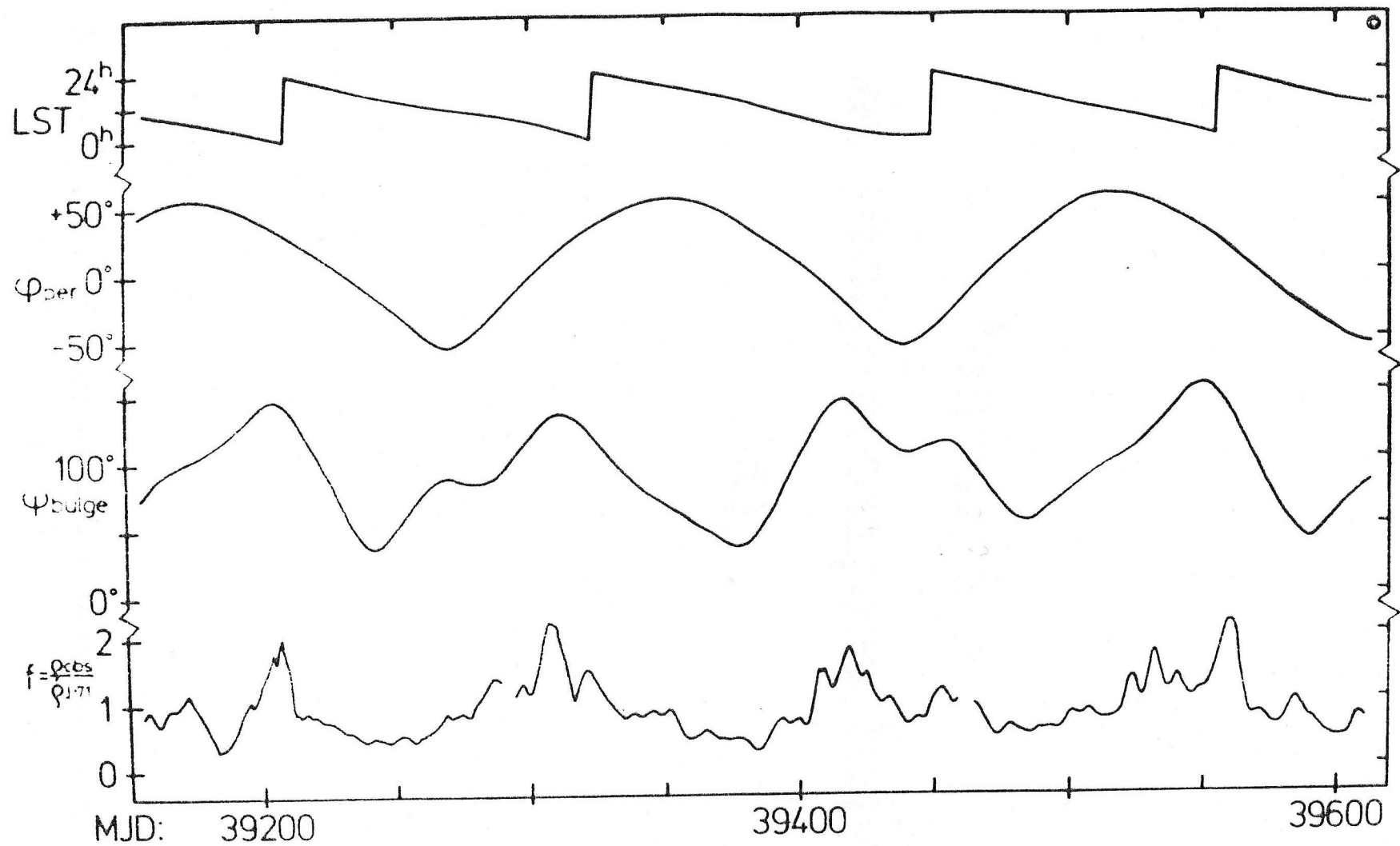
E. Abra



7. 48ra



8. ábra



27/- 125 -

g. abra

Ionosféra és magnetosféra fizika XI.

*Kiadja a MTESZ Központi Asztronautikai Szakosztálya
1984.*

A GALAKTIKUS KOZMIKUS SUGÁRZÁS, MINT FELSŐLÉGGÖRI INDEX
 LÉTJOGOSULTSÁGÁNAK IGAZOLÁSA
 SOKVÁLTOZÓS MATEMATIKAI STATISZTIKAI MÓDSZEREKKEL

Illés Erzsébet

MTA Csillagászati Kutató Intézete

Füstös László

MTA Szociológiai Kutató Intézete Értékszociológiai Műhely

Összefoglalás Négy mesterséges hold 1966-67-ben végrehajtott, nagy időfelbontású megfigyelései alapján sokváltozós matematikai statisztikai módszerekkel igazoltuk, hogy a galaktikus kozmikus sugárzás (C_{DR}) a felsőléggöri sűrűségváltozás szórájának további lényeges részét magyarázza. Célszerű tehát a C_{DR} -t a léggöri modellekbe eddig beépített paraméterekhez hozzávenni. Eredményünk egyben azt is jelzi, hogy hipotézisünk reális, amely szerint a magnetoszférán-ionoszférán keresztül a semleges felsőléggörbe lényeges energiabetáplálás történik akkor is, ha lökéshullámot még létre nem hozó gyorsabb napszélnyaláb érkezik a Föld környezetébe.

Bevezetés

60 mesterséges hold 7 évre vonatkozó fékeződési adataiból kapott eredményeinket magyar nyelven a IV., V. és VII. Ionoszféra-Magnetoszféra Szemináriumon ismertettük [1],[2],[3]. Az észlelésekből levezetett sűrűségi adatok statisztici-

kai vizsgálata alapján reális volt feltenni, hogy a Föld felsőlégré számára az eddig elfogadott kétféle fűtési mechanizmuson túl létezik egy eddig figyelmen kívül hagyott harmadik energiabetáplálás is. Mint ismeretes, az eddig figyelembe vett fűtési források közül az egyik a Nap elektromágneses sugárzása az extrém ultraibolya tartományban (EUV), a másik a Nap flertevékenysége következtében jelentkező gyors napszél-nyalábok, amelyek magnetoszféra viharokat is kiváltanak. Az előbbit a Nap 2800 MHz-en mért rádiósugárzásával ($S_{10.7}$ vagy $F_{10.7}$ a jele), az utóbbit a planetáris geomágneses indexszel (K_p, a_p, A_p) jellemzik az aeronómiai számításoknál és a felsőlégréi modellekben.

Az eddig figyelembe nem vett fűtési mechanizmus energiaforrása hipotézisünk [3], [4], [5], [6] szerint korpuszkuális, és pedig minden olyan napszélcsomag a Föld környezetében, amelynél lökéshullám nem fejlődött ki, és ezért a K_p planetáris geomágneses index nem ad számot létezéséről. Az energiát a napszélről a magnetoszféra, mint dinamó veszi fel, és továbbítja az ionoszférán keresztül a semleges légkör felé. Ennek a dinamónak a határfoka függ a körülötte lévő bolygóközi mágneses tér állapotától; minél nagyobb annak déli összetevője, annál nagyobb a magnetoszféra-dinamó határfoka. A gyorsabb napszél-nyalábok a környezetükben kialakuló mágneses irregularitások révén -- amelyek megváltoztatják a bolygóközi mágneses tér déli összetevőjének nagyságát -- modulálni képesek a magnetoszféra-dinamó határfokát. Ennek az energiaforrásnak tehát van egy viszonylag állandóan meglévő összetevője, a nyugodt napszél, és egy időben változó összetevője, az ak-

28/- 23 -

tív területek, a koronalyukakból származó gyorsabb napszél-nyalábok. Ezen utóbbiak miatt egy 27 napos periodicitású változás várható a felsőlégkör sűrűségében. A két poláris koronalyukból származó napszél által okozott két 27-napos hullám egymáshoz képest $27/2$ nap fázissal eltolva jelentkezik, és így látszólag egy 13-14 nap körüli periodicitást okoz [5]. Ez azonban nem egy két hetes, hanem két 27-napos hullám egymáshoz fél naprotációnyira eltolva.

A geomágneses viharok idején kívül a magnetoszférán keresztül beáramló energiamennyiség jellemzésére a galaktikus kozmikus sugárzás Deep Riverben mért kisenergiájú összetevőjét [7] javasoltuk (C_{DR}) [2], [4] a következő megfontolásból. Azon részecskék a kozmikus sugárzásban, amelyeknek a Larmor sugara a magnetoszféra méretével összemérhető, mielőtt a Föld felszínén a neutronmonitorokban felfogódnának, érzékelték a Föld környezetében az interplanetáris mágneses teret. Beütésszámuk csökkenése egyértelműen jelzi, hogy a magnetoszféra közelébe mágneses irregularitást szállított a napszél. A mágneses irregularitás nagy valószínűséggel megváltoztatja a Föld környezetében a bolygóközi mágneses tér déli összetevőjének nagyságát, tehát megváltoztatja a magnetoszféra-dinamó hatásfokát. A galaktikus kozmikus sugárzás csökkenései után tehát hőmérsékletváltozás várható a felsőlégkörben.

C_{DR} csökkenés geomágneses viharok esetén is van, azonban a lökéshullám által kiváltott magnetoszféra vihar idején a rövid idő alatt betáplált energiával ellentétben elképzelésünk szerint az új mechanizmus hosszabb időközéssel juttatja csak el az energiát a semleges komponensig. Korábbi statisztikai

vizsgálatainkból, amelyek 5 napos időfelbontást tettek lehetővé, csak annyit lehetett megállapítani, hogy 5-10 napnál nem hosszabb a késési idő [4].

A jelenséget az eddigi vizsgálatoknál valószínűleg azért nem vették észre, mert a munkahipotézisből hiányzott ez a fűtési mechanizmus. Miután például a 27-napos változást csak az EUV fűtéssel magyarázták, a modellekben használt együttható a kétféle fűtés közös hatását írja le. Ahol pedig a magnetoszféra-fűtés késett az EUV fűtéshez képest, ott az $S_{10.7}$ -EUV nem tökéletes korrelációjával magyarázták az eltérést. Mint-hogy nem álltak rendelkezésre EUV mérések, a hibás magyarázatot nem cáfolta semmi. A féléves effektus -- amelynek létrejöttében már csak geometriai okokból is szintén szerepe lehet a fenti fűtésnek -- más periódushosszu lévén, mint a többi változás, egyértelműen kiugrott, és magyarázata az EUV fűtéssel nehézségekbe is ütközött.

Megfigyelési anyag

A korábbi statisztikai módszerrel kapott eredményeink közvetlen kontrollálására kiválasztottuk azokat a mesterséges holdakat, ahol az észlelések gyakorisága lehetővé tette a sűrűségváltozások profiljának kirajzolását 2 napnál nem rosszabb időfelbontással. Ennek a követelménynek 4 hold 200-600 napos időintervallumbeli észlelése felelt csak meg 1966-67-ben. A holdakat, felszín feletti magasságukat (h), pályaezcentricitásukat (e), az időintervallumot napban és a levezetett sűrűségértékek számát (N) az I. táblázatunk tartalmazza.

28/- 25 -

A holdakat vizsgálatainkban egymástól függetlenül külön kezeltük, mert a hatáskeresztmetszetek nem kielégítő ismerete a zajszintet megnövelte volna.

Elfogadva Illés hipotéziséből, hogy a C_{DR} jelzi az új energiaforrás földközébe jutását, analízisünkben azt vizsgáltuk, hogy mennyire létjogosult a C_{DR} használata bizonyos felsőlégköri sűrűségváltozások indexeként. A matematikai statisztikai analízist Füstös programjaival [8], [9] végeztük.

Késésvizsgálat

Három hold esetében a mért sűrűségadatokra (ρ) 4 illetve 5 paraméteres lineáris regressziós modellt illesztettünk először C_{DR} nélkül (4 paraméteres), majd C_{DR} -el együtt (5 paraméteres) úgy, hogy közben a C_{DR} -t időben rendre 0-11 nappal eltoltuk [10]. A négy paraméter a légköri modellek által használt négy fő paraméter volt: h , légköri dudortól (bulge) mért szögtávolság (Ψ_B vagy a derékszögű koordináták φ és LST), $S_{10.7}$, A_p . A többszörös korrelációs együtthatókat a három holdra Ψ_B illetve φ és LST esetére a II. táblázat tartalmazza. A legjobb együtthatót 1 napos késésnél kaptuk mindhárom holdra, bár ez inkább a többszörös korrelációs együttható változásának tendenciájából, mint a tényleges különbségből mondható ki.

A táblázatból az is látható -- megint csak tendenciában --, hogy jobbak az együtthatók φ és LST, mint Ψ_B esetén. Ezért a vizsgálatokból az a következtetés is levonható, hogy a φ és LST jobb paramétere a légköri dudor leírásának, mint a Ψ_B . Korábban mi tettünk javaslatot Ψ_B használatára

[12], amely szemléletesebb. A fő összefüggések áttekintésére természetesen nagyon jól használható továbbra is a Ψ_B , azonban fenti eredményünk alátámasztja azt a várakozást, hogy a légköri sűrűség a pólusok irányában 90° -ra nyilvánvalóan nem azonos azzal, amit K-re vagy Ny-ra mérnénk 90° távolságban: nem tételezhető fel a szigorú dudor irányú tengelyszimmetria.

Többváltozós lineáris regresszió-elemzés

Mind a négy hold esetében illesztettünk többváltozós lineáris regressziós modellt annak vizsgálatára, hogy a lényeges paraméterektől elindulva egyre tovább növelve a paraméterek számát hogyan javul a többszörös korrelációs együttható a modellekbe már beépített paraméterek esetén, és vajjon további javulást ad-e, ha a C_{DR} új paramétert csatlakoztatjuk az előző négy paraméterhez. A magassággal, mint leglényegesebb paraméterrel kezdtük. A III. táblázat első sora a mért sűrűségeknek a magassággal való egyszerű korrelációs együtthatóját adja. A második sorban már többszörös korrelációs együttható szerepel abban az esetben, ha két paramétert használtunk a lineáris regressziós modellben; a magassághoz a dudortól mért Ψ_B szögtávolságot is hozzávettük. A harmadik sorban három-, a negyedik sorban négy-paraméteres lineáris regressziós modell illesztésével kapott többszörös korrelációs együtthatók szerepelnek. Az együttható növekedése az ötödik sorban is folytatódik, amikor is a légköri modellekben eddig is használt négy paraméterhez hozzávettük az általunk javasolt C_{DR} -t. A növekedés mutatja, hogy a sűrűség szórásának magyarázatához a C_{DR} valóban további lényeges adalékot

28/- 27 -

szolgáltat.

A IV. táblázat első sorában látható, hogy a varianciából hány százalékot magyarázott meg együtt összesen ez az 5 paraméter. A további sorok azt mutatják, hogy hány százalékot magyaráz külön a h , az $S_{10.7}$ és a C_{DR} . A C_{DR} önmaga minden esetben nagyobb részét magyarázza meg a ξ varianciájának, mint az $S_{10.7}$. Tehát megállapíthatjuk, hogy a C_{DR} önmagában jobb indexe a változásnak, mint az $S_{10.7}$.

Parciális korreláció elemzés

A mért sűrűségértékekből levonva a modellekbe már beépített paraméterekkel párhuzamosan fellépő változásokat V. táblázatunk mutatja, hogy C_{DR} - el a parciális korrelációs együttható mind a négy hold esetében szignifikáns; 95 % - os szignifikancia szinten biztosan, de 3 hold esetében még 99.9 % - os szignifikancia szinten is.

Faktorelemzés

Miután a C_{DR} és $S_{10.7}$ közötti korrelációs együttható egy 2400 napos időintervallumon 0.54 [10], nyilvánvaló, hogy az $S_{10.7}$ és a C_{DR} a sűrűség szórásának nem független részét magyarázza. Faktorelemzést végeztünk tehát a holdakra külön-külön, és az egy holdon belül a sztandardizált sűrűségadatokra kapott együtthatókat közepeltük.

$$\varrho_{obs_{st}} = \begin{matrix} -0.504 & -0.175 & +0.187 & +0.103 & -0.206 \\ (0.186) & (0.211) & (0.123) & (0.098) & (0.084) \end{matrix} \begin{matrix} h \\ \Psi_B \\ S_{10.7} \\ A_P \\ C_{DR} \end{matrix}$$

együtt-
ható/hiba 2.7 0.83 1.52 1.05 2.45

Az egyenlet erre a rövid időintervallumra nyilvánvalóan nem

adhat elfogadható légköri modellt. A megadott hibák sem tekinthetők normál hibának, miután nem ugyanazon sokaságból vett négy mintavételről van szó (a különböző holdakkal végrehajtott mérések különböző szisztematikus hibákkal vannak terhelve). Az egyenlet együtthatói azonban mutatják a tendenciát, a paraméterek fontosságát jelzik a változások leírásában. Az együtthatók nagysága azt mutatja, hogy a magasság után a C_{DR} a legfontosabb paraméter; fontosabb, mint az $S_{10.7}$. A hibák nagysága alapján pedig azt állíthatjuk, hogy az öt közül a C_{DR} a legstabilabb paraméter.

További terveink a C_{DR} kontrolljára

Az összes hold megfigyelésén alapuló mért sűrűségadatokat (az egyes holdakra vonatkozó összes mérést a hold saját átlagával leosztva) egy közös vizsgálatnak kívánjuk alávetni. Ezenél azonban a vizsgálatokba bevonjuk a hosszabb időintervallum alatt jelentkező változások paramétereit, így a féléves és 11 éves fázisokat is, továbbá a napszél-paramétereket, legfőképpen a bolygóközi mágneses tér paramétereit és az ionoszfé-ra-magnetoszféra csatolást jelző paramétereket. Ezen utóbbi kutatásokat más intézetek, így az ELTE Geofizikai Tanszék, ELTE Csillagászati Tanszék és az MTA Geodéziai és Geofizikai Intézete kutatóival együttműködésben kívánjuk elvégezni.

A szerzők egyike (Illés) szeretné köszönetét kifejezni Szemerédy Pálnak és Bencze Pálnak a hasznos konzultációkért, Tóth Károlynak a számítástechnikában, Nagy Máriának és Decsy Pálnak a megfigyelési anyag feldolgozásában nyújtott önzetlen segítségéért.

28/- 29 -

I. táblázat

Megfigyelési anyag

holdak	h_{per} (km)	e	idő intervallum (MJD)	N
6595A	220	0.13	39108-469	282
6595B	220	0.12	39107-468	302
6258A	210	0.20	39104-638	311
6511A	270	0.09	39291-466	173

II. táblázat

Késésvizsgálat φ és C_{DR} között

C_{DR} eltolása napokban	többszörös korrelációs együttható					
	$h, S_{10.7}, A_p, C_{DR}$ és Ψ_B esetén			$h, S_{10.7}, A_p, C_{DR}$ és φ és LST esetén		
	6595A	6595B	6258A	6595A	6595B	6258A
C_{DR} nélkül	0.748	0.727	0.840	0.751	0.728	0.871
0 nap késés	0.861	0.837	0.856	0.862	0.847	0.912
1 " "	0.872	0.843	0.862	0.877	0.858	0.921
2 " "	0.866	0.837	0.860	0.872	0.853	0.918
3 " "	0.860	0.824	0.858	0.868	0.840	0.914
4 " "	0.855	0.818	0.858	0.864	0.835	0.914
5 " "	0.852	0.815	0.858	0.861	0.832	0.913
6 " "	0.851	0.814	0.857	0.860	0.831	0.912
7 " "	0.852	0.813	0.857	0.861	0.830	0.912
8 " "	0.854	0.812	0.857	0.863	0.830	0.911
9 " "	0.857	0.813	0.857	0.866	0.832	0.911
10 " "	0.858	0.813	0.857	0.867	0.831	0.912
11 " "	0.858	0.812	0.858	0.867	0.831	0.913

III. táblázat

Lineáris regressziós modellben ahol a paraméterek	a többszörös korrelációs együtthatók			
	6595A	6595B	6258A	6511A
h	0,660	0,584	0,829	0,862
h, Ψ_B	0,716	0,637	0,832	0,864
h, Ψ_B , $S_{10.7}$	0,813	0,747	0,839	0,870
h, Ψ_B , $S_{10.7}$, A_p	0,838	0,785	0,854	0,874
h, Ψ_B , $S_{10.7}$, A_p , C_{DR}	0,872	0,836	0,860	0,901

IV. táblázat

A varianciának hány %-át magyarázza egy lineáris regressziós modellben	6595A	6595B	6258A	6511A esetében
h, Ψ_B , $S_{10.7}$, A_p , C_{DR} együtt	77%	74%	85%	84%
egyedül h	27%	23%	62%	54%
egyedül $S_{10.7}$	9%	8%	5%	1%
egyedül C_{DR}	25%	27%	11%	9%

V. táblázat

h, Ψ_B , $S_{10.7}$, A_p hatását levonva a sűrűség és C_{DR} között a	6595A	6595B	6258A	6511A esetében
parciális korrelációs együttható	-0,317	-0,361	-0,179	-0,389
Student t	5,60	6,70	3,20	5,45
t a 95%-os szignifikancia szinthez		1,97		
t a 99.9%-os szignifikancia szinthez		3,30		

Irodalom

1. Illés Erzsébet: A felsőlégkör sűrűségének 27 napos változása 1971 őszén 22 mesterséges hold fékeződése alapján. Ionoszféra és magnetoszféra fizika IV., 31-38. old., Bajá, 1975., KASz, Budapest, 1977.
2. Illés Erzsébet: A felsőlégköri sűrűségváltozás 27 napos fluktuációja. Ionoszféra és magnetoszféra fizika V., Szentendre, 1976.
3. Illés Erzsébet: A sűrűségváltozás 27 napos fluktuációja és a galaktikus kozmikus sugárzás intenzitáscsökkenései. Ionoszféra és magnetoszféra fizika VII., 109-125. o., Harkány, 1978., KFKI Budapest, 1979.
4. E. Illés-Almár: Analiz izmenyenyija plotnosztyi verhnjej atmoszferi sz 27-dnyevnim ciklom. Nablugyenyija ISZ. 17., 1977., 89-103. old., KASz Budapest, 1980.
5. E. Illés-Almár: Investigation of the 27-day periodicity in thermospheric density fluctuation. Space Research XIX., 207-210. old., Pergamon Press Oxford and New York, 1979.
6. E. Illés-Almár: Ponyizsenyija intenzivnosztyi galaktyicseszkih koszmicseszkih lucsej i fluktuácii plotnosztyi verhnjej atmoszferi Zemli. Nabljugyenyija ISZ 18, 513-522. old. Warszawa, 1978.
7. Solar Geophysical Data NOAA, Boulder, Colorado, 1965-72.
8. Füstös László: Szociológiai kutatások sokváltozós matematikai statisztikai módszerei. MTA Szociológiai Kutató Intézete Kiadványai. Budapest, 1977.

9. Füstös László, Manchin Róbert, Tóth Károly: SZOCPROG 1.3 verzió, Társadalomstatisztikai Programrendszer. MTA Szociológiai Kutató Intézete Módszertani Füzetek 1978/1.
10. E. Illés: Cosmic ray intensity as a new index of density variations in the upper atmosphere. Nabljugyenyija ISzZ 20, nyomtatás alatt, Budapest, 1982.
11. E. Illés-Almár: Correlation between upper atmospheric density and intensity of galactic cosmic radiation. Nabljugyenyija ISzZ 21, nyomtatás alatt, Moszkva, 1982.
12. Almár Iván, Illés Erzsébet, Horváth András: A felsőlégkör globális viselkedése geomágneses viharok idején. Ionoszféra és magnetoszféra fizika IV. 3-8. old., KASz, Budapest, 1977.

**Ionosféra
és magnetosféra fizika
XII.**

*Kiadja a MTESZ Központi Asztronautikai Szakosztálya
1985.*

A JÁRULÉKOS FÜTÉSSSEL KAPCSOLATOS UJABB EREDMÉNYEK

Illés Erzsébet

MTA Csillagászati Kutató Intézete

Bevezetés

A korábbi ionoszféra-magnetoszféra szemináriumokon (IV,V,VII,X,XI) folyamatosan beszámoltam az $S_{10.7}$ defektussal kapcsolatos kutatásaimról. Emlékeztetőül itt csak annyit, hogy a felsőléggkör sűrűségváltozásainak vizsgálatát tűztem ki célul olyan időszakokban, amikor a 27 napos sűrűségváltozást indexként jellemző 10.7 cm-es rádiósugárzás ($S_{10.7}$) 27 napos periodicitásában zavar áll be: hosszú, egyenletes sorozat közben vagy után hiányzik egy-egy maximum. Az általam feldolgozott 59 hold 7 éves megfigyelési anyagából levezetett fékeződési adatok azt az eredményt adták, hogy az $S_{10.7}$ görbe alapján várható 74 helyett 158 maximum lép fel a légsűrűségben. E maximumok sajátosságai alapján arra következtettem, hogy korotáló áramokból a magnetoszférán keresztül hosszabb időközéssel betáplált energia hozhatja létre őket. Leírásukra a C_{DR} galaktikus kozmikus sugárzási indexet javasoltam, amelyről bebizonyítottam, hogy a felsőléggköri modellekben a naptevékenység leírására legalább annyira alkalmas, mint az $S_{10.7}$ index.

A C_{DR} csökkenések után azonban nem minden esetben találtam sűrűség-növekedést, de ez a munkahipotézisem alapján sem várható mindig. Ezért a soproni geofizikus kollégákkal való konzultációk alapján olyan közvetlen paramétert kerestünk a sűrűség-növekedések jellemzésére, amely akkor és csak akkor jelez, ha ténylegesen fellép energiabetáplálás.

Először felmerült a kérdés, hogy valóban új fűtési mechanizmust kell-e feltételezni?

Tölcsér-diagram és K_p eloszlás

A Transzit holdak fékeződésével kapcsolatban Almár Ivánnal, Borza Tiborral és Horváth Andrással végzett közös kutatásunk [1] egyik mellék-eredménye volt az u.n. tölcsér-diagram.

A mért és a Jacchia-71 modell sűrűségek aránya (f) az $S_{10.7}$ függvényében ugyanis az $S_{10.7}$ csökkenésével sok esetben egyértelműen növekvő szórást mutat. Más szavakkal: ha az $S_{10.7}$ a csúcs érték körül van, akkor a mért és a modellbeli sűrűség is maximum körüli értéket mutat. Kis $S_{10.7}$ -nél azonban a modell-értékekhez képest a mért sűrűségérték kicsi is és nagy is lehet --- valamilyen más paramétertől függően. Tehát ezen f értékekben nem maradt olyan függés az $S_{10.7}$ -től, amely a ζ modellformuláiban egyetlen tényező alkalmas megválasztásával leírható lenne. Tölcsér-diagramot alkotnak a pontok egyébként több más hold anyagánál is (1. ábra).

A modellekben a naptevékenység hatását jelző másik paraméter a K_p . Az új fűtés szükségességének kérdése úgy is megfogalmazható, vajjon a K_p extrém kis értékeinél koncentrálnak-e szisztematikusan a sűrűségmaximumok? Ez esetben ugyanis arról lenne szó, hogy K_p kis értékeinél nem kielégítő a légköri modell. (Nagy K_p -k esetére Almár Iván doktori disszertációja tárgyalja a modellek hibáit.)

A kérdés megválaszolására két eloszlási görbét konstruáltam. A K_p értékek eloszlását vizsgáltam a 7 éves megfigyelési időintervallum alatt egyrészt az általam talált "felesleges" maximumok, másrészt az $S_{10.7}$ -el magyarázható sűrűségi maximumok idején. Az eredmény a 2. ábrán látható. Az eloszlásban nincs lényeges különbség. Eszerint nincs olyan tendencia, hogy extrém kis (vagy extrém nagy) K_p értékeknél lépnek fel "felesleges" sűrűségi maximumok.

A későbbiekre maradt még annak a kérdésnek a megvizsgálása, hogy a kis $S_{10.7}$ értékeknél f -ben fellépő szórás nem a K_p szerint rendeződik-e? Amennyiben ez a vizsgálat negatív eredménnyel zárul majd, akkor kimondhatjuk, hogy az eddigi paraméterekkel ($S_{10.7}$, K_p) nem lehet leírni az általam talált "felesleges" sűrűség-növekedéseket. Ez természetesen még mindig nem jelenti azt, hogy új fűtési mechanizmust kell feltételezni! Lehetséges, hogy csak arról van szó, hogy az $S_{10.7}$ és a K_p együttesen sem elegendő a felsőlégkör naptevékenységgel kapcsolatos változásainak a leírására, létezik náluk jobb vagy őket kiegészítő paraméter.

Mindenesetre új paramétert kell keresni --- akár az eddigieket kiegészítő akár új fűtési mechanizmust jellemző feladattal.

Ionoszféra paraméterek és semleges légköri sűrűségváltozások párhuzamos vizsgálata

A Bencze Pállal és később März Ferencsel folytatott konzultációk alapján került a megvizsgálandók listájára több ionoszféra és magnetoszféra

paraméter, amelyekkel való korreláció esetleg a fizikai mechanizmusra is utalhat. Így került sorra a MIA (mean ionospheric absorption) és ismét az foF2 paraméter.

Az foF2 használata felmerült már a Pap Judit által végzett kutatások kapcsán, a vele való konzultációk során is. Akkor azonban elsősorban csak a nyers foF2-t vizsgáltuk. Megállapítható volt ugyan, hogy az éjszakai oldal erősebben reagál valamely geomágneses viharra, mint a nappali, de a vizsgálatok abbamaradtak egyrészt, mert a nyers foF2 változása túlságosan komplex, másrészt, mivel Pap Judit leszűkítette disszertációja témáját a napállandó kutatására.

Bencze Pál a Δ foF2, vagyis egy 30 napos középtől való eltérés vizsgálatát javasolta, amely kevésbé terhelt különböző egyéb effektusokkal, mint a nyers foF2. Ez a vizsgálat folyamatban van olyan Δ foF2 értékekkel, ahol egy bizonyos órában meghatározott foF2-ből az ugyanezen órára vonatkozó 30 napos átlagértéket vonjuk le.

Miután a Δ foF2 és a MIA változása is elég sok paramétertől függ, a semleges légkör sűrűségváltozási profilja viszont nem ismert elég nagy időfelbontással, az egybevetést --- a fizikai mechanizmusra vonatkozó munkahipotézis hiányában --- gátolta az az 5-10 napos bizonytalanság, amellyel a légsűrűségi maximum helyét meg lehetett adni. A viszonylag lapos maximumok és minimumok így lehetetlenné tették a jel/zaj viszony javítását a szuperponált epochák szokásos módszerével.

Ezért a Bencze Pállal és März Ferencsel végzendő közös kutatáshoz a következő javaslatot tettem. Vonjuk be a vizsgálatokba azokat az eddig általam figyelmen kívül hagyott "felesleges" sűrűség-növekedéseket, amelyeket 5-10 nappal korábban geomágneses vihar előzött meg. Ha feltételezzük, hogy ezek ugyanolyan mechanizmussal jönnek létre, mint a többi, akkor kihasználhatjuk, hogy a szuperponált epochák módszeréhez az A_p csucs a vihar idején jó illesztési pontot ("markert") szolgáltat. Tekintsük nulla-napnak az A_p csucskor napjait. A jó illesztés miatt így várhatóan megnő a jel/zaj viszony, s a vihar utáni időszakban esetleg található egy vagy több alkalmas paraméter. Tisztázható továbbá a késési idő is.

A geomágneses utóhatás

Ennek a késési idő keresésnek a mellékterméke a geomágneses utóhatás felfedezése a semleges felsőlégkörben.

A szuperponált epochák módszerét (SZEM) Budapesten programoztuk be Nagy Máriával az MTA SzTAKI CDC-3300-as számítógépére. A MIA adatok März

Ferenctől, az foF2 adatok Pap Judittól származnak. Az foF2-ből a Δ foF2 görbék előállítására az adatkezelő programot szintén Nagy Mária készítette.

A mesterséges holdak fékeződéséből kapott ϱ és f értékeket leosztva holdanként a saját átlagértékükkel ($\varrho/\bar{\varrho}$ illetve f/\bar{f}) olyan értékekhez jutottunk, amelyek az összes holdra közös adat-file-ban kezelhetőek. Ezekből naponta közepelve az aznap rendelkezésre álló összes hold megfelelő adatait --- $\varrho/\bar{\varrho}$ -ra is és f/\bar{f} -ra is egy-egy értékű adatsort kaptunk az idő függvényében.

A SZEM programot lefuttattuk az A_p , C_{DR} , $S_{10.7}$, MIA, f/\bar{f} és $\varrho/\bar{\varrho}$ adatsorokra, valamint a Δ foF2 óránként külön-külön vett adatsoraira. Ehhez azt a 14 geomágneses vihart használtuk, amelynél $A_p > 60$, és ahol 20 napon belül nem előzte meg a vihart egy másik erős geomágneses aktivitás. A SZEM program eredményét a 3. ábrán közöljük.

A szuperponált MIA görbe mutatja a jól ismert vihar-hatást a viharral egyidőben, valamint 6-8 nap késéssel azt az ionoszférikus utóhatást, amelyet a geofizikában jól ismernek [2, 3].

Látható, hogy az f/\bar{f} görbén a MIA utóhatással párhuzamosan szignifikáns maximum lép fel, holott tökéletes modell esetén egység körüli szórásnak kellene mutatkoznia. Ezt a szuperponált MIA maximummal párhuzamosan fellépő sűrűség-növekedést neveztem el semleges felsőlétköri geomágneses utóhatásnak.

A sűrűség-görbén ($\varrho/\bar{\varrho}$) ez az utóhatás úgy jelentkezik, hogy a vihar idején megnövekedett sűrűség nem csökken le azonnal az A_p görbével párhuzamosan, hanem sokkal lassabban, és csak 8-10 nap után tér vissza a nyugalmi szintre.

A szuperponált $S_{10.7}$ görbe mutatja, hogy a vihar után látható sűrűség-növekedést az $S_{10.7}$ nem magyarázhatja.

A szuperponált A_p görbe természetesen az éles A_p csucst mutatja; ezeket a csucsokat illesztette össze a SZEM program.

A szuperponált C_{DR} görbén a viharral egyidőben, illetve kis, 1 napnál nem nagyobb időközéssel a jól ismert Forbush csökkenés látható.

A szokásos, 1 napnál nem nagyobb időközéssel figyelembe vételével sem az A_p sem a C_{DR} görbe nem tud magyarázatot adni a geomágneses utóhatásra.

A jelenség finomszerkezete és a fizikai mechanizmus feltárása a soproni kollégákkal tervezett további közös kutatásunk célja. A jelenséggel kapcsolatban fontosnak tartjuk megjegyezni, hogy a MIA és az f/\bar{f} között fellépő párhuzamosság nem azt jelenti, hogy a MIA utóhatást kiváltó, a plazmaszférából kiszórt 40keV-nél nagyobb energiájú elektronok lényeges fűtést jelenthetnek a semleges légkör számára. Inkább csak jelzésnek te-

tekinthetjük a MIA utóhatást, amely indikálja bármiféle részecskeprecipitáció létét.

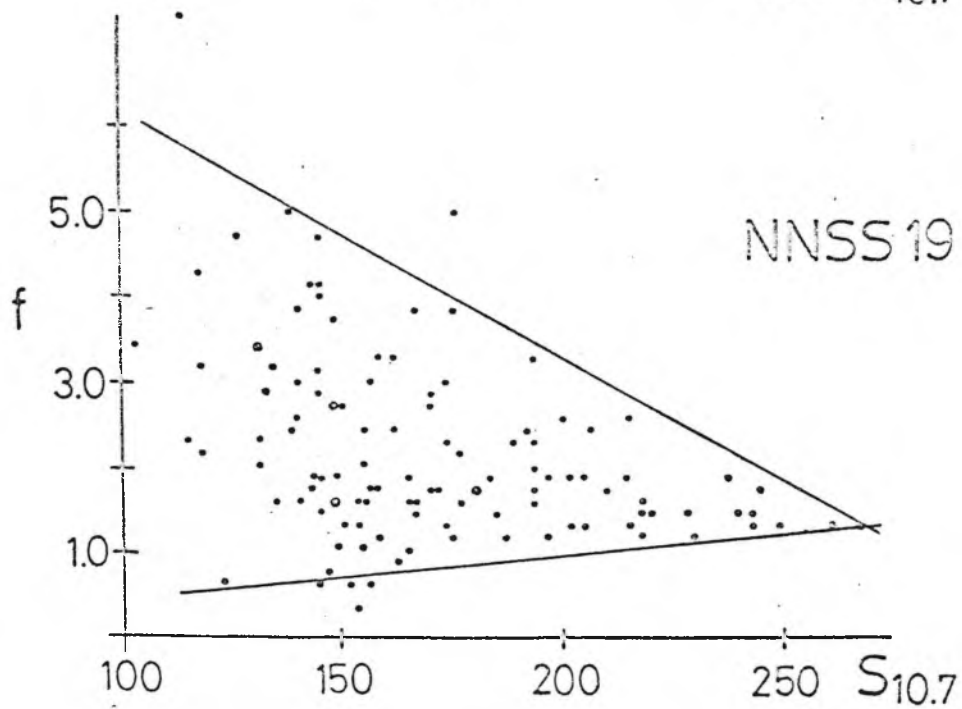
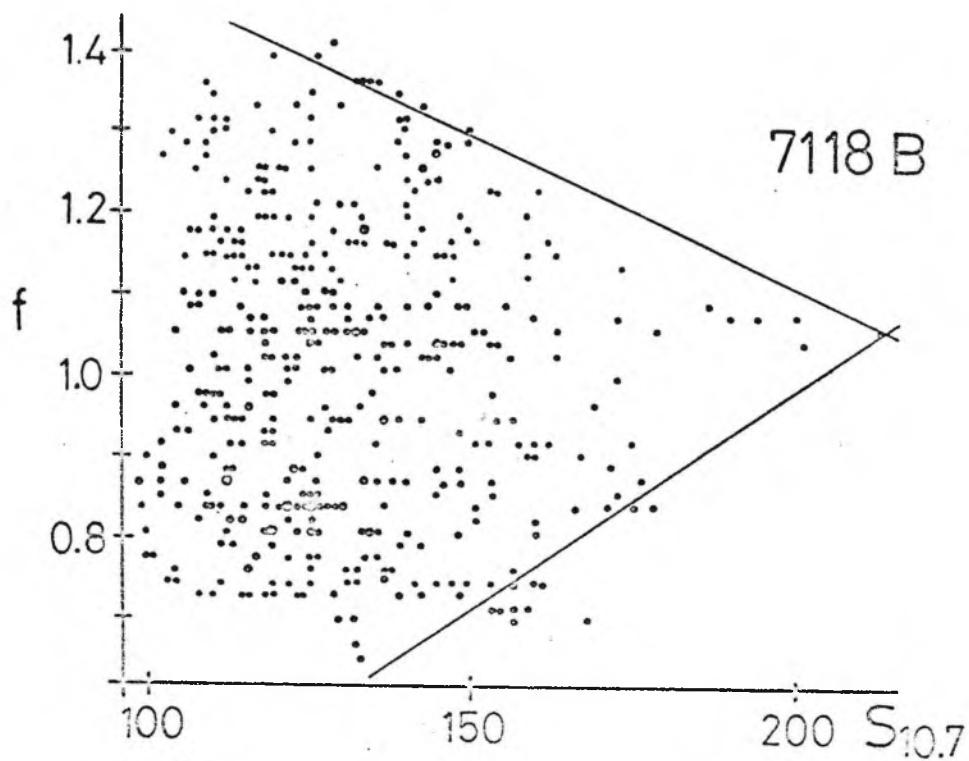
A semleges légköri utóhatás két komponensből tevődhet össze. Egyrészt a geomágneses vihar idején hirtelen betáplált energia lassabban adódik át a semleges komponensnek, mint ahogy eddig hittük. Másrészt lehetséges, hogy a plazmaszférából az ionszférikus utóhatást létrehozó részecskeprecipitáció idején más energiájú részecskék is érkeznek, ami az adott magasságban töltéscsere révén közvetlen fűtést is jelenthet a semleges komponensnek.

Ehelyütt is szeretném köszönetemet kifejezni Bencze Pálnak, Verő Józsefnek és März Ferencnek, továbbá Pap Juditnak, Czuczorné Miletits Juditnak, Sátori Gabriellának és Holló Lajosnak a hasznos konzultációkért, Nagy Máriának a programok készítéséért és futtatásáért, Decsy Pálnak az adatfelvitelben és rajzkészítésben nyújtott segítségéért, ugyancsak a CDC számítógép személyzetének mindig segítőkész hozzáállásáért.

Irodalom

1. Almár, I., Illés, E., Horváth, A., Borza, T.: Orbital Evolution of NNSS Satellites. In print.
2. Lauter, E.A., Knuth, R. J. Atmos. Terr. Phys. 29, 411-417, 1967.
3. Belrose, J.S. In: Propagation of Radiowaves at Frequencies below 300 kc/s. Agardograph 74, 149. Pergamon Press London, 1964.

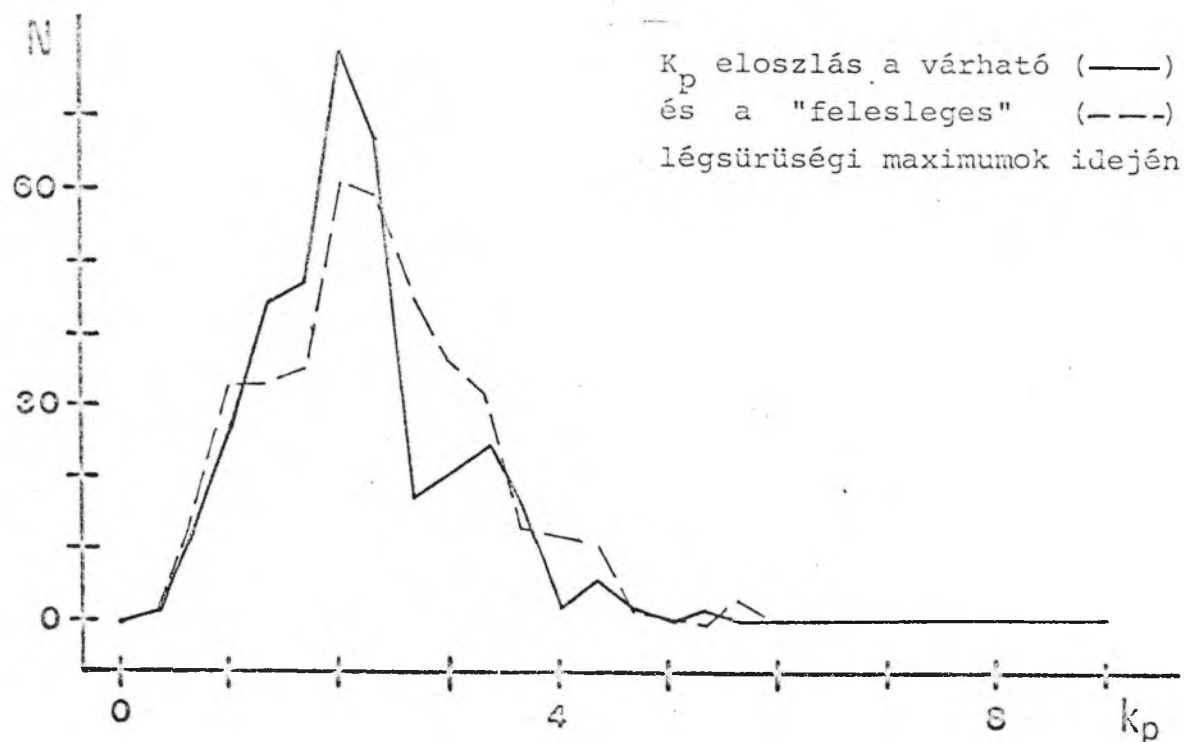
$$f = \frac{\varphi_{\text{obs}}}{\varphi_{\text{model}}}$$



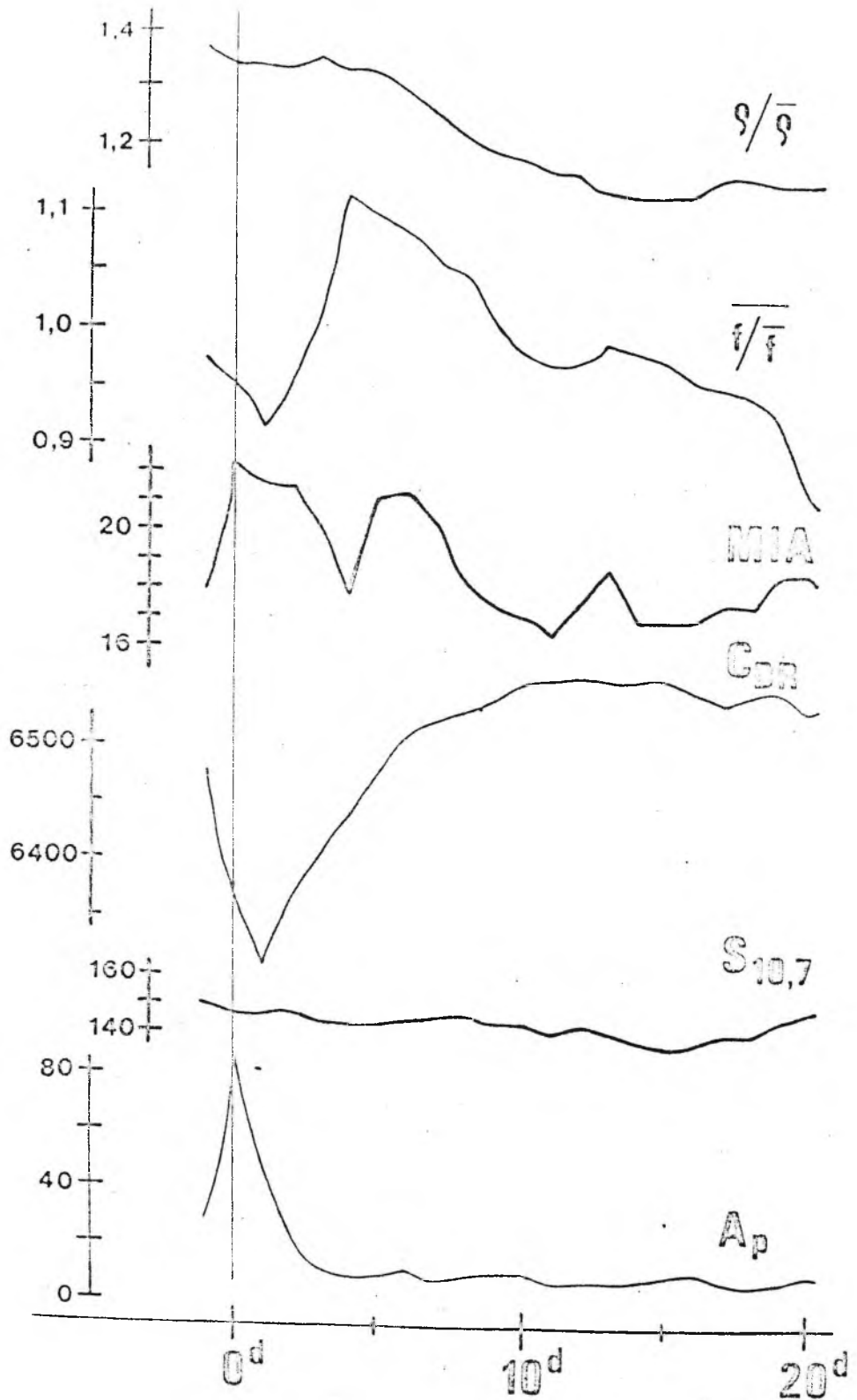
1. ábra

A SZEM programhoz felhasznált geomágneses viharok

D á t u m	MJD	A_p max
1967. máj. 2.	39613	83
1967. dec. 31.	39855	64
1968. jun. 10.	40018	100
1968. nov. 1.	40161	122
1969. márc. 20.	40304	85
1969. máj. 15.	40356	130
1969. szept. 30.	40494	85
1970. márc. 9.	40652	150
1970. ápr. 20.	40697	84
1970. aug. 15.	40815	115
1970. dec. 15.	40934	63
1971. máj. 20.	41088	70
1971. dec. 16.	41302	68
1972. jun. 20.	41485	122



2. ábra



3. ábra

**Ionosféra
és magnetosféra fizika
XIII.**

*Kiadja a MTESZ Központi Asztronautikai Szakosztálya
1986*

A JÁRULÉKOS MAGNETOSZFÉRA FÜTÉSSEL KAPCSOLATOS

LEGUJABB KUTATÁSOK EREDMÉNYEI

Illés Erzsébet^x és Bencze Pál⁺

x MTA Csillagászati Kutató Intézete, Budapest

+ MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Intézete, Sopron

Bevezetés Korábbi vizsgálataink azt mutatták, hogy a semleges felsőlégkörben 200-1000 km között 5-10 napos karakterisztikus idővel olyan sűrűsénövedések lépnek fel, amelyeknek leírása egyik felsőlégköri modellben sem szerepel (Illés-Almár, 1979; Illés, 1979). Miután kimutattuk: nem arról van szó, hogy a modellekben a naptevékenység leírására használt paraméterek (A_p , $S_{10,7}$) nem megfelelőek (Illés, 1985), szisztematikus kutatást kezdtünk az extra sűrűsénövedésekért felelős mechanizmus -- és modellbeli leírására megfelelő paraméter -- keresésére (Illés, 1983; Illés-Almár, 1984; Illés és Füstös, 1984). Jelen cikkben két kutatási eredményről számolunk be.

A galaktikus kozmikus sugárzás, mint paraméter (Illés-Almár, 1985) M.A. Biondi és J.W. Meriwether, Jr. a perui Arequipaban felállított automatikus airglow obszervatórium Fabry-Perot interferométere segítségével az éjszakai égbolt fénylését vizsgálták a 630 nm-es oxigénvonalnál. A vonal szélességéből meghatározható volt a semleges légkör hőmérséklete a 350 km körüli magasságon (Biondi és Meriwether, 1985). A méréseket az MSIS felsőlégköri modellel hasonlították össze. A mintegy félév hosszúságú első észlelési sorozatból kapott eredmények nagyon érdekesek. A semleges közeg hőmérséklete általában 180° -al magasabb, mint az az MSIS modellből következne. Több alkalommal azonban sokkal, mintegy 500° -al magasabb hőmérsékletet mértek, mint az a modell alapján várható lett volna. Ezek az extra meleg napok vagy geo-

mágneses viharok napjai, vagy olyan esetek, amikor a magas hőmérsékletet a modellek szerint semmi sem indokolja. Ezek a megfigyelések -- írják a szerzők -- "ugyanahhoz a nem megmagyarázott kategóriához tartoznak, mint a termoszférikus szelek erős konvergenciája vagy divergenciája geomágnesesen nyugodt periódusokban".

Miután az általunk korábban megfigyelt sűrűségnövekedésekkel kapcsolatban már vizsgáltuk a galaktikus kozmikus sugárzási intenzitás Deep Riverben mért értékét (C_{DR}), mint a modellekben nem magyarázott sűrűségnövekedést jelző paramétert, és jó korrelációt találtunk (Illés-Almár, 1984), a Biondi-Meriwether féle magyarázatlan hőmérsékletnövekedésekkel kapcsolatban is megvizsgáltuk a galaktikus kozmikus sugárzás viselkedését. Erre az időszakra a moszkvai mérések álltak rendelkezésünkre; az 1. ábrán C_M -el jelöltük a görbén a felrajzolt beütésszámokat. Észrevettük, hogy a Biondi-Meriwether féle magyarázatlan hőmérsékletnövekedéseket 8-12 nappal az időszak legnagyobb kozmikus sugárzási csökkenései előzték meg. Ez megerősítése azon korábbi eredményünknek, miszerint az általunk talált sűrűségnövekedéseket 5-10 nappal korábban C_{DR} csökkenések előzték meg (az időfelbontás ott nem engedett meg pontosabb meghatározást). Vagyis megerősítést nyert azon munkahipotézisünk, miszerint energia-betáplálás zajlik le a magnetoszférán keresztül néhány napos késési idővel. Ezek szerint a kis vagy közepes energiájú galaktikus kozmikus sugárzás intenzitáscsökkenései jelzik a földközeli interplanetáris mágneses tér azon állapotának jelenlétét, amelynél a magnetoszféra-dinamó hatásfoka nagyobb lehet. Azt, hogy valóban létezik-e ilyen energiaforrás, további kutatásoknak kell tisztáznia.

A gyűrűáram, mint energiaforrás (Bencze és Illés-Almár, 1985)

Ha valóban létezik egy ilyen retardált energiabetáplálás, akkor a napszélből nyert energiának a magnetoszférában tárolódni kell néhány napig, mielőtt a semleges légkörig eljut. Bencze javaslata szerint a D_{ST} index lassu visszatérése normálállapotba geomágneses viharok után azt szuggerálja, hogy az energia -- legalábbis részben -- a gyűrűáramban tárolódhat, és jelentkezhethet a semleges komponensnél néhány napos késéssel. A mecha-

nizmus, amely azt a semleges légkör felé eljuttatja, a töltéscsere reakció lehet, amennyiben a gyűrűáramból kiszóródott, nagysebességű H^+ nagysebességű semleges részecskéként folytatja pályáját, és ütközésekkel adja át energiáját a többi semleges részecskének.

Ha azonban nagyenergiájú neutralizálódott atomok bombázzák a felsőlégkört, annak nemcsak a semleges komponens felmelegedésében, hanem az ionizált komponens extra-ionizációjában is jelentkeznie kell, mivel a nagyenergiájú atomok nagy valószínűséggel ionizálnak is. Azt azonban könnyű megállapítani több ionoszféra paraméter egyidejű vizsgálatával, hogy például geomágneses viharok után, amikor a gyűrűáram eróziója energiát adhat a semleges légkörnek, fellépett-e extra ionizáció.

Azonos földrajzi hosszúságon lévő négy japán ionoszféra állomás foF2 és h'F adatait használtuk a vizsgálathoz, hogy az időbeli változást kizárjuk. A négy állomás közül a legdélibb ($\varphi=31^{\circ}12'1N$) geomágneses szempontból már egyenlítőinek számít. A mérések sajnos csak egyetlen geomágneses vihar után voltak folyamatosak, ezért ugyan nem bizonyító erejűek, de munkahipotézisünk realitását alátámasztják.

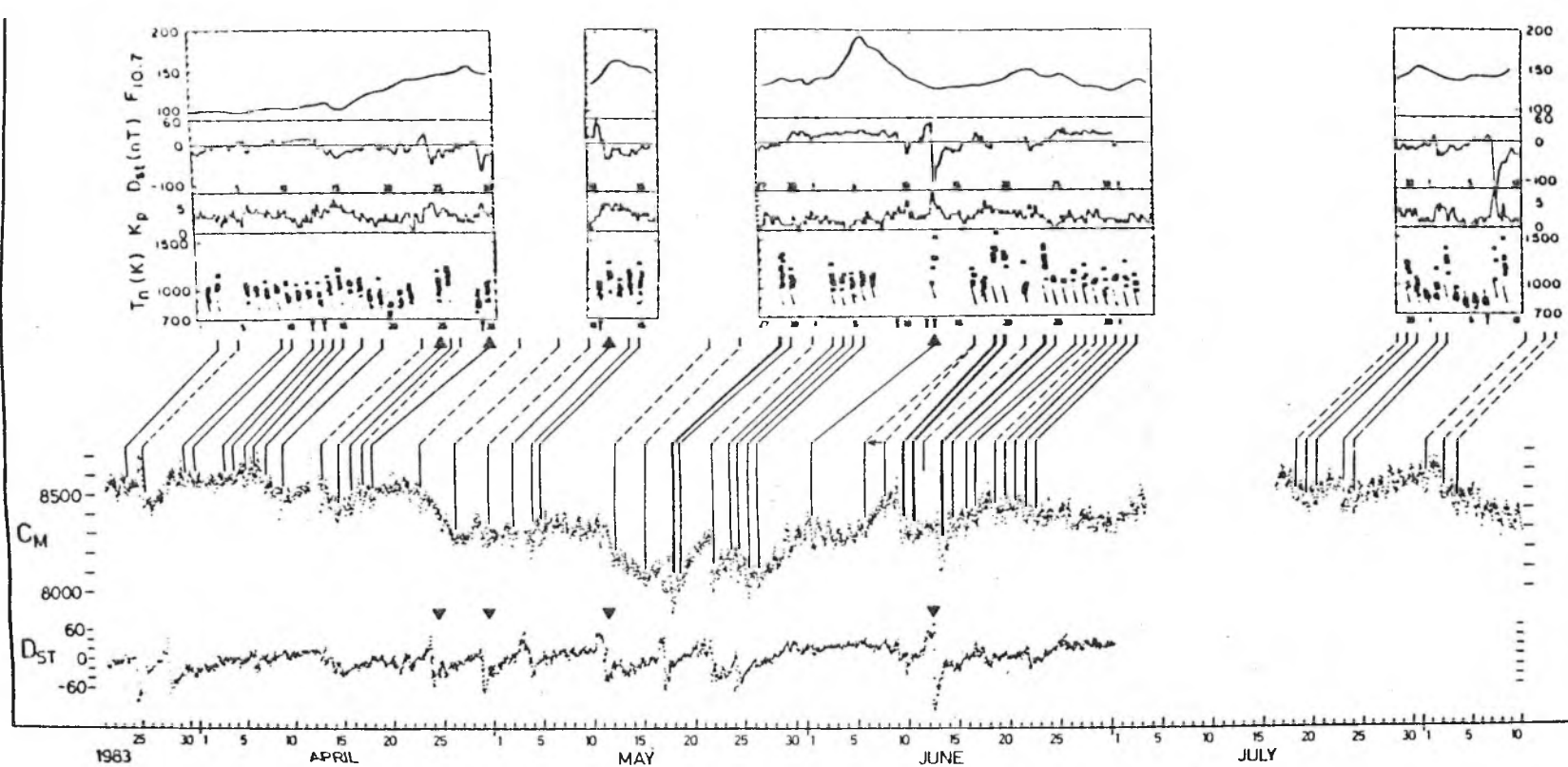
A 2. ábrán látható a geomágneses vihart követő napokban a $\Delta h'F$ görbék menetéből, hogy a közepes szélességű állomások felett az ionoszféra F rétege emelkedett, ezért ott kvalitatíve érthető, hogy az elektronsűrűség megnőtt ($\Delta foF2$ nő), mivel a nagyobb magasságban lévő kisebb semleges sűrűség miatt lecsökkent a rekombinációs ráta. Azonban kis geomágneses szélesség felett (Yamagawa állomás) a réteg nemhogy nem emelkedett, hanem még inkább süllyedt ($\Delta h'F$ csökkent), és ennek ellenére $\Delta foF2$ -n növekedés látszik. Ez olyan extra ionizáció létét jelezheti, amely nemcsak, hogy kompenzálja a réteg süllyedése miatt bekövetkező nagyobb rátájú rekombinációt ($\Delta foF2$ konstans maradt volna), de még nő is az elektronsűrűség ($\Delta foF2$ nem konstans, hanem nő). Tehát a geomágneses egyenlítői állomás felett extra ionizáció léphetett fel. Vagyis ez az eset is amellett tanuskozik, hogy geomágneses vihar után a D_{ST} visszatérési fázisában a töltéscsere reakció révén olyan nagyenergiájú hidrogén atomok* keletkeznek a gyűrűáramot létrehozó protonokból, amelyek, ha a

felsőlégrébe csapódnak, részben extra ionizációt hoznak létre, részben energiájukat a semleges komponensnek átadva fűtik azt -- elsősorban a mágneses egyenlítői zónában. Ez az egyenlítő mentén körben jelentkező fűtés a modellekkel összehasonlítva csak az éjszakai oldalon jelentkezik különbségként, mert a nap-pali oldalra eső részt a modellalkotásnál az EUV fűtés rovására irták, és egy, a reálisnál nagyobb $S_{10,7}$ -- együtthatóval a modellek már figyelembe veszik (Illés, 1978). Ez a maszkirozás azonban elkeni a fizikai lényegét, és nehezebbé teszi a jelen-ség felismerését

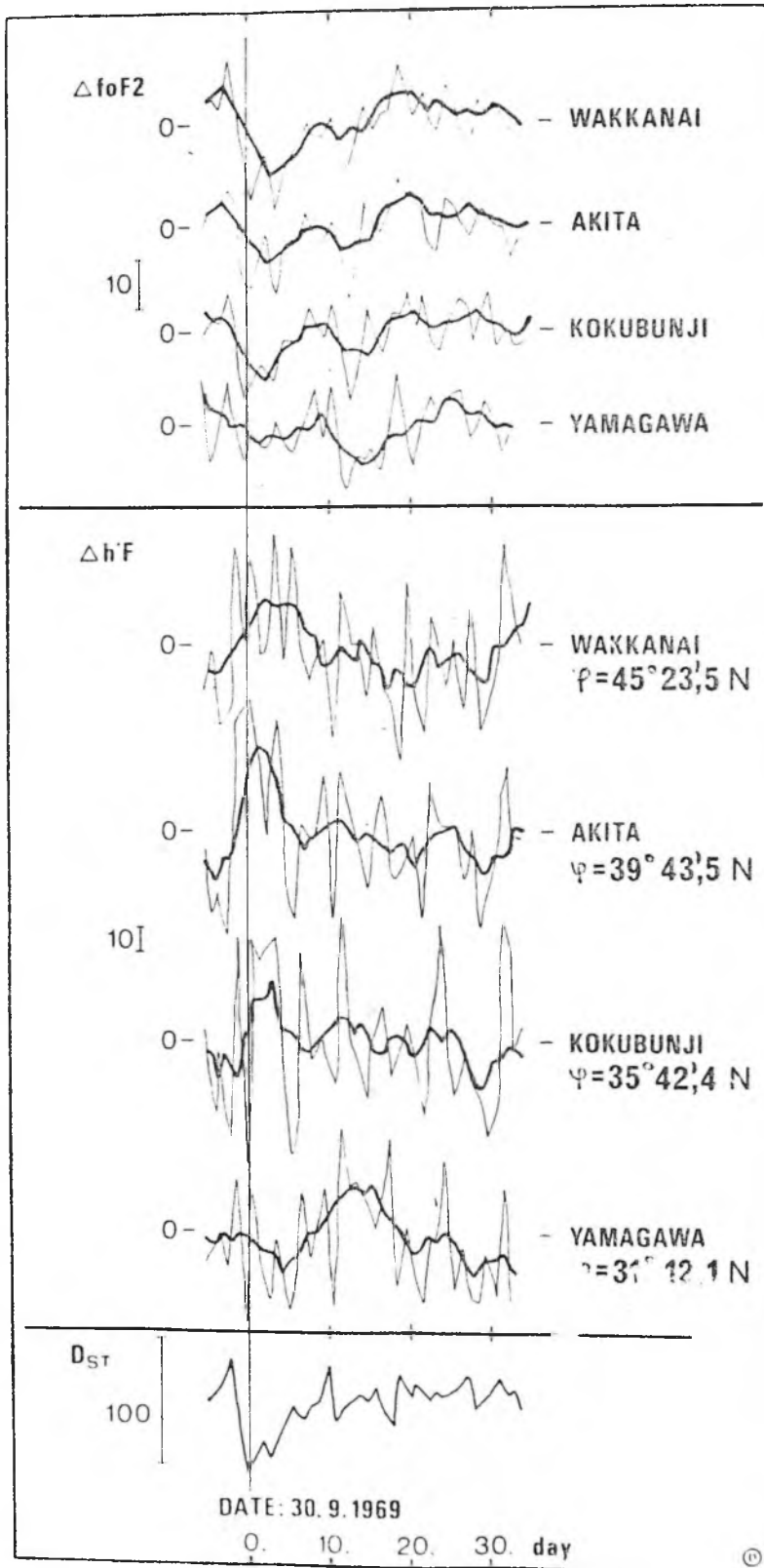
* Roelof, Mitchell és Williams amerikai kutatók az IMP 7/8 és az ISEE 1 űrszondák mérései alapján arról számolnak be (Roelf, 1985), hogy a gyűrűáram eróziója elsősorban oxigén ionok precipitációjával magyarázható az eddigi elképzelésekkel ellentétben. Korábban ugyanis úgy gondolták, hogy a gyűrűáram feloszlásában a $H^+ + H \rightarrow H + H^+$ töltéscsere reakcióé a főszerep. Eszerint a gyűrűáramból kicsapódó, a légkört bom-bázó részecskék energiája nagyobb, mint korábban hittük. Mi-vel a töltéscsere reakció hatáskeresztmetszete is jóval na-gyobb a 100 keV körüli energiákon az oxigén ionok, mint a protonok esetében, ez a mérési eredmény még valószínűbbé te-szi munkahipotézisünk helyességét.

Irodalom

- Bencze, P., Illés-Almár, E. ; in print, Nabl. ISZ 24, Krim, 1985
 Biondi, M.A., Meriwether, Jr., J.W., 1985; Geophys. Res. Letters 12, 267.
- Illés E., 1979; IM VII, Harkány, 109.
 Illés, E., 1983; Nabl. ISZ 20, 19.
 Illés E., Füstös L., 1984; IM XI, Kecskemét, 21.
 Illés E., 1985; IM XII, Balatonkenese, 54.
 Illés-Almár, E., 1979; Space Research XIX, 207.
 Illés-Almár, E., Almár, I., Horváth, A., Borza, T., 1984;
 COSPAR, Graz, papers X.5.4, 9.9.5.
 Illés-Almár, E., 1984; Nabl. ISZ 21, 308.
 Illés-Almár, E., 1985; COSPAR workshop, Stara Zagora, Bulgaria.
 Roelf, E.C., Mitchell, D.G., Williams, D.J., 1985; JGR 90, 10991.



1. ábra



2. ábra

**Ionosféra
és magnetosféra fizika
XIV.**

Kiadja a Magyar Asztronautikai Társaság

1987

A TERMOSZFÉRA-IONOSZFÉRA-MAGNETOSZFÉRA KÖLCSÖNHATÁ-
SÁNAK VIZSGÁLATA AZ NPSE /SEMLEGES LÉGKÖRI GEOMÁG-
NESES UTÓHATÁS/ SEGÍTSÉGÉVEL

Illés Erzsébet¹, Almár Iván¹, Bencze Pál², Horváth András¹

¹MTA Csillagászati Kutató Intézete, Budapest

²MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Intézete, Sopron

Összefoglalás

Mesterséges holdak fékeződése alapján korábban már kimutattuk [1, 2], hogy geomágneses viharokat követően a semleges légkörben is fellép geomágneses utóhatás /NPSE Neutral Post-Storm Effect/. Ez, a felső légköri modellekhez viszonyítva néhány százalékos sűrűség-többlet geomágneses viharok után általában 8-10 napig tart, maximumát pedig a 4-6 napon éri el. Ha azonban a geomágneses viharral kapcsolatban ionoszférikus utóhatás is jelentkezik, akkor közepes földrajzi szélességeken és az esti órákban nagyobb ennek a semleges légköri geomágneses utóhatásnak az időtartama.

Jellegzetességei alapján arra gondolhatunk, hogy az NPSE az egyenlítői gyűrűáramot alkotó részecskéknek töltéscsere reakciók és hullám-részecske kölcsönhatás következtében létrejövő kiszóródásával lehet kapcsolatban.

A felhasznált adatok

Adatbázisunk 60 mesterséges holdja közül kiválogattuk azokat, amelyeknek pályája megfelelő excentricitású / $0,05 < e < 0,20$ /. Ezeknek mintegy 16.000 fékeződési adatát használtuk fel az 1965 és 1972 közötti időszakból, amelyeket részben az előrejelző központok közleményeiből vettünk, részben saját PERLO [3] programunkkal határoztunk meg. Az

idő szerinti felbontás néha elérte a két napot is, általában azonban csak 3-5 nap között mozgott és ahogy ez fékeződési adatoknál lenni szokott az eloszlása az egyes időszakokban nem volt egyenletes. Nem használtunk fel olyan időszakokat, amelyeknél legalább 5-10 napos felbontás nem volt biztosítható.

Az alkalmazott módszer

Mindenegyed mesterséges hold adataiból külön-külön meghatároztuk az u.n. f görbét, amelyek a mért és a modell-sűrűségértékek hányadosának

$$f = \frac{\rho_{\text{obs}}}{\rho_{\text{modell}}}$$

változását mutatják Vizsgálatainkban a CIRA-72 félempirikus felső légköri modellt használtuk, amely fékeződési adatokkal való összehasonlítás szempontjából máig is a legjobb modell [4].

Miután az egyes mesterséges holdak adataival kapott görbék a különböző időbeli felbontás és az egyenletlen adateloszlás miatt a vizsgált változást kielégítően nem adják vissza, a jel/zaj viszony javítására a szuperponált epochák módszerét /SZEM/ alkalmaztuk. Előtte azonban az 50 napnál nagyobb periódusu tagokat mindenegyed mesterséges hold f adatsoraiból kiszűrtük és a jel/zaj viszony további javítása érdekében az adott mesterséges hold összes f értékét azok átlagával (\bar{f}) elosztva a hatáskeresztmetszet nem megfelelő ismeretéből adódó hibát is kiküszöböltük.

A SZEM módszernél vonatkoztatási napnak a Dst minimumok napjait választottuk. A 7 év alatt 109 olyan geomágneses vihar fordult elő, amikor a Dst minimum értéke -40γ -nál nagyobb volt. Ezeket az eseményeket együtt is és külön-

féle szempontok szerint csoportosítva is elemeztük.

Az események szétválasztása geofizikai paraméterek szerint

A SZEM módszert mind az összes eseményre/109 db; az ábrán case 1 jelöli/, mind az események bizonyos részhal-mazainál, amelyeket a Dst-től különböző geofizikai paramé-terek /Ap, MIA=mean ionospheric absorption, HSPS = high speed plasma stream, SSC = storm sudden commencement, C_{DR} = galactic cosmic ray count rate measured at Deep River/viselkedése alapján csoportosítottunk, is alkakmaztuk. A legérdekesebbnek a következő csoportok bizonyultak:

Case 2: azok az események, amikor a Dst minimumnak megfelelő Ap maximum 20-nál kisebb volt /-Ap-vel jelöltük az ábrán; 109 közül 26 ilyen eset volt/;

Case 3: azok az események, amikor a Dst minimumnak megfelelő Ap maximum 40-nél nagyobb volt /+Ap-vel jelöltük az ábrán; 61 ilyen eset volt/;

Case 4: azok az események, amikor az +Ap esemény iono-szférikus utóhatással is párosult /+Ap, +MIA-val jelöltük; 33 ilyen eset volt/;

Case 5: azok az események, amikor az +Ap eseményt nem kísérte ionoszférikus utóhatás /+Ap, -MIA-val jelöltük; 20 ilyen eset volt/;

A sűrűségadatok csoportosítása a fékeződés helye szerint

Az összes sűrűségadatot felhasználva mindenegyes esemény csoportra megszerkesztettük a SZEM görbéket /az 1. ábrán unseparated jelölés jelzi/, majd a sűrűségadatokat a fékeződés helye szerint rendezve, minden új csoporton belül külön-külön is megrajzoltuk a SZEM görbéket a korábbi

elkülönítéssel kapott eseménycsoportokra. A Dst minimum vonatkoztatási nappal mintegy 320 SZEM görbét állítottunk elő az MTA SZTAKI CDC-3300-as gépén.

A földrajzi szélesség szerint 3, egyenlitői ($|\varphi| < 30^\circ$), közepes ($30^\circ < |\varphi| < 60^\circ$) és poláris ($|\varphi| > 60^\circ$) csoportot, napszak szerint pedig 4, nappali ($10^h < LST < 14^h$), esti ($18^h < LST < 22^h$), éjszakai ($22^h < LST < 2^h$), valamint reggeli ($4^h < LST < 8^h$) csoportot képeztünk.

A sűrűségadatok csoportosítását mind csak az egyik koordináta /földrajzi szélesség, vagy napszak/, mind mindkét koordináta /földrajzi szélesség és napszak/ szerint is elvégeztük.

Eredmények

Minden SZEM görbén a vonatkoztatási nap körül egy minimum látszik, amely a nem megfelelő időbeli felbontás következtében áll elő. Ugyanis e miatt a mért sűrűséggörbék nem jelzik azt a csúcst, amely a modell görbéken a megfelelő időbeli felbontás következtében megjelenik.

A legfontosabb eredményeket a két ábra szemlélteti, ahol a mért sűrűségeknek a modellértékektől való eltérései láthatók a geomágneses vihar napjától számított idő /napok/ függvényében. Jó modell esetén egy állandó érték körüli szórással várható.

Az első ábra első oszlopában a case 1-re vonatkozó SZEM görbék láthatók. Alul néhány geofizikai paraméter SZEM görbéjét rajzoltuk fel ugyanarra az eseménycsoportra, felettük bontás nélkül az összes sűrűségadatra vonatkozó SZEM görbe látható, majd a négy napszaknak és legfelül a három szélességi tartománynak megfelelő átlaggörbék láthatók. A következő két oszlopban az első oszlop eseményeit két csoportra bontottuk annak megfelelően, hogy a Dst minimummal együtt Ap-ben nem volt $-Ap/$, vagy ott is volt maximum $+Ap/$. Az

NPSE az 5. nap körüli maximum formájában mindig feltűnik. Az összes esetre vonatkozó görbén látszik, hogy az NPSE időtartama case-3-ban nagyobb, mint case-2 esetén. A csoportosítás szerinti görbéken azonban az is látszik, hogy a nagyobb időtartam case-3-nál is csak közepes földrajzi szélességen /ha a φ szerinti bontást nézzük/, illetve csak az esti órákban /ha a napszak szerinti csoportosítást nézzük/ jelentkeznek.

A 2. ábrán az első oszlopban ugyanazokat az adatokat, mint az 1. ábra 3. oszlopában mindkét koordináta szerinti csoportosításban látjuk. Ez azt mutatja, hogy a tartósabb utóhatás csak az esti órákra vonatkozó görbéken jelentkezik, közepes földrajzi szélességen 18 napig is eltart, míg az egyenlítői, esti órákra vonatkozó görbén kb. 15 napig. A case 3 eseményeit két csoportra osztottuk aszerint, hogy a Dst minimumon és az Ap maximumon kívül volt-e ionoszférikus utóhatás is /+MIA/, vagy nem /-MIA/. Az eredményeket a 2. ábra 2. és 3. oszlopában tüntettük fel. Látható, hogy hosszan tartó utóhatás az esti órákban csak akkor fordul elő, ha ionoszférikus utóhatás is volt.

Az eredmények értelmezése

Figyelembe véve, hogy a NPSE-t létrehozó energiaforrásnak nem kell feltétlenül a geomágneses vihar megszűnési fázisára korlátozódnia, a NPSE jellemzői - a semleges utóhatás geomágneses viharhoz viszonyított késése, a magasságtartomány, ahol észlelhető /200-400 km/, a napszak /vagyis az esti órák/, amelyben a nagyobb időtartamu NPSE-t találtuk - energiaforrásként az egyenlítői gyűrűáramot alkotó részecskéket valószínűsítik. Az ionok kiszóródása a veszteségi folyamatoktól, vagyis a töltéscsere reakciótól és a hullám-részecske kölcsönhatástól függ. Ugyanis mérések azt mutatják, hogy a gyűrűáram erőssége és összetétele a geomágneses tevékenységgel változik. A legnagyobb gyakori-

sággal előforduló részecskeenergiákat /1-300 keV/e/ tekintve az összetétel a geomágneses vihar /főfázis/ idején pl. 3-tól 8-ig terjedő L értékeknél kb. 58 % H^+ , 39 % O^+ , 1 % O^{++} , 2 % He^+ és 0,5 % He^{++} [5]. O^+ koncentrációja csökken, H^+ koncentrációja növekvő L értékkel növekszik. Geomágnesesen nyugodt időszakban a gyűrűáram 91 % H^+ -ból, 5 % O^+ -ból, 3 % He^+ -ból és 1,5 % He^{++} -ból áll [5].

Kis földrajzi szélességeken az NPSE a geomágneses vihar korai megszünési fázisában jelenik meg. Más megfigyelések szerint ezeken a szélességeken a részecskék kiszóródásáért a töltéscsere reakció lehet a felelős. Ami a protonokat illeti, a nagy energiájú protonoknak a



töltéscsere reakcióval szemben elég nagy az élettartama ahhoz, hogy a megfigyelt, tartós hatást létrehozzák, azonban rugalmas ütközések útján az adott magasságtartományban nem tudnak elég energiát leadni [6]. Ugyanakkor a kis energiájú protonoknak a töltéscsere reakcióval szemben kicsi az élettartama [7]. Az oxigén ionok a legújabb vizsgálatok szerint, ha energiájuk 20 keV-nél nagyobb, a gyűrűáramból rövid idő alatt /~1 nap/ eltűnnek, azonban a kisebb energiájú oxigén ionokkal más a helyzet [8]. Mivel a kis energiájú /<10 keV/ O^+ ionoknak az élettartama



töltéscsere reakcióval szemben elég nagy és a geomágneses tevékenységtől való legnagyobb függést ezek az ionok mutatják, energiaforrásként ezek is számításba jöhetnek.

Kis földrajzi szélességeken a kiszóródó részecskék vagy közvetlenül, vagy közvetve kerülhetnek kölcsönhatásba a felső légkörrel. Közvetlen kölcsönhatásba azok a ki-

szóródó semleges atomok léphetnek, amelyek a gyűrűáram-ionok és a geokorona hidrogénje közötti töltéscsere reakció következtében jönnek létre. A töltéscsere reakció helyétől függően különböző irányba tartó semleges atomok közül a Föld felé irányuló fluxus a mágneses irány-szögeloszlás geometriájának megfelelően a geomágneses egyenlítőtől északra és délre 30° -on belül csapódik be [9]. A 10 keV-nél kisebb energiájú oxigén atomok, amelyek elég nagy élettartammal rendelkeznek ahhoz, hogy utóhatást okozzanak, a 200-600 km magasságtartományban termalizálódnak ionizálva és gerjesztve a környező atomokat. Ez a folyamat okozza a felső légkör melegedését [10]. A közvetett kölcsönhatás annak a kettős töltéscsereének az eredménye lehet, amelyet Moritz [11] javasolt és amelyet Mizera és Blake [12], illetve Scholer [13] igazolt. Moritz szerint a nagy energiájú semleges atomok, amelyek az egyenlítői gyűrűáram ionjai és a geokorona semleges hidrogénje közötti töltéscsere reakció révén keletkeznek és így a mágneses tér befolyása nélkül mozogva a felső légkörbe juthatnak, újra ionizálódhatnak. Így kis szélességeken, kisebb magasságokban ideiglenesen befogódnak. Fluxusuk a beeső nagy energiájú semleges részecskék fluxusától függ.

Feltevésünket a Lyman α emisszióval kapcsolatos megfigyelések is megerősítik [14, 15]. A geomágneses viharck megszűnési fázisában, kis szélességeken mért Lyman α emisszió ugyanis arra enged következtetni, hogy a sugárzást a 10-300 keV energiatartományba eső protonok kiszóródása okozhatja, amelyet Moritz [11], illetve Mizera és Blake [12] észlelt. Mivel az aszimmetrikus egyenlítői gyűrűáram az esti szektorban koncentrálódik, az a tény, hogy a NPSE ebben az időszakban a leghatározottabb, szintén az effektus gyűrűáram eredetét látszik igazolni.

Mint ismeretes, a legtöbb esetben az energiabetáplálást a felső légkörbe az ionizált komponens is jelzi.

Ezért az utóhatásnak megfelelő időszakban az ionizált komponens változásait is tanulmányoztuk. Az foF2 és h'F ionoszféraparaméterek havi órás mediánjaitól való eltérések kis szélességeken azt mutatják, hogy míg foF2, vagyis az elektronsűrűség lényegében nem változik, h'F csökken, vagyis a rekombináció növekszik. Ez viszont azt jelenti, hogy az ionizáció erősségének ebben az időszakban növekedni kell ahhoz, hogy a változatlan elektronsűrűséget fenntartsa. Korábban Rowe [16], Goldberg [17], Kelley et al. [18] számoltak be az E tartományban kis szélességeken geomágneses háborgásokkal kapcsolatos megnövekedett ionizációról /közbenső réteg képződése/.

Az NPSE időtartama eredményeink szerint közepes földrajzi szélességeken nagyobb, mint kis szélességeken, - ez különösen akkor nyilvánvaló, ha ionoszférikus utóhatás is volt. Más megfigyelések azt mutatják, hogy geomágneses viharok késői megszűnési fázisában a plazmaszférán belül plazmahullámok /periódikus szerkezetű Pc-1 típusu pulzációk/ is halmozottan fordulnak elő [19, 20, 21]. Így közepes földrajzi szélességeken a NPSE létrehozásához a hullámrészecske kölcsönhatás is hozzájárulhat, ha a plazmahullámok az ion-ciklotron instabilitás útján a befogott részecskéktől energiát nyernek. Elméleti megfontolások ugyanis azt mutatják, hogy a stabil módon befogott részecskék fluxusa csökken, ha a környező hideg plazma sűrűsége nő [22]. Ilyen helyzet jön létre akkor, amikor a geomágneses vihar megszűnési fázisában a plazmaszféra feltöltődése miatt a plazmapauza kifelé, az egyenlitői gyűrűáram irányába tolódik el. Az ion-ciklotron instabilitást a gyűrűáramnak a plazmaszféra növekvő sűrűségű hideg plazmájával való találkozása hozza létre. Ami az NPSE helyi időtől való függését illeti, eredményeink kö-

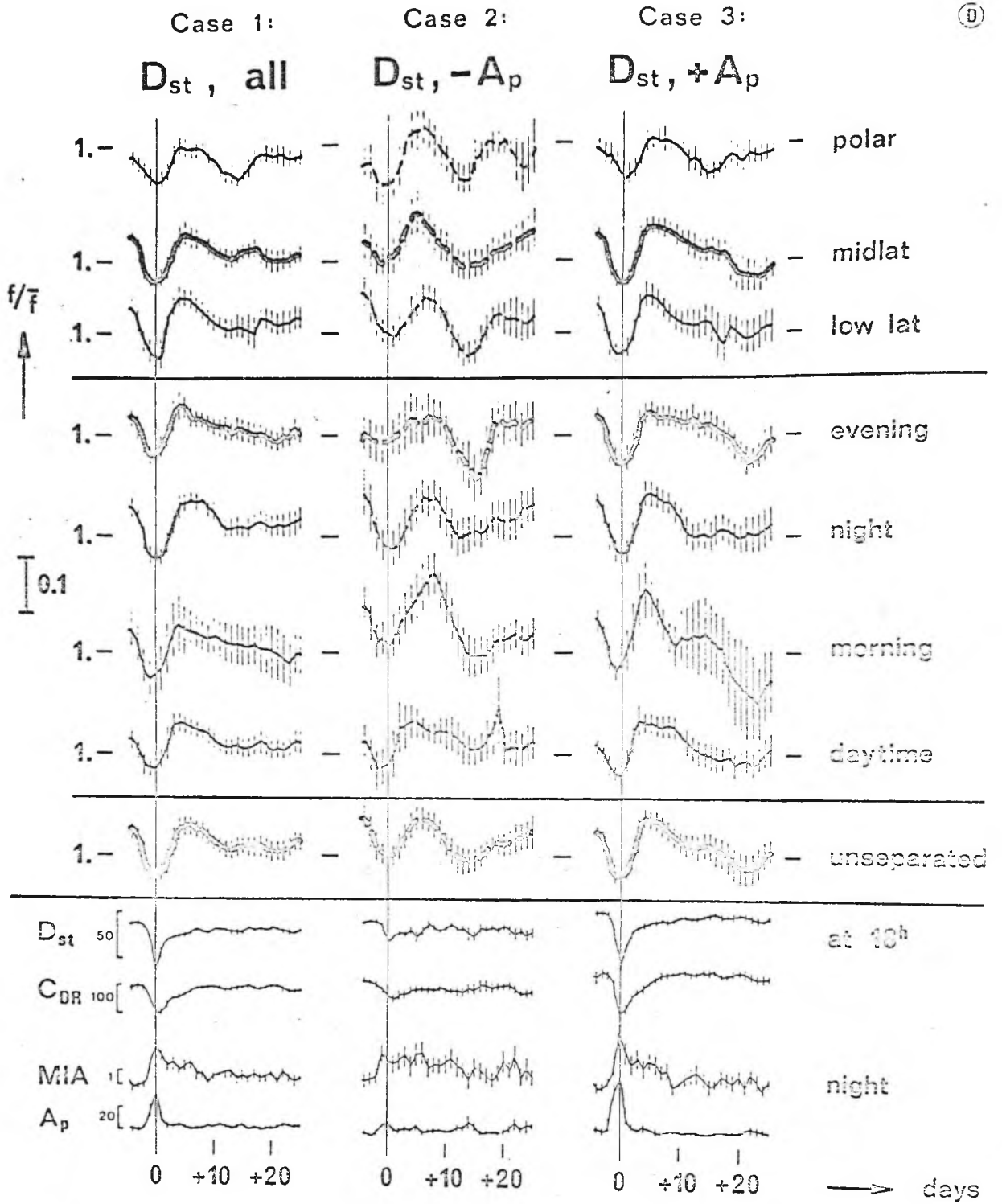
zepes földrajzi szélességeken arra engednek következtetni, hogy ilyen találkozás a plazmaszférának az esti szektorban mutatkozó kidudorodásánál intenzívebb kiszóródást eredményez, megjegyezve, hogy a vihar megszünési fázisa idején az aszimmetrikus gyüüáram is az esti szektorben koncentrálódik. Ugyancsak a hullám-részecske kölcsönhatás működésének bizonyítéka lehet az a körülmény is, hogy a nagyobb időtartamu NPSE nem szabályosan visszatérő jelenség. Így végeredményben megállapítható, hogy az általunk kimutatott és a modellekben eddig figyelembe nem vett termoszférikus sűrüségtöbblet a geomágneses vihar energiájának tartós, elhuzódó disszipációjától származhat.

A kutatáshoz felhasznált mesterséges holdak

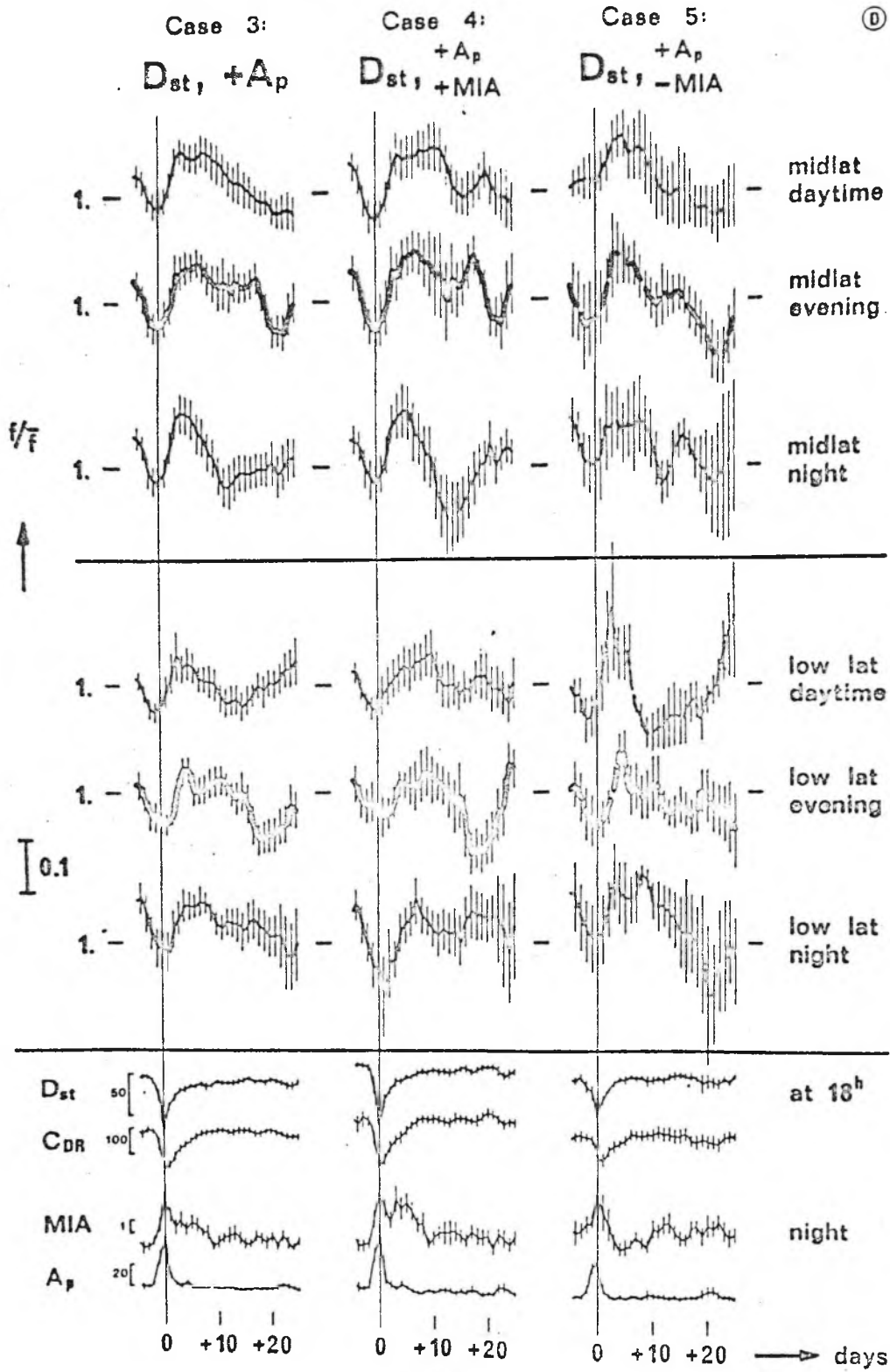
A mesterséges hold neve	e	i	fékeződés helyének közelítő magassága km	a levezetett fékeződési adatok száma /naponta egy adat/
69110A	0,05	48°	220	96
7004B	0,09	82°	220	64
6506A	0,05	49°	230	187
6595B	0,10	48°	230	312
6595A	0,10	48°	240	291
6552A	0,06	49°	250	333
7097A	0,10	74°	265	354
7097B	0,10	74°	265	391
6511A	0,10	56°	290	176
6511B	0,10	56°	290	144
6644A	0,15	65°	290	1807
7118B	0,10	70°	305	424
6445B	0,16	96°	310	1765
6415A	0,05	52°	320	143
7017B	0,08	5°	325	111
7017A	0,08	5°	330	341
58 ALFA	0,10	33°	360	1490
6343A	0,07	59°	370	3299
6215B	0,05	54°	425	1759
6014A	0,12	50°	445	2856
20 db mesterséges hold			Összesen:	16343

Irodalom

1. E. Illés-Almár, P. Bencze and F. Márcz, Nabl. ISZ, 23, 333 /1984/
2. Illés E. Ionoszféra és Magnetoszféra Fizika XII., 54 /1985/
3. A. Horváth and E. Illés-Almár, Nabl. ISZ, 9, 277 /1970/
4. E. M. Gaposchkin, Paper P. 1.1.4 presented at the XXVI GOSPAR meeting, Toulouse, 1986
5. G. Gloeckler, B. Wilken, W. Stüdemann, F. M. Ipavich, D. Hovestadt, D.C. Hamilton and G. Kremser, Geophys. Res. Letters, 12, 325 /1985/
6. R. Eather and K. M. Burrows, Aust. J. Phys., 19, 309 /1966/
7. P.H. Smith, N.K. Bewtra and R. A. Hoffman, J. Geophys. Res., 86, 3470 /1981/
8. S.M. Krimigis, G. Gloeckler, R. W. McEntire, T. A. Poterra, F. L. Scarf and E. G. Shelley, Geophys. Res. Letters, 12, 329 /1985/
9. G. W. Pröller, Planet. Space Sci., 21, 1681 /1973/
10. M. Torr and D.G. Torr, Geophys. Res. Letters, 6, 700 /1979/
11. J. Moritz, Z. Geophys., 38, 701 /1972/
12. P.F. Mizera and J. B. Blake, J. Geophys. Res., 78, 1058 /1973/
13. M. Scholer, D. Hovestadt and G. Morfill, J. Geophys. Res., 80, 80 /1975/
14. G. E. Thomas, J. Geophys. Res., 85, 6055 /1980/
15. S. Cazes and C. Emerich, J. Geophys. Res., 85, 6049 /1980/
16. J. F. Rowe, Radio Sci., 9, 175 /1974/
17. R. A. Goldberg, J. Geophys. Res., 79, 5299 /1974/
18. M. C. Kelley, W. E. Schwartz, Y. Tayan and R. Torbert, J. atmos. terr. Phys., 39, 1263 /1977/
19. R. C. Wentworth, J. Geophys. Res., 69, 2291 /1964/
20. R. R. Heacock and M. Kivinen, J. Geophys. Res., 77, 6746 /1972/
21. W.W.L. Taylor and L.R. Lyons, J. Geophys. Res., 81, 6177 /1976/
22. J.M. Cornwall, F.V. Coroniti and R.M. Thorne, J. Geophys. Res., 75, 4699 /1970/



1. ábra



2. ábra

A XV. IONOSZFÉRA- ÉS MAGNETOSZFÉRA-FIZIKAI SZEMINÁRIUM
ELŐADÁSAIBÓL

(Gyula, 1987. október 20-23)

Szerkesztette: Dr.Bencze Pál

1988.

A SEMLEGES LÉGKÖRI GEOMÁGNESES UTÓHATÁS ÉRTELMEZÉSÉHEZ

Bencze Pál¹ és Illés Erzsébet²¹MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Intézet, Sopron²MTA Csillagászati Kutató Intézet, Budapest

BEVEZETÉS

A semleges légkör sűrűségében egy az alsó ionoszférában geomágneses viharok lecsengését követően közepes és magas szélességeken kimutatott utóhatáshoz hasonló jelenség figyelhető meg (Illés et al., 1984). Ez az utóhatás a mesterséges holdak fékeződéséből meghatározott sűrűség és a semleges légköri modellek alapján számított sűrűség hányadosában alacsony és közepes szélességeken a geomágneses tevékenység maximumát követő harmadik, negyedik napi maximummal - annak növekedéseként - jelentkezik. Tehát, itt egy a semleges légköri modellekben figyelembe nem vett sűrűség-növekedésről van szó, amely ebben az időszakban egy eddig figyelmen kívül hagyott energiabetáplálást jelezhet.

A felső légkörbe energia "közvetlenül" és "közvetve" juthat. "Közvetlen" energiabetáplálást jelent a Nap hullámtermészetű és magas szélességeken korpuszkuláris sugárzása. "Közvetve" kaphat energiát a felső légkör magas szélességeken a magnetoszféra csóvájában elhelyezkedő plazmarétegből, illetve alacsony és közepes földrajzi szélességeken a sugárzási övezetek, valamint az egyenlitői gyűrűáram közvetítésével. Utóbbi szintén a plazmarétegből táplálkozik. További energiaforrást jelentenek a felső légkör számára az alsó és középső légkörben keletkező és a felső légkörben elnyelődő légköri hullámok. A felső légkör energetikájával kapcsolatos megválaszolatlan kérdések nagy része a "közvetve" érkező energiával és a légköri hullámokkal kapcsolatos energiaszállítással függhet össze.

A semleges légköri geomágneses utóhatás a "közvetve" érkező szoláris energiával állhat kapcsolatban. A geomágneses háborgások lecsengését követően ugyanis a "közvetlen" energiaforrások közül a Nap korpuzzkuláris sugárzása már megszűnt, de a "közvetve" érkező energiák forrásai közül is csak a sugárzási övezetek és az egyenlitői gyűrűáram jöhetnek számításba. A Nap hullámtermészetű sugárzása és a légköri hullámok energialeadása a geomágneses tevékenységtől gyakorlatilag függetlenül működő energiaforrások.

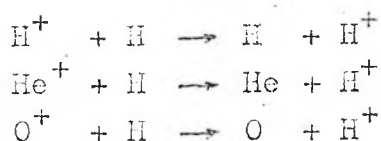
A sugárzási övezetek és az egyenlitői gyűrűáram esetében az ezeket alkotó nagy energiájú ($> 0,1$ MeV), elektromos töltéssel rendelkező részecskék, illetve "forró" plazma (10-100 keV) által a felső légkörnek rugalmatlan és rugalmas ütközések során leadott energia jelenti az energiaforrást. A nagy energiájú, illetve a forró plazmát alkotó részecskék bejutását a magnetoszférából a felső légkörbe két mechanizmus biztosíthatja. A sugárzási övezetek esetében ez elsősorban a hullám-részecske kölcsönhatás, az egyenlitői gyűrűáramnál pedig főleg a töltéscsere reakció. A következőkben azt vizsgáljuk, hogy ezek a folyamatok milyen mértékben járulhatnak hozzá a semleges légköri geomágneses utóhatás kialakulásához.

TÖLTÉSCSERE REAKCIÓ, MINT A MAGNETOSZFÉRÁBAN TÁROLT ENERGIA MEGCSAPOLÁSÁNAK EGYIK MÓDJA

A gyengén ionizált gázok, így az ionoszféra fizikájában is fontos szerepet játszanak az ionok átalakulásához vezető folyamatok, az ion-molekula reakciók. Az ion-molekula reakciók egyik legfontosabb típusa a töltéscsere reakció



amely azon túlmenően, hogy megváltoztatja az ionösszetételt, a felső légkör kis sűrűségű, külső részében a Föld mágneses dipolterében befogott állapotban levő ionok kiszabadulásához vezethet. Amennyiben az egyenlítői gyűrűáramot alkotó ionok (H^+ , He^+ , O^+) az exoszférában a geokoronát alkotó semleges hidrogénatomokkal ütköznek a



töltéscsere reakciók útján lényegében a gyűrűáramot alkotó ionok energiájának megfelelő energiájú (10-100 keV) semleges atomok (H, He, O) keletkeznek (Dessler et al., 1961; Davidson, 1965; Prag et al., 1966; Prölss, 1973; Torr et al., 1974). Ehhez kisebb magasságban (600-200 km) még a



töltéscsere reakció is hozzájárul. Az így keletkezett semleges atomok attól függően, hogy a töltéscsere a mágneses erővonal körüli giromozgás mely fázisában következik be, vagy kifelé, vagy a Föld felé mozognak (1. ábra). A befelé mozgó atomok töltéscsere-reakció útján újra elektront adhatnak le, ionizálódhatnak, majd így utjukat a mágneses tér mentén folytatva egy újabb töltéscsere reakcióban ismét semleges atommá alakulhatnak. Ez többször megismétlődhet, míg a részecske energiája a termikus energia szintjére nem csökken. Ezt a folyamatot Monte Carlo módszerrel szimulálhatjuk (Prölss, 1973). Ha a nagy energiájú

semleges atom keletkezésének magassága z_0 (1. ábra), a semlegesítődést követő első elektronleadás magassága a

$$z_1 = H_i \ln \left\{ 1 / \left[\exp \left(- \frac{z_0}{H_i} \right) - \frac{\ln p_I(z_1)}{\frac{\sum_i (\sigma_{01})_i (n_o)_i H_i}{\sin \Psi}} \right] \right\} \quad (1)$$

összefüggésből számítható ki, ha $p_I(z_1)$ - az ionizáció valószínűsége - helyébe 0 és 1 közötti véletlen számot helyettesítünk. $(\sigma_{01})_i$ a semleges atomoknak az i -ik összetevőre vonatkozó ionizációs hatáskeresztmetszete, $(n_o)_i$ és H_i az i -ik összetevő sűrűsége a pályaszakasz legkisebb magasságú pontjában, illetve a skálamagasság, Ψ a pályaszakasz vízszintessel bezárt szöge (2. ábra)

$$\sin \Psi = \cos \alpha \sin I + \sin \alpha \cos I \sin \theta$$

ahol α a mágneses irányszög a z_0 pontban, θ a semleges atom keletkezésének pillanatában az erővonal körül spirálmozgást végző ion azimutja (2. ábra), I a mágneses tér inklinációja. A z_1 magasságban létrejövő ionizációnál keletkező és utját a mágneses tér mentén folytatva spirálmozgást végző ion újabb semlegesítődésének z_2 magassága

$$z_2 \approx H_i \ln \frac{1}{\exp \left(- \frac{z_1}{H_i} \right) - \frac{\ln p_N(z_2)}{\frac{\sum_i (\sigma_{10})_i (n_o)_i H_i}{\cos \alpha \sin I}}} \quad (2)$$

ahol $p_N(z_2)$ a semlegesítődés valószínűsége; $(\sigma_{10})_i$ a $(\sigma_{01})_i$ reakcióval ellentétes folyamat, a semlegesítődés

hatáskeresztmetszete. Annak a szögnek a nagysága, amellyel az ion a mágneses erővonal körül a semlegesítődés előtt elfordul a

$$\Delta\theta = - \frac{\ln p_N (\Delta\theta)}{\frac{mv}{B} \sum_i (\sigma_{10}) (n_o)_i \exp\left(-\frac{z_1}{H_i}\right)} \quad \alpha < 90^\circ \quad (3)$$

összefüggéssel számolható. Az újabb elektronleadás és semlegesítődés z_2 , illetve z_4 magasságát az (1), (2) és (3) egyenletek ismételt alkalmazásával határozhatjuk meg.

A számításokhoz még szükségünk vanaleadott energia ismeretére. A H^+ és He^+ ionok esetében a fő energiaveszteséget jelentő folyamatok a töltéscsere, az ionizáció és a gerjesztés. Az O^+ ionokkal szemben a rugalmas ütközés szerepe a H^+ és He^+ ionoknál csak 1 keV-nél kisebb energiáknál válik jelentőssé. Az ionizációnkénti átlagos energiaveszteség 10-20 keV energiájú részecskéket tekintve 35 eV.

Az O^+ ionok a környező atomoknak töltéscsere reakció és rugalmas szóródás formájában adnak le energiát (Torr et al., 1974). A töltéscserénél az energiaveszteség két részből tevődik össze, elektronbefogásból és az ezzel kapcsolatos gerjesztett állapot létrejöttéből. A rugalmas szóródásnál feltételezhető, hogy az energia megoszlik a becsapódó ion és az ütközésben résztvevő semleges atom között. Az ionok átlagos energiavesztesége a

$$\frac{dE}{dx} = - \left(\frac{m}{M}\right) E \sum_m \sigma_{cm} + \sum_m E_m \sigma_{cm} + E \sigma_{cm}$$

összefüggéssel számolható, ahol m a gerjesztett állapot, σ_{cm} az elektronbefogással m gerjesztett állapotba jutás hatáskeresztmetszete (Lo és Fite, 1970). Megjegyzendő, hogy a gyűrűáramot alkotó ionok közül az O^+ ionok által okozott közvetlen ionizáció, vagy gerjesztés, illetve az ezzel kapcsolatos energialeadás elhanyagolható, mivel az O^+ ionok sebessége (< 100 keV energiákat tekintve) az orbitális elektronok sebességénél nagyságrendekkel kisebb. Ami a keletkezett nagy energiájú semleges O atomok energia-vesztését illeti, a rugalmas szóródás hatáskeresztmetszete lényegesen nagyobb, mint az ionizációs hatáskeresztmetszet, így az előbbi folyamat okozza az energiavesztést. A számításokat addig folytatjuk, míg a részecske energiája 1 keV, illetve 2 eV alá nem csökken. Ily módon kiszámítható, hogy a különböző energiájú részecskék különböző magasságban mennyi energiát adnak le.

Azt, hogy a fentiekben vázolt folyamat milyen mértékben járulhat hozzá a semleges légköri geomágneses utóhatás kialakulásához, a gyűrűáramot alkotó különböző ionoknak a töltéscserével szemben mutatott élettartama szabja meg. Az ionok utánpótlása a plazmarétegből ugyanis a geomágneses vihar főfázisával megszűnik. Így az utóhatás előidézésében a geomágneses tevékenység lecsengése után 4-5 nappal csak olyan ionok juthatnak szerephez, amelyeknek nagy az élettartama. A különböző ionok élettartama az energia és az L érték függvénye (Tinsley, 1976; Tinsley, 1981; Smith et al., 1981; Roelof et al., 1985). Mint az a 3. ábrán látható, a keresett élettartammal nagy energiájú H^+ ionok, vagy kis energiájú O^+ ionok rendelkeznek. A további vizsgálatokat tehát az ionoknak erre a két csoportjára lehet korlátozni. Mivel a maximális energialeadás magassága az energia csökkenésével nő, a semleges légköri

geomágneses utóhatás magasságát figyelembevéve a kis energiájú O^+ ionoknak az utóhatás létrehozásában nagyobb szerepe lehet, mint a nagy energiájú H^+ ionoknak.

A HULLÁM-RÉSZECSCKE KÖLCSÖNHATÁS, MINT A MAGNETOSZFERÁBAN TÁROLT ENERGIA MEGCSAPOLÁSÁNAK MÁSIK MÓDJA

A gyűrűáramot és a sugárzási övezeteket alkotó ionok befogott helyzetének megszűnéséhez vezető másik folyamat a hullám-részecske kölcsönhatás. A hullám-részecske kölcsönhatás a mágneses irányszög szerinti diffúzió egyik módja, amely plazmahullámoknak leadott energia útján csökkenti a befogott részecskék mágneses irányszögét. Ezzel a tükörpont kisebb magasságba, a légkör nagyobb sűrűségű rétegeibe tolódik el megnövelve a semleges részecskékkel való ütközés valószínűségét. A töltéssel rendelkező részecskék befogott helyzetének megszűnéséhez ugyanis általánosságban valamelyik adiabatikus invariáns megsértése vezethet. Erre akkor kerülhet sor, ha elektromágneses tér hat a részecskére és változásának periódusa megegyezik az erővonalkörüli giromozgás, vagy a tükörpontok közötti oszcilláció periódusával. A hullám-részecske kölcsönhatás egyik lehetséges módja a sugárzási övezetekben az elektronok és az elektronok ciklotronfrekvenciájával, vagy annak többszörösével megegyező frekvenciájú VLF hullámok közötti kölcsönhatás. A kölcsönhatás lényege, hogy az elektromágneses hullám mágneses komponensének a mágnesestérre merőleges összetevője a geomágneses térrel párhuzamos Lorentz erőt hoz létre. Az elektron-ciklotron rezonancia (helyi, Doppler-eltolódással) feltétele

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - l \Omega_e = 0 \quad l = \pm 1, \pm 2, \dots$$

ahol ω az elektromágneses hullám, Ω_e az elektron ciklotron körfrekvenciája. Ebből következik, hogy a rezonancia feltétele nem teljesül az erővonal tükörpontok közötti teljes hosszában, mivel mind $v_{||}$, mind Ω_e változik az erővonal mentén. Hideg plazmában az elektromágneses elektron ciklotron (másként jobbra cirkulárisan polarizált, vagy whistler) modusra vonatkozó diszperziós relációból (Schulz és Lanzerotti, 1974)

$$\left(\frac{ck_{||}}{\omega}\right)^2 \approx \frac{\omega_p^2}{\omega(\Omega_e - \omega)} \quad \omega \gg \Omega_i$$

ahol ω_p az elektron plazmafrekvencia. A rezonanciához szükséges frekvencia, az elektron $E = (\gamma - 1) m_e c^2$ kinetikus energiája, valamint az α helyi mágneses irányszög között a következő összefüggés áll fenn

$$\cos^2 \alpha = \frac{c_A^2 \left[1 - \gamma \left(\frac{\omega}{\Omega_e}\right)\right]^2 \left(1 - \frac{\omega}{\Omega_e}\right)}{\frac{\omega}{\Omega_e} \frac{E}{m_i} (\gamma + 1)}$$

ahol c_A az Alfvén sebesség és γ a relativisztikus és a nyugalmi tömeg hányadosa.

A

$$k_{||} v_{||} = \omega + \frac{\Omega_e}{\gamma} > 0$$

helyzetnek megfelelő "anomális" Doppler-eltolódás esetén az elektron egy olyan hullámmal találkozik, amelynél a cirkuláris polarizáció iránya látszólag megfordult

(Rowlands et al., 1966). Ilyenkor a hullám frekvenciája, az elektron energiája és a helyi mágneses irányszög közötti összefüggést a

$$\cos^2 \alpha \approx \frac{c_A^2 \left(\frac{\Omega_e}{\omega}\right)^2 m_e}{E(\mathcal{T}+1) \left(1 - \frac{\omega}{\Omega_i}\right)}$$

kifejezés írja le.

Az ionok esetében hasonló rezonancia jöhet létre a sugárzási övezeteket alkotó protonok ciklotronfrekvenciájával, vagy annak többszörösével megegyező frekvenciájú ion ciklotron hullámok között. Hideg plazmában az elektromágneses ion ciklotron (másként balra cirkulárisan polarizált) modulusra vonatkozó diszperziós relációból (Schulz és Lanzerotti, 1974)

$$\left(\frac{k}{\omega}\right)^2 \approx \frac{1}{c_A^2 \left(1 - \frac{\omega}{\Omega_i}\right)} \quad \omega < \Omega_i$$

A rezonanciához szükséges frekvencia, az ion v sebessége és a helyi irányszög között a következő összefüggés adható meg

$$\cos^2 \alpha = \frac{\left(1 - \frac{v\omega}{\Omega_i}\right)^2 \left(1 - \frac{\omega}{\Omega_i}\right)}{\left(\frac{v}{c_A}\right)^2 \left(\frac{\omega}{\Omega_i}\right)^2 \mathcal{T}^2}$$

Anomális Doppler-eltolódás esetén ez a formula a

$$\cos^2 \alpha = \frac{m_e}{m_i} \cdot \frac{\omega}{\Omega_e} \left(1 - \frac{\omega}{\Omega_e}\right) \frac{c_A}{v^2}$$

alakot veszi fel (Rowlands et al., 1966).

A hullám-részecske kölcsönhatás másik módja a második adiabatikus invariáns megsértése, a sugárzási övezetekben befogott részecskék (elektronok, ionok) tükröpon-
tok közötti oszcillációjának frekvenciájával egyező frek-
venciájú kompressziós (magnetoszónikus) hullám, vagy
elektrosztatikus hullám útján (Roberts és Schulz, 1968;
Roberts, 1969). A kölcsönhatás lényege, hogy a hullámnak
legyen a geomágneses térrel párhuzamos elektromos, vagy
mágneses komponense. A vizsgálatok azt mutatják, hogy ez
a kölcsönhatás sokkal hatékonyabb azoknál a részecskéknél,
amelyeknél $\cos^2 \alpha_e \ll 1$, mint amelyeknél $\cos^2 \alpha_e \sim 1$. Itt
 α_e az egyenlitői mágneses irányszög.

A harmadik adiabatikus invariáns megsértését csak
megfelelő időskálájú zavarok (SSC, SI) idézhetik elő.

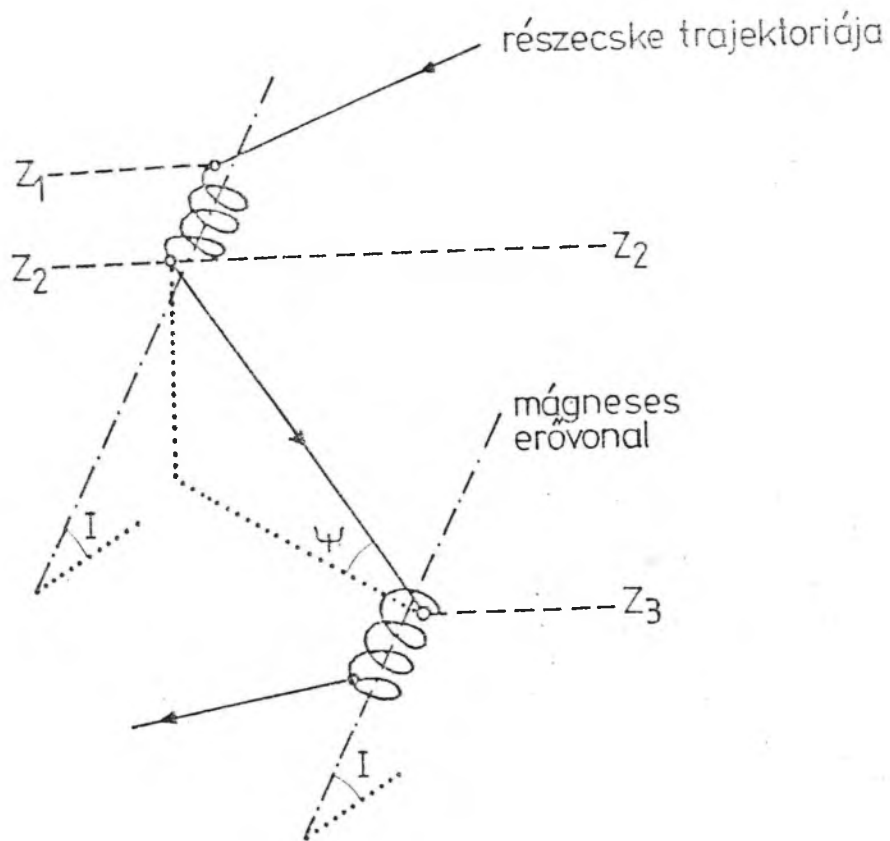
KÖVETKEZTETÉSEK

Ahhoz, hogy eldönthessük, a fentiekben tárgyalt fo-
lyamatok közül melyik járulhat döntően hozzá a semleges
légköri geomágneses utóhatás kialakulásához, a vázolt fo-
lyamatokkal kapcsolatos megfigyelésekre vagyunk utalva.
Vannak az égboltsugárzásra vonatkozó megfigyelések, ame-
lyek az utóhatás időszakában alacsony szélességeken lét-
rejövő, töltéscsere reakcióval kapcsolatos részecskepre-
cipitációra utalhatnak. Ezek az észlelések azonban nem
meggyőzőek. Sokkal több és így megerősítettnek tekinthető
vizsgálati eredménnyel rendelkezünk a különböző plazmahul-
lámokban mutatkozó utóhatásra vonatkozólag, amely a hullám-
-részecske kölcsönhatással való kapcsolatra enged követ-
keztetni. Ez a közepes földrajzi szélességeket tekintve el-
fogadható magyarázattal is szolgál, az alacsony szélességek

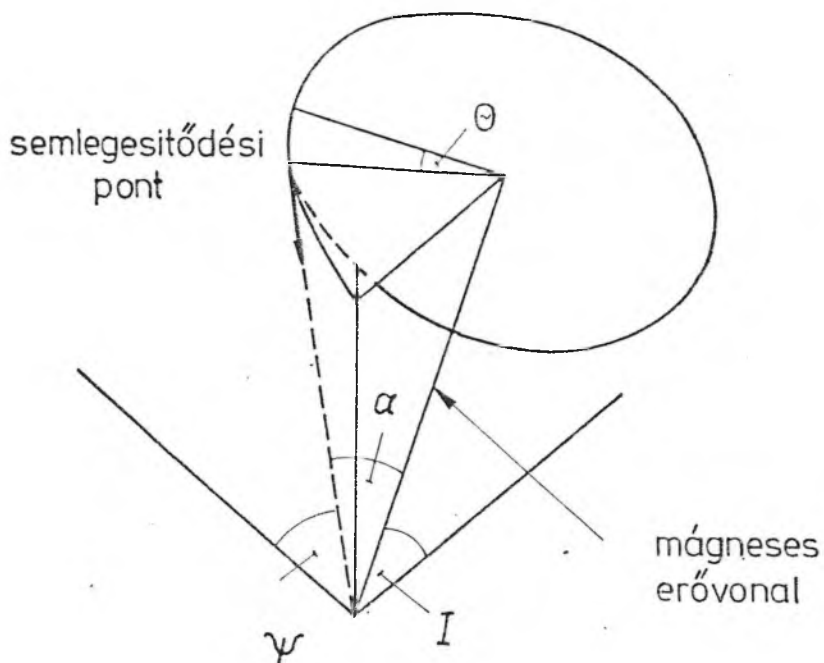
esetében azonban további folyamatokra van szükség. Ilyen lehet a radiális diffúzióval párosult hullám-részecske kölcsönhatás (Walt, 1971; Cornwall, 1972). Ha a drift-hullám (azimutális irányban terjedő elektrosztatikus hullám) azimutális hullámhossza összehasonlítható a részecske ciklotronsugárával, rezonancia jöhet létre, melynek radiális-diffúzió az eredménye. Amennyiben pedig a magnetohidrodinamikai, vagy elektrosztatikus hullám elektromos komponensének van a meridián síkjára merőleges összetevője, szintén létrejöhet radiális diffúzió.

IRODALOM

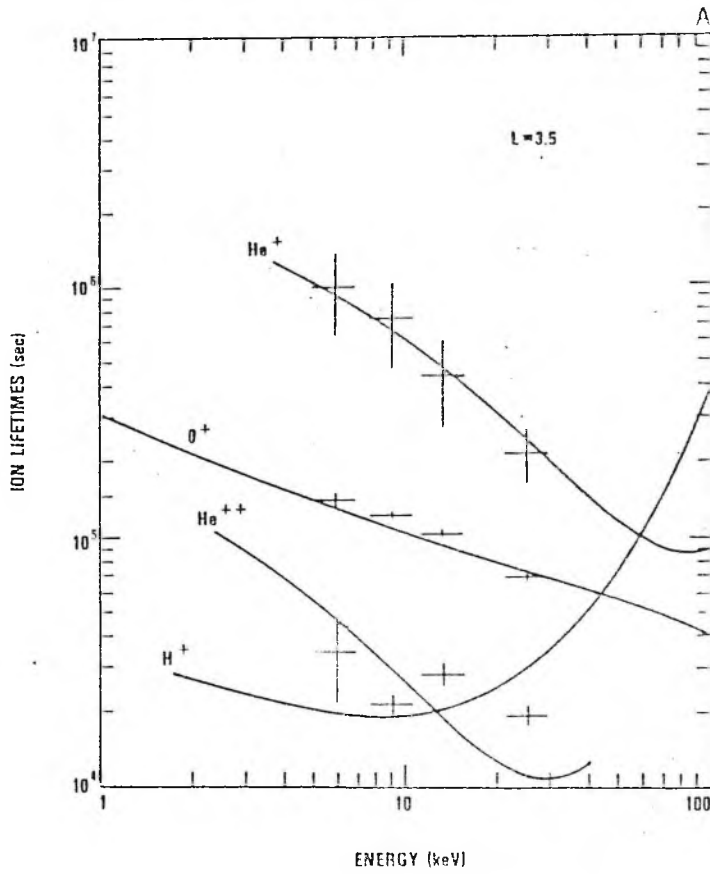
- Cornwall, J. M. 1972, *J. Geophys. Res.*, 77, 1756.
- Davidson, G.T. 1965, *J. Geophys. Res.*, 70, 1061.
- Dessler, A. J., Hanson, W.B. and Parker, E.N. 1961,
J. Geophys. Res., 66, 3631.
- Illés, E., Bencze, P. and Márcz, F. 1984, *Nabl. ISZ* 23,
333.
- Lo, H. H. and Fite, W. L. 1970, *Atomic Data*, 1, 305.
- Prag, A. B., Morse, F. A. and McNeal, R. J. 1966,
J. Geophys. Res., 71, 3141.
- Prölss, G. W. 1973, *Planet. Space Sci.*, 21, 1681.
- Roberts, C. S. 1969, *Rev. Geophys.*, 7, 305.
- Roberts, C. S. and Schulz, M. 1968, *J. Geophys. Res.*, 73,
7361.
- Roelof, E. C., Mitchell, D. G. and Williams, D. J. 1985 ,
J. Geophys. Res., 90, 10991.
- Rowlands, J., Shapiro, V.D., Shevchenko, V. I. 1966,
Sov. Phys., 23, 651.
- Schulz, M. and Lanzerotti, L. J., 1974: *Particle Diffusion
in the Radiation Belts*. Springer-Verlag, Berlin.
- Smith, P. H., Bewtra, N.K. and Hoffman, R. A. 1981,
J. Geophys. Res., 86, 3470.
- Tinsley, B. A. 1976, *J. Geophys. Res.*, 81, 6193.
- Tinsley, B. A. 1981, *J. atmos terr. Phys.*, 43, 617.
- Torr, M. R., Walker, J. C. G. and Torr, D. G. 1974,
J. Geophys. Res., 79, 5267.
- Walt, M. 1971, *J. Geophys. Res.*, 76, 8223.



1. ábra. Részecsketrajektoria többszöri töltéscsere esetén



2. ábra. A részecsketrajektóriát meghatározó paraméterek



3. ábra. A gyűrűáramot alkotó ionok élettartama az energia függvényében

A XVI. IONOSZFÉRA- ÉS MAGNETOSZFÉRA-FIZIKAI SZEMINÁRIUM
ELŐADÁSAIBÓL

/Bozsok, 1988. október 24-27./

Szerkesztette: Dr. Bencze Pál

GYÜRÜÁRAM-HATÁS A SEMLEGES FELSŐLÉGKÖRBE

Illés E.,¹ Almár I.,¹ Bencze P.,² Horváth A.¹¹MTA Csillagászati Kutató Intézet, Budapest²MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Intézet, Sopron

BEVEZETÉS

A 200-500 km között fékeződő mesterséges holdak mozgására alapozott korábbi vizsgálatok jelezték, hogy geomágneses viharok után néhány napig még nagyobb marad a semleges légkör sűrűsége, mint ahogy azt a modellek alapján várni lehetne. A talált sűrűség-többletet --- miután időben a már jól ismert ionoszférikus utóhatással esett egybe --- annak analógiájára semleges légköri geomágneses utóhatásnak neveztük el (neutral post-storm effect; NPSE) (Illés-Almár et al., 1984), és kerestük azt a késleltetett vagy járulékos fűtést, amely a jelenségért felelős. A fékeződésen alapuló anyag gyenge időfelbontása azonban nem tette lehetővé a részletes tanulmányozást.

Miután a CNES szivességéből hozzájutottunk a CACTUS mikroakcelerométer 1975-77 időszakban 400 és 600 km között végzett méréseihez, a részletesebb vizsgálat e jobb időfelbontású, in situ mérési anyagon történt. Az idő- és térbeli változások szétválasztása azonban nehezebb ilyen esetben, amikor csak egy hold észlelései állnak rendelkezésre, ezért egyetlen magasságban végrehajtott mérésekre korlátozódtunk, és a magassági függést nem vizsgáltuk.

Összehasonlításként minden egyes mérés időpontjára és helyére kiszámítottuk a sűrűséget a francia DTM modellel (Barlier et al., 1978), geomágneses szempontból zavarmentes állapotot ($K_p = 0$) feltételezve, és képeztük a

$$\Delta \rho = \rho_{\text{CACTUS}} - \rho_{\text{DTM } K_p = 0} \quad /1/$$

különbséget ("momentán" $\Delta\varphi$). Feltételezve, hogy a DTM modell a nyugodt időszaknak megfelelő sűrűséget jól írja le, a $\Delta\varphi$ értékek a geomágneses effektus tényleges lefolyását mutatják.

A kiválasztott magasság 400 km környéke (400-403 km) volt, mivel ebben a magasságtartományban a legtöbb és a legpontosabb a rendelkezésre álló adat. Ezek közé a magassághatárok közé a két éves intervallumban 6840 mérés esett, nagyjából fele részben a felszálló, felerészben a leszálló ágban. A két ág között a helyi időkülönbség körülbelül 6 óra volt. A pályasík lassú elfordulása miatt ugyanakkor egy-egy ágban a helyi idő egy nap alatt csak 1-2 tizednapot változott, ezért az ágakra külön-külön napi átlagot lehetett képezni.

A geomágneses utóhatásra vonatkozó korábbi eredményekből kiindulva a vihar főfázisán kívüli adatok közül a "visszatérési fázisok" időszakait elkülönítve vizsgáltuk. A visszatérési fázisokat a Dst index alapján határoztuk meg.

EREDMÉNYEK

Az NPSE igazolására meghatároztuk a $\Delta\varphi$ és K_p , illetve $\Delta\varphi$ és Dst közötti keresztkorrelációt (1. ábra). A görbe 6-8 napos eltolásnál mutat növekedést, ami az NPSE létének igazolása lehetne. A K_p és a Dst autokorrelációja azonban ilyen eltolásnál szintén növekedést mutat, vagyis a geomágneses tevékenységnek rekurrencia hajlama van ebben az időszakban. Emiatt a keresztkorrelációs módszer ez esetben nem alkalmazható annak egyértelmű megállapítására, hogy a sűrűsénövekedésért a semleges légköri geomágneses utóhatás-e a felelős.

Ezért a továbbiakban a vihar főfázisán kívüli adatokat két csoportra osztottuk aszerint, hogy a mérések viharok visszatérési fázisa idején történtek-e vagy sem. A 2. ábrán (bal alsó diagram) látszik, hogy a két csoport pontjai elkülönülnek. A K_p egységnyi intervallumaira képzett átlagértékeknek megfelelő pontokat legjobban megközelítő parabola:

$$\Delta\varphi = [0,054(K_p-1)^2 - 0,047] 10^{-12} \text{ kg/m}^3 \text{ a visszatérési fázis} \quad 12/$$

$$\Delta\varrho = [0,030(K_p-1)^2 - 0,079] 10^{-12} \text{ kg/m}^3 \text{ a többi pont esetén} \quad /3/$$

Az a tény, hogy a visszatérési fázisban ugyanakkora K_p -nek nagyobb érték felel meg, mint egyébként, az NPSE létre enged következtetni. Az a körülmény pedig, hogy $\Delta\varrho$ K_p -nek kétértékű függvénye, azt jelzi, hogy a K_p nem minden időszakban megfelelő index a geomágneses effektus leírására. Ugyanazokat a $\Delta\varrho$ értékeket Dst függvényében ábrázolva (most Dst intervallumonként közepelve; 2. ábra, jobb alsó diagram), egyértékű függvényt kapunk.

Ugyanezt mutatja az 1. Táblázat is, ahol a vihar utáni n . napokon mért $\Delta\varrho$ értéket és a megfelelő A_p , illetve Dst indexek közötti korrelációs együtthatókat közöljük. Látható, hogy A_p esetén a korrelációs együttható sokkal gyorsabban csökken, vagyis a vihar utáni napokban A_p vagy a vele ekvivalens K_p egyre kevésbé jól használható index a jelenség leírására.

MODELLJAVASLAT

Felhasználva azt a körülményt, hogy $\Delta\varrho$ Dst -nek egyértékű függvénye, a Dst függvényében az összes adatot (most már a zavart napokéval együtt) is ábrázoltuk. A 3. ábrán a pontok az intervallum első felére (MJD 42590-43010) vonatkozó napi átlag $\Delta\varrho$ értékek. A hozzájuk legjobban illeszkedő egyenes a

$$\Delta\varrho = (-0,0125 Dst - 0,110) 10^{-12} \text{ kg/m}^3 \quad /4/$$

kifejezéssel adható meg. Ez a DTM modellben kis szélességeken a geomágneses effektus leírására javasolt formula. A 4. ábra baloldalán a $\Delta\varrho$ értékeket a /4/ egyenlettel redukálva kapott maradékok hisztogramja látható a meghatározási intervallumra; ugyanezt kontrollképpen az ábra jobboldalán egy másik időintervallumra (MJD 43011-43320) mutatja be.

Ugy tűnik, hogy a /4/ egyenlet érvényessége a teljes intervallumra kiterjeszhető.

KÖVETKEZTETÉSEK

Minthogy lehetett találni egy olyan geofizikai paramétert, amelynek segítségével a geomágneses effektus valamennyi fázisban jól leírható, ezért arra következtethetünk, hogy az NPSE időszakában nem járulékos fűtésről van szó, ahogyan azt korábban feltételeztük. Az a mechanizmus, amely a visszatérési fázisban a sűrűség-többletet okozza, már a vihar főfázisában is működik. Vagyis nem egy, a vihar után jelentkező fűtésről, hanem a vihar kezdetétől jelen levő, és a vihar visszatérési fázisa alatt is működő fűtésről van szó. A 3. ábra a Dst-vel való jó korrelációt tekintve azt sugallja, hogy --- legalábbis a $\pm 30^\circ$ szélességi zónában --- a mért sűrűség-növekedést a gyűrűáramból kicsapódó töltött részecskékkel kapcsolatos fűtés okozhatja, ugyanis a Dst index a gyűrűáram intenzitását jellemzi. Ez a tény arra hívja fel a figyelmet, hogy --- legalábbis kis szélességeken --- működik egy, a sarki fény övezet fűtésétől különböző másik energiaforrás is. Tehát a korpuszkuláris fűtés komplex: létezik egy poláris és egy egyenlítői forrás, és a modellekbe ez utóbbit is be kell építeni. Ehhez azonban tisztázni kellene, hogy a két energiaforrás hatása hogyan változik a szélességgel, változik-e a napszakkal, és milyen a késési idejük egymáshoz és a jellemzésükre használt indexekhez képest. A 2. ábra felső része arra utal, hogy a gyűrűáram-fűtés által okozott sűrűség-növekedés függ a napszaktól. Ennek tisztázása azonban egy további dolgozat témája.

Köszönetünket szeretnénk kifejezni Barlier professzornak, hogy lehetővé tette a CACTUS adatok felhasználását, Tóth Károlynak, Balázs Lajosnak, Holl Andrásnak a mindig segítőkész magatartásáért számítástechnikai problémáink megoldásánál, Nagy Máriának a programozásért és adatkezelésért, Decsy Pálnak az adatok előkészítéséért és a rajzok elkészítéséért.

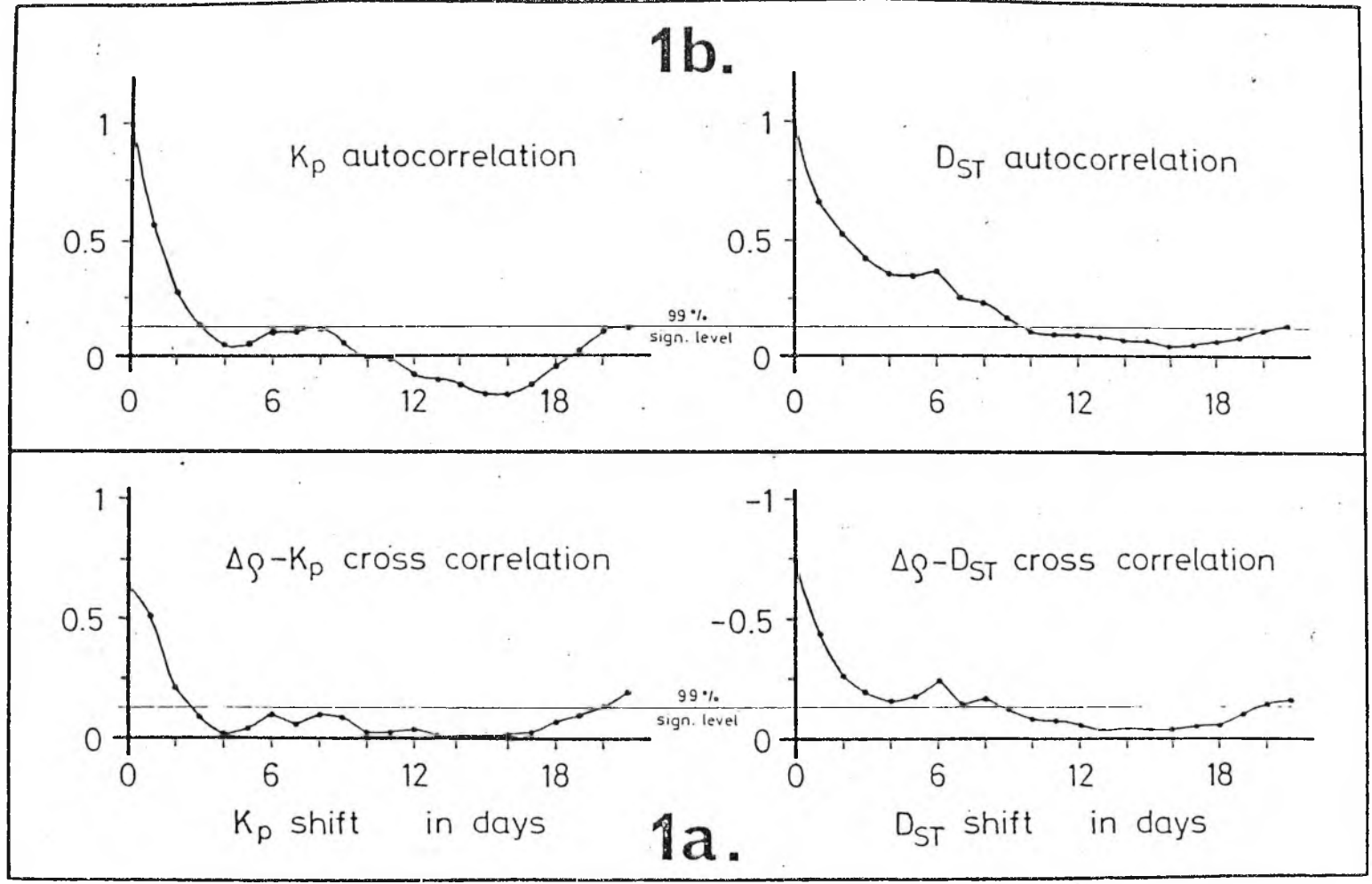
IRODALOM

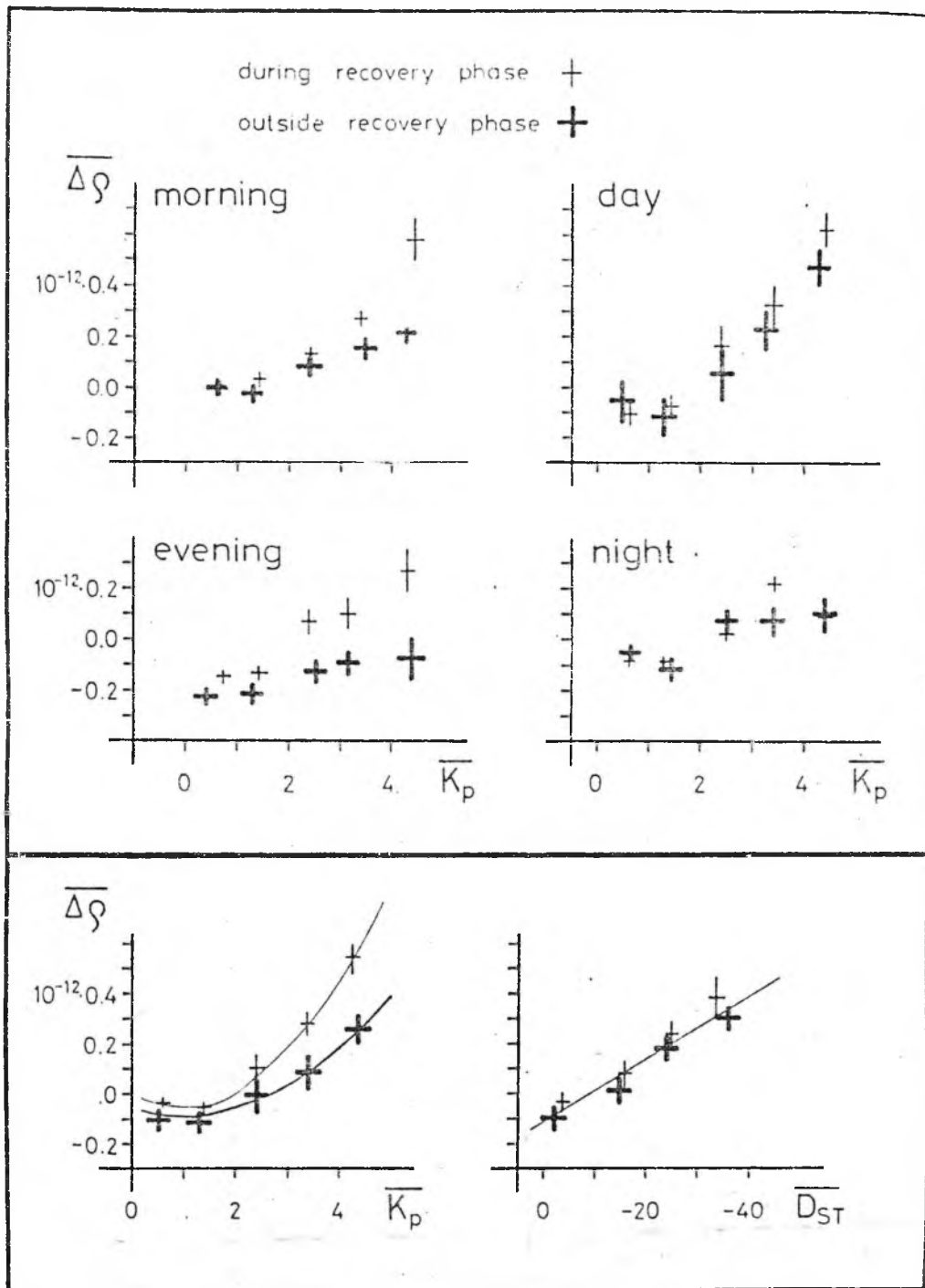
- Barlier, F., Berger, C., Falin, J.L., Kockarts, G., Thuillier, G., 1978: A thermospheric model based on satellite drag data. *Ann. Geophys.* 34, 9-24.
- Illés-Almár, E., Bencze, P., Márcz, F., 1984: Is there any "after-effect" in density variations of the neutral upper atmosphere? *Nabl. Isz* 23, 333-337.

1. TÁBLÁZAT

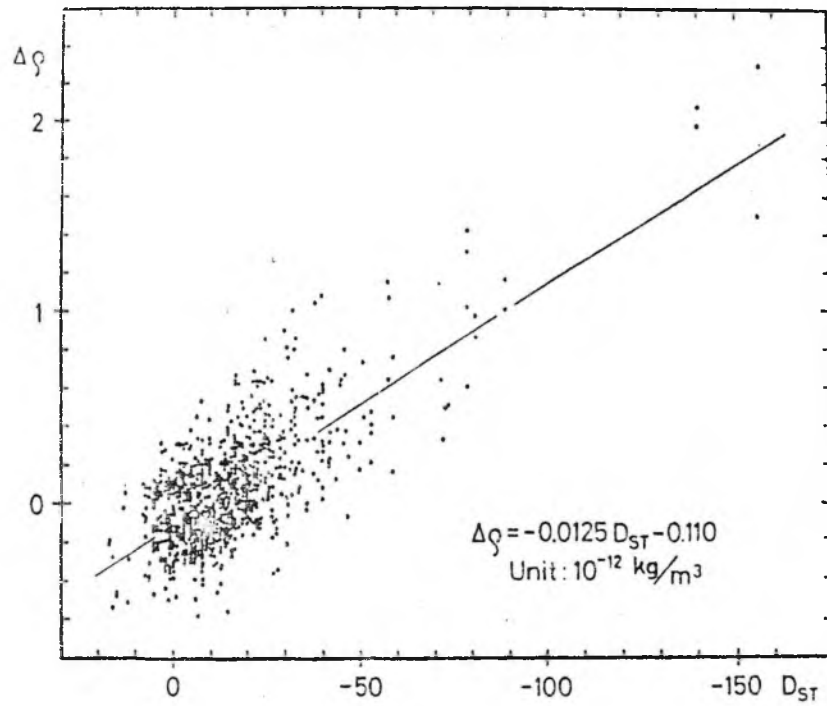
viharkezdet utáni nap n	pontok száma	korrelációs Ap-vel	együttható Dst-vel
1	40	0.636	-0.644
2	34	0.760	-0.631
3	30	0.729	-0.627
4	25	0.665	-0.602
5	19	0.436	-0.580
6	10	0.448	-0.617
7	5	-0.139	-0.537

1. ábra Napi átlagértékek közötti kereszt- és autokorre-
láció.

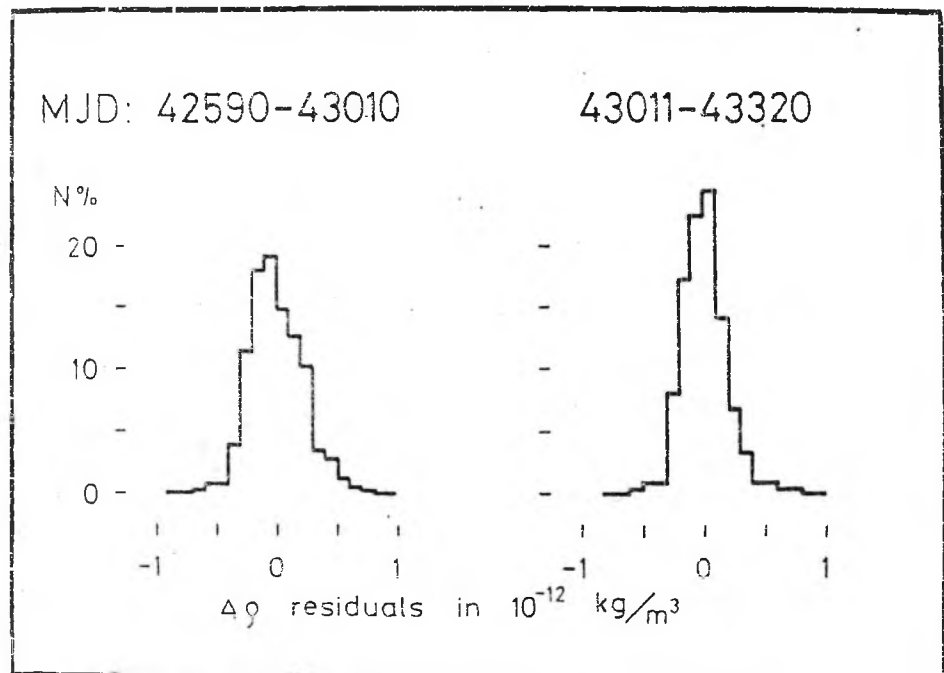




2. ábra A sűrűsnövekedés geomágneses viharok főfázisán kívüli időszakban K_p kétértékű függvénye, de egyértékű függvénye D_{ST} -nek, ha a visszatérési fázis alatt végrehajtott méréseket a többitől elválasztva kezeljük. A jelenség egy napszaktól való függőséget is sejtet.



3. ábra Napi átlagértékek $\Delta\rho$ (D_{ST}) függése és modelljavaslat.



4. ábra A javasolt modell alkalmazása után a maradékértékek eloszlása a meghatározási és a kontrollintervallumban.

A XVI. IONOSZFÉRA- ÉS MAGNETOSZFÉRA-FIZIKAI SZEMINÁRIUM
ELŐADÁSAIBÓL

/Bozsok, 1988. október 24-27./

Szerkesztette: Dr. Bencze Pál

A NAPZAKOS ÉS GEOMÁGNESES EFFEKTUS KAPCSOLATÁRÓL

Bencze P.,¹ Almár I.,² Horváth A.,² Illés E.,² Kolláth Z.²¹MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Intézete, Sopron²MTA Csillagászati Kutató Intézet, Budapest

BEVEZETÉS

A nagy időbeli felbontású akcelerométeres mérések lehetővé teszik, hogy a felsőlégkör sűrűségének rövidebb periódusú változásait is tanulmányozzuk, amelyeket a mesterséges holdak fékeződését optikai megfigyelésekkel vizsgálva nem lehetett meghatározni. Így egyrészt a francia CACTUS mesterséges hold akcelerométeres méréseinek elemzése lehetővé teszi, hogy a napozakos /napi/ változást, illetve az ennél rövidebb periódusú változásokat közvetlenül meghatározzuk, azok eredetét vizsgáljuk. Másrészt a semleges felső légkör sűrűségváltozásaival kapcsolatos vizsgálatok az utóbbi években, elsősorban kis szélességeken, olyan energiabetáplálási folyamatokra hívták fel a figyelmet, amelyek az egyenlítői gyűrűárammal függhetnek össze, és így indokolttá teszik a napi és ennél rövidebb periódusú változásoknak az újabb szempontokat is figyelembe vevő elemzését. Mindezt azzal a szándékkal, hogy a semleges felső légkör modelljeinek javításához, a mesterséges holdak pályaváltozásainak pontosabb előrejelzéséhez is hozzájáruljunk.

MÓDSZER ÉS ADATOK

A sűrűségváltozások elemzésénél azt a módszert követtük, hogy a mérési adatokat a DTM modell /Barlier et al. 1978/ alapján számított sűrűségadatokkal hasonlítottuk össze, azonban a geomágneses tevékenység hatását a DTM modell megfelelő kifejezése helyett a Dst indexszel vettük figyelembe. Ez jobb indexnek bizonyult a geomágneses effektus leírására, mint a modellekben használt Kp /Illés-Almár et al, 1988/. A mérések

és az ily módon kapott modellértékek közötti különbségeket vizsgáltuk, amelyek a modell tökéletessége esetén már semmi-féle függést nem mutatnának. A maradékértékek idősorát Fourier-analízisnek vetettük alá.

A vizsgálatban a kis hajlásszögű $\sim 30^\circ$ pályára állított francia CASTOR mesterséges hold 1975 júliusa és 1976 augusztusa közötti akcelerométeres mérési adatait használtuk, amelyeket később még egy éves megfigyelési sorozattal sikerült kiegészíteni. Mi a 400-403 km magasságban végzett méréseket használtuk fel. A mesterséges hold pályasíkjának lassu elfordulása következtében a mérések helyi ideje /LST/ csak lassan változott. Ezért az itt vizsgálni kívánt periódusok ~ 1 nap/ pontosabb meghatározása érdekében az idősort úgy hosszabbítottuk meg, hogy a még hosszabb periódusok kiszűrése után a felszálló ágban végzett méréseket a leszálló ágban kapott, és így más helyi időhöz tartozó adatokkal egészítettük ki.

A MARADÉKÉRTÉKEK SPEKTRUMA

A maradékértékek spektruma /1. ábra/ több jellegzetes csúcst mutat. Ezek közül bennünket mindenekelőtt az 1 napos és a félnapos összetevő érdekelt. A maradékértékek spektrumában az 1 napos összetevő megjelenésének több oka lehet. Az első, amire gondolhatunk, az, hogy a DTM modell nem helyesen veszi figyelembe a sűrűség napi változását. Az eltérés másik oka az lehet, hogy a geomágneses tevékenységnek a Dst index által kifejezett, a helyi időtől független összetevőjén kívül egy, a helyi időtől függő része is van, és a maradékértékekben ennek a hatása tükröződik. Továbbá, hozzájárulhat a napszakos változáshoz a légköri ár-apály egy napos összetevője is, amely a félnapos komponens mellett különösen kis szélességeken juthat szóhoz. /Bár ezt az effektust a modellek a napszakos változással elvileg már figyelembe veszik./ A kérdés eldöntéséhez a fázisviszonyokat kellene megvizsgálni, azonban a jelenleg rendelkezésre álló anyag még sok zavaró tagot tartalmaz, és az emiatt létrejövő nagy szórás a fázis pontosabb meghatározását nem teszi lehetővé.

A MARADÉKÉRTÉKEK SPEKTRUMÁNAK ÉRTELMEZÉSÉHEZ

A modellekbe beépített napi sűrűségváltozás energiaforrásának a Nap hullámtermészetű, vagyis elektromágneses sugárzását tekintik. A napi változás amplitudójának nem megfelelő figyelembevétele a modellértékekben a maradékértékek spektrumának 1 napos összetevőjénél olyan fázist hozna létre, amely ennek az energiaforrásnak, illetve az általa előidézett fűtési folyamatnak felel meg. Más fázisok is előállhatnak azonban, illetve magasabb frekvenciaként jelentkezhetnek, ha a napszakos effektus leírására használt formula nem megfelelően írja le az aktuális változás formáját, de az amplitudóját igen.

A másik lehetőséget, a geomágneses tevékenységgel való összefüggést tekintve abból kell kiindulni, hogy a geomágneses tevékenységnek, amelyet a Föld körüli térségben a Napból kiinduló részecskesugárzás inidkátorként alkalmazunk, a helyi időtől függő összetevője - esetünkben kis földrajzi szélességekről lévén szó - az egyenlítői gyűrűáram aszimmetriájával függ össze /Akasofu és Chapman, 1964/. /A geomágneses tevékenység helyi időtől függő összetevőjének másik forrása a sarki fény övezet, amelynek hatását kis szélességeken elhanyagolhatjuk./ Az egyenlítői gyűrűáram aszimmetriája egyrészt abból származik, hogy a magnetoszféra éjszakai oldalán a plazmarétegből injektált protonok közül sok a gradiens driftre visszavezethető, kelet-nyugat irányú longitudinális mozgás során nem kerüli meg teljesen a Földet. Másrészt a mágneses erővonalmenti áramok vizsgálata azt mutatta, hogy a sarki fényövezeten belül a reggeli szektorban a nyitott erővonalak mentén a plazmarétegből az ionoszférába belépő, az esti szektorban pedig az ionoszférából a nyitott erővonalak mentén a plazmarétegbe kilépő Birkeland áramréteg /region I/ egyenlítői oldalán egy másik, a reggeli szektorban az ionoszférából kilépő, az esti szektorban az ionoszférába belépő áramréteg /region II/ helyezkedik el, amely az éjszakai oldalon részleges gyűrűáram formájában zá-

rődik /Schield et al. 1969; Stern, 1983; Iijima et al., 1988/
/2. ábra/. Harmadrész az egyenlítői gyűrűáram intenzitását számottevően befolyásolhatja az a részecske-, illetve energia veszteség, amelyet a plazmaszférával való kölcsönhatás idéz elő. Ezt a gyűrűáramot alkotó, 10 keV nagyságrendű energiával rendelkező O^+ ionok és termikus elektronok, valamint szupratermális <1 keV O^+ ionok és termikus protonok közötti Coulomb ütközés, továbbá mágneses irányszög szerinti diffúzió hozhatja létre /Kozyra, 1988; Cornwall et al. 1970/
/3. ábra/. A plazmaszféra kiterjedése ugyanis aszimmetrikus, az esti szektorban /15-22 h LST/ fellépő kidudorodáson /bulge/ kívül a nappali és éjszakai oldal közötti aszimmetria is fellép /Decreau et al. 1982; Gringauz, 1983/. Ez a nappali oldalon az egyenlítői gyűrűáram gyengüléséhez, a geomágneses adatokban kimutatott aszimmetriához is hozzájárulhat. Az egyenlítői gyűrűáram és a plazmaszféra közötti kölcsönhatás kialakulásának azonban az esti szektorban, a plazmaszféra kidudorodásának tartományában a legnagyobb a valószínűsége. Geomágneses viharok idején az aszimmetria növekedéséhez az is hozzájárulhat, hogy az egyenlítői gyűrűáram középvonalának távolsága a Föld középpontjától csökken /Frank, 1970/. Így az egyenlítői gyűrűáram és a plazmaszféra közötti kölcsönhatás, tehát a gyűrűáram részecske-, - illetve energia vesztesége is intenzívebbé válhat.

A légköri ár-apály hullámok 1 napos összetevőjét - mint ismeretes - a troposzférában az infravörös sugárzás /0,3-6,3 μ m közötti sávokban/ vizgőz által okozott elnyelődése, pontosabban az ennek következtében létrejövő periodikus felmelegedés okozza /1. táblázat/. Mivel az így keletkezett ár-apály hullámok csillapítása a sztratoszférában és a mezoszférában elhanyagolható, amplitudójuk a kinetikus energia állandósága miatt a magasság növekedésével exponenciálisan csökkenő sűrűség eredményeként a magassággal exponenciálisan növekszik. A termoszférában az alapáramlással és a légköri gravitációs hullámokkal létrejövő kölcsönhatás, valamint a viszkozitás szab határt az amplitudó növekedésének. A maradéktételek szempontjából 1 napos összetevőjéhez, ha csak kis mértékben is, ez 1

napos árapályhullám is hozzájárulhat. A maradékértékek spektrumának fél napos összetevőjével kapcsolatban annak előidézőjeként a légköri ár-apály félnapos komponense jöhet számításba. A félnapos ár-apály hullámot - mint ismeretes - a sztratoszférában az ultraibolyasugárzás 200-370 nm közötti részének ózon által okozott elnyelődése gerjeszti /1. táblázat/. Az egy napos árapály hullámhoz hasonlóan a sztratoszférában és a mezoszférában a félnapos ár-apály hullám csillapítása is elhanyagolható, így amplitudója a kinetikus energia állandósága miatt a magassággal szintén exponenciálisan növekszik. A termoszférában ebben az esetben is a hullám és az alapáramlás, illetve a légköri gravitációs hullámok közötti kölcsönhatás, valamint a viszkozitás gátolja meg az amplitudó további növekedését.

KÖVETKEZTETÉSEK

Vizsgálataink eredményét összefoglalva megállapítható, hogy az akcelerométeres mérésekkel nyert sűrűségadatok maradékértékspektrumának egy napos összetevője elsősorban az egyenlítői gyűrűáram aszimmetriájával függhet össze. Ezt alátámasztja az a tény is, hogy szétválasztva a méréseket egy geomágnesesen nyugodtabb $D_{st} > -15$ és egy zavartabb $D_{st} < -15$ csoportra, a Fourier analízis az 1 napos periódusú változás amplitudójának növekedését jelzi a zavartabb időben /1. b. ábra/.

IRODALOM

- Akasofu, S.J. - Chapman, S.: Planet. Space Sci, 12,607 /1964/.
- Banks, P.M.; in: Solar System Plasma Physics II. /eds:C.F. Kennel, L.J. Lanzerotti, E.N. Parker/. North-Holland, Amsterdam, 1979. p.57.
- Barlier, F. - Berger, C. - Falin, J. - Kockarts, G. - Thuillier, G.: Ann. Geophys., 34, 9 /1978/.
- Cornwall, J.M. - Coroniti, F.V. - Thorne, R.M.: J. Geophys. Res, 75, 4699 /1970/.
- Decreau, P.M.E. - Beghin, C. - Parrot, M.: J. Geophys. Res, 87, 695 /1982/.
- Frank, L.A.: J. Geophys. Res, 75, 1263 /1970/.
- Forbes, J.M.: J. Geophys. Res, 87, 5222 /1982/.
- Forbes, J.M.: J. Geophys. Res, 87, 5241 /1982/.
- Gringauz, K.I.: Space Sci. Rev. 34, 245 /1983/.
- Iijima, T. - Potemra, T.A. - Zanetti, L.J.: Paper presented at the XVII th COSPAR meeting, Helsinki, 1988.
- Illés-Almár, E. - Almár, I. - Bencze, P. - Horváth, A.: Paper presented at the XXVII th COSPAR meeting, Helsinki, 1988.
- Kozyra, J.U.: Paper presented at the XVII th COSPAR meeting, Helsinki, 1988.
- Schild, M.A. - Freeman, J.W. - Dessler, A.J.: J. Geophys. Res, 74, 247 /1969/.
- Siebert, M. in: Advances in Geophysics, 7, Academic Press, 1961, p. 105.
- Stern, D.P.: Space Sci. Rev. 34, 317 /1983/.

1. táblázat

Egy napos légköri ár-apály összetevő

LST		0	1	2	3	4	5	6	7	8
hőmérséklet /K/		-101	-119	-128	-129	-121	-105	-82	-53	-20

LST		9	10	11	12	13	14	15	16
hőmérséklet /K/		14	47	76	101	119	128	129	121

LST		17	18	19	20	21	22	23	24
hőmérséklet /K/		105	82	53	20	-14	-47	-76	-101

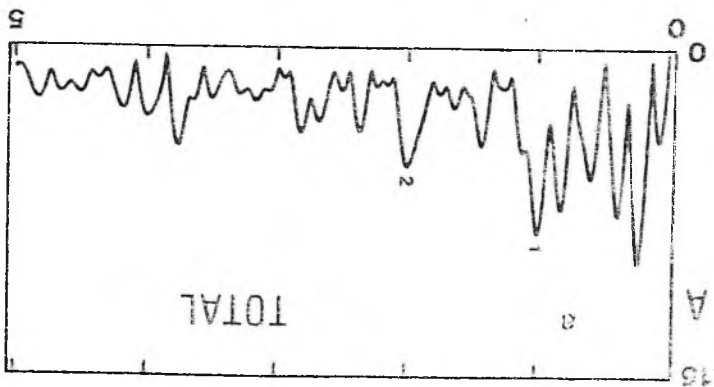
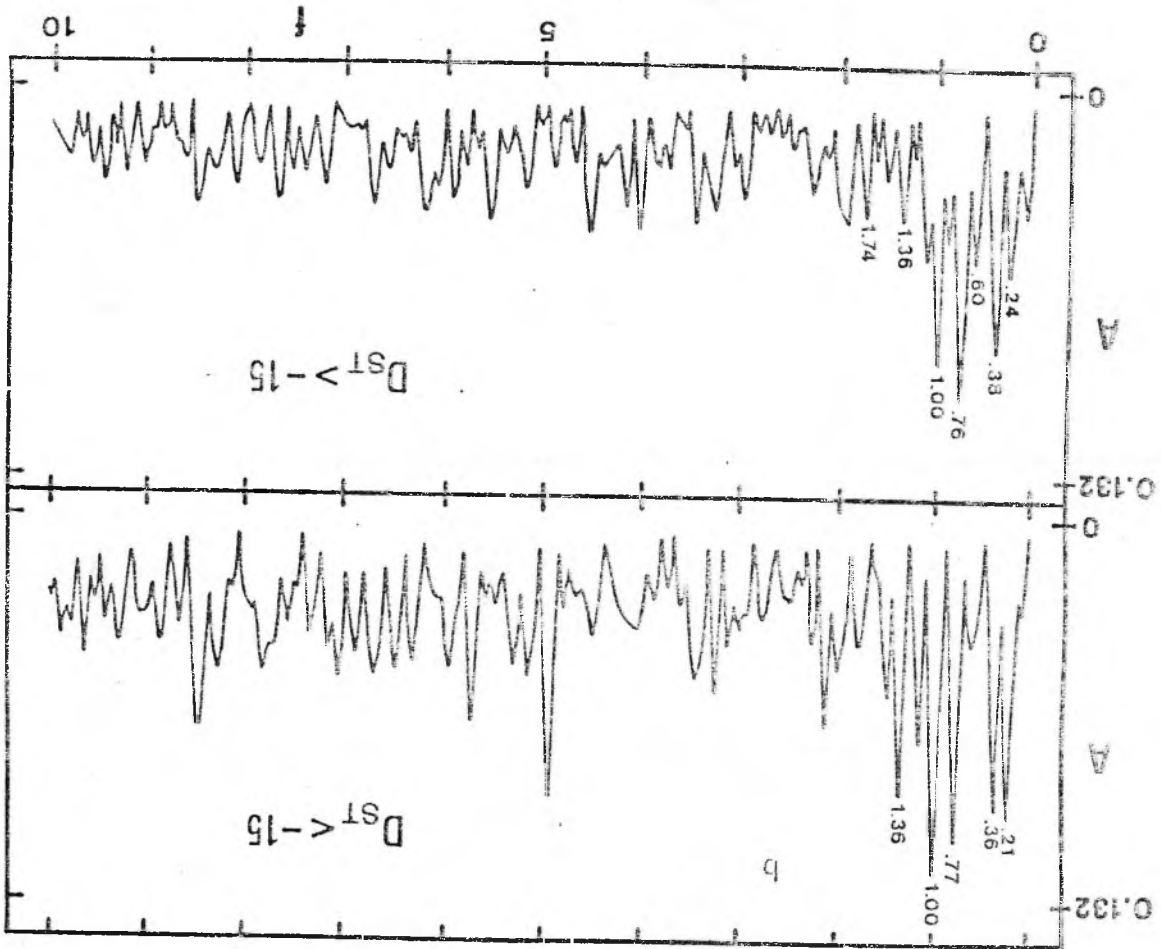
Fél napos légköri ár-apály összetevő

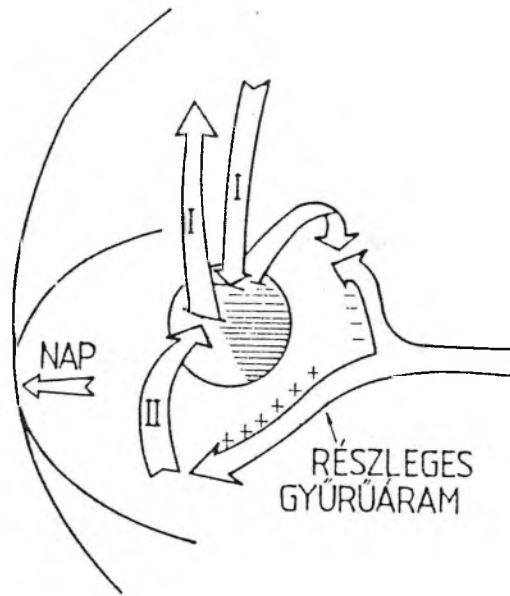
LST		0	1	2	3	4	5	6	7	8
hőmérséklet /K/		-60	-52	-30	0	30	52	60	52	30

LST		9	10	11	12	13	14	15	16
hőmérséklet /K/		0	-30	-52	-60	-52	-30	0	30

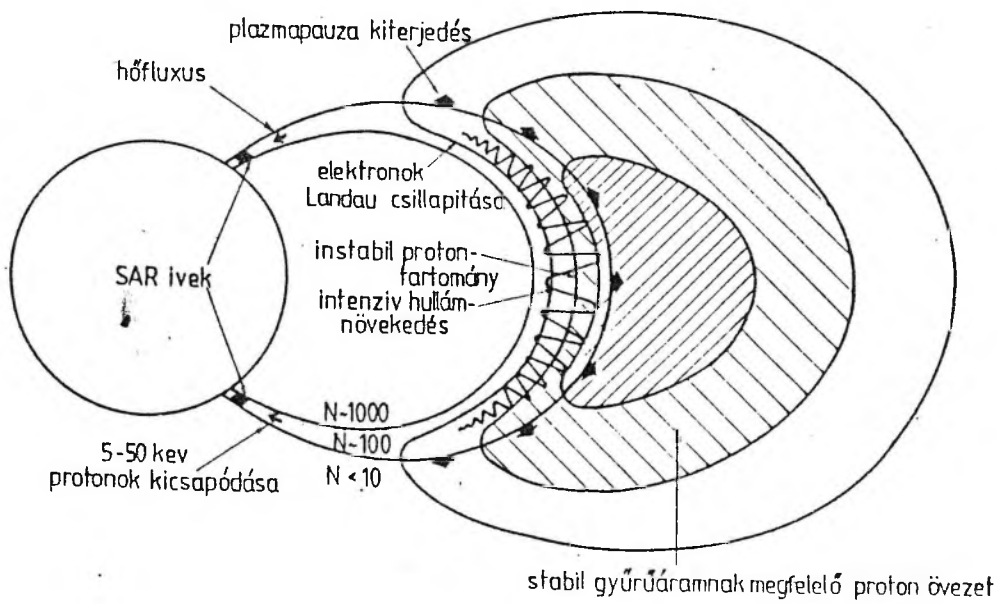
LST		17	18	19	20	21	22	23	24
hőmérséklet /K/		52	60	52	30	0	-30	-52	-60

1.6698





2. ábra



3. ábra

IONOSZFÉRA
ÉS MAGNETOSZFÉRA-FIZIKA
XVII-VIII

A GEOMÁGNESES EFFEKTUS NAPI VÁLTOZÁSA

Illés Erzsébet¹, Almár Iván¹, Bencze Pál², Horváth András¹

1./ MTA Csillagászati Kutató Intézete, Budapest

2./ MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Intézete, Sopron

Bevezetés

A XVI. Ionoszféra-Magnetoszféra Fizikai Szemináriumon ismertettük a CACTUS mikroakcelerométeres mérések kapcsán kapott első eredményeinket [1, 2]. Ezek szerint a semleges felsőléggör sűrűségnövekedése 400 km magasságon nagyobb a geomágneses viharok visszatérési fázisában, mint ahogy ezt a DTM modell előrejelzi — igazolva korábbi, a mesterséges holdak fékeződésére alapozott megállapításainkat. Ha a vihar főfázisán kívüli méréseket külön csoportosítjuk aszerint, hogy a viharok visszatérési fázisába esnek, vagy azon kívül, akkor a sűrűségnövekedés K_p -nek kétértékű, Dst-nek viszont egyértékű függvénye. Egyenessel közelítve a Dst függést, a maradékok napszakos függést mutatnak, amelynek amplitúdója növekszik viharok idején. A Dst=-15-nél nagyobb illetve kisebb értékekre külön elvégezve a Fourier analízist 25%-al különböző amplitúdókat kaptunk.

A vizsgálati anyag

A francia CASTOR mesterséges holdon elhelyezett CACTUS mikroakcelerométer méréseit használtuk fel, amelyeket légköri sűrűsége számoltak át. A 400-403 km közötti méréseket vizsgáltuk először, és jónak fogadtuk el a DTM modellt a geomágnesesen nyugodt időszakokra. A

$$\Delta \rho = \rho^{\text{CAC}} - \rho^{\text{DTM}(K_p=0)}$$

különbségekből indultunk ki, amelyek a fentiek szerint a geomágneses aktivitással kapcsolatos sűrűségnövekedés aktuális menetét mutatják. Ezekből az értékekből a $\Delta \rho(\text{Dst}) = (-0,0125 \text{ Dst} - 0,110) 10^{-12} \text{ kg m}^{-3}$ képlet szerint [1] levonva a geomágneses aktivitás okozta többletet, a kapott maradék értékek (RES) képezték további vizsgálódásunk alapanyagát, ugyanis időfüggésük és a már említett Fourier analízis [2] a helyi időtől való függésre utalt.

A geomágneses effektus napszakos változása

A RES maradékokat helyi időben óránként közepelve a helyi idő függvényében ábrázoltuk, és felhasználva, hogy a Fourier analízis az egynapos és félnapos periódusoknál viszonylag kiemelkedő csúcsokat adott, ezen pontokra meghatároztuk a csak az egy- és félnapos periódusú tagokat tartalmazó, csonkított Fourier sor együtthatóit (az 1. ábra felső és alsó részén a pontozott vonal). Az 1. ábra felső részén látható, hogy ez a kéttagú sor elég jól leírja az összes észlelést tartalmazó órás maradék közepek napi menetét. Ha azonban a legnagyobb viharok napjainak megfigyeléseit használjuk, akkor a kapott maradék középértékek — főként nappal — sokkal nagyobb sűrűségeket jeleznek. Ezt úgy is értelmezhetjük, hogy magának a geomágneses effektusnak van napszakos függése. Ha nem órás pontokat, hanem csúszóközepelt görbét konstruálunk oly módon, hogy 0,1 napos intervallumokra közepelünk 0,01 napos lépésközönként, akkor a szórás csökken, és a 2. ábrán látható görbét kapjuk az összes pontra illetve a geomágnesesen aktív időszakokra.

A geomágneses effektus és a zavart geomágneses tér

A geomágneses aktivitással kapcsolatos sűrűségnövekedésben tehát ugyanúgy két komponens mutatkozik, mint ahogy a geomágneses tér zavarai-ban is egy, a zavar kezdetétől számított idő szerinti, illetve a helyi időtől függő tag észlelhető. A hasonló szerkezet az őket létrehozó okok kapcsolatára utal.

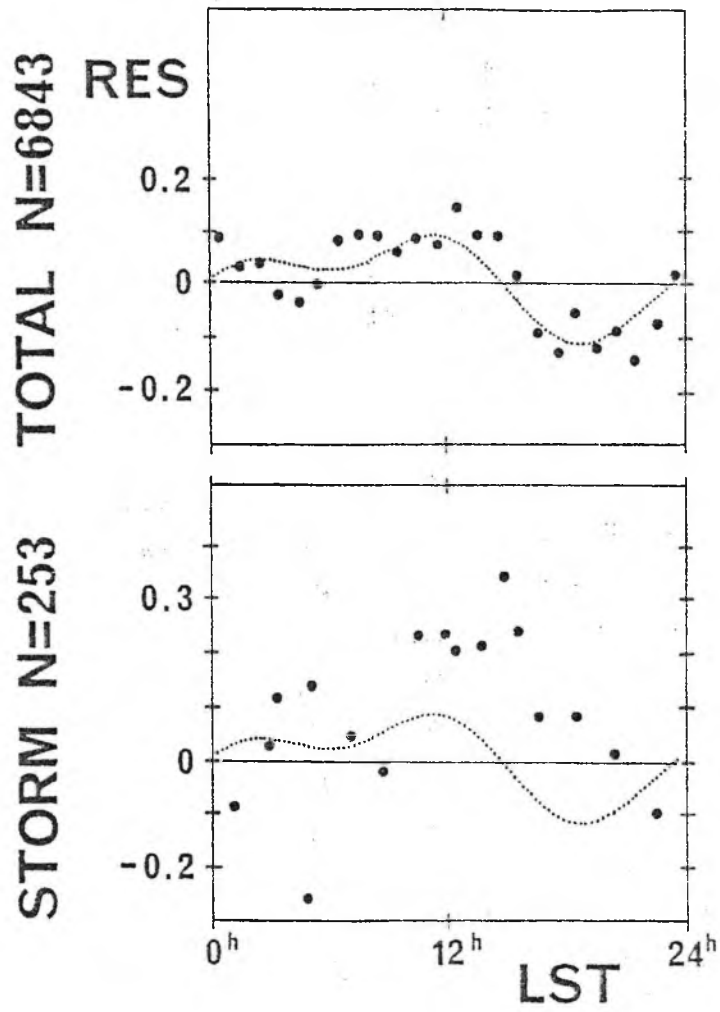
Ismeretes, hogy geomágneses viharok idején a geomágneses tér depresszióját a gyűrűáram felépülése váltja ki, amely rendkívül felerősödik intenzív viharok idején. Lebomlása egyrészt a gyűrűáramot alkotó ionok kiszóródása révén valósul meg a geokorona hidrogénatomjaival való töltéscsere reakciókon keresztül. E folyamat olyan nagyenergiájú semleges atomokat (ENA) eredményez, amelyeknek felfelé irányuló fluxusát az ISEE 1 mesterséges hold mérte. Főfázisban az éjfél környékéről jövő, visszatérési fázisban pedig a hajnali szektorból érkező fluxust találták nagyobb-nak. Azt is tapasztalták, hogy viharok idején a nappali oldalon O^+ ionok domináltak a protonokhoz képest, és a visszatérési fázis idején a gyűrűáram csökkenéséért ezen ionok töltéscsere reakció által alacsony szélességeken történő kiszóródása a felelős.

Másrészt a viharok idején a gyűrűáram kisebb L távolságon helyezkedik el, mint nyugodt időszakokban. Intenzitásának csökkenését ezért befolyásolja a plazmaszférával való kölcsönhatás is a hullám-részecske

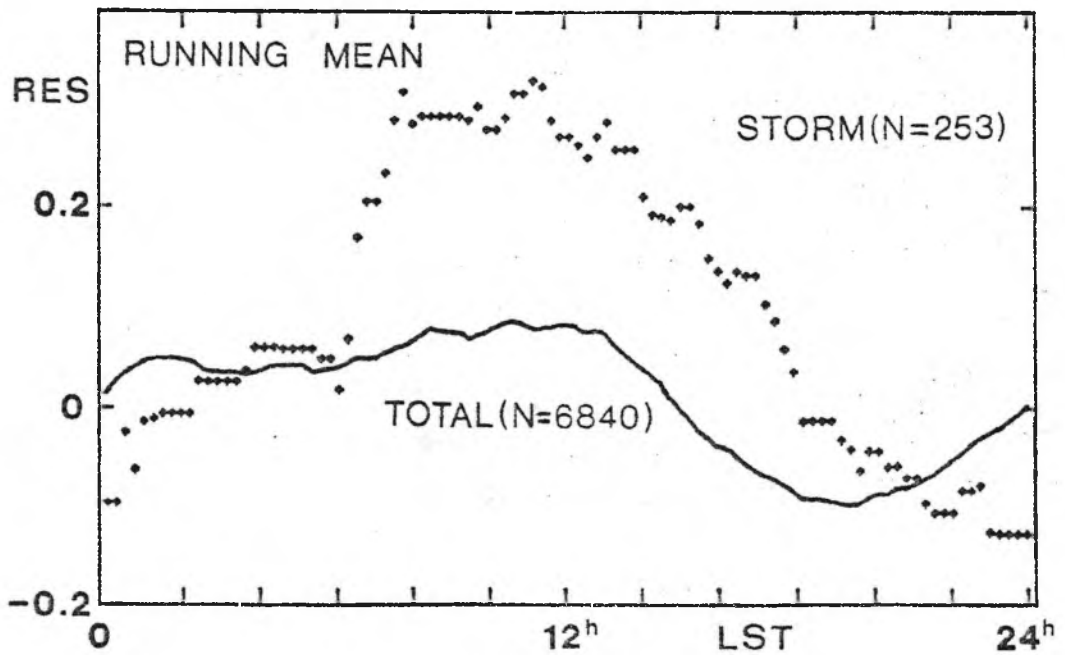
kölcsönhatás következtében. Ismeretes ugyanis, hogy a plazmaszféra aszimmetrikus, kiterjedése nagyobb a nappali, mint az éjszakai oldalon, és az esti órák irányában van egy kidudorodása. Így a gyűrűáram forró és a plazmaszféra hideg plazmájának a keveredésére nagyobb esély van a nappali, s főleg az esti oldalon, ami plazmainstabilitásokhoz, hullámkeltéshez, és ezen keresztül elsősorban közepes szélességeken a részecskék kiszóródásához vezet. Mindezek a folyamatok alacsony és közepes szélességeken részecskefűtés formájában hozzájárulhatnak a geomágneses viharokkal kapcsolatos sűrűsagnévekedés napi menetének a kialakulásához.

Irodalom

1. Illés E., Almár I., Bencze P., Horváth A. Gyűrűáramhatás a semleges felsőlégkörben. IM XVI. 62-69. MANT, Budapest, 1989.
2. Bencze P., Almár I., Horváth A., Illés E., Kolláth Z. A napszakos és geomágneses effektus kapcsolatáról. IM XVI. 70-78. MANT, Budapest, 1989.



1. ábra



2. ábra

IONOSZFÉRA
ÉS MAGNETOSZFÉRA-FIZIKA
XVII-VIII

A gyűrűáram-fűtés hipotézis vizsgálata
a 400 km feletti magasságokon

Illés Erzsébet¹, Almár Iván¹, Bencze Pál², Horváth András¹

1./ MTA Csillagászati Kutató Intézete, Budapest

2./ MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Intézete, Sopron

Bevezetés

Korábbi Ionoszféra-Magnetoszféra Fizikai szemináriumi előadásainkban beszámoltunk már a francia CACTUS mikroakcelerométeres mérések segítségével a DTM felsőlégköri modellel kapcsolatban végrehajtott, 400 km-es magasságra vonatkozó vizsgálatainkról [1,2,3]. Ennek eredményeként e pontosabb megfigyelési anyagon is igazolást nyert az a korábban mesterséges holdak fékeződése alapján kapott eredményünk, hogy geomágneses viharok visszatérési fázisában marad egy, a modell által meg nem magyarázott sűrűségnövekedés, amelyet az egyenlítői zónában a gyűrűárammal kapcsolatos fűtéssel magyaráztunk, és modelleztünk. Ebben a tanulmányban az említett vizsgálatok más magasságokra és más modellekre (MSIS 86) történt kiterjesztéséről számolunk be.

A vizsgálati anyag

A CACTUS mikroakcelerométer 1975-1977 között (naptevékenységi minimumban) egy 30°-os inklinációjú pályán végrehajtott méréseit dolgoztuk fel, eredményeink tehát az egyenlítői övezetre vonatkoznak. A mérésekből levezetett sűrűségértékeket az MSIS 86 = CIRA 86 felsőlégköri modellel hasonlítottuk össze, mégpedig úgy, hogy a modellt a nyugodt időszakokra, — beleértve a modellben figyelembe vett összes változást is, kivéve a geomágneses effektust — jónak fogadtuk el. Kiinduló mennyiségnek a

$$\Delta S = S^{\text{CACTUS}} - S^{\text{MSIS 86}} (Kp=0)$$

különbséget tekintettük, amely feltételezésünk szerint a légköri geomágneses effektus tényleges menetét mutatja. Először a 400-403 km-es magassági intervallumra végeztük el a vizsgálatot, majd azok egy részét egymástól függetlenül kiterjesztettük a 425-428, 450-453, 500-503, 550-553 és 597-600 km-es intervallumokra is. A mérési pontok száma csökkent a ma-

gassággal a 400 km-en rendelkezésre álló 6843 ponttal szemben 425 km-en 6471, 450 km-en 6069, 500 km-en 4960, 550 km-en 3368 és 600 km-en 1721 pontunk volt.

A sűrűségnövekedés minden magasságban a K_p kétértékű függvénye

Most is — akárcsak 400 km-en a DTM model esetében — kihagyva a viharok főfázisának napjait, a többi megfigyelést két csoportba soroltuk aszerint, hogy a geomágneses vihar visszatérési fázisára estek vagy sem. E két csoportra a $\overline{\Delta Q}(K_p)$ függvényt minden magasságon külön ábrázolva azt találtuk, hogy a ΔQ a K_p kétértékű függvénye, vagyis 400-600 km között mindenütt kimutatható a korábban NPSE néven emlegetett sűrűségnövekedés. Ugyanakkor a ΔQ a Dst-nek minden magasságban egyértékű függvénye (1. ábra). A sűrűség exponenciális csökkenése miatt ΔQ -nál különböző léptéket kell használni, azonban összehasonlítható lesz a kétértékű K_p függvény szétválása, ha az $f = S_{\text{obs}} / S_{\text{model}(K_p=0)}$ arányokat ábrázoljuk (2. ábra), a szétválás a magassággal növekszik.

A semleges légkörnél alkalmazott módszerhez hasonlóan megvizsgáltuk egy közepes (Havana) és egy egyenlítői (Ouagadougou) geomágneses szélességen működő ionoszféraállomás adatait is. A K_p függvényében ott is kétértékűséget sejtethetünk (3. ábra) egyrészt a nappali $\Delta foF2$ -nél Ouagadougou méréseiben, másrészt a $\Delta foF2$ és $\Delta \tau$ -nál Havana esetében. Ez utóbbinál az a tény, hogy a visszatérési fázisban $\Delta foF2$ és $\Delta \tau$ is nő, többletenergia elnyelődésére enged következtetni, és ezzel alátámasztja a semleges légköri vizsgálatoknál tett feltételezéseinket.

A ΔQ (Dst) függvény

Felhasználva azt a körülményt, hogy a ΔQ Dst-nek egyértékű függvénye, 400 km-en keresztkorrelációval meghatároztuk ΔQ -nak a hozzá tartozó Dst-hez viszonyított késését, ami 2 órának adódott (4. ábra). Ezután az összes pontot — tehát a viharok főfázisának idejére vonatkozó megfigyeléseket is — ábrázoltuk a két órával korábbra megadott Dst függvényében külön-külön minden magasságra (5. ábra), majd ugyancsak külön-külön minden magasságra meghatároztuk a ΔQ (Dst) összefüggést megadó másodfokú függvény együtthatóit is. A maradékokat illetően a 400 km-es magasságnál a DTM modellnél alkalmazott eljárással azonos módon jártunk el, ugyanis célunk az volt, hogy eldöntsük, vajjon a DTM modell esetében kapott napszakos függés, — leginkább annak délutáni mély minimuma — a geomágneses effektus napszakos változásához tartozik-e, vagy a DTM modell napszakos

effektusának hibája. Tehát a 400 km-en végrehajtott mérések maradékaiból (R_2^{iMSIS}) LST-ben órás közepeket képeztünk, és ezekre meghatároztuk az egy- és a félnapos periódusnak megfelelő Fourier együtthatókat (pontosított vonal a 6. ábra jobboldalán). A nagy pontok a jobb felső ábrán az összes mérés közepeléséből adódtak, a jobb alsó ábrán a legviharosabb napok adatai szerepelnek (összehasonlításként baloldalon a DTM modellre vonatkozó ábrák láthatóak). Ez az ábrásor azt bizonyítja, hogy a délutáni mély minimum a DTM modellel számolt maradék esetén a modell napszakos effektusának a hibája miatt jön létre. A 7. ábrán a nyugodt időszakokra vonatkozó görbéket látjuk. Az MSIS modell és a mérések egyaránt szimmetrikusabb napszakos görbét mutatnak. A DTM modell hibája miatt a későbbiekben csak az MSIS 86 modellt használtuk.

Az MSIS modellel számolt maradékok órás közepei LST függvényében ábrázolva bizonyos szisztematikus szórást mutatnak, mégpedig mintha az aktivitási szinttől függetlenül mindig ugyanazon helyi időknél lennének a lokális szélsőértékek. Annak eldöntésére, hogy szórásról vagy jelenségről van-e szó, a 400 km-es magasságra vonatkozó mérési anyaggal részletes vizsgálatba kezdtünk.

Először az aktivitás szintjét négy különböző definíció szerint állapítva meg a megfigyeléseket "nyugodt", "közepesen zavart" és "vihar" elnevezésű csoportokra osztottuk, és a maradékokat külön-külön ábráztuk a helyi idő függvényében. A szórás csökkentésére csúszóközepeléssel előállított görbéket szerkesztettünk, 0,2 óránként 2 órás időintervallumokat képezve. Meglepő módon négy lokális maximum minden görbén nagyjából ugyanott jelentkezett, mégpedig azon LST értékeknél, ahol az órás közepekben is a legnagyobb eltérések mutatkoztak. Minden csoportra külön-külön meghatároztuk a legjobban illeszkedő egy-, fél- és negyednapos periódusú tagokból álló Fourier sort is (pontosított vonalak a 8. ábrán), amelyek 1 órán belüli szórással ugyanazokat a fázisokat adták.

Miután feltételezésünk szerint a lokális maximumok a magnetoszféra kapcsolat szempontjából kitüntetettek, és információt hordoznak a fűtés mechanizmusát illetően (részecke-precipitációra utalónak tekinthetjük leginkább), ezért célszerűnek látszott — s ez volt a vizsgálat második fázisa — a méréseket a mágneses szélesség szerint felbontva is csoportosítani.

Az összes mérés maradékát (9. ábra alsó része), a nyugodt napok adatait (középső rész) illetve a zavart napok adatait (felső rész) mágneses szélesség szerint 10° -onként csoportosítva érdekes megfigyeléseket

tehetünk a./ éjjél körül van egy jellegzetes lokális maximum, amely csak 10^0 mágneses szélesség alatt jelentkezik. Ezen tulajdonsága miatt a magnetoszféra csóvájának tengelyében elhelyezkedő plazmarétegből történő részecske-injektálás zónájával való kapcsolat valószínű. b./ a 18 órás, a déli és a reggeli lokális maximum minden szélességen megtalálható, és az amplitúdók az aktivitási szinttel nőnek. A magnetoszférával való kapcsolat alapján a 18 órai maximum esetleg a plazmaszféra kidudorodásával összefüggő részecskeprecipitációval állhat kapcsolatban.

Harmadik fázisként az éjjéli lokális maximum pontos határának meghatározására a megfigyelési anyagot a mágneses szélesség szerint 5^0 -ént csoportosítottuk. Ekkor azonban olyan kevés pont esett egy-egy csoportba, hogy aktivitási szint szerint tovább már nem lehetett bontani az anyagot. A 10. ábra mutatja, hogy az éjjéli maximum amplitúdója a kisebb mágneses szélességek felé meredeken nő, ami még inkább alátámasztja fenti megállapításunkat. A 18 órai és a 12 órai maximumok amplitúdója viszont a rendelkezésre álló szélességi intervallumon belül mintha nőne a mágneses szélességgel.

A vizsgálat negyedik fázisában a felsorolt többi magasságra is elvégeztük a mágneses szélesség szerinti bontást, és a maradékok csúszóközelpelésével nyert adatokat ugyancsak a helyi idő függvényében ábráztuk (11. ábra). Korábbi eredményeink és következtetéseink megerősítésének tekinthetjük, hogy a görbék hasonlóak a korábban 400 km-re kapott megfelelő görbékhez, holott azok teljesen független méréseken alapulnak.

A geomágneses effektus napszakos változása

Ezekután reálisnak fogadva el a helyi maximumok létét, 400 km magasságra meghatároztuk a napszakos viselkedést leíró képletet. Ehhez nem volt elegendő a csonka Fourier sor, még akkor sem, ha az egy- és a fél-napos periódusú taghoz hozzávettük a negyednapos periódusút is, és meghagytuk az aktivitási szinttől és a geomágneses szélességtől való függés lehetőségét. Ki kellett egészíteni a képletet. A lokális maximumok leírására hét kvadratikus tagot vezetünk be megengedve, hogy a déli maximum kettős lehet, és éjjél körül nagyobb szélességeken szintén fellép egy kettős maximum. Az együtthatók aktivitási szinttől és a geomágneses szélességtől való függését is megengedtük. A 400 km körüli 6843 megfigyelés alapján a lokális maximumokat leíró tagok közül négynek az együtthatói nullától szignifikánsan nem különböztek, háromé viszont igen. A levezetett képlet:

$$\begin{aligned}
\Delta \mathcal{S} = & 0,0000370 \text{ Dst}^2 - 0,00739 \text{ Dst} + 0,0651 + \\
& + 0,0110 \sin [15(\text{LST} + 17)] - \\
& - 0,00408 \text{ Dst} \sin |\varphi_{\text{geom}}| \sin [15(2 \text{LST} + 5)] + \\
& + (0,0127 - 0,00159 \text{ Dst} \sin |\varphi_{\text{geom}}|) \sin [15(4 \text{LST} + 4)] + \\
& + 0,00116 \text{ Dst} \sin |\varphi_{\text{geom}}| [(LST - 13,5)^2 - 6,25] + \quad // \\
& \quad \quad \quad \text{ha } 11^{\text{h}} < \text{LST} < 16^{\text{h}} \\
& + 0,00424 \text{ Dst} \sin |\varphi_{\text{geom}}| [(LST - 18,5)^2 - 2,25] + \\
& \quad \quad \quad \text{ha } 17^{\text{h}} < \text{LST} < 20^{\text{h}} \\
& + 0,00648 \text{ Dst} \cos (9 \varphi_{\text{geom}}) [(LST - 24,5)^2 - 2,25] \\
& \quad \quad \quad \text{ha } 23^{\text{h}} < \text{LST} < 26^{\text{h}} \text{ és } |\varphi_{\text{geom}}| < 10^{\circ} \\
\Delta \mathcal{S} \text{ egysége } & 10^{-12} \text{ kg m}^{-3}, \text{ LST-é óra}
\end{aligned}$$

Ezzel az általunk javított MSIS 86 modell (improved MSIS: iMSIS) a következő formában állítja elő a semleges légkör összsűrűségét 400 km magasságon

$$\mathcal{S}^{\text{iMSIS}} = \mathcal{S}^{\text{MSIS 86 (Kp=0)}} + \Delta \mathcal{S}$$

Azt, hogy a kapott képlet mennyire jó, az 12. ábrán a csúszóközepelt adatokkal szerkesztett \mathcal{S} görbe mutatja különbözőképpen definiált nyugodt időszakokra, a 13. ábra pedig az összes, geomágneses szélesség szerint 5^o-onként csoportosított $\Delta \mathcal{S} = \mathcal{S} - \mathcal{S}^{\text{MSIS 86 (Kp=0)}}$ pontra. Esettanulmányként mutatja be ezt a 14. ábra szintén $\Delta \mathcal{S}$ -ra, míg a 15. ábra a modellbeli illetve a mért összsűrűség értékek szembeállítására. A 16. ábra ugyanilyen ábrázolásban azt bizonyítja, hogy a napszakos tag tovább csökkentheti a szórást, tehát pontosabb számításoknál feltétlenül érdemes tekintetbe venni.

Az MSIS 86 modell hibája

A 17. ábrán Dst függvényében mutatjuk be az MSIS 86 modell mért értékektől való eltérését a megfigyelések idejére és helyére a tényleges Kp értékekkel számolt modell alapján. Látható, hogy a megmaradt szórás egy része Dst használata esetén kiküszöbölhető lenne, tehát érdemes lenne az eddig használtak mellett további paraméterként alkalmazni az eredeti MSIS modellben is.

A 18. ábrán az MSIS 86 modell sűrűségértékeit vetettük össze a CACTUS mérésekkel különböző aktivitási szintekre. Látható, hogy az MSIS 86 nyugodt időszakokban és kis aktivitásnál jóformán egész nap a mértnél nagyobb, nagy tevékenységnél viszont a mértnél kisebb értékeket

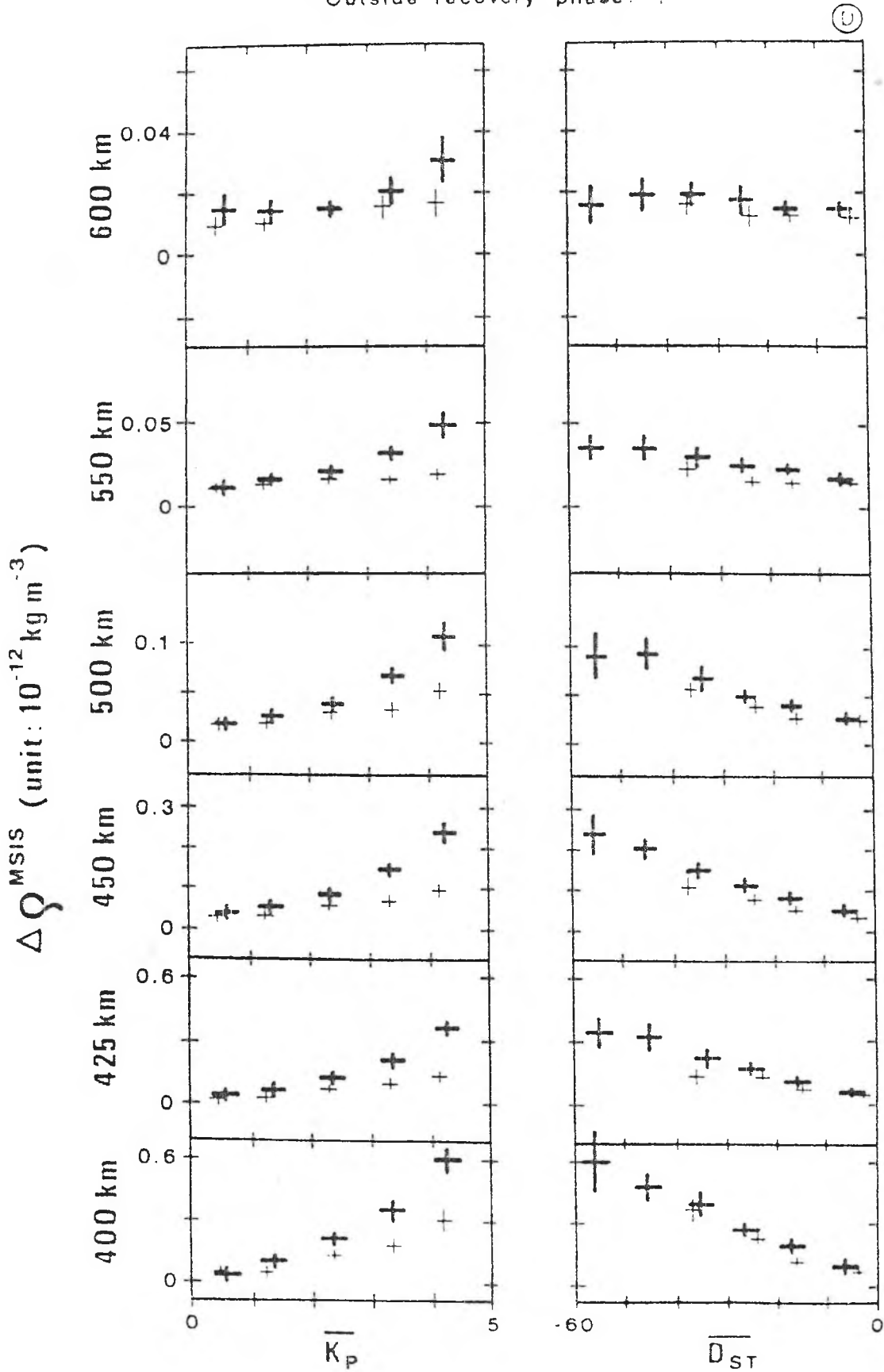
szolgáltat, vagyis a geomágneses effektus napszakos függésének a figyelembevételével az MSIS modellen belül is csökkenteni tudná a megmaradt szórást.

A vizsgálat befejezéséhez még hátra van a magasságnak, mint független változónak a bevezetése az /1/ képletbe, és az összes együtthatónak az összes pontra egyetlen közös legkisebb négyzetes illesztéssel való meghatározása. Ezáltal alacsony szélességre egy olyan általános képletet fogunk tudni adni az MSIS 86 modellben a geomágneses effektus kifejezésére, amely jobb, mint a jelenlegi.

Irodalom

1. Illés E., Almár I., Bencze P., Horváth A. Gyűrűáramhatás a semleges felsőléggörben. IM XVI. 62-69. MANT Budapest, 1989.
2. Bencze P., Almár I., Horváth A., Illés E., Kolláth Z. A napszakos és a geomágneses effektus kapcsolatáról. IM XVI. 70-78. MANT, Budapest, 1989.
3. Illés E., Almár I., Bencze P., Horváth A. A geomágneses effektus napi változása. IM XVII. Szeged, 1990.

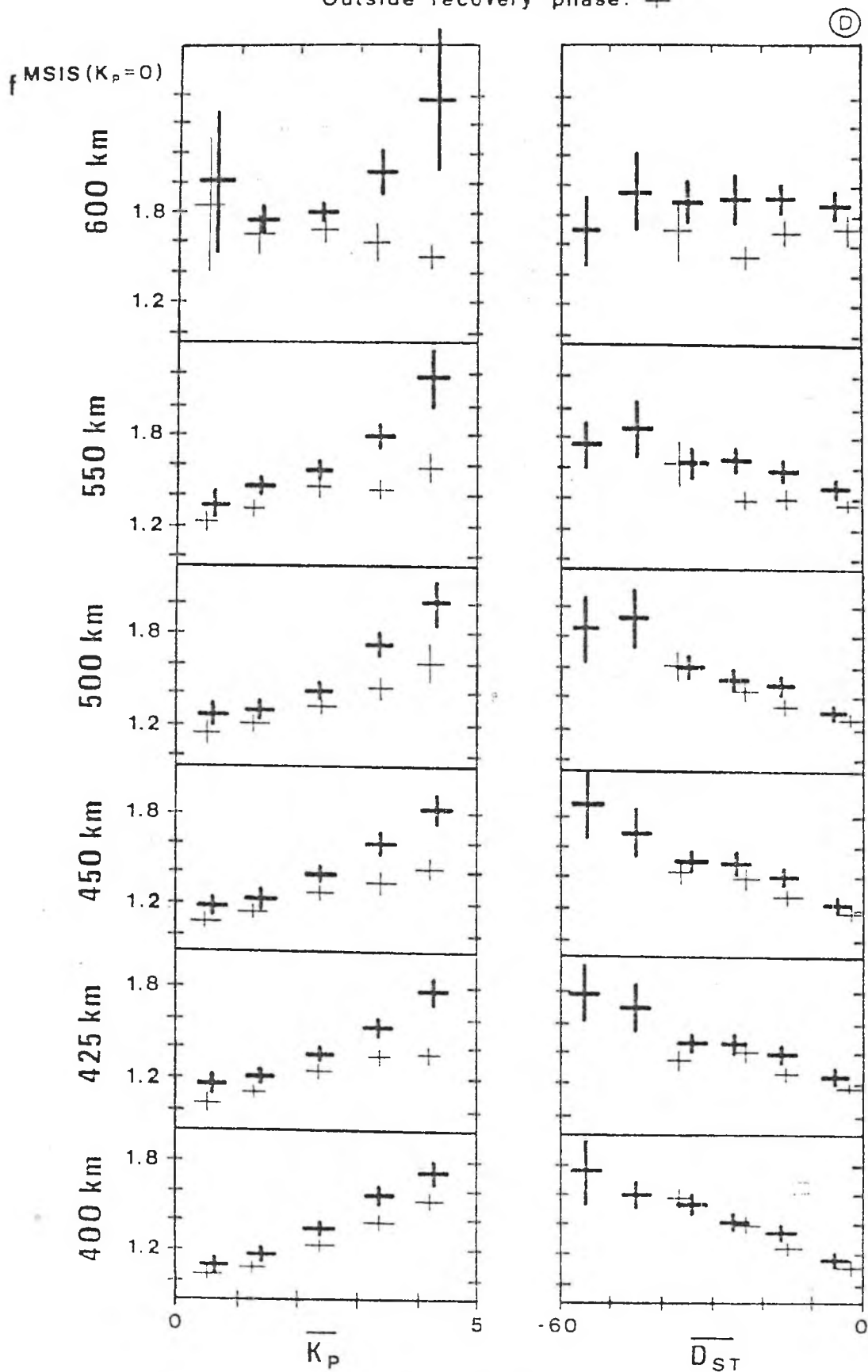
During recovery phase: +
 Outside recovery phase: +



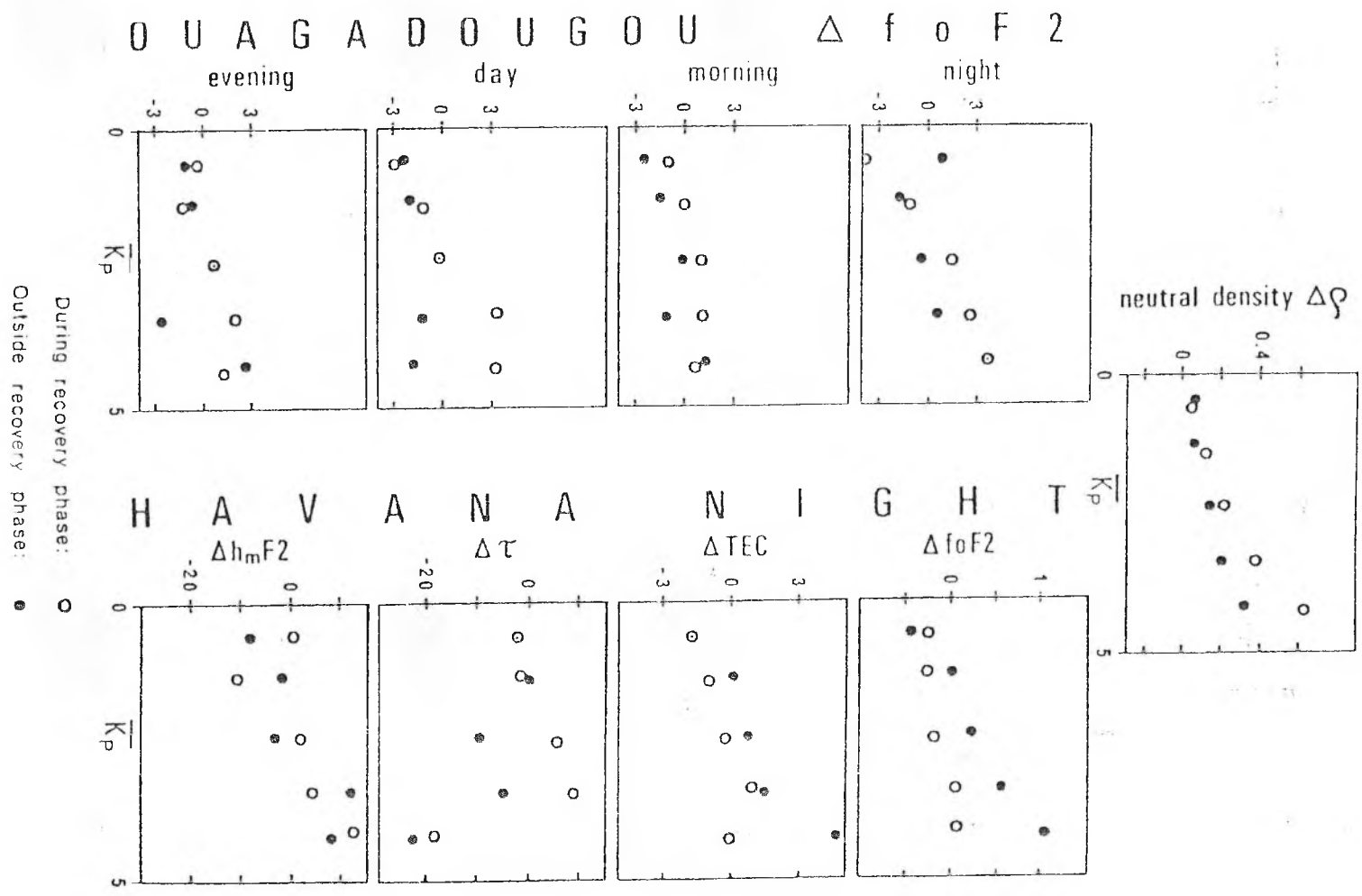
1. ábra

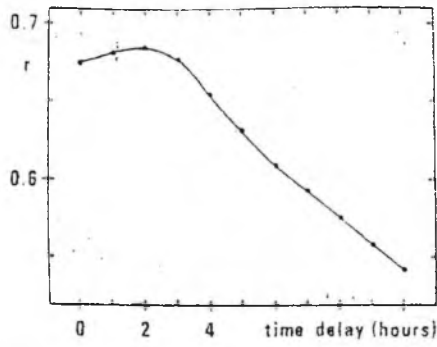
During recovery phase: +

Outside recovery phase: +



2. ábra

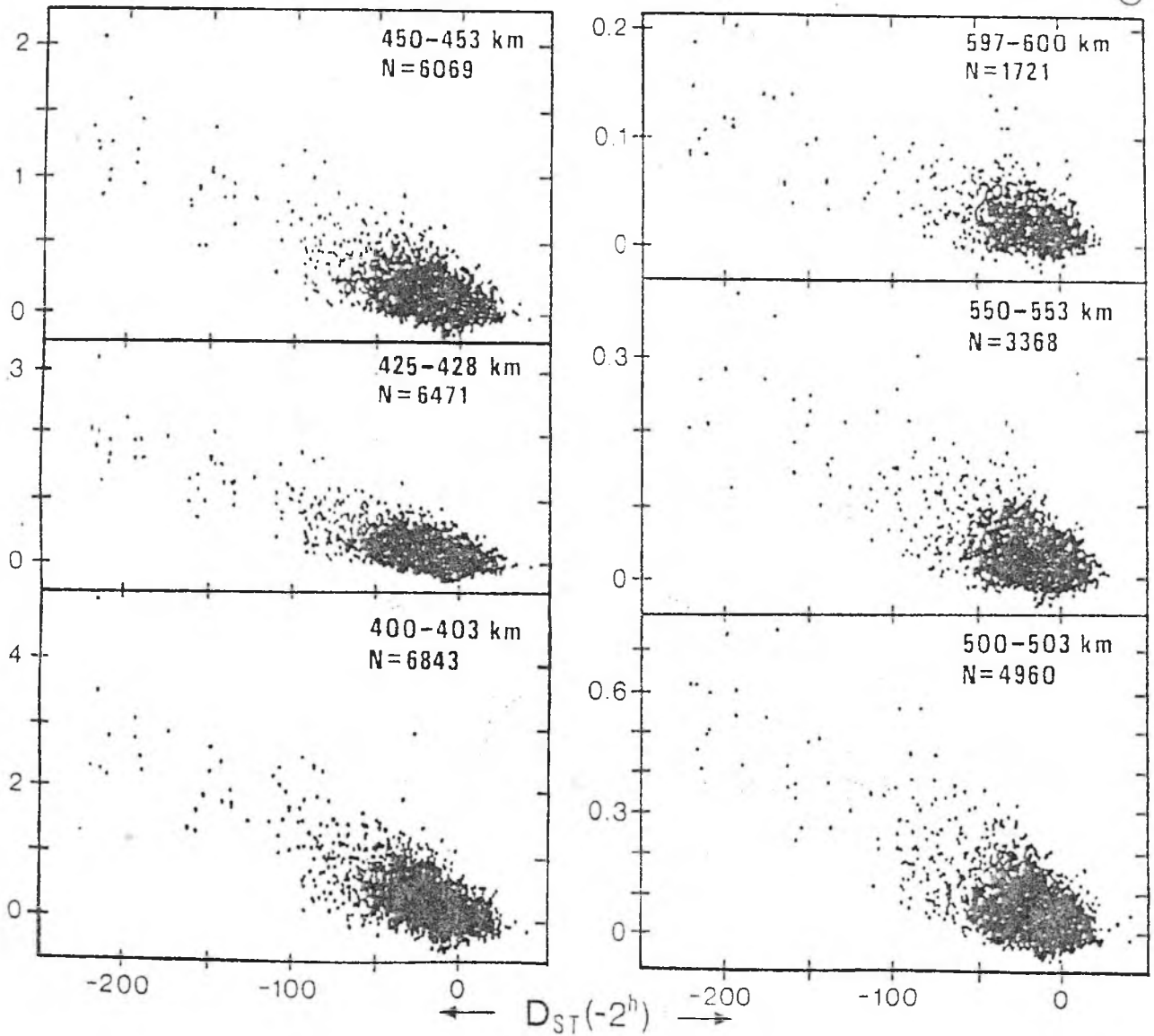




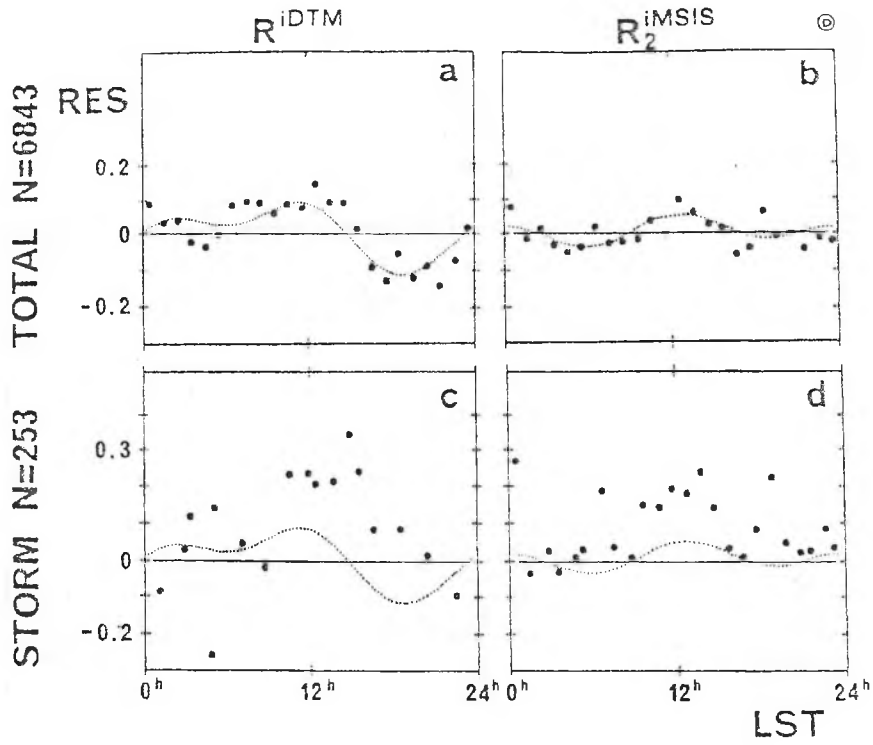
4. ábra

$\Delta \rho$ MSIS ($K_p=0$) unit: $10^{-12} \text{ kg m}^{-3}$

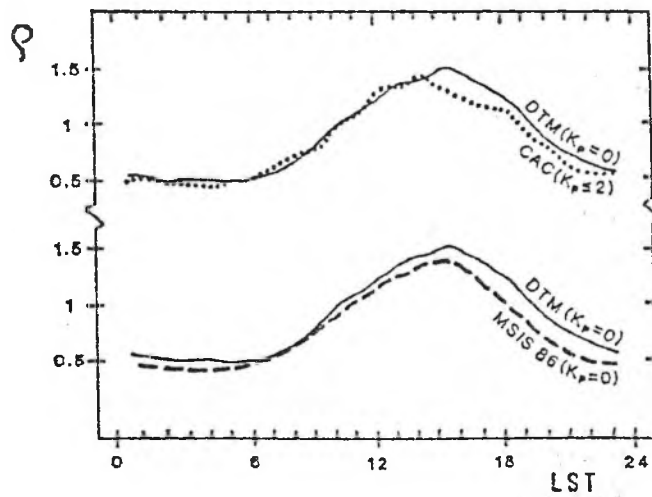
ⓐ



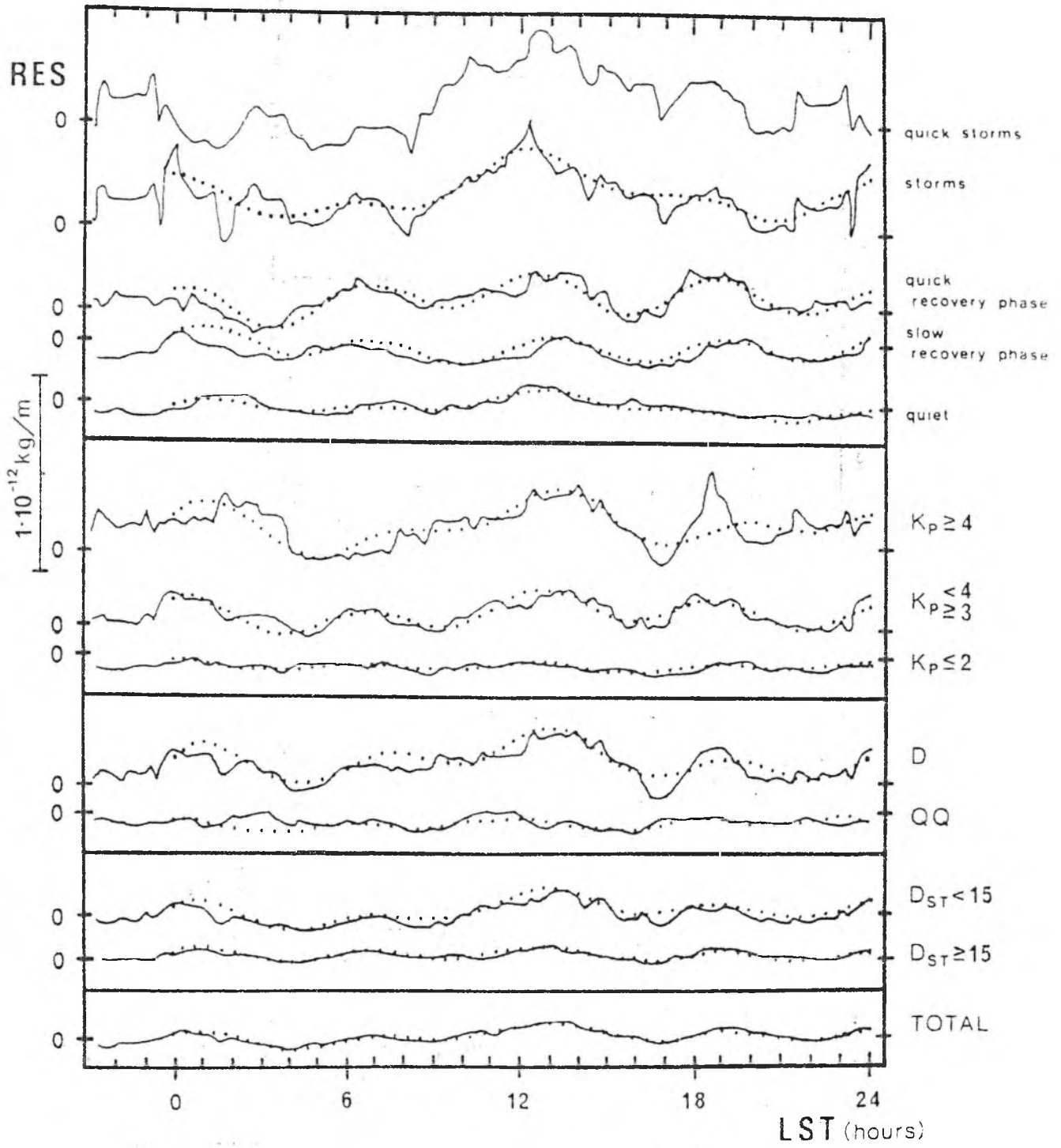
5. ábra



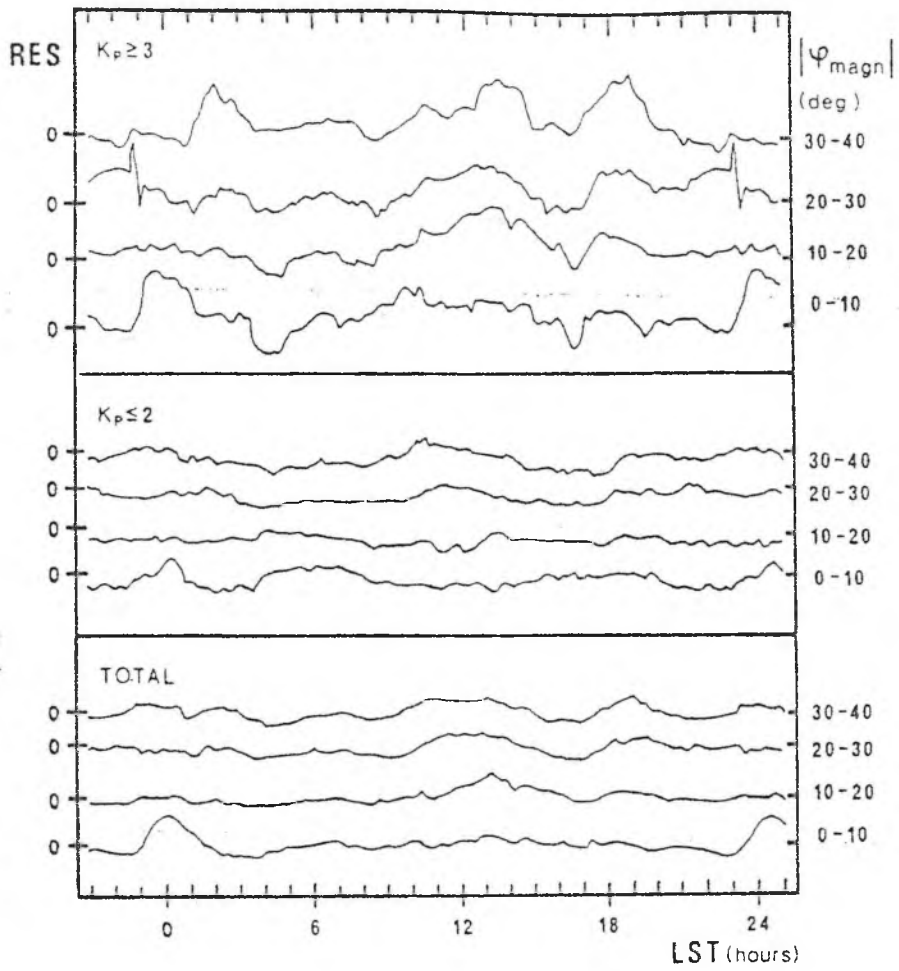
6. ábra



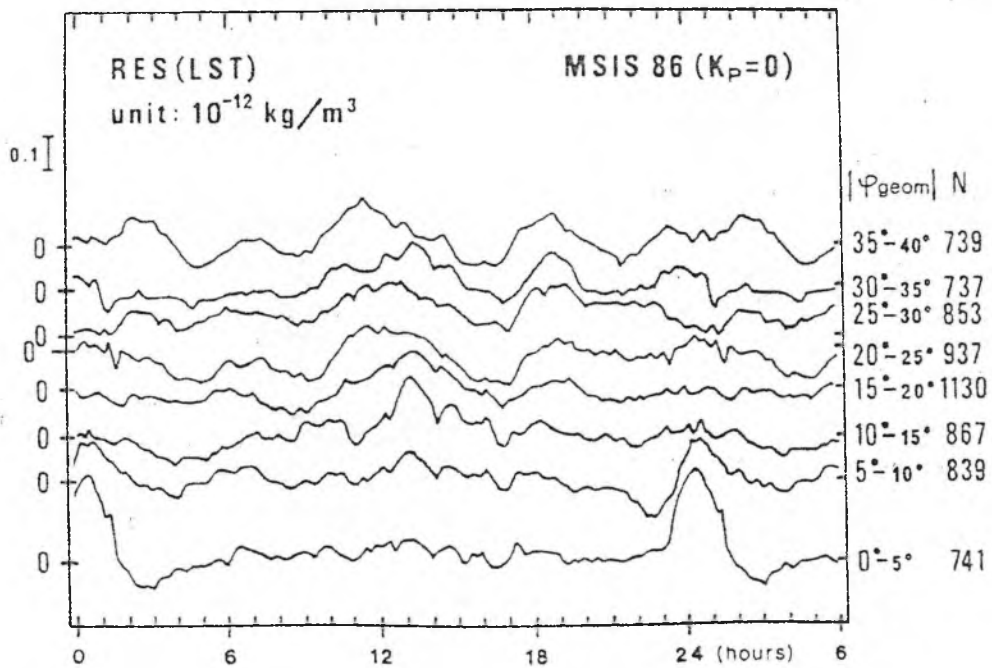
7. ábra



8. ábra

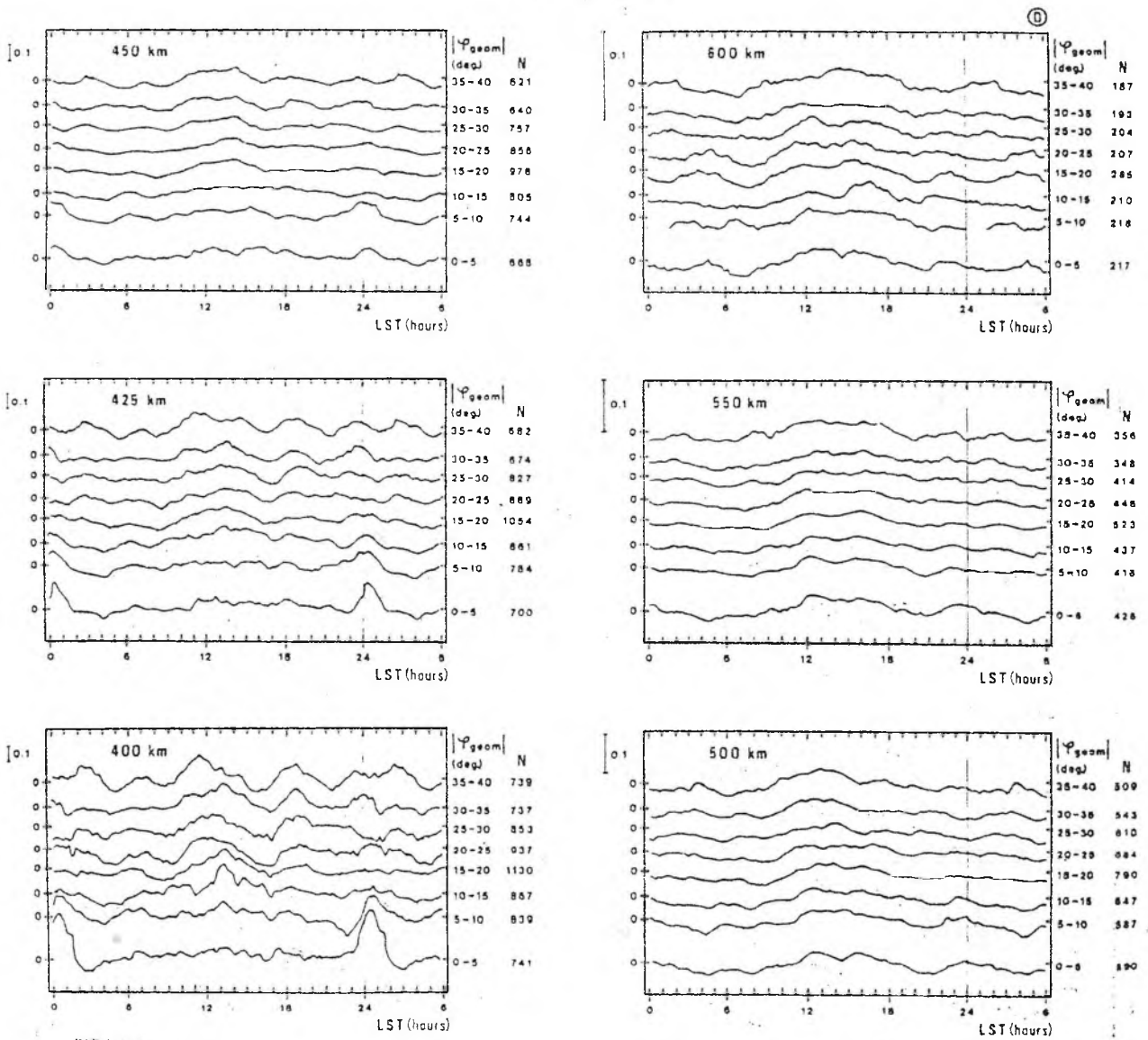


9. ábra

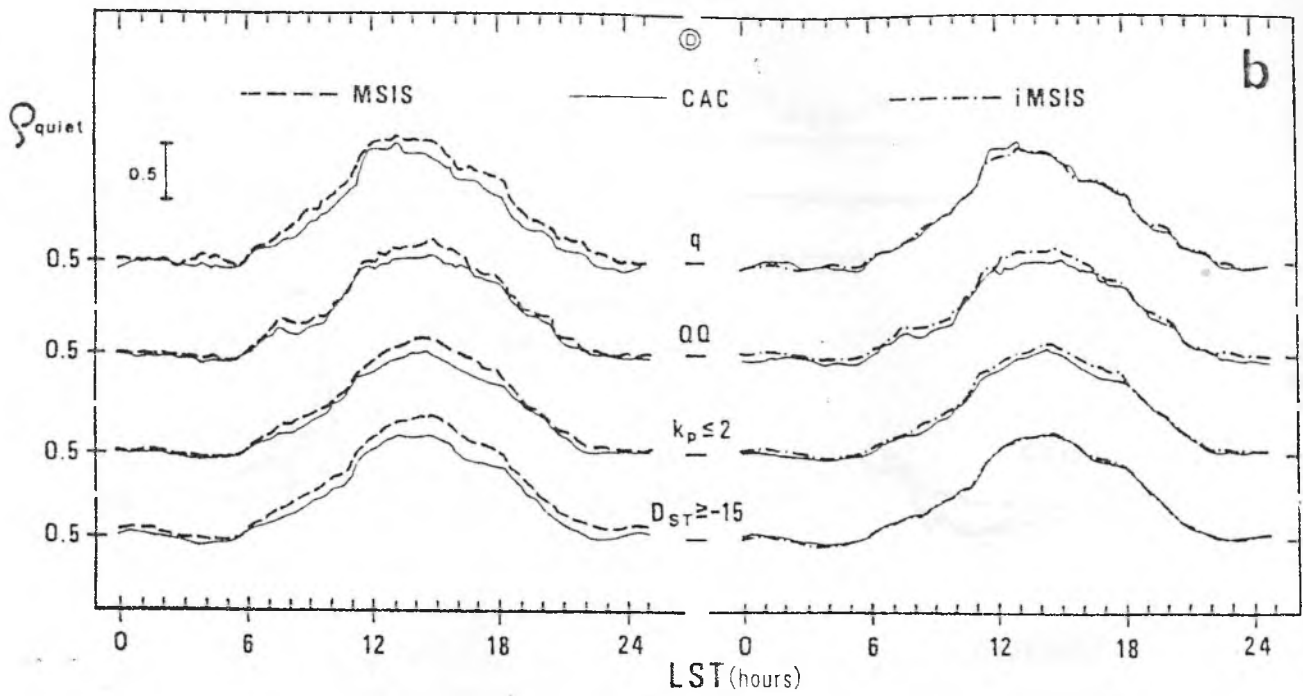


10. ábra

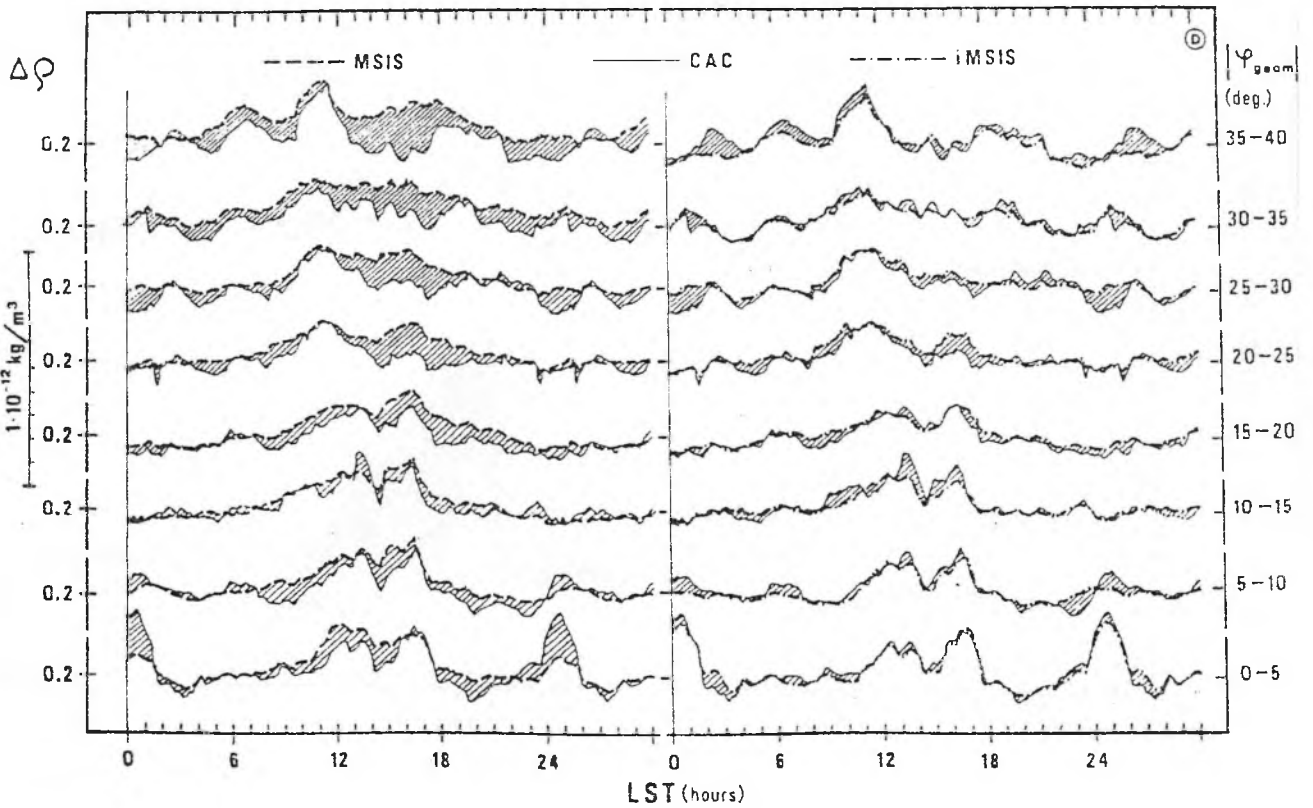
Residuals



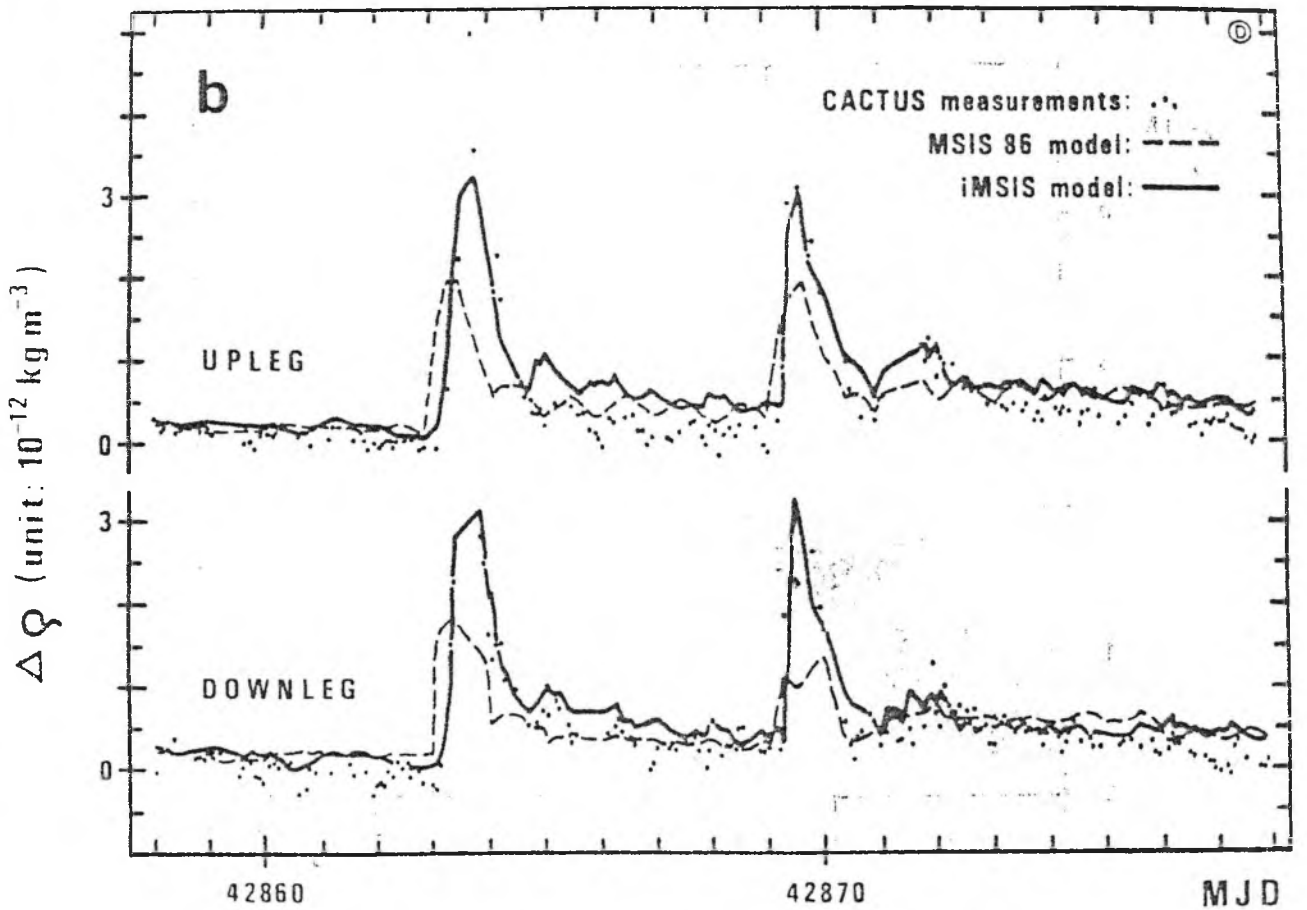
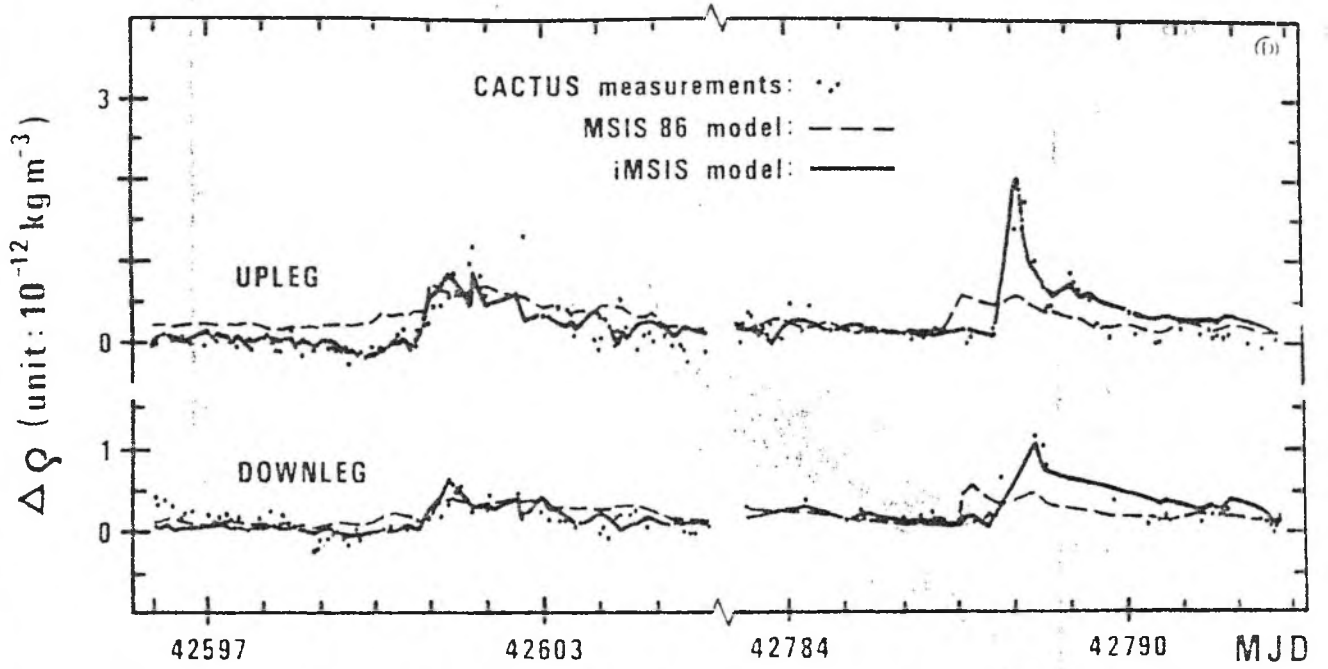
11. ábra

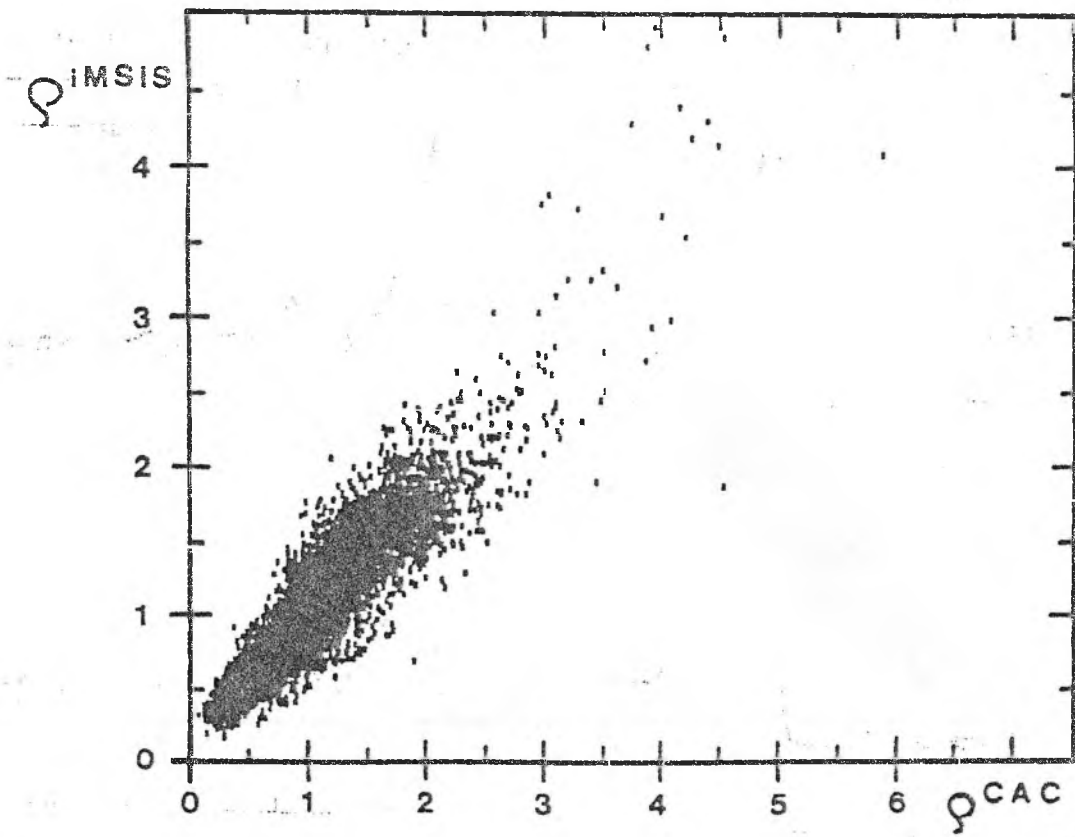
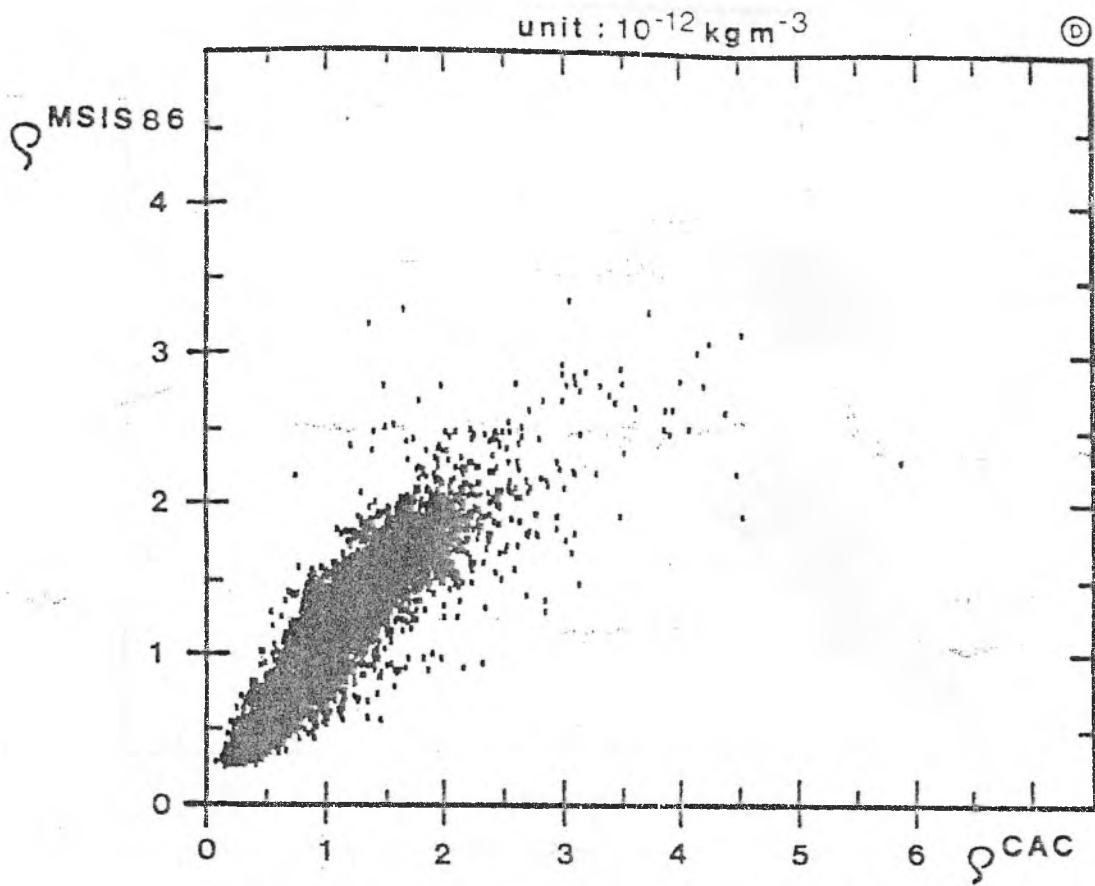


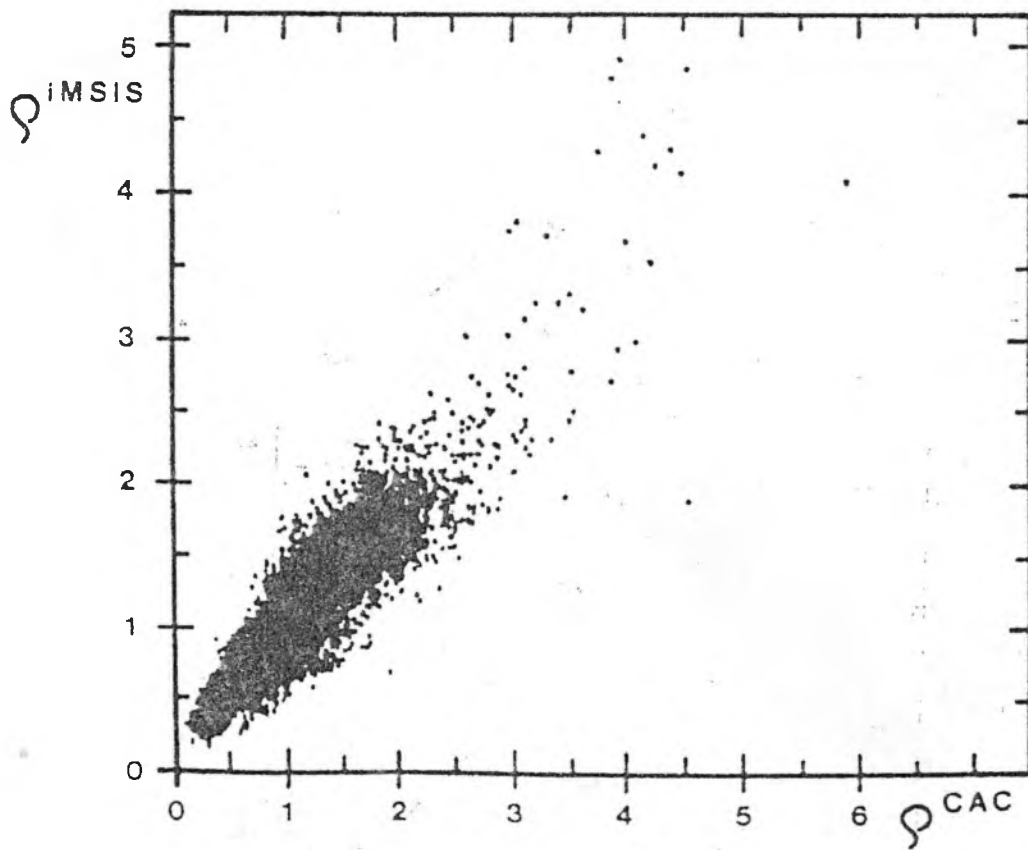
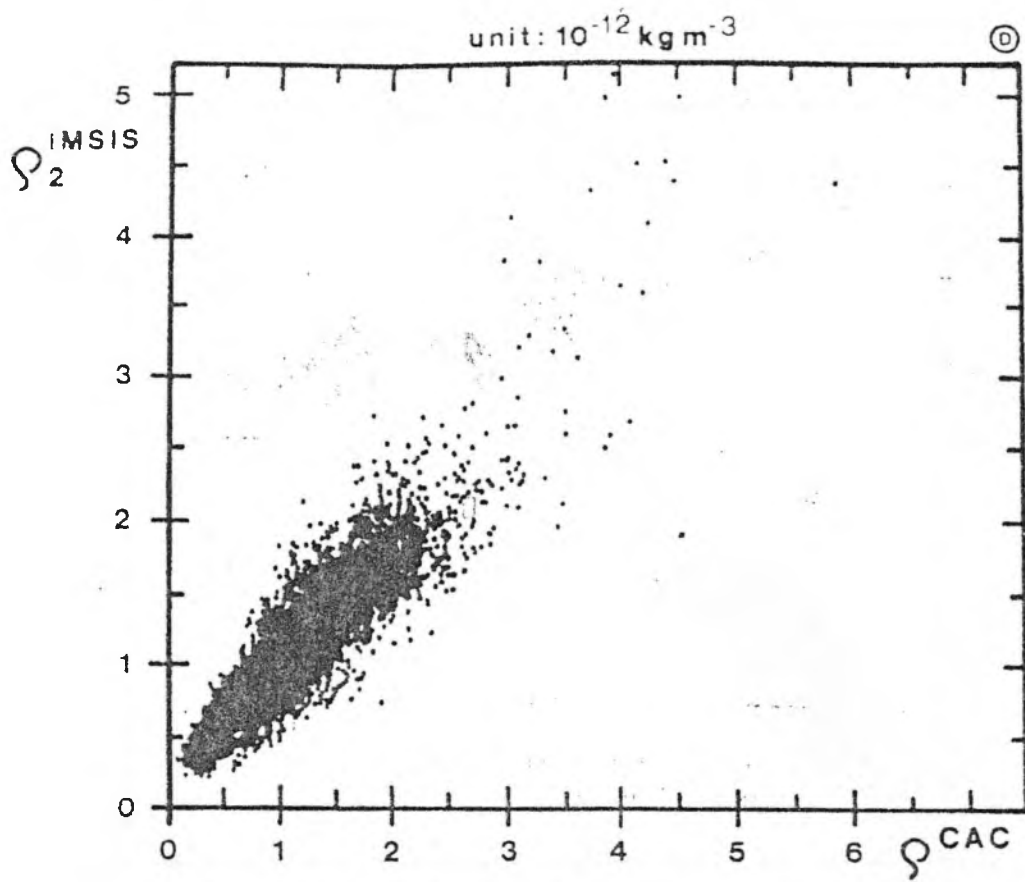
12. ábra



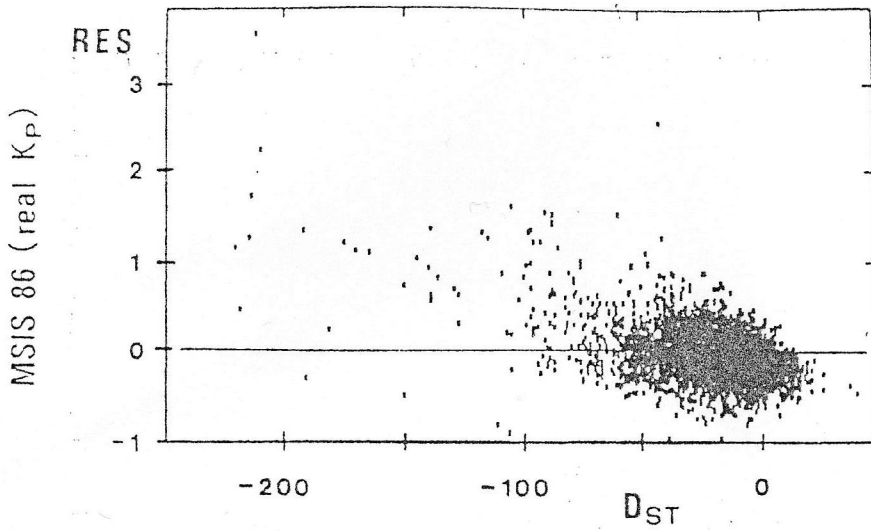
13. ábra



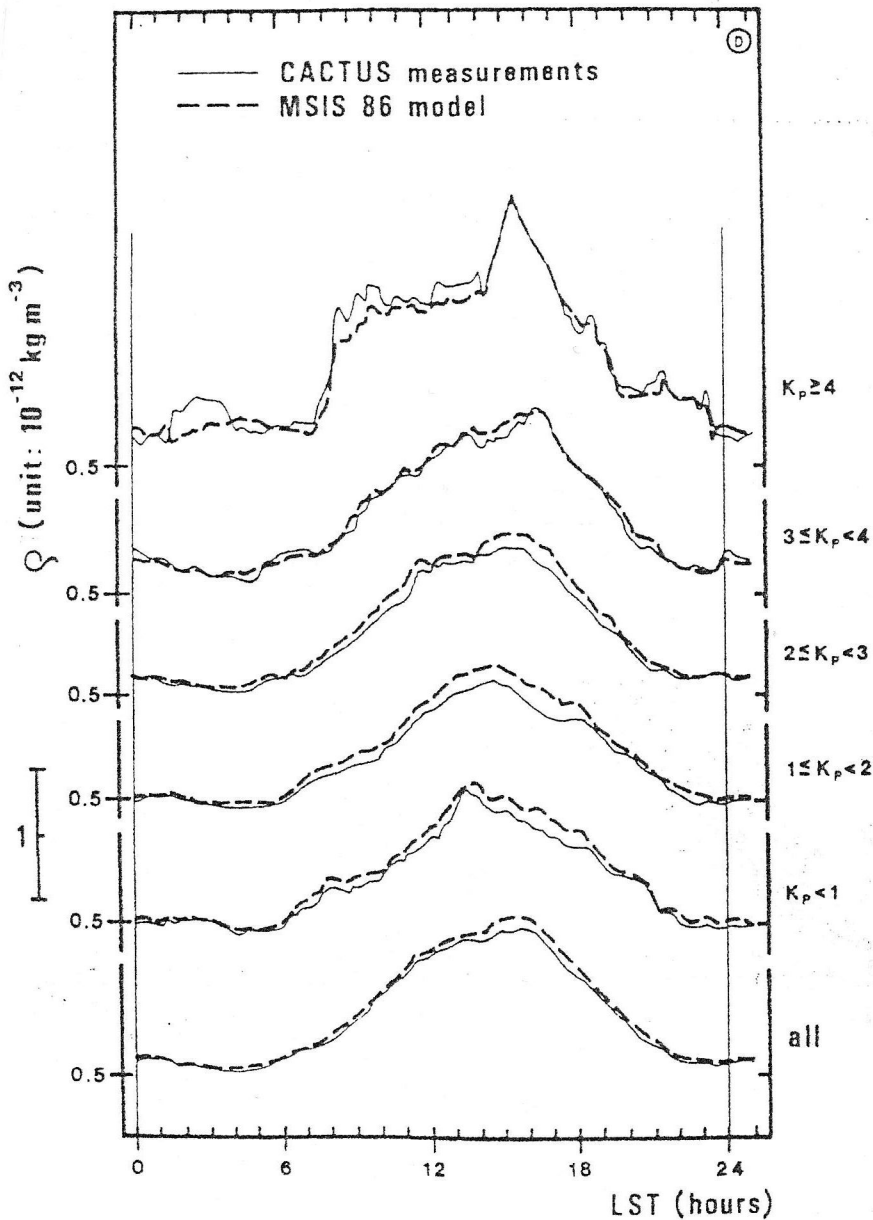




16. ábra



17. ábra



18. ábra