

A FELSŐLÉGKÖRI GEOMÁGNESES EFFEKTUS
ÖSSZINTENZITÁSÁNAK VIZSGÁLATA

Doktori értekezés

Irta

Almár Iván

a fizikai tudományok kandidátusa

Budapest, 1979

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

TARTALOMJEGYZÉK

	oldal
Bevezetés és összefoglalás	1
I. A felsőléggör modelljei	9
1.§ Történeti áttekintés	9
2.§ A statikus diffuz modell elméleti alapjai	18
3.§ A közepes referencia-léggör	27
4.§ Változások a termoszférában és az exoszférában ...	34
4.1 A naptevékenységgel összefüggő változások	35
4.2 A napszakos effektus	41
4.3 A Féléves effektus	45
4.4 Egyéb felsőléggöri effektusok	50
4.5 A Jacchia-77 modell	54
5.§ A Jacchia modellek globális ellenőrzése	59
5.1 Amerikai modellek	59
5.2 A francia-magyar kutatócsoport modellje	63
5.3 A szovjet kutatócsoport modellje	68
6.§ A felsőléggöri modellek térbeli kiterjesztése	74
6.1 A felsőléggöri modellek 200 km alatt	75
6.2 A felsőléggöri modellek extrém magasságokon	78
7.§ A modellekben eddig figyelembe nem vett effektusok a felsőléggörben	80
7.1 Gyors, irreguláris változások a felsőléggör sű- rűségében	81
7.2 A felsőléggör aszimmetriája	83
7.3 A felsőléggöri szelek	83
8.§ A naptevékenységet jellemző paraméterek megválasz- tásának kritikája	87
9.§ Áttekintés az elmélet jelen helyzetéről	96
10.§ Konkluziók. A JACCHIA-program felépítése	99

	oldal
II. A geomágneses effektus	102
1.§ A geomágneses aktivitás jellemzése, első kísérle- tek a légköri effektus leírására	102
2.§ A légköri effektus késése a geomágneseshez képest	112
3.§ A légköri effektus intenzitása	121
4.§ A geomágneses effektus in situ mérések alapján. A kémiai összetétel változásai	130
5.§ A geomágneses effektus elmélete	140
III. A légsűrűség meghatározása pályamódszerrel	148
1.§ Bevezetés	148
2.§ A légköri perturbáció elméletének alapjai	149
2.1 A perturbált mozgás egyenletei	149
2.2 A közegellenállás, mint perturbáló erő	155
2.3 A King Hele féle módszer egyes problémái	162
2.4 Sugárnyomás okozta perturbáció	167
3.§ A periódusváltozás levezetése optikai megfigyelé- sekből	170
3.1 Az oszkuláló pálya	170
3.2 A differenciális korrekciók módszere	173
4.§ Geometriai módszerek a periódus meghatározására ..	179
4.1 A három alapvariáns	182
4.2 Az O-C módszer	189
4.3 A PERLO programrendszer felépítése	195
IV. Az "ekvivalens időtartam"	197
1.§ Bevezetés	197
2.§ Definíciók és tételek	201
3.§ Módszerek az ekvivalens időtartam meghatározására	209
3.1 Általános eset	209
3.2 Az alapsűrűség változása lineáris a vihar alatt	210

3.3 Az alapsűrűség állandó a vihar alatt	212
4.§ A ΔP periódusesés használata	222
5.§ Az ekvivalens időtartam paraméter előnyei és korlá- tai	225
5.1 Az ekvivalens időtartam összefüggése az amplitudó- val és a vihar összenergiájával	225
5.2 Az eljárás alkalmazásának korlátai. A nem légellen- állási eredetű hatások kiküszöbölése	236
V. A geomágneses effektus vizsgálata ekvivalens időtartamok segítségével	242
1.§ Bevezetés	242
2.§ A feldolgozott ekvivalens időtartam értékek	242
3.§ A geomágneses effektus mért összintenzitásának egybe- vetése a CIRA-72-ből levezetett modellértékekkel	248
4.§ Az ekvivalens időtartam mint a térbeli helyzet függ- vénye	256
5.§ A mesterséges holdak előrejelzése; a kapott össze- függés egyik gyakorlati jelentősége	268
6.§ Az "ekvivalens időtartamok" módszerének alkalmazása a Szovjetunióban az IKI felsőléggkörü modelljének javi- tására	273
BEFEJEZÉS	278

Bevezetés és összefoglalás

Az értekezés a mesterséges holdak fékeződésének megfigyelésein alapuló felsőlégköri kutatásaim 1965 és 1977 között kapott eredményeit foglalja össze. Az eredmények a felsőlégköri sűrűség geomágneses viharok idején történő megnövekedésére vonatkoznak, vagyis aeronómiai, geofizikai jellegűek. E vizsgálatok módszer és célkitűzés tekintetében azonban inkább a csillagászat (égitestek pályaváltozásainak megfigyelése) illetve az űrkutatás (Földünk környezetének vizsgálata kozmikus eszközökkel) témakörébe illeszkednek, és mindenképp határterületet képviselnek több tudomány között. Abban, hogy az említett időszakban éppen a geomágneses effektus vált kutatásaim központi céljává, döntő szerepet játszott az általam vezetett magyarországi műholdmegfigyelő-hálózat helyzete és lehetőségei a 60-as évek második felében, ezért szükséges a műholdmegfigyelés hazai történetének előzetes, rövid áttekintése.

Közvetlenül az első szovjet szputnyikok felbocsátása után, 1957 végén kaptam megbízást optikai követőállomások létesítésére az MTA Csillagvizsgáló Intézetén belül és vidéki amatőr csillagvizsgálókban (Baja, Szombathely, Miskolc). A hálózat primitív felszereléssel ugyan, de 1958 januárjától működésbe lépett. Célja az átvonuló műholdak közelítő pozícióinak távcsöves vizuális megfigyelése, és az eredmény jelentése a moszkvai központnak, ahol a megfigyelések nagy segítséget jelentettek a pályakövetésben (hasonló állomások akkor százával létesültek világszerte). Ez volt Magyarország első aktív ténykedése az űrkutatásban.

Az összegyűlt, jelentős számú vizuális megfigyelés tudományos hasznosítására eleinte nem került sor, inkább a megfigyelési módszerek fejlesztésével foglalkoztunk [207], [208]. 1962-ben kezdődött a szocialista országok tudományos akadémiáinak multilaterális együttműködése a mesterséges holdak optikai megfigyelése területén. Az első javaslat e megfigyelések tudományos hasznosítására -- a felsőléggör vizsgálatában -- a bajai megfigyelőállomás vezetőjétől, Ill Mártontól származott (INTEROBS módszer). A módszer első részletes ismertetése közös cikkünkben [209] már a gyors felsőléggöri sűrűségfluktuációk vizsgálatát tűzte ki célul. Az akkori, igen szerény számítástechnikai háttér mellett ugyanis teljes pályamodell kidolgozása és a különféle hosszuperiódusu perturbációk figyelembe vétele nem látszott kivihetőnek, ezért tűztük ki célul egyrészt szinkronmegfigyelésekkel a bemért pontok sűrítését, másrészt a pályaelemek gyors változásainak vizsgálatát -- a vizuális megfigyelések nagy számából adódó jobb időfelbontást hasznosítva. Mivel a keleteurópai megfigyelőállomások csak a pálya rövid ívét tudták megfigyelésekkel lefedni, valamennyi pályaelem változásának nyomonkövetése nem járhatott sikerrel [233]; a légsűrűségi változásokra legérzékenyebb keringési idő azonban szukcessziv átvonulások megfigyeléséből levezethető. A szinkronitás megvalósítása több állomásról jelentős szervezést igényelt, Magyarország (Baja) koordinálta a "kampányokat" 1963-tól, és ide érkeztek be a szocialista országokból a vizuális INTEROBS megfigyelések [60]. A négy magyar állomás (köztük az általam vezetett budapesti) évente átlag 50 különböző hold

1000 - 1500 átvonulásának 15000 - 35000 vizuális megfigyelését szolgáltatta [158]. Ez a szocialista országokban végzett összes megfigyelés 30-40%-a volt.

Az 1965-ben Illés Erzsébettel közösen publikált dolgozatunk [85] a megfigyelési anyag legelső feldolgozása, amely már a felsőlégköri változások szoláris kapcsolatára is kitért.

1965 - 69 között az eredeti INTEROBS módszert javítva, A.M. Lozinszkij egy ötletét továbbfejlesztve, az MTA Csillagvizsgáló Intézetében Illés Erzsébettel közösen elkészítettük a PERLO számítógépi programot vizuális megfigyelések tömeges feldolgozására (lásd III.4.3§). A módszer közös munka eredménye, egyes rész megoldásaira vonatkozó javaslataimat azonban külön is publikáltam [211].

Az összegyűjtött nagy vizuális megfigyelési anyag tudományos feldolgozása jórészt hiányzott még. A külföldi szakirodalom a mérsékelt pontosság (4-6 ivperc, illetve 0.1 másodperc körüli megengedett hiba) miatt többnyire kétségbevonta a vizuális megfigyelések használhatóságát mind a geodéziai, mind a felsőlégköri kutatásokban. Az első felsőlégköri modellek az Egyesült Államokban a kozmikus geodéziai célra kialakított, költséges fotografikus követőhálózat (Baker Nunn kamerák) megfigyelései alapján készültek. A fotografikus megfigyelések kisebb gyakoriságát a műhold mozgását leíró, tökéletesített pályaelmélettel kompenzálták, felhasználva a megfigyelőhelyek kedvező földrajzi eloszlását is (világhálózat).

Nyilvánvaló volt, hogy ez az út számunkra nem járható. Olymódon kellett a feldolgozási program célját kitűzni és mód-

szerét kialakítani, hogy az 1./ a vizuális megfigyelések nagy száma segítségével kompenzálja a kisebb mérési pontosságot, 2./ megfigyelések és közelítő pontosságú pályaelemek segítségével a légsűrűségi változások szempontjából kritikus pályaelem, a keringési idő levezetését a szokásosnál jobb időfelbontással biztosítsa, 3./ az erőfeszítéseket olyan időszakokra koncentrálja, amikor gyors, és viszonylag nagy amplitudóju sűrűség-ingadozások játszódnak le a felsőlégtérben, tehát a jel/zaj viszony kedvező, 4./ kihasználva, hogy vizuális megfigyelések egyidejűleg több tucatnyi, különböző magasságban keringő holdról állnak rendelkezésre, mindennek előtt a jelenség magasságfüggését tegye vizsgálat tárgyává.

1970-re, amikor a szocialista akadémiák multilaterális együttműködése helyett az Interkozmosz szervezet Kozmikus Fizikai munkacsoportja 6. szekciója vette át a téma koordinálását, már eldőlt, hogy magyar részről a felsőlégtéri geomágneses effektus vizsgálatát az együttműködés egyik lehetséges, és sokatígérő témájának tartjuk. A geomágneses viharok idején fellépő sűrűség-növekedés ugyanis, mint ezt 1969-ben az együttműködés egyik munkaértekezletén kifejtettem [212] gyors, nagy amplitudóju jelenség, amely vizuális megfigyelésekkel és a 60-as évek végén kialakított speciális geometriai módszerekkel eredményesen vizsgálható. Az együttműködés 6. szekciónak (megnevezése "Tudományos kutatások mesterséges holdak megfigyelése segítségével") az 1971 - 75-ös évekre kidolgozott programjaiban, "A mesterséges holdak mozgására gyakorolt lég-

köri hatások vizsgálata az optikai megfigyelések módszerével" témán belül kitűzött feladatként szerepelt már a gyors felsőlégköri változások ilyenirányu vizsgálata. A téma koordinátora a Magyar Tudományos Akadémia.

A későbbi vizsgálatok szempontjából igen gyümölcsözőnek bizonyult az először 1970-ben a COSPAR (Committee on Space Research -- Nemzetközi Űrkutatási Bizottság) leningrádi kongresszusán a felsőlégkörkutatói szekcióban ismertetett javaslatom az "ekvivalens időtartam" fogalmának bevezetésére [8]. A javaslatot még 1970-ben az Interkozmosz bukaresti konferenciáján is előadtam [86]. Az ötlet lehetőséget nyújt egy a geomágneses effektus intenzitását pontosan jellemző paraméter egyszerű levezetésére időben elszórt különféle megfigyelésekből és pályaelemekből. Az ekvivalens tartam meghatározásának több módszerét dolgoztam ki, ezeket a PERLO programhoz illesztve ekvivalens időtartamok tömeges levezetésére szolgáló számítógépi program jött létre. Ugyanakkor a "JACCHIA" program a megfelelő modellértékeket szolgáltatja. Az első eredményeket, amelyek már jelezték a Jacchia-71 modell javításának szükségességét, Madridban, a COSPAR kongresszus felsőlégköri szekciójában "meghívott előadóként" ismertettem 1972-ben [9], majd előadtam Ulan Batorban is az Interkozmosz konferenciáján [234]. 1973-74-ben Moszkvában a SzUTA Csillagászati Tanács munkatársaként dolgoztam a felsőlégköri kutatások fejlesztésén. Ez idő alatt vezettem le az ekvivalens időtartam fogalmának tisztázását szolgáló tételeimet. A moszkvai munkakapcsolat hatására a szovjet Űrkutatási Intézetben (IKI) Eljaszberg csoportja foglalkozni kezdett felsőlégköri modelljük ellenőr-

zésével az általunk meghatározott ekvivalens időtartamok segítségével. Eredményeimről előadást tartottam az Uljanovszkban megrendezett felsőlégköri szemináriumon és cikkem jelent meg a Nauka i Cselovecsesztva 1975 évi kötetében [214].

1974-től kezdve elsősorban arra törekedtünk, hogy a kb. 100 ekvivalens időtartam érték formájában kapott eredményeinket bármely felsőlégköri modellben a geomágneses effektust kifejező rész ellenőrzésére tudjuk felhasználni. Másik célunk a geomágneses effektus összintenzitása hely- és időfüggésének, továbbá geofizikai és napfizikai paramétereiktől való függésének direkt vizsgálata volt. Mindkét cél érdekében javaslatomra áttértünk a "normalizált" ekvivalens időtartam érték (β) használatára. Az első eredményekről előadást tartottam többek között az Interkozmosz budapesti nemzetközi konferenciáján 1974-ben [10], a várnai COSPAR kongresszus felsőlégköri szekciójában 1975-ben és az Interkozmosz weimari konferenciáján 1976-ban [12]. Ezekben az években szélesedett, és az MTA Csillagvizsgáló Intézete és a SzUTA Űrkutatási Intézete közötti megállapodásban szervezeti formát öltött a szovjet - magyar együttműködés a geomágneses effektus vizsgálatában. A szovjet kutatások az általunk meghatározott ekvivalens időtartam értékek alapján saját felsőlégköri modelljük pontosítására irányultak. Ennek első eredményeiről B.V. Kugajenko, az IKI munkatársa tartott előadást "Az ekvivalens időtartamok használata az IKI felsőlégköri modelljének pontosítására" címmel Baján, az Interkozmosz 1977-ben megrendezett Felsőléggörkutatási szemináriumán (lásd V.6§). Az Interkozmosz Kozmikus Fizikai munkacso-

port 6. szekció felsőlégkörkutatói tevékenységéről, ezen belül saját munkásságomról összefoglaló ismertetés található "Az Interkozmosz programról" c. cikkgyűjteményben [205]. Magyar nyelven eredményeimet az Ionoszféra Magnetoszféra Szemináriumokon, illetve az 1976-os bajai MTA ankéton adtam elő, és azok teljes terjedelemben az Asztronautikai Közleményekben jelentek meg [13], [11].

Az értekezés a szokásosnál részletesebb, mert a téma ilyen összefoglaló tárgyalása nemcsak a magyar, de az idegen nyelvű irodalomban is hiányzik.

Az értekezés felépítése a következő:

Az I.fejezet a felsőlégköri modelleket tárgyalja általában, és az 1977-ben publikált új Jacchia-modell vázlatos ismertetésével zárul. Összefoglalja a felsőlégré vonatkozó, más forrásokban együttesen nem található legfontosabb ismereteket.

A II.fejezet a kutatások tárgyát képező geomágneses effektus teljességre törekvő bemutatása, amely rámutat a további kutatásokat igénylő, bizonytalan pontokra is.

A III.fejezet a felsőlégkör sűrűségének pályamódszerrel történő meghatározását ismerteti, először általánosságban, majd az általunk kifejlesztett módszereket kissé részletesebben.

A IV.fejezet vezeti be az ekvivalens időtartam elnevezésű új paramétert a geomágneses effektus összintenzitásának jellemzésére. Részletesen tárgyalja az ekvivalens időtartamra vonatkozó tételeket.

Az V.fejezet a III.fejezetben ismertetett módszerrel, és a IV.fejezetben bemutatott új fogalommal elért eredmények

összefoglalása. A kapott eredmények egyrészt a modellek javítása, másrészt a segítségükkel a mesterséges holdak mozgásának előrejelzésében várható javulás szempontjából ígéretesek. Végül ismertetjük a folyamatban lévő kutatások helyzetét és a szovjet kutatócsoport első eredményeit is.

Az értekezésben összegezett kutatási program egy az MTA Csillagvizsgáló Intézetében működő csoport kollektív munkájának eredménye, melynek 1972-ig vezetője voltam. Saját eredményeim elsősorban az ekvivalens időtartam fogalmának bevezetése, és általánosítva a reá vonatkozó tételek, valamint a más modellekkel való összehasonlítás elvégzése. A megfigyelések feldolgozását végző program kidolgozásában, illetve a megfigyelési anyag feldolgozásában részt vettem, azonban a nagy munkámét a csoport munkatársai Illés Erzsébet vezetésével végezték. A Horváth András által bevezetett eljárás részletes ismertetése saját kandidátusi értekezésében megtalálható [26]. A geomágneses effektus kutatása jelenleg az MTA Csillagvizsgáló Intézetében Ill Márton által vezetett "Égimechanika és alkalmazásai" osztályán folyik.

I. A felsőlégkör modelljei

1. § Történeti áttekintés

A felsőlégköri modellek bizonyos véges számú paraméter (idő- és térkoordináta, a légkört befolyásoló, elsősorban napfizikai jelenség intenzitását és állapotát jellemző index stb.) megadása esetén táblázatos vagy analitikus formában közlik a légsűrűség, nyomás, hőmérséklet, kémiai összetétel és mozgásállapot jellemzőinek az adott helyre és időpontra érvényes értékeit. A modellek az előállításuknál használt eljárás jellegétől függően empirikusak vagy teoretikusak. Gyakorlatban a kétféle eljárás összekapcsolása elkerülhetetlen. Egyrészt a megfigyelési és mérési adatok hézagos jellege akadályozza egy tiszta empirikus modell kidolgozását, másrészt egy tiszta elméleti modell sem tekinthető még reális célkitűzésnek, mert a légkör dinamikáját determináló folyamatok nem eléggé ismertek, és a 4 dimenziós feladat matematikailag nehezen tárgyalható. A fejlődés tendenciája e téren nem egyértelmű. A hidro- és termodinamika egyenleteire épülő elméleti modellek - ismertetésükre a 9. §-ban kerül sor - egyre közelebb kerülnek ugyan a reális felsőlégkör ábrázolásához, de ugyanakkor az új megfigyelések és mérések nyomán egyre bonyolultabbá, matematikailag egyre nehezebben kezelhetővé válik maga az ábrázolandó empirikus kép a felsőlégkörről. Ezért a fontosabb felsőlégköri modellek (CIRA, Jacchia modellek) sorozatos javítása során nem növekedett egyértelműen a teoretikus vagy az empirikus komponens részesedése a másik oldal rovására, e modellek hibrid jellege mindmáig fennmaradt. E fejezetben rövid törté-

neti áttekintés után részletesebben foglalkozunk a centrális szerepet játszó Jacchia-modellek elméleti alapjaival és szerkezetével, az eddig ismert felsőlégköri effektusokkal (kivéve a II. fejezetben tárgyalandó geomágneses effektust), ismertetjük a modell kritikájával, javításával és bővítésével kapcsolatos újabb irodalmat, és az interpretációs kísérleteket.

Módszertani szempontból jelenleg ugyan éles különbség mutatkozik az alsólégkör, a semleges felsőlégkör és az ionoszféra vizsgálata között, nyilvánvaló azonban, hogy a felsőlégköri modellek előzményeit az alsólégkör, esetleg az ionoszféra kutatásában régebben elért és a szintézis igényével publikált eredmények között kell keresnünk. Az áttekintendő időszak még így sem haladja meg sokkal a száz évet. A múlt század még kezdetleges eszközökkel végzett légkörkutatózásainak eredményeit egy 1864-ben Franciaországban megjelent könyv foglalja össze, és az abban közölt adathalmaz joggal tekinthető a légkör (néhány km magasságig terjedő) első modelljének. Századunk első felében - a semleges légkörre vonatkozó modelleket több évtizeddel megelőzve - a rövidhullámu rádiójelek terjedési viszonyainak vizsgálata alapján megbízható kép alakult ki az ionoszféra szerkezetéről, az egyes rétegekben fellépő ionsűrűség-értékekről, sőt annak napszakos változásairól is. Az ionoszféra-modellek finomítása és egyetlen referencia-ionoszférává egyesítése a COSPAR 4. munkacsoportjának ma is fontos feladata. A semleges felsőlégkör termodinamikai folyamatainak vizsgálata is megkívánja egy referencia-ionoszféra ismeretét, hiszen az energiaátvitel részben ionok és semleges atomok illetve molekulák között megy végbe.

Mindezideig azonban ezeket a kölcsönhatásokat kevésbé vették figyelembe a semleges felsőlégkör modelljeinek összeállításánál.

A rakétás mérések megkezdése előtt a légkörkutatás lényegében a troposzféra és a sztratoszféra szerkezetének kutatására korlátozódott. Az e téren elért eredmények, amelyeknek ösztönzője a polgári és katonai repülés megindulása volt, főképp léggömbök segítségével feljuttatott műszerek mérésein alapultak. A kutatások a XX. század közepére elvezettek egy új tudományág, az aeronómia megszületéséhez. (Kitűnő áttekintést nyújt a felsőlégköri kutatások helyzetéről az úrkorszak előtti években Mitra monográfiája [147].)

Az alsólégkör szerkezetét leíró modellek közül az első "szabványlégkört" az International Civil Aviation Organization készíttette 1954-ben. Ez a standard légkör eredeti formájában 20 km magasságig írta le a légköri átlaghőmérséklet, nyomás, stb. magasságfüggését, de 1958-ban, az első mesterséges holdak felbocsátása után az USA-ban 300 km magasságig kiterjesztették. Ez volt az első nyilvánosságra hozott - ma már csak történelmi érdekességű - kísérlet a felsőlégköri viszonyok modellezésére. Néhány évvel később a mesterséges holdak fékeződéséről összegyűlt jelentékeny megfigyelési anyagra támaszkodva már olyan felsőlégkör modellek születtek, amelyek bár leegyszerűsítve, de lényegében helyesen tükrözték a valóságot, és a jelenleg használt, tökéletesebb modellek előfutárainak tekinthetők.

Nicolet 1961-ben publikált modellje [154] elsőként tekintette a hőmérsékletet a légkör állapotát megszabó, alap-

vető paraméternek. Modelljének alsó határán, 120 km-en állandó határfeltételeket vezetett be, e fölött 150 km-ig lineáris hőmérsékletváltozást tételezett fel. Még nagyobb magasságokban a diffúz egyensúly hipotézisét alkalmazta, vagyis képleteinek levezetésénél a diffúziót és a hővezetést vette figyelembe. A hőmérséklet és a közepes molekulaszűrőmagasságfüggésének vizsgálatához - akárcsak a későbbi modellek - az ideális gáz állapotegyenletét és a hidrosztatika alaptörvényét vette kiindulópontul:

$$p = n k T \quad (1)$$

$$\frac{dp}{dz} = - \rho g \quad (2)$$

ahol p az össznyomás, n az összesített molekulakonzentráció, k a Boltzmann állandó, z a magasság, ρ a sűrűség. A sűrűség változását a magassággal a

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{z}{H_\rho}\right) \quad (3)$$

képlet írja le, ahol H_ρ nem változik a magassággal. Nicolet modellje természetesen több durva egyszerűsítést tartalmaz, egzakt elméleti alapjai miatt mégis a későbbi, tökéletesebb referencia-modellek (Jacchia-65, CIRA-72) előfutárának tekinthető.

Harris és Priester 1962-ben készítette az első olyan felsőlégköri modellt, amely időfüggő, pontosabban figyelembe ve-

szi - legalábbis alacsony földrajzi szélességeken - a hőmérséklet és légsűrűség napszakos menetét is [69], [67]. A modell két alapgondolata helyesnek bizonyult: 1./ a felsőlégköri változások fő energiaforrása a Nap extrém ultraibolya sugárzása (EUV); 2./ a fő dinamikai folyamat a felsőlégkörben a vertikális hővezetés. A megfigyelésekkel való egyezés biztosítása érdekében két önkényes feltevésre volt szükségük: 1./ az abszorbeált EUV sugárzás átalakítása lokális fűtéssé ϵ hatásfokkal történik, ahol $\epsilon = 0.37$; 2./ a Nappal együttmozgó hőforrás mellett fellép egy pótlólagos hőforrás, amely helyi időben reggel 9 óráig maximummal rendelkezik. Ezen utóbbi teljesen önkényes feltevésre azért került sor, hogy a napszakos effektus elméleti és megfigyelt maximum-időpontját, illetve amplitudóját összhangba lehessen hozni.

A Harris-Priester modell, noha eredeti formájában legfeljebb alacsony szélességeken használható, mivel a pólusok felett diszkontinuitást mutat és nem tükrözi a napi kidudorodás ("bulge") évszakos vándorlását, mégis alapját képezte egy fontos referencia-légkörnek, a CIRA-65-nek.

Egy referencia-légkör szükségessége a COSPAR ülésén még 1961-ben felmerült. A referencia-légkör a World Meteorological Organization terminológiája szerint "Olyan légköri modell, amelyet nemzetközi megegyezéssel hoznak létre és jellemzi a légköri hőmérséklet, nyomás és sűrűség magasságfüggését különböző földrajzi és évszakos körülmények között. Felteszi, hogy a levegő követi az ideális gáz törvényeit és a hidrosztatikus egyenletet, amelyek összekapcsolják a hőmérsék-

letet, nyomást és sűrűséget a geopotenciállal" (lásd CIRA-72 General Information, [46]). A referencia- és szabványlégkör különbsége inkább jogi természetű, a szinte évről évre változó felsőlégköri modellek közül még a nemzetközileg elfogadottakat sem kívánatos egyelőre "szabványnak" tekinteni.

A COSPAR első referencialégkörét, angol nevének kezdőbetűiből az első CIRA-t (COSPAR International Reference Atmosphere) a H. Kallmann-Bijl vezetésével működő előkészítő bizottság ("Preparatory Group for an International Reference Atmosphere") mutatta be 1961-ben [44]. A CIRA-61 főleg az 1958-as rendkívül magas napfoltmaximum idején mért, és ezért az átlagosnál jóval erősebb fékeződést vette alapul, s a naptevékenység csökkenésével természetesen egyre rosszabb eredményeket adott. A 4. munkabizottsággá átszervezett előkészítő bizottság Priester vezetésével már 1965-ben elkészítette a CIRA új, a Harris-Priester modellen alapuló változatát, a CIRA-65-öt [45], amely három részből áll: 1./ az átlaglégkör profilja 30-300 km között (K.S.W. Champion); 2./ a légköri szerkezet és változásai 30-100 km között (G.V. Groves); 3./ a felsőlégkör szerkezete és változásai 120-800 km között közepes szélességeken (I. Harris, W. Priester).

A felsőlégköri kutatások szempontjából legfontosabb a 3. rész, amely már a ma is szokásos módon, a geofizikai és napfizikai paraméterektől függő exoszferikus hőmérséklet (T_{∞}) függvényeként adja meg a paraméterek változását a magassággal, vagyis a felsőlégkör profilját. A CIRA-65-ben a turbopauzát 120 km-en a heteroszféra alsó, időben változatlan

sűrűségű és hőmérsékletű rétegének tekintik, s e fölött a diffúz egyensúly állapotát tételezik fel. A modellben az exoszferikus hőmérsékletet a naptevékenység szintjét jellemző index, a 10,7 cm-es rádiósugárzás intenzitása ($S_{10.7}$) alapján kell kiszámítani és a geomágneses effektusra és a féléves effektusra korrigálni. Az így kapott T_{∞} még nem elegendő a megfelelő felsőlégköri profil kiválasztásához, szükség van a kérdéses földrajzi hely helyi idejére is. A helyi időtől függő, ún. napszakos effektus leírásánál, mint említettük, Harris és Priester egy másodlagos fűtés feltételezéséhez volt kénytelen folyamodni, ezért a napszakos effektust a többitől eltérő módon, az exoszferikus hőmérséklettől független új paraméter bevezetésével kellett a modellbe beépíteni. A kétórás időintervallumokra közölt táblázatok előrelépést jelentenek ugyan a CIRA-61-hez képest, amely még csak a déli maximumra és éjjeli minimumra adott meg eltérő értékeket, mégis nagyban csökkentette a modell kezelhetőségét. Az említett ad hoc hipotézis a másodlagos fűtés létezéséről a modell gyenge pontja maradt. A szerzők a modellből számítható sűrűségadatok hibáját 25%-nál, a T_{∞} adatokét pedig 5-10%-nál kisebbre becsülték.

Már 1965-ben megszületett az a modell, amely Nicolet elméletét Harris és Priester félempirikus felfogásával ötvözve, sőt az előbit a napszakos effektus esetében is következetesen alkalmazva átütő sikert jelentett a felsőlégkör kutatásában. L.G. Jacchia amerikai csillagász első, 1965-ös modellje [94] formalizmusában már kevésbé különbözik a ma használatos felsőlégköri modellektől, amelyeknek részletes ismertetésére a 2-4.§-ban kerül sor. Ez a modell az US Standard Atmosphere Supplements

1966 kiadvány formájában is megjelent [192]). Jacchia e modellben vezette be a T hőmérséklet approximálását exponenciális görbével

$$T = T_{\infty} - (T_{\infty} - T_{120}) \exp \left[-s (z - 120) \right] \quad (4)$$

alakban, amely mindkét megelőző modell hőmérsékleti görbáját jól közelíti (itt s egy a T_{∞} -el változó paraméter).

Mivel határfeltételeit lényegében a CIRA-65-ből vette át, 200 km magasságban itt is jelentkezett egy réteg, amely érzéketlen az exoszferikus hőmérséklet változásaira. Ez elmentmondásba került a 200 km körül végrehajtott, egyre kiterjedtebb vizsgálatok eredményével, amely változások egész sorát mutatta ki. Jacchia ezért modelljét 1970-ben úgy javította, hogy a konstans hőmérséklet és sűrűség határfelületét 90 km-re, a mezopauza magasságára vitte le (Jacchia-70 [97]). Az új modell egyéb eltéréseire a régiről most nem térünk ki. Ezt hamarosan követte egy újabb Jacchia-modell (Jacchia-71 [99]), amely az időközben végrehajtott, zömmel in situ mérések eredményeire hivatkozva néhány esetben korrigálta a felsőlégköri effektusokat figyelembe vevő formulákat és 150 km-en növelte az atomos oxigén részarányát a molekulárishoz képest. A Jacchia-71 modellt lényegében már megjelenése óta referenciául használták a felsőlégköri kutatásokban.

Még 1969-ben a COSPAR 4. munkabizottsága elérkezettnek látta az időt egy új CIRA kidolgozására. A modell tervezetét 1971-ben mutatták be, de publikálása 1972-ben történt ezért

elnevezése CIRA-72 [46]. Szerkezete a CIRA-65-höz képest nem sokat változott. Az 1. rész tartalmazza a statikusnak vett átlaglégkör profilját 25-500 km között (Champion); a 2. rész a hőmérséklet, nyomás, sűrűség és szél változásait a magasság, földrajzi szélesség és idő függvényében 25-110 km között (Groves); a 3. rész a felsőlégköri profilokat 110-2000 km között (Jacchia). Ez utóbbi rész csaknem azonos a Jacchia-71 modellel, csupán a táblázati részben az adatok CGS helyett MKS egységekben szerepelnek. Jelentős fejlődés a CIRA-65 megfelelő részeihez képest, hogy a légsűrűség kiszámítása viszonylag egyszerűen programozható.

Az utóbbi években mesterséges holdak fedélzeti berendezéseivel (elsősorban tömegspektrométereivel) sikerült több esetben a felsőlégkör egyes összetevőinek sűrűségét közvetlenül in situ módon is meghatározni. Az OGO-6 és az ESRO-4 holdak méréseiből fél-empirikus felsőlégköri modellek is készültek (lásd 5.1 §), amelyek bizonyos mértékig eltértek a CIRA-72-től. Legújabb modelljében Jacchia már az in situ mérések eredményeit kvantitatíve is figyelembe vette, különösen az OGO-6-tal 450 km magasságban mért N_2/O relatív koncentrációkat. A modellre a 4.5 §-ban térünk vissza.

A legutóbbi években ugyan több helyen tettek kísérletet olyan független légköri modell létrehozására, amelynek görbéit a rendelkezésre álló speciális megfigyelési anyagból levezetett hőmérséklet, sűrűség és kémiai összetétel adatokhoz illesztik, de az eredményül kapott légköri profilokat eddig még mindig az eddig ismertetett referencia-légkörökével hasonlították össze, ezért e kísérletek azok általános felül-

vizsgálataként, illetve korrekciójaként értelmezhető. Ilyen kutatások intenzíven folynak az USA-ban (Weidner, Chambers, Lou stb.) [203], Franciaországban (Barlier) a Szovjetunióban (Eljaszberg, Marov, Fominov) és Magyarországon. Az eredményekről az 5.§-ban számolunk be.

2.§ A statikus diffúz modell elméleti alapjai

Az alsólégkörben, vagyis a konstans kémiai összetételű homoszférában elméleti úton levezetett és mérésekkel igazolt egyértelmű kapcsolat áll fenn a megfigyelt paraméterek (hőmérséklet, nyomás, sűrűség) átlagértékei között. A heteroszférában, 80-90 km fölött, ahol már figyelembe kell venni a kémiai összetétel változásait is, új formalizmust kell kidolgozni e probléma megoldására. Jelen paragrafusban vázoljuk azt a termodinamikai és hidrosztatikai megfontolásokra épülő, elméleti formalizmust, amelyet a CIRA-72, illetve a Jacchia modellek használnak a légkör momentán jellemzőinek levezetésére más, megfigyelhető paraméterekből (valamennyi jellemző adat - lég-sűrűség, hőmérséklet, kémiai összetétel - szimultán megfigyelésére a felsőlégkörben gyakorlatilag nincs lehetőség). E formalizmust bizonyos határfeltételekhez illesztve alakul ki a légkör átlagos állapotát tükröző közepes referencia-légkör (3.§), illetve a naptevékenységgel és egyéb külső hatásokkal összefüggő változások figyelembe vételével a teljes időfüggő felsőlégköri modell (4.§).

Vegyük sorra, alulról felfelé haladva a statikus diffúz felsőlégköri modell alapját képező összefüggéseket. A homoszférával való szakadásmentes kapcsolat érdekében 90-100 km közé egy átmeneti zóna kerül, amelyben a barometrikus magasságformula integrálásával adódó

$$d \ln \rho = d \ln \left(\frac{\bar{M}}{T} \right) - \frac{\bar{M}g}{RT} dz \quad (5)$$

képlet ad összefüggést ρ és T között adott \bar{M} közepes molekulaszúly és g gravitációs gyorsulás esetén, R az univerzális gázállandó. A $z_0 = 90$ km-en elfogadott határfeltételek:

$$\begin{aligned} \rho_0 &= 3,45 \cdot 10^{-6} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3} && \text{(a Jacchia-77 szerint } 3,43 \cdot 10^{-6}) \\ T_0 &= 183^\circ \text{K} && \text{(a Jacchia-77 szerint } 188^\circ) \end{aligned}$$

E magasságban a feltételezett hőmérsékleti gradiens $G_0 = \frac{dT}{dz} = 0$. Tapasztalati tény, amely minden felsőlégköri modell alapja, hogy 100 km fölött, kb. 300 km-ig a hőmérséklet gyorsan nő (termoszféra), majd még nagyobb magasságban a magasságtól függetlenné válik (exoszféra). Ez a magasságtól nem függő, de a naptevékenységgel, helyi idővel, stb. erősen változó exoszferikus hőmérséklet (T_∞) a felsőlégköri profilt megszabó paraméter szerepét játssza 100 km fölött az említett modellekben.

A hőmérséklet erős növekedése 100-300 km között érthető, ha a fűtési mechanizmust a Nap EUV sugárzásában keressük, amely főképp e magasságtartományban nyelődik el az atmoszférában. Mivel a hővezetés e tartományban lassu (a "vezetési idő" több

mint egy nap), erős vertikális turbulencia nincsen, a jelentékeny hőmérsékleti gradiens fennmarad. Más a helyzet az exoszférában, ahol a ritkább levegőben annyira megnő a molekulák szabad uthossza, hogy a vezetési idő lecsökken és a hőmérséklet kiegyenlítődik.

Az elméleti modellek szempontjából a felsőlégkör ideális gáz, vagy gyengén ionizált plazma, amelyre érvényes az ideális gáz állapotegyenlete

$$p = n k T \quad (1)$$

ahol k a Boltzmann állandó, $n = \sum_i n_i$ ahol n_i az i -ik összetevő koncentrációja, $\rho = n \cdot m$ a sűrűség, ahol

$$m = \frac{\sum_i n_i m_i}{\sum_i n_i}$$

m_i az i -ik összetevő molekulatömege, m a közepes molekula-tömeg. Lokális termodinamikai egyensúly és a részecskék Maxwell eloszlása esetén alkalmazható a hidrosztatika alap-egyenlete

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad (2)$$

amelyből az ideális gáz állapotegyenletével együtt kapjuk a légkör differenciálegyenletét. Behelyettesítve p -t és ρ -t és differenciálva

$$k \left(\frac{dn}{dz} T + \frac{dT}{dz} \right) n = - n m g \quad (6)$$

innen a szokásos alakban

$$\frac{dn}{n} = - \frac{mg}{kT} dz - \frac{dT}{T} \quad (7)$$

Ha ezt az egyenletet valamennyi összetevőre külön-külön érvényesnek tekintjük, vagyis keveredés nincs, akkor a diffuz egyensúly feltételét kapjuk:

$$\frac{dn_i}{n_i} = - \frac{m_i g}{kT} dz - \frac{dT}{T} \quad (8)$$

amely a Jacchia féle statikus modellek és a CIRA-72 alapfeltevése. Ez az ún. diffúziós egyenlet, amelynek integrálása adja az egyes összetevők magasságfüggését (profilját) adott hőmérséklet mellett. Az integrál Jacchia féle változata

$$n_i(z, t) = n_i(z_0, t) \frac{T(z_0, t)}{T(z, t)} \exp \left(- \int_{z_0}^z \frac{m_i g(z^*)}{kT(z^*, t)} dz^* \right) \quad (9)$$

alakban már a CIRA-65-ben is szerepelt. Jacchia 1965-ös modelljében - mint a Harris-Priester modellben is - a héliumra empirikus korrekciós faktort szerepeltetnek, s ezért a diffúziós egyenlet a héliumra

$$\frac{dn}{n} = - \frac{mg}{kT} dz - \frac{dT}{T} (1 + \alpha) \quad (10)$$

alaku, ahol $\alpha = -0,38$ a diffúziós faktor. Az egyenlet általános megoldása - valamennyi összetevőre -

$$n_i(z, t) = n_i(z_0, t) \left[\frac{T(z_0, t)}{T(z, t)} \right]^{1+\alpha_i} \exp \left(- \int_{z_0}^z \frac{m_i g(z^*)}{kT(z^*, t)} dz^* \right) \quad (11)$$

alaku. A sűrűség függése a hőmérséklettől és a magasságtól hasonló:

$$\rho_i(z, t) = \rho_i(z_0, t) \left[\frac{T(z_0, t)}{T(z, t)} \right]^{1+\alpha_i} \exp \left(- \int_{z_0}^z \frac{m_i g(z^*)}{kT(z^*, t)} dz^* \right) \quad (12)$$

ahol $\alpha_i = -0.38$ a héliumra és $\alpha_i = 0$ egyébként. A légnyomás függése a hőmérséklettől és a magasságtól explicit alakban

$$p_i(z, t) = p_i(z_0, t) \exp \left(- \int_{z_0}^z \frac{m_i g(z^*)}{kT(z^*, t)} dz^* \right) \quad (13)$$

A légkör összsűrűsége adott z magasságban a

$$\rho = \sum_i n_i(z, t) m_i \quad (14)$$

formulával adódik.

A hidrogén esetére a modellek külön formalizmust tartanak szükségesnek. Felteszik, hogy 500 km alatt részaránya elhanyagolható. Az 500 km-en érvényes koncentrációt a hőmérsékletből Kockarts és Nicolet képletével számolják

$$\log n(\text{H})_{500} = 79.13 - 39.40 \log T_{500} + 5.5 (\log T_{500})^2 \quad (15)$$

és e fölött a diffuz egyensúly formuláit tekintik érvényesnek.

A gravitációs gyorsulás magasságfüggése

$$g(z) = 9.80665 \left(1 + \frac{z}{R_E} \right)^{-2} \text{ ms}^{-2} \quad (16)$$

ahol $R_E = 6.356766 \cdot 10^6$ m.

A (8) diffúziós egyenletben szereplő $H_1 = \frac{kT}{m_1 g}$ mennyiség azonos a III.2.2 §-ban bevezetendő skálamagassággal - az illető összetevőre vonatkozólag.

A definíció

$$\frac{d \ln p}{dz} = - \frac{1}{H_p} ; \quad \frac{d \ln \varrho}{dz} = - \frac{1}{H_\varrho} \quad (17)$$

alapján ez könnyen igazolható. Az így kapott skálamagasság természetesen változik a magassággal és - mint a légkör szerkezetét jellemző fontos paraméterek egyike - a hőmérséklet, sűrűség és a kémiai összetétel mellett rendszeresen szerepel a modellek táblázatos részében is.

A (8) diffúziós egyenletnek más alakú megoldása is létezik. G.E. Cook (Bates és Walker eredményeit felhasználva) integrálta az egyenletet és (9) helyett az alábbi megoldást kapta [51]:

$$n_i(z) = n_i(z_0) \left[\frac{1-a}{1-a \exp(-\tau \xi)} \right]^{1+\alpha_i+\gamma_i} \exp[-\tau \gamma_i \xi] \quad (18)$$

ahol τ a hőmérsékleti profil

$$\tau = \frac{1}{T_\infty - T(z_0)} \left(\frac{dT}{dz} \right)_{z=z_0} \quad (19)$$

alaku "kvazigradiense", ξ a geopotenciális magasság:

$$\xi = \frac{(z - z_0)(R_e + z_0)}{R_e + z} \quad (20)$$

továbbá

$$\gamma_i = \frac{m_i g(z_0)}{\tau k T_\infty}; \quad a = 1 - \frac{T(z_0)}{T_\infty}$$

R_e a földszugár és $z_0 = 120$ km. Cook a hőmérsékleti gradientst a Jacchia-65-ből vette, de hőmérsékleti profilja eltérő.

A diffúziós egyenlet Jacchia féle és Cook féle megoldása 120 és 1000 km között 2%-nál kisebb eltérést ad a légsűrűségben. A. Degtyarev [222] könnyebben programozható megoldást javasol (18) helyett

$$n_i(z) = n_i(z_0) \left[\frac{T(z_0)}{T(z)} \right]^{1+\alpha_i} \exp\left[-\gamma_i \tau \xi\right] \quad (21)$$

alakban úgy, hogy a hőmérsékleti profilt Jacchia modelljéből változatlan formában veszi át (lásd (4) képlet s helyett ξ paraméterrel). Degtyarev szerint a (21) analitikus (közelítő) megoldása segítségével számított légsűrűség közepes és magas hőmérsékleten 200 és 1000 km között legfeljebb 1%-ra tér el Jacchia megfelelő numerikus Q adataitól. Az eltérés még $T_\infty = 650^\circ$ esetén sem haladja meg a 2%-ot. Degtyarev megoldása tehát amellett, hogy Jacchiaénál könnyebben programozható, és kompaktabb, ugyanolyan jól illeszkedik a megfigyelési eredményekhez, mint az eredeti Jacchia modell, és jobban, mint Cook megoldása. Degtyarev - Jacchia, Cook és a saját megoldásait variálva - négy, a Jacchia-70-nél gyorsabb algoritmust biztosító modellt dolgozott ki.

Felvethető természetesen az a jogos kérdés, hogy egyáltalán mennyire érvényes a termodinamikai egyensúly hipotézise a felsőlégkörben? Az itt szerepet játszó, energiát növelő vagy csökkentő fontosabb folyamatok a következők: fotonok abszorpciója, könnyű atomok szökése a légkörből és ütközések. Az említett három folyamat közül az első kettő n_i -vel, a harmadik n_1^2 -tel a-

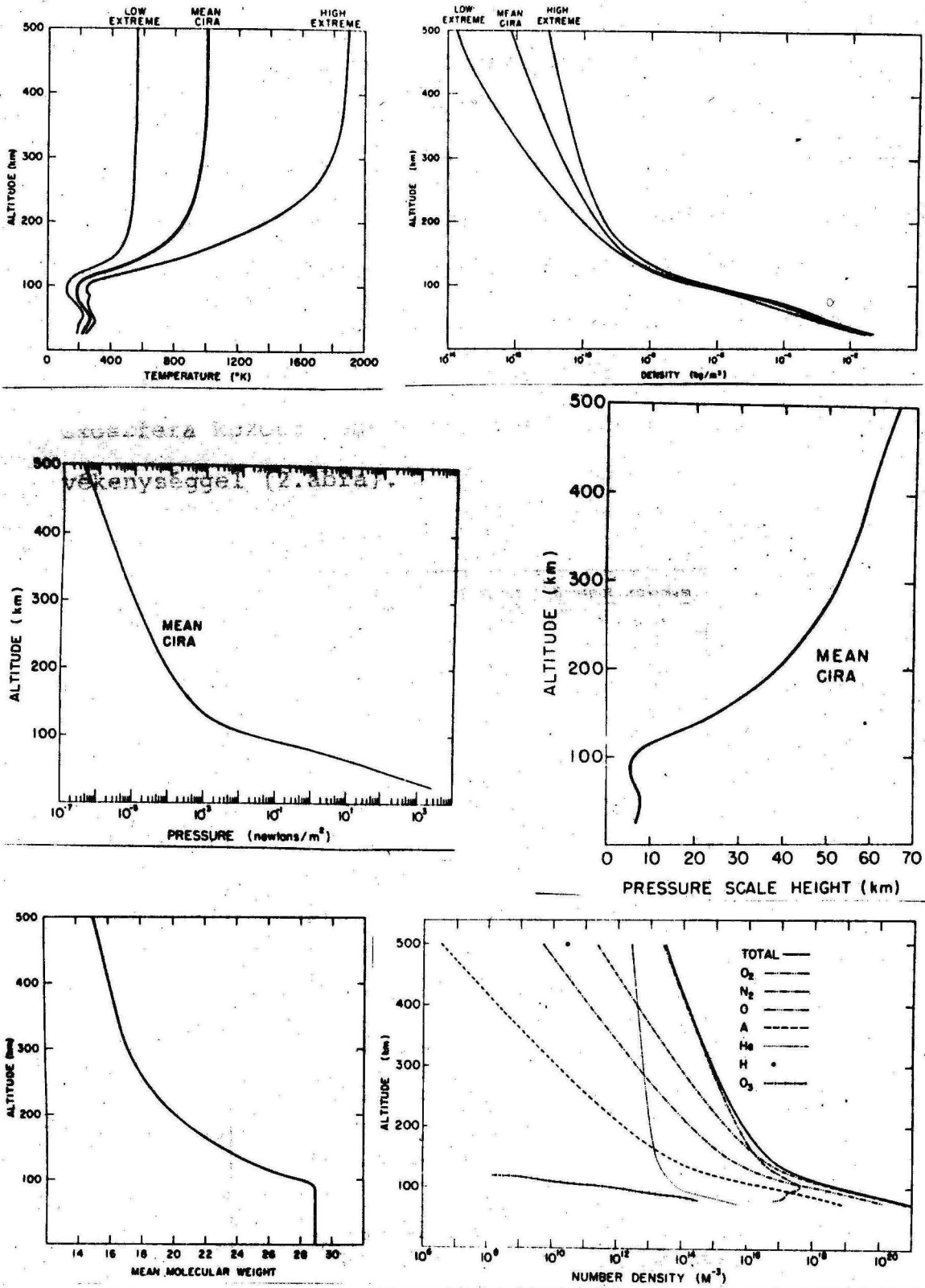
rányos, ezért kisebb magasságokon az ütközések száma igen nagy és ez biztosítja a termodinamikai egyensúlyt. Nagyobb magasságokon ez a helyzet nem áll fenn, és a felsőlégkör dinamikáját leíró Boltzmann féle integrodifferenciálegyenlet bonyolult, egzaktul nem tárgyalható alakot ölt. Izakov [227] szerint a termodinamikai egyensúly hipotézise csak addig használható, amíg a gázmolekulák közepes szabad uthossza, λ , és közepes szabad repülési ideje, τ , sokkal kisebb mint egy bizonyos L karakterisztikus hosszúság, illetve t_0 karakterisztikus idő. Itt $L \approx H$ skálamagasság és $t_0 \approx 1$ perc. Ha a hibát 4%-nál kisebbre kívánjuk redukálni, akkor a közelítés kis naptevékenység idején, éjjel 240 km-ig, nagy naptevékenység idején, nappal legfeljebb 450 km-ig lenne használható. Izakov véleményével ellentétben a CIRA-72 modell szerzői a közelítést az egész exoszférában alkalmazhatónak tartják mindaddig, amíg a molekulák közepes szabad uthossza H nagyságrendű. Nyilvánvaló, hogy az interplanetáris tér felé haladva minden felsőlégköri modell elveszíti realitását (maga a hőmérséklet, mint fogalom is) és átadja helyét a magnetoszféra modelljeinek. Térbelileg a magnetoszféra ugyan nem válik el élesen az exoszférától, de azáltal, hogy részecskéi elsősorban a geomágneses erőternek vannak alávetve, elkülönítése a felsőlégtől lényegi és nem formális elhatárolás. A magnetoszférával ezért e disszertációban nem kívánunk foglalkozni.

3.§ A közepes referencia-légkör

A felsőlégköri modellek fő sajátossága a paraméterek erős függése külső, időbeli változásokat mutató faktoroktól, elsősorban a naptevékenységtől. A sűrűség ingadozásai néha többszáz százaléknyi amplitudót is elérnek. Mégis van jelentősége az átlagos értékeket tartalmazó, közepes referencia-légkörnek is: 1./ bizonyos, nagy időintervallumra vonatkozó és korlátozott pontosságú becsléseknél; 2./ olyan kor, ha a felső- és alsólégkört átfogó vizsgálatokról van szó (a teljes, tehát időfüggő felsőlégköri modell és az alsólégköri modellek között ugyanis 90-110 km körül szükségképpen erőszakolt az átmenet).

A CIRA-72 közepes referencia-légköre 25 és 500 km magasság között táblázatosan közli a kinetikus hőmérséklet, sűrűség, nyomás, skálamagasság, közepes molekulasúly és az egyes alkotóelemek koncentrációjának átlagos magasságfüggését (1.ábra).

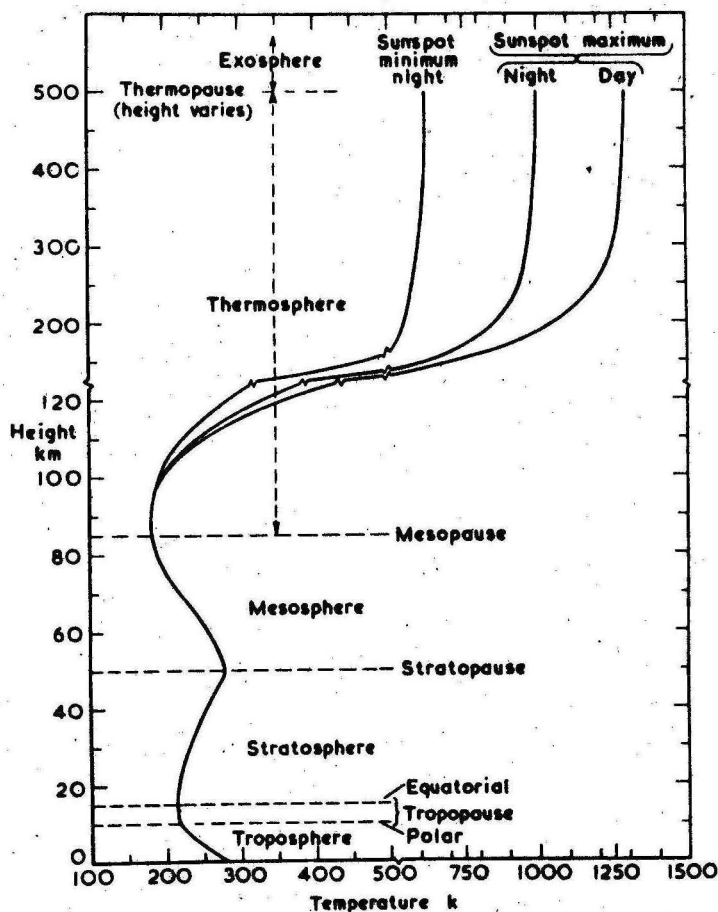
Az alsólégkörre vonatkozó, 25-75 km közötti rész közvetlen meteorológiai megfigyeléseken alapul és a $\varphi = 30^\circ$ földrajzi szélességre vonatkozó évi középértéket adja. A hőmérséklet 25 km-en, a sztratoszféra felső határán kb. 220°K , majd a mezoszférában fokozatosan emelkedik 50 km magasságig, ahol eléri a 280°K -t. E tartományon belül az ózónrétegben nyelődik el a Nap ultraibolya sugárzásának jelentős része, ezáltal felmelegszik a levegő. 50 km fölött a hőmérséklet ismét csökken és 85 km-en, a mezoszféra felső határán már csak mintegy 180°K . A 90 km fölötti termoszférában nyelődik el a Nap EUV sugárzása, amely e réteg jelentős felmelegedé-



1. ábra

A hőmérséklet, összsűrűség, légnyomás, skálamagasság, közepes molekulasúly és koncentráció magasságfüggése a CIRA-72 közepes referencia légkör szerint.

sét okozza. Ezen extrém ultraibolya sugárzás erőssége - ellentétben a Nap látható sugárzásával - erős időfüggést mutat, amelyre a termoszféra hőmérséklete hosszú- és rövid-periódusu, valamint szabálytalan ingadozásokkal reagál. A termoszféra fölötti exoszféra fő jellemzője, hogy a semleges molekulák szabad uthossza nagyobb a skálamagasságnál. Hőmérséklete független a magasságtól. A termoszféra és az exoszféra közötti határ helyzete erősen változik a naptevékenységgel (2.ábra).



2. ábra

A hőmérséklet változása a magassággal és naptevékenységgel a légkörben, és az egyes szférák elhatárolása.

A kémiai összetétel változása a magassággal szintén jelentékeny. Míg az alsólégkör tulnyomórészt nitrogénből áll, a termoszférában egyre növekszik az atomos oxigén részaránya, és dominálóvá válik 180 - 600 km között. E fölött a hélium, még feljebb a hidrogén az atmoszféra legfontosabb összetevője. Az átlagos molekulasúly ennek megfelelően 1500 km-en 4-re, 3000 km-en 1-re csökken. A kémiai összetétel változása a magassággal (különösen a H/He arány) szintén erősen hőmérsékletfüggő, a fenti adatok az átlagos viszonyokra vonatkoznak.

A termoszféra és az exoszféra együtt alkotja a felsőlégkört. A felsőlégkör 120-500 km közötti részére vonatkozó átlagos paraméterek közül a CIRA-72 közepes referencia-légköre a következőket tartalmazza: hőmérséklet, sűrűség, légnyomás, skálamagasság, gravitációs gyorsulás, kinetikus hőmérséklet, közepes molekulasúly, koncentráció valamennyi összetevőre. Az értékek átlagos naptevékenységre vonatkoznak, midőn a Nap 10.7 cm-es rádiósugárzásának erőssége $S_{10.7} = 145 \cdot 10^{-22} \text{ Wm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$, ami megfelel 1000°K exoszferikus hőmérsékletnek. Ebből az exoszferikus hőmérsékletből az ismertetett - és megfigyelésekkel alátámasztott - empirikus formulával lehet bármely magasságra az ott érvényes T értéket kiszámítani (lásd (4)). A többi paraméter lokális relativ - vagyis a határfeületi értékekhez viszonyított - értéke a (11), (12), (13) stb. formulákkal nyerhető.

Jacchia a hőmérsékleti profilt több ízben módosította annak érdekében, hogy biztosítsa a sima átmenetet az alsólégkör felé. A CIRA-72-ben is szereplő formulája 90 km magasságban 183°K hőmérséklettel és $G_0 = \left(\frac{dT}{dz} \right)_{z=z_0} = 0$ gradienssel indul,

majd növekszik a $z_x = 125$ km-en felvett inflexiós pontig. Mind T_x mind G_x , vagyis az inflexiós ponthoz tartozó értékek, T_∞ függvényei. Legyen

$$T_x = a + b T_\infty + c \exp(\bar{k} T_\infty) \quad (22)$$

és

$$G_x = 1,90 \frac{T_x - T_0}{z_x - z_0} \quad (23)$$

ahol $a = 371.6678$, $b = 0.0518806$, $c = -294.3505$, $\bar{k} = -0.00216222$ empirikus konstansok. A G_x megválasztása annak alapján történt, hogy a hőmérsékleti profil z_0 és z_x között inflexiómentes, ha

$$1.33 < \frac{z_x - z_0}{T_x - T_0} G_x < 2 \quad (24)$$

s ezen határok között az 1.90-es konstansot tartotta megfelelőnek. A $z_0 < z < z_x$ intervallumban T változását negyedfoku polinommal írja le

$$T = T_x + \sum_{n=1}^4 c_n (z - z_x)^n \quad (25)$$

alakban, ahol a c_n állandókat minden egyes hőmérsékleti profilra úgy kell meghatározni, hogy az eredmény kielégítse a fenti feltételeket $z = z_0$ -nál és $z = z_x$ -nél. Ha $z > z_x$ akkor a hőmérsékleti profil

$$T = T_x + A \operatorname{tg}^{-1} \left\{ \frac{G_x}{A} (z - z_x) \left[1 + B (z - z_x)^\beta \right] \right\} \quad (26)$$

alaku, ahol $A = \frac{2}{\pi} (T_\infty - T_x)$, $B = 4.5 \cdot 10^{-6}$, $\beta = 2,5$.

Az empirikus formula megválasztása olyan, hogy biztosítsa $\frac{dT}{dz}$ és $\frac{d^2T}{dz^2}$ folyamatos változását $z = z_x$ -nél is.

A (26) formula paraméterei a Jacchia-77 modellben kissé eltérők.

A (25) és (26) hőmérsékleti profil és a (11), (12), (13) formulák alkalmazása önmagában csak a paraméterek relatív értékeinek levezetésére alkalmas, ezen kívül szükség van a paraméterek z_0 magasságban felvett kezdőértékeinek ismeretére is. E határfeltételek alkalmas megválasztása azért nehéz, mert éppen a termoszféra alsó határán, 90-100 km magasságban rendkívül kevés a közvetett és közvetlen légköri mérés. E 100 km körüli magasságba, ahol mesterséges holdak még nem keringenek, egyéb mérőeszközök feljuttatása és főleg tartós működtetése más uton sem könnyen megoldható feladat. Éppen alkalmas helyszini mérések hiányában a határfeltételek megállapítása rendszerint úgy történik, hogy a felsőlégköri modell nagyobb magasságokban a megfigyelésekkel egyező eredményt adjon. Természetesen az ilyen eljárás hátránya, hogy a kezdőfeltételek variálásával a kívánt eredmény többféleképpen is elérhető.

Jacchia 90 km-en állandó, $\rho = 3.46 \cdot 10^{-6} \text{ kg m}^{-3}$ légsűrűséget tételez fel. Az egyes összetevők részaránya is igen fontos. Amikor például von Zahn kísérleti eredményei azt mutatták, hogy a mesterséges holdak keringési magasságában a mért ρ értékekhez nagyobb T -k tartoznak, mint ami a Jacchia-70 modellből következett, Jacchia éppen az atomi oxigén koncentrációjának a molekuláris oxigén rovására történő megnövelésével érte el, hogy 71-es modelljének hőmérsékleti értékei

jól egyezzenek a megfigyelésekkel. (Pl. 150 km-en $n(O_2)$ csak 56%-a a régi értéknek, $n(O)$ pedig 166%-a.)

Az eddig ismerttetett közepes, időtől nem függő referencia-légkör természetesen gömbszimmetrikus, és a valóságnak igen durva közelítése lenne, a gyakorlatban nem alkalmazható. Független változóként benne egyetlen mennyiség, a földfelszín feletti magasság (z) szerepel. Megemlítjük, hogy készíthetők két- vagy háromváltozós, időtől független légkörmodellek is, amelyek nyilván jobban közelítik a légkör igazi szerkezetét átlagos körülmények között. Kétváltozós modellben figyelembe vehető a légkör paramétereinek átlagos függése a földrajzi szélességtől (szélességi effektus). A légkör ennél jelentősebb aszimmetriája a Nap helyzetével függ össze (napszakos effektus). A Naphoz kötött koordinátarendszerben készíthető olyan háromváltozós modell (a független változók a földrajzi szélesség, a helyi idő és a tengerszint feletti magasság), amely kielégítő mértékben írja le a felsőlégkör állapotát közepes naptevékenységi szint idején. E modellben a helyi idő bevezetése nem jelent valóságos időfüggést, csupán a 3 dimenziós koordinátarendszer olyan alkalmas (a Naphoz kötött) megválasztását, amelyben a légkör szintfelületei viszonylag állandóak. Teoretikus alapon ilyen háromdimenziós modell megalkotását eddig Friedman, Harris, illetve Volland és Mayr kísérelte meg. Eredményeikre a 9.§-ban térünk vissza.

4.§ Változások a termoszférában és az exoszférában

Ebben a paragrafusban a felsőlégköri paraméterek időbeli változásával járó effektusok közül áttekinthetőség kedvéért csak azokkal foglalkozunk, amelyeket a Jacchia modellek explicit formában tartalmaznak. Az egyes effektusok tárgyalásánál csak azokra a megfigyelési eredményekre térünk ki, amelyek hozzájárultak az illető effektust a modellben reprezentáló formulák kialakításához. Néhány további effektusra a 7.§-ban térünk vissza. A geomágneses effektus tárgyalása teljes egészében a II.fejezetre marad.

A Jacchia modellek alapvető jellemzője az a tendencia, hogy a légkör paramétereiben tapasztalható periodikus és aperiodikus ingadozásokat egyidejűleg valamennyi magasságon egyetlen paraméter, az exoszferikus hőmérséklet ingadozásával értelmezze, és az adott pillanatra érvényes T_{∞} -t "külső" indexek empirikus függvényeként állítsa elő. Ez a felfogás ugyan jelentős sikereket ért el a felsőlégköri jelenségek leírásában, sőt prognosztikájában, maradéktalanul érvényesíteni azonban nem sikerült. Tekintettel arra, hogy saját eredményeink (lásd. V.fejezet) szintén egy olyan fontos esetre mutatnak rá, midőn a légköri sűrűségprofil mért változása egy jelentős magasságtartományban nem állítható elő egyedül az exoszferikus hőmérséklet megváltoztatásával, a továbbiakban mindenütt ki fogjuk emelni a más effektusokkal kapcsolatos, de hasonló jellegű kivételeket. Ma már úgy tűnik, hogy az exoszferikus hőmérsékletnek még Nicolet által bevezetett determináló szerepe legfeljebb az ismert effektusok felénél

érvényesíthető maradéktalanul a légköri jelenségek leírásában (bár kétségtelenül inkább a jelentősebbeknél). Az említett kivételek természetesen a Nap EUV sugárzásának légköri abszorpciójától eltérő fűtési mechanizmust is igényelnek - megbontva ezáltal az interpretáció kezdeti homogenitását.

Mindenekelőtt tekintsük át a Jacchia-71-ben szereplő, a légköri paraméterek változásaival járó és a közepes referencia légkörtől való eltéréseket létrehozó effektusokat:

- 1./ a Nap 11 éves ciklusától függő változások,
- 2./ a naptevékenység gyors változásával összefüggő ingadozás,
- 3./ napszakos effektus,
- 4./ geomágneses effektus,
- 5./ féléves ciklusu effektus,
- 6./ az alsó termoszféra évszakos, illetve szélességfüggő fluktuációja,
- 7./ a hélium-komponens évszakos, illetve szélességfüggő fluktuációja.

A CIRA-72 említ ezeken kívül gyors, valószínűleg az alsólégkörből eredő sűrűségfluktuációkat is, ezek figyelembevételére azonban a modell éppugy nem tesz kísérletet, mint a hidrogén változásának leírására.

4.1. A naptevékenységgel összefüggő változások

Az 1. és 2. effektus a felsőlégkör legjellegzetesebb, leg hamarabb felismert fluktuációja. Még az első szputnyikoknál, amelyek perigeuma 230 km körül volt, találtak olyan erőteljes

ingadozásokat a keringési periódusban, amelyeket a perigeum-körüli sűrűség változásaként fogtak fel és a naptevékenységgel hoztak kapcsolatba. (Nagyban hozzájárult az interpretáció gyors sikeréhez az a véletlen körülmény, hogy 1958 körül a Nap aktivitása rendkívül erős volt, és nagy amplitudóju, 27 napos ciklusu ingadozásokat mutatott.) Későbbi kiterjedt vizsgálatok igazolták a szoros kapcsolatot a Nap aktivitása és a felsőlégkör állapota között, és a gerjesztési mechanizmust is sikerült hamarosan megtalálni a Nap 911 \AA -nél rövidebb hullámhosszu, extrém ultraibolya sugárzásában. Az EUV sugárzás a Föld felszínéről megfigyelhetetlen, de rakétákkal a magaslégkörbe felküldött spektrográfok mérései már a negyvenes évek végén jelezték, hogy a Nap szinképének e tartományában erősen ionizált atomok (Fe XIV-XVI, Si IX-X, Mg X) emissziós vonalai jelentkeznek ott, ahol a fotoszferikus kontinuum láthatatlanná halványul. Hínteregger még 1962-ben bebizonyította, hogy e sugárzás a felsőlégkörben 100-200 km között nyelődik el, vagyis éppen ott, ahol a légkör hőmérséklete igen gyorsan nő a magassággal [75]. Ésszerű feltevés volt tehát ebben a sugárzásban keresni a kérdéses sűrűség-fluktuációkért felelős fűtési mechanizmust, minthogy hamarosan megállapítást nyert, hogy az EUV sugárzás intenzitása nagy amplitudóju ingadozást mutat. Az első napfizikai mesterséges hold, az OSO-1 mérései azt is igazolták, hogy az emissziós vonalak erősségét az egész napkorongra integrálva a napfoltszámmal, vagyis egy a naptevékenységet jellemző mennyiséggel szinkron változó paramétert kapunk. Az EUV sugárzásnak ez a része minden bizonnyal a Nap aktiv vidékei (napfoltcsoportok) feletti koronakondenzációkból származik.

Sajnos e vonalak intenzitását 1972 előtt folyamatosan nem mérték, ezért más, a naptevékenységgel és az EUV vonalak erősségével párhuzamosan változó naptevékenységi indexet használnak. (Megjegyezzük, hogy a különböző EUV vonalak erőssége az ionizációs potenciáljuktól függően különbözőképpen változik, ezért tökéletes párhuzamosságot nem is várhatunk.)

Elvben maguk a Wolf számok is alkalmazhatók lennének, de gyakorlati használatuk nehézkes. Könnyen hozzáférhető, a naptevékenységgel jól korreláló index viszont a Nap változó erősségű rádiósugárzása a deciméteres hullámhossztartományban, amely szintén az aktivitási centrumokhoz kapcsolódik. E sugárzás ugyan nem hoz létre semmiféle változást a felsőlégkörben, de áthatol a légkörön és a felszínről is megfigyelhető. Intenzitását naponta háromszor folyamatosan mérik 1947 óta Ottawában, a National Research Council rádiótávcsöveivel, többek között a 10.7 cm (2800 Mc/s) hullámhosszon [52]. A 10.7 cm-es rádiósugárzás intenzitását $S_{10.7}$ -tel vagy $F_{10.7}$ -tel jelölik és $10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ egységekben mérik. Ez az azonnal hozzáférhető un.Covington index elég jól korrelál a napfoltszámmal, illetve területtel (korrelációs koefficiens 0.74 - 0.95). Használata igen elterjedt a felsőlégköri modellekben, bár kapcsolata a sűrűségfluktuációkkal nem mindig egyértelmű, és ezért történtek kísérletek más, a felsőlégkörrel közvetlenebb kapcsolatban álló naptevékenységi indexek bevezetésére is (lásd 8.§).

A naptevékenység intenzitásának az aktivitási centrumok fel- illetve eltűnésével kapcsolatos gyors ingadozásai nagy vonalakban tükröződnek mind az $S_{10.7}$ mind a felsőlégköri paraméterek fluktuációjában. Ismert megfigyelési tény, hogy a

jelentősebb aktivitási centrumok hosszabb ideig, esetleg hónapokig fennmaradnak a Napon, miközben aktivitásuk erősödik, vagy gyengül, de az aktivitás folyamatossága fennmarad. Tekintve, hogy az EUV sugárzás (és a deciméteres rádiósugárzás) akkor éri legintenzívebben a Földet, amikor a sugárforrás éppen a látható korong közepe körül található, várható egy a Nap átlagos rotációs periódusával (27 nap) megegyező ciklus fellépése a sugárzás erősségének fluktuációjában, és ennek következtében a felsőlégköri effektusban is. A 27 napos periodicitás valóban pregnánsan mutatkozik napfoltmaximum idején (amikor a jelenséget felfedezték), de lényegesen gyengébb napfoltminimumkor.

Közismert tény, hogy a napaktivitás ezen rövidperiódusu ingadozásai egy hosszú, 11 éves napciklusra szuperponálódnak. Mivel a termoszféra fűtése csökkent mértékben, de napfoltminimum idején is fennmarad, amikor egyetlen aktivitási centrum sincs a Nap korongján, léteznie kell a felsőlégkörre ható szoláris sugárzás egy olyan komponensének is, amely független az aktivitási centrumoktól. Mivel a fűtést feltehetőleg ez esetben is az EUV sugárzás szolgáltatja, ezt a "korongkomponenst" a rövid időskálán állandó intenzitású EUV emissziós vonalakban (HeI-II, OIV) és a He kontinuumban kell keresnünk, amelyek kisebb gerjesztési potenciáljuk miatt az EUV sugárzás "aktív régió" komponensénél lényegesen nagyobb területről, szinte az egész napkorongról érkeznek. Ha megkeressük az $S_{10.7}$ és a napfoltszám közötti korreláció nullpontját, megkapjuk a napfoltmentes Nap deciméteres rádiósugárzásának intenzitását (S_0), amely ezen "korongkomponens" indexeként használható. Változása a naptevékenység 11 éves

ciklusával meggyőző. A körülményesen meghatározható S_0 index helyett azonban kezdettől fogva az $S_{10.7}$ több naprotációra vett átlagát, az $\bar{S}_{10.7}$ -t használják a korong-komponens intenzitásának jellemzésére. Jacchia többéves anyag alapos vizsgálatával megerősítette e helyettesítés jogosságát, amennyiben bebizonyította S_0 és a 6 naprotációra közepelt \bar{S} lineáris kapcsolatát [101]

$$S_0 = 30.3 + 0.562 \bar{S} \quad (27)$$

Együttal újra diszkutálta az R napfoltszám, A napfolterület, a CaII plage indexek és az $S_{10.7}$ közötti korrelációt, és megerősítette, hogy az $S_{10.7}$, illetve \bar{S} a naptevékenységnek az előbbiekkal egyenrangú indexe.

Fontos megfigyelési tény, hogy a szóbanforgó felsőlégköri sűrűségváltozásoknál az exoszferikus hőmérséklet megfelelő növelésével vagy csökkentésével a felsőlégköri profil tapasztalt torzulása reprodukálható a modell keretein belül. Ez a ΔT_∞ viszont más a korong-komponens és más az aktív-régió komponens esetében. Utóbbinál az exoszferikus hőmérséklet megkivánt növekedése - a deciméteres rádiófluxus adott növekedése esetén - kb. fele akkora. A CIRA-72 modell a kvantitatív kapcsolatot lineáris formában adja meg. Geomágnesesen nyugodt időszakban az exoszferikus hőmérséklet globális éjszakai minimum értéke

$$T_c = 379^\circ + 3.24^\circ \bar{S} + 1.3^\circ (S_{10.7} - \bar{S}) \quad (28)$$

ahol a második tag adja a korong-komponenssel, a harmadik az aktív-régió komponenssel való kapcsolatot (a régebbi modellekben 1.3. helyett 1.8 faktor szerepelt). Jacchia 1972-ben

$S_{10.7} - \bar{S}$ helyett az $\frac{S_{10.7} - S_0}{S_0}$ relativ megváltozás bevezetését javasolta

$$T_0 = 272 \pm_{10} + 4.78 S_0 \pm_{0,10} + 154 \frac{S_{10.7} - S_0}{S_0} \pm_6 \quad (29)$$

formában.

Megjegyezzük, hogy a napaktivitási effektus ilyen szétválasztása egy az "alapzajt" jellemző S_0 indexszel számított, és egy az ehhez viszonyított relativ megváltozással arányos tagra formailag teljesen azonos a IV. fejezetben szereplő javaslatunkkal a geomágneses effektus analóg szétválasztására. A két javaslat véletlenül pontosan egyidőben, a COSPAR 1972 évi, madridi ülészakán, a 4. munkacsoport egyik nyilvános ülésén hangzott el először [101], [9].

Végül fontos probléma még a rövidperiódusu légköri változások és a kiváltó aktiv-régió komponens időbeli kapcsolata. Mekkora késéssel követi a légkör sűrűségének és hőmérsékletének növekedése az EUV és az $S_{10.7}$ sugárzás megerősödését? Roemer gyakran idézett vizsgálatai szerint [172] a késés 1.0 ± 0.12 nap, de ettől lényegesen eltérő értékeket is találtak: Mc Donald 2.33 nap, Jacchia 1.14 ± 0.06 nap, Martin és Priester 0.5 ± 0.3 nap. A Blum által elméletileg levezetett érték 0.59 nap [28]. A modellekben egyszerűség kedvéért az egy nappal korábbi $S_{10.7}$ érték használatát ajánlják, illetve a Jacchia-77 a helyi időtől függő képletet alkalmaz (lásd 4.5 §).

A szoláris aktivitással összefüggő effektusok kimutathatók az egész felsőlégkörben, amplitudójuk igen jelentős. Az átlagos nappali sűrűség 200 km-en 1.7-szer, 400 km-en 7-szer, 700 km-en 20-szor nagyobb napfoltmaximumkor, mint napfoltmi-

nimumkor; a megfelelő sűrűségarányok éjszaka 2.2, 15 és 9. A rövidperiódusu sűrűségváltozások amplitudója lényegesen kisebb, legfeljebb 100% [120].

A naptevékenységgel összefüggő felsőlégköri változások szoros kapcsolatban vannak a geomágneses aktivitással. A 27 napos ciklust megtalálták a geomágneses viharok fellépési gyakoriságában is, a geomágneses zavarokhoz kapcsolódó sűrűsénövekedés a felsőlégkörben valószínűleg gyakoribb a naptevékenység maximuma, mint minimuma idején. Ezért a napaktivitási effektust nem lehet figyelmen kívül hagyni a vizsgálataink tárgyát képező geomágneses jelenség analízisének. Másrészt nincs kizárva, hogy a Nap korpuszkuláris sugárzása is közrejátszik e felsőlégköri változások létrejöttében, és az $S_{10.7}$ nem teljesen alkalmas index (lásd 8.§).

4.2 A napszakos effektus

Ez a fontos effektus jellegében eltér a felsőlégköri fluktuációk többségétől, mivel nem globális, hanem lokális jelenség, amely a felsőlégkör szintfelületeit asszimmetrikussá, a Nap felé kidudorodóvá torzítja. A fűtési mechanizmus viszont megegyezik a megelőzőkben tárgyalt napaktivitási effektuséval: a termoszférában nappal elnyelődő EUV sugárzás felmelegíti a légkört a Föld Nap felé forduló oldalán, ahol a hőmérséklet és sűrűség növekedése kidudorodást ("bulge") hoz létre. Az effektus periódusa nyilván 24 óra és maximuma a délutáni, minimuma a hajnali órákra várható. A bulge követi a szubszoláris pont évszakos vándorlását a téritők között, de egyébként helyi időben fix helyzetű, mint egy dagályhullám az atmoszférában.

A megfigyelések e plauzibilis elképzeléseket azonban nem mindenben igazolták, és a napszakos effektus vizsgálata még nincs lezárva. A vizsgálat fő eszközei - a mesterséges holdak fékeződéséből nyert légsűrűségi adatok a perigeum környékéről - valójában nem a sűrűség napszakos ingadozását mutatják, hanem azt a lassu folyamatot, ahogy a mesterséges hold pályájának perigeumpontja a gravitációs perturbációk hatására végigvándorol a bulge-on, miközben a holdra ható fékezőerő-növekedés következtében periódusának rövidülése meggyorsul. A perigeum vándorlásának ciklusa 2 - 12 hónap lévén, ez a módszer csak egy több hónapra átlagolt keresztmetszetet ("sztroboszkopikus képet") adhat erről a gyors oszcillációról.

A sztatikus modellek fő problémája ezzel kapcsolatban az a körülmény, hogy - mint ezt Jacchia is nyomatékosan hangsúlyozza - semmiképpen nem várható, hogy a termodinamikai egyensúly feltétele végig fennáll a napszakos változás során. A sztatikus modellek ugyan ebben az esetben is az exoszferikus hőmérséklet változtatásán alapuló formalizmust alkalmaznak, de céljuk csak a mesterséges holdak fékeződésén alapuló 24 órás sűrűségfluktuáció optimális reprodukálása. A modellbeli T_{∞} paraméter tehát nem a valóságos kinetikus gázhőmérséklet, hanem csak a gázsűrűség mértékét kifejező szám. (Ugyanez a helyzet a geomágneses effektusnál is.) Éppen ezért kevés lehetőség van a modell ellenőrzésére in situ végrehajtott hőmérsékletmérésekkel.

A CIRA-72 modell a (28) képlettel kapott T_c globális hőmérsékletből a φ földrajzi szélességű hely fölötti, pillanatnyi hőmérsékletet a következő képlettel számítja ki

(ha a Nap deklinációja δ_0 , óraszöge pedig H):

$$T_L = T_C (1 + R \sin^m \theta) \left(1 + R \frac{\cos^m \eta - \sin^m \theta}{1 + R \sin^m \theta} \cos^n \frac{\tau}{2} \right) \quad (30)$$

ahol $\eta = \frac{1}{2} |\varphi - \delta_0|$; $\theta = \frac{1}{2} |\varphi + \delta_0|$

$$\tau = H + \beta + p \sin (H + \gamma)$$

és $m = 2.2$ (a Jacchia-70 modellben 2.5), $n = 3.0$,

$$\beta = -37^\circ, p = +6^\circ, \gamma = +43^\circ, R = 0.3.$$

A nappali hőmérsékleti maximumot az adott hely fölött a

$$T_D = T_C (1 + R \cos^m \eta) \quad (31)$$

az éjszakai minimumot

$$T_N = T_C (1 + R \sin^m \theta) \quad (32)$$

képlet szolgáltatja. A konstansok jelentése a következő: β a hőmérsékleti maximum időkéscése a Nap kulminációjához képest, p a hőmérsékletváltozási görbe aszimmetriája, γ jellemzi az aszimmetria helyzetét. A CIRA-72 modellben R állandó, bár Jacchia megjegyzi, hogy értéke a magassággal változik, 400 km-en 0.3, 600 km-en 0.35, 900 km-en 0.4, 1100-1200 km-en újra 0.3. A Jacchia-70 modellben az R mint a napciklustól függő változó szerepel, amelynek értéke 0.27 és 0.4 között változik \bar{K}_p esetleg \bar{S}_{-400} függvényében (utóbbit a kérdéses időpont előtt 400 nappal mért $S_{10.7}$ értéként értelmezve). A CIRA-72 ezt a lényegében hipotetikus összefüggést elhagyja.

A nappali maximum időpontja - helyi időben - a Jacchia-71 modellben valamennyi szélességen 14 óra, a lapos minimum éjjel

3 óra körül lép fel. Annak ellenére, hogy Jacchia számos dolgozatában bizonygatta (lásd pl. [96], [98]) ezt az állítást, mind elméleti, mind megfigyelési oldalról sok ellenvélemény merült fel. Különösen a nappali maximum időpontja tűnt korainak. A kérdésnek hatalmas irodalma van, Marov és mások például több, hasonló pályán keringő Kozmosz-hold egyidejű megfigyelése alapján állítja, hogy a napi sűrűségmaximum közepes napaktivitás esetén 16-17 órára esik [136]. Allan pedig a poláris zónában a Molnyija IK hold fékeződése alapján a napi maximumot 18 óra körül találta [3]. Ez a késői időpont jobban egyezik az elméletileg ugyancsak késő délutánra várható időponttal [29] és azzal a radarral végrehajtott inkohereus szórás kísérletek jeleinek analiziséből levezetett ionhőmérsékleti maximummal, amely lényegében 300 km magasságra vonatkozik. Elméletileg mindenesetre a helyzet nehezen lenne interpretálható, hiszen a hőmérsékletváltozás görbéje késne az általa kiváltott sűrűségváltozás görbéjéhez képest! Az utóbbi megfigyelésekhez illesztett Jacchia-77 modellben a délutáni maximum időpontja 16,8 óra.

További ellentmondás, hogy a fékeződésből levezetett sűrűségkidudorodás maximuma láthatólag alig követi a szubszoláris pont évszakos vándorlását, hanem végig az egyenlítő közelében marad. A megfigyelések szerint - s ezt a CIRA-72 is tükrözi - a napszakos kidudorodás nem körszimmetrikus, hanem észak-déli irányban kissé elnyulik. Az effektus részletes elemzése [21]-ben található.

A napszakos effektus hatása a sűrűségre különösen nagy magasságokon jelentős. Napfoltmaximum idején 200 km-en 1.3-

szor, 400 km-en 2.5-ször, 700 km-en 5.6-szor nagyobb a levegő sűrűsége kora délután, mint hajnalban. Ugyanez napfoltminimumkor 200 km-en 1.7, 500 km-en 6.8, 800 km-en ismét csak 1.6-szoros sűrűségváltozást jelent.

A napszakos effektus már 40 km magasságban kimutatható rakétás megfigyelésekkel. A termoszféra alsó határán viszonylag még jelentéktelen, de 150 km fölött egyértelműen jelentkezik.

A napszakos effektus vizsgálatainkban azért kap jelentős szerepet, mivel megállapítottuk, hogy a geomágneses effektusban a légköri reagálás intenzitása egyértelműen függ a vizsgált helynek a napszakos kidudorodáshoz viszonyított helyzetétől (lásd V.4.§).

4.3 A féléves effektus

Ezt az interpretációs szempontból mindmáig legproblematikusabb felsőlégköri jelenséget Paetzold és Zschörner fedezte fel 1960-ban. Míg a többi effektusnál a kiváltó ok és a ható mechanizmus többé kevésbé ismertnek tekinthető, addig a féléves periódusu sűrűség-ingadozás eredete és mechanizmusa teljesen bizonytalan. A megfigyelési tények a következők: 1./ A felsőlégköri sűrűségváltozás görbéje január közepén minimumot, április elején maximumot, július végén az előzőnél mélyebb minimumot, október végén az előzőnél rendszerint magasabb maximumot mutat. A szélsőértékek időpontja évről évre szinte azonos, a különbség kisebb, mint ± 7 nap. A szélsőértékek időpontjának ingadozása azonban reális jelenség. A minimumok kb. 4 héttel napfordulók, a maximumok nap-

éjegyenlőségek után lépnek fel. A maximumok elhelyezkedése aszimmetrikus, mert két maximum között nyáron ~ 210 , télen ~ 155 nap telik el. 2./A féléves effektus 90 és 1100 km között mindenütt kimutatható a felsőlégkörben, fázisa független a hely földrajzi szélességétől és a magasságtól is. 3./ A féléves effektus amplitudója viszont erősen magasságfüggő, évről évre változik és nincs egyértelmű összefüggése a naptevékenységgel.

A 2. és 3. pontban említett megfigyelési tények viszonylag ujkeletűek és gyökeresen megváltoztatták a féléves effektust szintén EUV-fűtésre visszavezető Jacchia-féle felfogást, amely a Jacchia-71 előtt valamennyi felsőlégköri modellben kifejezésre jutott. A Jacchia-70 modellben a féléves effektus még mint az exoszferikus hőmérséklet korrekciója szerepelt a kérdéses nap dátumától függő τ fázisra

$$\Delta T_s = 2^{\circ}41 + \bar{S} [0,349 + 0.206 \sin(360^{\circ}\tau + 226^{\circ}.5)] \sin(720^{\circ}\tau + 247^{\circ}.6) \quad (33)$$

Ezt a formulát 250 és 800 km között érvényesnek tekintették. A naptevékenységgel való kapcsolatot érvnek is használták annak igazolására, hogy a féléves effektus sem más, mint a szoláris fűtés oszcillációja a termoszférában, ezért az exoszferikus hőmérséklet megfelelő változtatásával leírható.

Ez a felfogás azonban néhány éve súlyos ellentmondásba került az alábbi tényekkel: 1./ sem a Nap EUV sugárzásában, sem a napszélben nem találtak féléves periodicitást; 2./ Cook és Scott 1966-69-ben az Echo-2 és a Calsphere-hold fékeződése alapján napfoltminimum idején olyan féléves effektust vezetett le 1100 km magasságban, amelynek amplitudója elérte a 300%-ot, holott e magasságban - ha a féléves effektust a termoszféra hő-

mérsékletének emelkedése és süllyedése okozza - ennek töredékének sem szabadna mutatkoznia [50]. Ez a különbség ugyan eltűnik a napfoltmaximum idején, de Cook azt is kimutatta, hogy a féléves effektus a felsőlégkör alján is lényegesen intenzívebb a modellbelinél, sőt 90 km magasságban, ahol a modell szerint egyáltalán nem változik a sűrűség a hőmérséklettel, még mindig eléri a 30%-ot. Ujabban még az alsólégkörben is kimutatták a féléves oszcillációt, bár fázisa nem egyezik a felsőlégkörivel. Ez a körülmény az elméleti kutatásokat arra ösztönözte, hogy az alsólégkörben keressék a féléves effektus okát.

A legtöbb problémát a féléves effektus amplitudójának szekuláris változása okozza. 1967-ben a sűrűségmaximumok 2.9-szer, illetve 2.2-szer multák felül a megelőző sűrűségminimumot, 1968-ban ez az arány viszont 1.6-ra csökkent, holott éppen ebben az évben volt a naptevékenység maximuma. Ez a jelenség, amelyet a rákövetkező évek megfigyelései, továbbá az OV3-6 hold direkt sűrűségmegfigyelései is megerősítettek [143], tarthatatlanná tette azt a korábbi felfogást, hogy a féléves periódusu sűrűségváltozás csak a hőmérséklet ingadozásának következménye. Jacchia ezekután megállapította, hogy a féléves sűrűségváltozást nem lehet csak az exoszferikus hőmérséklet modulálásával reprodukálni az egész magasságtartományban, és ilyen értelemben módosította modelljét. A CIRA-72-ben és a Jacchia-77-ben is a féléves sűrűségingadozást

$$\Delta \log \varrho = f(z) g(t) \quad (34)$$

alakban veszi már figyelembe, ahol $g(t)$ az átlagos sűrűség időfüggése (az amplitudót egységnyire normalizálva), és $f(z)$

az amplitudó magasságfüggése, ahol

$$f(z) = (5.876 \cdot 10^{-7} z^{2,331} + 0,0638) \exp(-2,868 \cdot 10^{-3} z) \quad (35)$$

$$g(t) = 0.02835 + 0.3817 \left[1 + 0.4671 \sin(2\pi\tau + 4.137) \right] \sin(4\pi\tau + 4.259)$$

$$\text{ahol } \tau = \phi + 0.09544 \left\{ [0.5 + 0.5 \sin(2\pi\phi + 6.035)]^{1.65} - 0.5 \right\} \quad (36)$$

és $\phi = \frac{t - 36204}{365,2422}$ a féléves effektus fázisa,

t pedig a kérdéses időpont MJD-je.

Mint látható, a féléves effektus amplitudójának változását ez a modell nem veszi figyelembe. King-Hele és Walker 1969-ben kimutatott egy $2.72^{\pm} 0.15$ éves ciklust a féléves effektus amplitudójának ingadozásában 1958 és 1968 között [117], és hasonló periodicitást talált Marov és Alfjorov is 200-300 km magasságban [2]. Maximális volt az amplitudó 1964-ben, 1967-ben és 1970-ben. King-Hele ezt a jelenséget a sztratoszferikus szelek irányában mutatkozó, hasonló ciklusu változással hozza kapcsolatba ("kvázi-kétéves oszcilláció" [117]).

Nagy meglepetést keltett, amikor Walker kimutatta, hogy a féléves effektus jellege a hetvenes években alapvetően megváltozott [202]. A Kozmosz-462 fékeződését 1972-75 közötti optikai megfigyelések segítségével vizsgálva megállapította, hogy 200 km körüli magasságban 1./ a féléves effektus amplitudója $\sim 1.48^{\pm} 0.04$, ami lényegesen nagyobb a CIRA-72 modellből következőnél; 2./ évről évre állandó marad!

Volland egyik eredményére [198] hivatkozva Jacchia 1977-es modelljében olyan alternatív megoldást is ajánl a féléves effektus figyelembe vételére, amely felbontja a jelenséget egy féléves és egy a magasságtól nem függő amplitudóju éves komponensre.

Abból a tényből, hogy a féléves effektus amplitudója 200 km alatt is jelentős, mások is arra következtettek, hogy az energia forrása valahol 80 és 200 km között, az alsó termoszférában lehet [29].

Ami a féléves effektus sűrűséggörbéjének alakját illeti, az távolról sem olyan szabályos, mint ahogy a modellek képleteiből következne. Ill, Barlier és Kohler még 1970-ben nagy megfigyelési anyag alapján kimutatta, hogy az áprilisi maximum nem sima, hanem csipkézett szerkezetű, és a többszörös csucsként felfogható maximum komplikált szerkezete évről évre figyelemreméltó szabályossággal visszatér [83]. Később Walker állapította meg, hogy 200 km magasságban a féléves effektus egyszerű sinusgörbével nem írható le [200]. Szerinte 1970-71-ben a januári minimum után februárban kisebb mellékmaximum jelentkezett, az áprilisi maximum május végéig tartott, majd a sűrűség hirtelen lecsökkent a júliusi minimum szintjére és ott szabálytalanul oszcillált. Ez újabb emelkedés követte augusztus-szeptemberben az októberi maximumig. Szerinte a féléves effektus lényege a januári, illetve május-augusztusi minimum szintjére szuperponálódó élesebb (áprilisi) és menetesebb (október-novemberi) maximum, és esetleg még egy mellékmaximum február végén.

Walker az 1972-75-ös évekre viszont újabb alakmódosulást talált [202]. Eszerint az októberi maximumok $\sim 5\%$ -kal alacsonyabbak, mint az áprilisiak, a júliusi minimumok viszont $\sim 18\%$ -kal mélyebbek, mint a januáriak. A féléves effektusra a hetvenes években a meredek felszálló ágak és lapos leszálló ágak jellemzőek.

A féléves effektusra vonatkozó irodalom igen gazdag. A 8.§-ban részletesen visszatérünk még a féléves effektusra vonatkozó modern, modellekben még nem tükröződő felfogásra.

Kutatásaink szempontjából igen fontos a féléves effektus jellegéről vallott felfogás gyökeres megváltozása az elmúlt években. Ez a fontos effektus, amelyet ujabban a geomágneses aktivitással is kapcsolatba hoznak, szintén a felsőlégköri jelenségek azon kategóriájába sorolható, amelyek nem írhatók le az exoszferikus hőmérséklet oszcillációjával a teljes magassági intervallumban.

4.4. Egyéb felsőlégköri effektusok

A CIRA-72-ben szereplő effektusok közül a geomágnesessel a II.fejezetben részletesen foglalkozunk, mivel kutatásaink közvetlen tárgyát képezi. Említést érdemelnek még a felsőlégkör évszakos-szélességi változásai, amelyeknek általában két típusát különböztetik meg: 1./ az alsó termoszféra évszakos-szélességi fluktuációja, 2./ a héliumtartam évszakos-szélességi fluktuációja, másnéven a téli héliumbulge.

A korábbi modellek a termoszféra alsó határán szigorúan állandó hőmérsékletet tétéleztek fel. Valójában régóta ismeretes, hogy 100 km körül a sűrűség évszakos ingadozást mutat, amely az exoszferikus hőmérséklet variálásával sehogyan sem generálható. Az US Standard Atmosphere Supplemente 1966 volt az első, amely beépítette, legalábbis közepes szélességeken, ezt az effektust, és megkísérelte összekapcsolni a felsőlégköri változásokkal. Az effektus a Jacchia-77-ben "mezoszféra effektus" néven szerepel.

Az évszakos-szélességi sűrűségváltozás amplitudója 90 km fölött gyorsan nő, maximális valahol 105-120 km között, majd 200 km-en újra eltűnik. A hőmérsékletváltozás menete 100 km körül párhuzamos a sűrűségével, 110 km-en viszont ellentétesre fordul és 150 km-nél éri el maximális amplitudóját. Az évszakos sűrűségváltozás figyelembevételére egy $\Delta \log \rho$ alakú additív taggal viszonylag könnyen lehetséges, annál nehezebb a hőmérsékletváltozás leírása. A CIRA-72 a

$$\Delta \log \rho = S \frac{\varphi}{|\varphi|} P \sin^2 \varphi \quad (37)$$

formulát használja, ahol

$$S = 0.014(z-90) \exp[-0,0013(z-90)^2] \quad (38)$$

$$P = \sin(2\pi\phi + 1,72)$$

Itt φ a földrajzi szélesség, ϕ pedig a (36)-ban szereplő fázis.

Az irodalomban egyáltalán nem tekintik lezártnak a vitát abban a kérdésben, hogy létezik-e szélességi effektus nagyobb magasságban is. Összefoglaló cikkében Newton és Pelz [153] egész sor esetet ismertet, amikor 200 km fölött is szélesség- vagy évszakfüggő eltéréseket tapasztaltak. Paetzold és Zschörner szerint 200 km-en a sarkvidék fölötti légsűrűség nyáron 15%-kal nagyobb, télen 10%-kal kisebb az átlagosnál. A +55° szélességi kör fölött 350 km magasságban az átlagos sűrűséget az egyenlítői érték kétszeresének mérték. Barlier, Falin, Ill és Jaeck kimutatta, hogy a nyári pólusokon a mért sűrűségértékek eltérése a modellértékektől az északi és a déli póluson jelentősen különböző, a téli pólusokon nincs ilyen jelenség [21].

Newton és Pelz az Explorer-33 in situ mérései alapján a következő megállapításra jut: 1./ 300-700 km között közepes szélességeken nincs évszakos ingadozás; 2./ nagy évszakos sűrűség-ingadozás van az auróra zónához közel; 3./ az északi sarkvidéken mért sűrűség nappal valamivel kisebb, éjjel viszont jelentékenyen nagyobb a vártnál, vagyis ott a napszakos effektus eltér a modellbelitől (lásd még 7.2 §).

Ugy tűnik, hogy az évszakos-szélességi effektus nagyobb magasságokban komplex és ephemer jelenség lehet, amelynek tisztázása még várat magára. Interpretációja esetleg járulékos fűtési mechanizmus bevezetését kívánja.

Az előbbivel ellentétben a héliumtartalom évszakos-szélességi változása csak nagy magasságokban okoz jelentékeny hatást az összsűrűségekre. Az Explorer-19 és -39 ballonholdak egy hosszabb időszakban hasonló poláris pályán keringtek, de az egyik a nyári pólus, a másik a téli fölött volt perigeumban. Fékeződésük összehasonlításából Keating és Prior kimutatta, hogy 600 km fölötti magasságban a téli pólus vidékén erős fékeződés mutatkozik [113]. A sűrűség látszólagos növekedése a téli pólus fölött a hélium koncentrációjának erős évszakfüggésével interpretálható. Jacchia azt találta, hogy napfoltminimum idején a hélium sűrűsége a téli pólus fölött 600 km magasságban ötszöröse a modellből számítható értéknek, napfoltmaximum idején az effektus kisebb. A téli hélium-kidudorodás ("bulge") hipotézisét tömegspektrométeres rakéták mérései igazolták. A közepes szélességeken (White Sands kísérleti rakétabázis, szélessége $+32^{\circ}$) mért téli héliumkoncentráció két-háromszorosa a modellbeli értékeknek, ami összeegyeztethető a Jacchia által talált ötös faktorial a pólusok fölött. Hasonló eredményeket hozott az Explorer-32-n

elhelyezett tömegspektrometer mérésorozata is: a hélium koncentrációja az északi félgömbön erősen függ a szélességtől. Az OGO-6 hold mérései szerint +55 fokon a téli-nyári hélium-koncentráció aránya legalább tíz. Óriási különbséget találtak in situ mérésekkel az $n(\text{He}) / n(\text{N}_2)$ arányban 120-220 km között; 150 km-en a téli érték huszszorosa a nyárinak.

A CIRA-72-ben az effektusra két képlet is szerepel, az egyik a Keating, Mullins, Prior formula

$$\Delta \log n(\text{He}) = -0,4 \psi \delta_0 \quad (39)$$

(ψ és δ_0 radiánban mérendő). E képlet szerint a $\log n(\text{He})$ változás amplitudója 0.514. Másik a Jacchia féle képlet

$$\Delta \log n(\text{He}) = 0.65 \left| \frac{\delta_0}{\varepsilon} \right| \left[\sin^3 \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\psi}{2} \frac{\delta_0}{|\delta_0|} \right) - \sin^3 \frac{\pi}{4} \right] \quad (40)$$

ahol ε az ekliptika hajlása.

Ami a hidrogén gyakoriságát illeti, itt még a CIRA-72 modell sem tér el a Kockart-Nicolet féle elmélettől (lásd (15)), noha a hidrogén a felsőlégkörben nyilván nem lehet diffuz egyensúlyban. Jacchia, Kockart és Nicolet azon megállapítására hivatkozik, miszerint 500 km fölött a H sűrűség profiljai jól közelítik a diffuz egyensúlyhoz tartozó görbéket. A modell 500 km alatt nem is közli a H koncentrációt. A hidrogéntartalom mérése mesterséges holdak fékeződéséből nehéz feladat, bár történtek már ilyenirányú kísérletek (lásd 6.2 §). A hidrogén sűrűsége ugyanis a naptevékenység intenzitásától függően 1200 és 18000 km közötti magasságban éri csak el a héliumét, és e magasságokban a légköri fékeződés és a sugárnyomás hatásának szeparálása nehéz. Sikerült Lyman α airglow mérésekkel és ion-tömegspektrometer mérésekkel igazolni azt az elméleti fel-

tevést, hogy a H koncentráció az exoszferikus hőmérséklet csökkenésével növekszik, növekedésével csökken. A megfigyelések nagy évszakos és szélességi aszimmetriát mutattak ki. A Jacchia-77 modellben napszakos változás is szerepel.

A fenti effektusok ma még meglehetősen kevésbé ismertek és a CIRA modellben is csak közelítőleg figyelembe vett sűrűség-változásokat okoznak a felsőlégrében. Kutatásainkban a Jacchia-71 modell által szolgáltatott sűrűségértékeket geomágneses nyugalom idején sem mindig tudtuk a megfigyelt periódus-változással összeegyeztetni; a szélességi effektusoknak ebben valószínűleg nagy szerepük van.

4.5 A Jacchia-77 modell

Az új Jacchia modell legfontosabb célja az OGO-6 és ESRO-4 holdak tömegspektrométerei által mért összetételi változások reprodukálása oly módon, hogy az összsűrűség értékek változatlanul megfeleljenek a mesterséges holdak fékeződéséből korábban kapott eredményeknek. Nem változott a modellben használt határfeltétel, az állandó hőmérsékletű réteg 90 km magasságban, és az inflexiós pont a hőmérsékleti görbén 125 km magasságban. Az inflexiós pontbeli hőmérséklet kiszámítására szolgáló (22) képlet módosult

$$T_x - T_0 = 110,5 \sinh^{-1} 0,0045 (T_\infty - T_0) \quad (41)$$

és ugyancsak változott a hőmérsékleti profil 125 km alatt, ugyanis (25) helyett jellegében a (26)-hoz hasonló képlet szerepel

$$T = T_x + A \tan^{-1} \left\{ \frac{G_x}{A} (z - z_x) \left[1 + 1,7 \left(\frac{z - z_x}{z - z_0} \right)^2 \right] \right\} \quad (42)$$

ahol $A = 2 \frac{T_x - T_0}{\pi}$. Az inflexiós pont fölötti hőmérsékleti profil a (26) képlet, kissé módosított állandókkal.

A modell továbbra is feltételezi, hogy a légkört alkotó nitrogén, oxigén, argon, hélium és hidrogén 100 km alatt keveredés, e fölött diffúz egyensúlyi állapotban van, azonban az atomi és molekuláris oxigén koncentrációjának értékeit független, empirikus formulákkal korrigálja annak érdekében, hogy az oxigénmolekulák disszociációját a homopauza felett is figyelembe lehessen venni. E koncentrációk a következők

$$\Delta \log n'(O) = - 0,24 \exp \left[- 0,009 (z - 97,7)^2 \right] \quad (43)$$

illetve

$$\Delta \log n'(O_2) = - 0,07 \left\{ 1 + \tanh [0,18(z-111)] \right\} \quad (44)$$

Az összsűrűség értéke az N_2 , Ar, He és a korrigált O és O_2 koncentrációk összegeként adódik. A (10) diffúziós egyenlet a héliumra változatlan, de a hidrogén esetében lényeges módosulás történt, ugyanis (15) helyett a

$$\log n(H)_{500} = 5,94 + 28,9 T_\infty^{-1/4} \quad (45)$$

képlet adja a koncentrációt 500 km-en, továbbá a hidrogén esetében a termális diffúzió mellett vertikális áramlást is feltételez a következő diffúziós egyenlet

$$\frac{dn}{n} + \frac{dT}{T} (1 + \alpha_1) + \frac{dz}{H} + \frac{\phi}{D} \frac{dz}{n} = 0 \quad (46)$$

ahol $\alpha_1 = -0,25$, H a skálamagasság,

$$\log \phi = 6,90 + 28,9 T^{-1/4} \quad (47)$$

$$D = 2 \cdot 10^{20} \frac{\sqrt{T}}{N} \quad (\text{kölcsönös diffúziós koefficiens}) \quad (48)$$

N az összkoncentráció.

Ami a modellben szereplő termoszferikus-exoszferikus változásokat illeti, kevés az eltérés a CIRA-72-höz képest (4.§). Egyedül az évszakos és szélességfüggő fluktuáció osztályozása módosult, amennyiben a hélium-komponens ingadozásának leírása külön nem szerepel.

A naptevékenységgel összefüggő hőmérsékleti változások indexe továbbra is \bar{S} és $S_{10.7}$, azonban a képlet módosult, mivel a (28)-ban megadott T_c éjszakai minimális hőmérséklet helyett $T_{1/2}$ az exoszferikus hőmérséklet napszakos ingadozásának középértéke szerepel és függése a napaktivitástól

$$T_{1/2} = 5,48 \cdot \bar{S}^{0,8} + 101,8 (S_{10.7})^{0,4} \quad (49)$$

ahol \bar{S} az $S_{10,7}$ átlaga 6 napotációra. A légköri reagálás késését a helyi időtől is függő képlettel fejezi ki

$$\Delta t_{\text{nap}} = 1,26 + 0,37 \sin(H-92^\circ) \quad (50)$$

alakban, ahol H a Nap óraszöge.

A napszakos effektus leírása kissé bonyolultabb lett, mivel figyelembe vette az egyes komponensek magasságfüggő fáziseltolódását is. A (30)-nak megfelelő formula

$$\frac{T}{T_{1/2}} = 1 + c_1 \frac{\delta_0}{\varepsilon} \sin \varphi + c_2 \cos \varphi \left[f(H) - \frac{1}{2} \right] \quad (51)$$

ahol $f(H)$ a hőmérséklet napszakos változását leíró görbe alak-

ját szabja meg és az OGO-6 mérései szerint

$$f(H) = \cos^n \frac{1}{2}(H + \beta) + c_3 \cos[3(H + \beta) + \alpha] \quad (52)$$

alaku, ahol az állandók $n = 3$, $c_1 = 0,15$, $c_2 = 0,24$, $c_3 = 0,08$
 $\beta = -60^\circ$, $\alpha = -75^\circ$. Ez a képlet a hőmérséklet maximumát helyi időben 16,8 órára, minimumát 5,4 órára adja.

In situ mérések szerint azonban az egyes légköri összetevők koncentrációjának napszakos maximuma eltérő időben jelentkezik, sőt a magasság függvénye, szükséges tehát, hogy a (51) képletben valamennyi összetevőre különböző "pseudohőmérséklet" (θ_i) értékeket vezessünk be. Ennek érdekében $\beta = -60^\circ$ helyett a hidrogén kivételével valamennyi összetevő számára

$$\beta_i = \beta_0 + \beta_1 \left(\frac{\bar{M}}{M_i} - 1 \right) \quad (53)$$

formulával külön külön β értéket ad meg, ahol \bar{M} a közepes molekulaszám, M_i pedig az illető összetevő tömege. A hőmérséklet ugrásszerű változását elkerülendő a sarkok felett, bevezeti az n kitevőt:

$$n = 2 + \cos^2 \left(\frac{\varphi^2}{90^\circ} \right) \quad (54)$$

alaku változását. Az eredmény tükrözi az O, N₂, Ar napszakos maximumának lassu, a He maximumának gyors eltolódását a magassággal a későbbi, délutáni órák felé. A H esetében $\beta = -60^\circ$ kielégítő eredményt ad.

A féléves effektus leírásában tulajdonképpen nincs értelmes módosulás, a (35), (36) formulákat a modell megtartja, csak a konstansok értékében van kisebb javítás. Ezenkívül szerepel azonban egy másik alternatíva is, amely Volland javas-

latát követve az effektust egy féléves és egy éves periódusu tényezőre bontja

$$\Delta \log \varrho = f_1(z) g_1(t) + f_2(z) g_2(t) \quad (55)$$

$$\text{ahol } f_1(z) = 0,03 \tan h \left(0,6 \frac{z}{100} \right)$$

$$f_2(z) = \left[0,017 \left(\frac{z}{100} \right)^2 + 0,015 \right] \exp \left(-0,25 \frac{z}{100} \right)$$

$$g_1(t) = \cos [2\pi(\phi - 0,047)] \quad (56)$$

$$g_2(t) = \cos [4\pi(\phi - 0,296)]$$

Mint látható, az éves komponens amplitudója szinte független a magasságtól.

Az évszakos - szélességi változások leírása jelentősen módosult az új modellben. Különbséget tesz a 140-150 km alatt jelentkező évszakos hőmérsékleti és sűrűségváltozások ("mezoszféra effektus") és a teljes termoszférában jelentkező, főleg összetételi változások ("termoszféra effektus") között. Az utóbbiak egy jelentős része a (51) képletben szereplő $c_1 \cdot \frac{\delta_0}{\varepsilon} \sin \varphi$ tag okozta hőmérsékleti ingadozás következménye és erősen függ a magasságtól. Ezt az effektust levonva megmarad a termoszféra "lényegi" évszakos - szélességi változása, amelyre a 4.4 §-ban tárgyalt hélium-bulge a legjobb példa. A modell empirikus c_i konstansokkal

$$\Delta \log n_i = c_i \frac{\delta_0}{\varepsilon} \sin \varphi \quad (57)$$

alaku összefüggést javasol komponensenként külön-külön. A mezoszféra effektusra megismétli a korábbi modell (37), (38)

formuláit, bár fenntartásait hangoztatja.

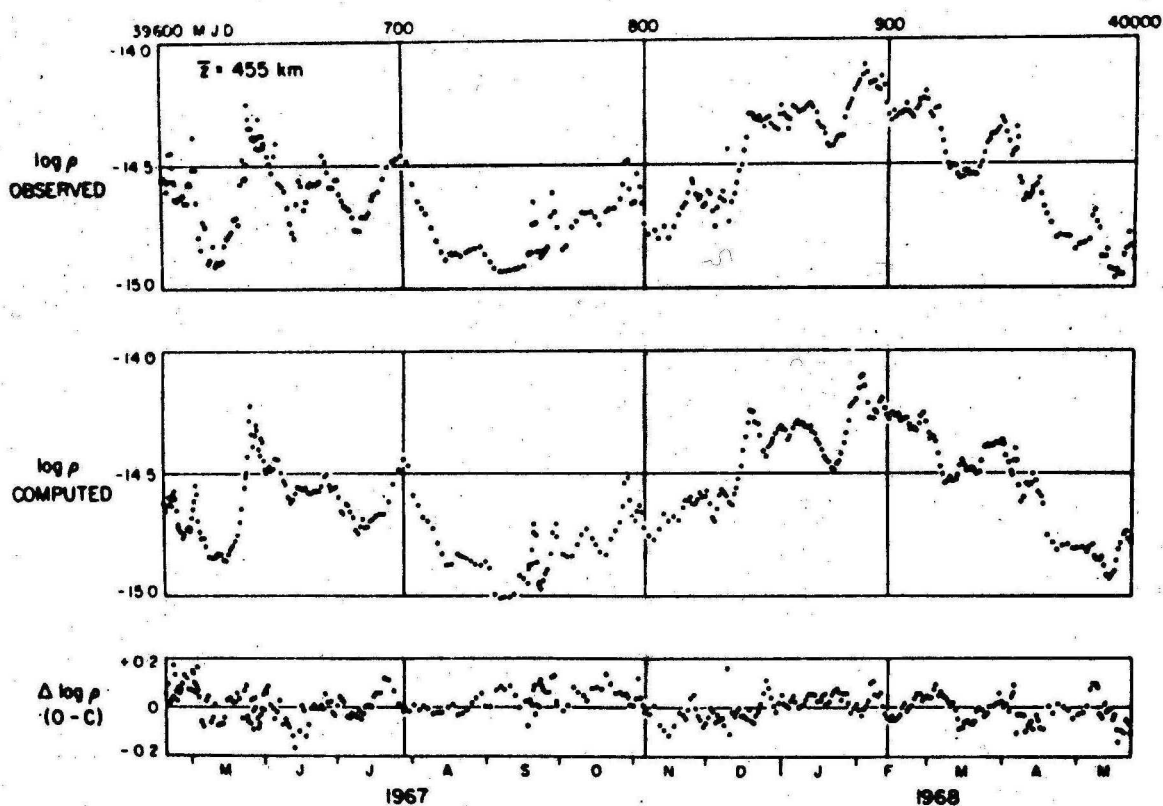
Az eddigiekben összefoglaltuk a Jacchia-77 modellben kvantitativ szereplő felsőlégköri jelenségeket a geomágneses effektus kivételével, amelynek tárgyalására a II. fejezetben térünk vissza. Megállapítható, hogy bár az új modell finomítja a felsőlégköri jelenségek leírását, de a légköri összsűrűség változásainak leírásában nem hoz lényeges javulást, mivel bevallott célja a mesterséges holdak fékeződéséből korábban levezetett sűrűségprofilok reprodukálása. Mivel kutatásainkban a felsőlégköri modellt elsősorban a légkör nyugalmi összsűrűségének kiszámítására használtuk, és sem a kémiai összetétel, sem a hőmérséklet nem játszik szerepet, megmaradtunk a Jacchia-71 modell használatánál.

5.§ A Jacchia modellek globális ellenőrzése

5.1 Amerikai modellek

Mennyire megbízhatóak a Jacchia modellek általában, vagyis a geomágneses viharok esetét, mint extrém esetet leszámítva? A felelet erre a kérdésre szorosan összefügg eredményeink interpretációjával is. A Jacchia modelleket az utóbbi időben széleskörű ellenőrzésnek vetették alá, részben in situ megfigyelések, részben fékeződési vizsgálatok segítségével. Maga Jacchia a CIRA-72-ben röviden kitért eredményeinek a megfigyelésekkel való összehasonlítására, különös tekintettel a C_D koeficiens értékére. A megfigyelési anyagot részben pontosan kimért, részben közelítőleg redukált Baker-Nunn felvételek szolgáltatták, ezekből numerikus integrálással vezette le

a légsűrűség mért értékét (miközben Cook elméleti C_D értékét használta), s ezt rendre összehasonlította a modelljéből számított sűrűségértékekkel (3. ábra). Ez az összehasonlítás módot nyújtott a C_D érték javítására, de természetesen nem tárta fel a modell hiányosságait.



3. ábra

Értékesebb, mert teljesen független mérési anyagon alapszik a Weidner, Chambers és Lou által kidolgozott globális modell [203]. A felhasznált anyag: 14 000 sűrűségadat mesterséges holdak fékeződéséből számítva, 300 direkt rakétamérés 30 - 120 km között, a kémiai összetétel mérése 42 alkalommal. A modell a 25 - 1000 km közötti légkörre vonatkozik. A felsőlég-

köri sűrűségértékeket Jacchia modelljével, az alsólégrére vonatkozó adatokat az AFCRL légköri modelljével hasonlították össze; az egyezés mindkét esetben kielégítő.

Hedin, Mayr és mások az OGO-6 hold tömegspektrométeres mérései alapján elkészítették a termoszféra összetételének globális empirikus modelljét MSIS modell néven [70], [71], [72]. Az 1969-70-ben végrehajtott 400 - 800 km magassági intervallumra vonatkozó méréseket naponta és 5 fokos szélességi intervallumonként közepelték, elhagyva a geomágnesesen zavart napokat. A megfigyelési anyagot kétféleképp értékelték:

1./ a hosszúsági körönként vett átlagértékekhez szférikus harmonikusokból álló sorokat illesztettek úgy, hogy a 33 szabad paraméter értéke meghatározható legyen; 2./ a Jacchia által használt módszerrel N_2 sűrűségét 120 km-en konstansnak vették, és a T_{∞} -t variálták úgy, hogy optimálisan írja le az N_2 mért magasságfüggését. Az így kapott T_{∞} -t felhasználva olyan összsűrűséget és sűrűségi gradienst választottak, hogy az O és He gyakoriság mérések is optimálisan reprodukálódjanak. Az eredmények érdekesen mutatják, hogy a változások az egyes összetevők sűrűségében jóval bonyolultabbak, mint ami a felsőlégköri modellekből következne. A napszakos effektusban például szisztematikus különbség van a déli maximum időpontjában attól függően, hogy melyik a vizsgált komponens: 450 km-en N_2 maximuma 15.6 óra, O maximuma 14,9 óra, He maximuma 10.2 óra körül található. eltérés van az effektus amplitudójában is. Minden arra mutat, hogy nincs tökéletes diffúz egyensúly a légkörben. Napfordulók idején a sűrűség erős szélességfüggését tapasztalták. Az oxigén sűrűsége pél-

dául télen 2.4-szerese a nyárinak. Erős szélességfüggést mutat a féléves effektus amplitudója, különösen N_2 -ben, de az oxigénnél ez a jelenség alig mutatkozik. E megfigyelés is mutatja, hogy a féléves effektus elsősorban sűrűség és nem hőmérsékletváltozás. A He mérések igazolják a 4.4-ben említett hélium-bulge jelenséget, de a He változás már 120 km magasságban érzékelhető. Az összetételi változások 120 km-en már jelentősek, ellentétben a modellekben feltett fix határfeltételekkel.

Egy nyugatnémet kutatócsoport kiegészítette a vizsgálatokat az ESRO-4 hold tömegspektrométere segítségével, amely aacsonyabb pályán (250 - 320 km) és kisebb naptevékenység idején (1972 - 74) működött [127]. A légköri összetevők közül az argon koncentrációját is mérték. Az adatok feldolgozására az előbbihez hasonló technikát alkalmazták. Az eredmény szerint az O/N_2 arány nem változott a naptevékenység csökkenésével. A levezetett közepes exoszferikus hőmérséklet közelebb áll a CIRA-72-höz, mint az OGO-6 méréseiből kapott érték.

Jacchia az OGO-6 mérései alapján felmérte, hogy 1971-es modellje hol szorul módosításra [102], majd ezek egy részét végrehajtotta 1977-es modelljében [105]. A lényegét abban látja, hogy a termoszférikus változásokat nagy összetételi változások kísérik, amelyeket a statikus diffúz modellek nem írhatnak le. Az OGO-6 mérései bebizonyították, hogy az összetétel jelentős változásait találjuk mindenütt, ahol nagyléptékű mozgások lépnek fel a termoszférában (napszakos, féléves, geomágneses effektus).

Több kutatóközpontban elvégezték a Jacchia modell globális ellenőrzését - részben a módszert, részben a megfigyelési anyagot speciálisan megválasztva. E nagyvolumenű számolások eredményeként alátámasztást nyert az a vélemény, hogy átlagos körülmények között a Jacchia-71 modell által szolgáltatott össz-sűrüségi adatok megbízhatóak, hibájuk legfeljebb 10-20%. E kutatások közül kettőt részletesebben is ismertetünk.

5.2 A francia-magyar kutatócsoport modellje

Még 1969-ben jelent meg francia kutatók (F.Barlier, J.D. Lespes) és Ill Márton első tanulmánya a felsőléggöri referencia modellek sűrűségadatainak szisztematikus analíziséről [20]. Az általuk pályafékeződésből számított sűrűségértékeket (lásd III. 3.2 §) a Jacchia-65 modellből nyert megfelelő sűrűségértékekhez viszonyítják (a mért/számított arányt f -fel jelölik). Ebben a munkában még csak 3 hold 1966-67-re vonatkozó Goddard-pályaelemeit használták.

Később e kutatásokat Barlier, Falin, Ill és Jaeck kiterjesztette és általánosította [21], [217]. Összesen 87 hold 1967-70-re vonatkozó NASA, SAO és CNES pályaelemrendszereiből számított 12 000 független sűrűség adat képezte az anyagot, ezeket a Jacchia-65 és 71 modellekkel vetették össze. A globális egyezés 150 - 600 km között kielégítőnek mondható, az f -értékek 70%-a 0.8 és 1.2 közé esik, vagyis mindkét modell 20%-nál pontosabb sűrűségmeghatározást biztosít. Az általuk meghatározott egyes sűrűségértékek hibája $< 10\%$.

Ezen globális egyezésen belül azonban több olyan szisztematikus eltérésre hívják fel különböző cikkekben a szerzők a figyelmet, amelyek az egyes felsőlégköri effektusok módosítását kívánják a Jacchia modellekben. Így 1./ A naptevékenységi effektus változik az évszakkal és a napciklussal. A Jacchia modell túlkorrigálja a pillanatnyi napaktivitás hatását napfoltmaximumkor, és alulkorrigálja napfoltminimumkor [130]. 2./ A sűrűség féléves és éves oszcillációinak szerkezete szabálytalan. 3./ A napszakos effektus részletes vizsgálatát csak 280 km magasságban hajtották végre a Nap három helyzetére: $\delta_0 = -20^\circ, 0^\circ, +20^\circ$. Legfontosabb eredmény, hogy a maximum szélességének eltolódása kisebb, mint a modellben. (Több mint 10° ha $\delta_0 = +20^\circ$ és körülbelül -15° ha $\delta_0 = -20^\circ$, vagyis észak-déli aszimmetriát mutat.) 4./ Erős észak-déli aszimmetria mutatható ki.

Ugyanezen megfigyelési anyag részletes elemzését elvégezte C. Jaeck a 180 - 500 km közötti tartományra [108]. Megvizsgálta az f-faktorok függését a következő 5 paramétértől: az év hányadik hónapja, szélesség, helyi idő, pillanatnyi napaktivitás (a napi $S_{10,7}$ és az átlagos \bar{S} közötti különbséggel jellemezve), geomágneses aktivitás. Az 5 paraméter lehetséges értékeit összesen 30 részintervallumba csoportosította, amelyek tetszőleges kombinációi egy 30 dimenziós teret definiálnak. Ebben a térben helyezte el a megfigyelt f értékeket. Minden mérésre felírható a $\log f = \sum_{i=1}^{30} a_i \varphi_i$ összefüggés, ahol $a_i = \begin{cases} 1 \\ 0 \end{cases}$ attól függően, hogy a pont a kérdéses térrészbe esik vagy sem, φ_i a korrekciós faktor és f a megfigyelt és a Jacchia-65 vagy 71 modellekkel azonos feltételek mellett

számított sűrűség aránya. A φ_t értékeket a 12 000 pont alapján regresszióval határozta meg. A regresszió egyszerűsítésére elhagyta azt a 4 térrészt, amelyben a legkevesebb pont volt, köztük az extrém erős naptevékenység és geomágneses aktivitás zónáit is. A C. Berger-Jaeck által levont következtetések közül a legfontosabb a sűrűség szignifikáns csökkenése a pólusok felé, különösen az északi félgömbön. E vizsgálatok is ugyanazt az eredményt adják, mint Keating és mások később ismertetésre kerülő dolgozatai (lásd 7.2), vagyis a légkör észak-déli aszimmetriája realitás.

Barlier és mások ugyanerre az anyagra az un. AFC technikát ("analyse factorielle de correspondance") alkalmazták, amely a társadalomtudományokban elterjedt statisztikai feldolgozási eljárás [22]. A módszer fő előnye, hogy a különböző, egyidőben fellépő effektusok egzakt szeparálását lehetővé teszi. Elvégezték a Jacchia-71 modellhez viszonyított f faktorok változásainak modellezését és ezáltal a modell javítását. A korrigált modellt 50 ezer független sűrűségi adaton ellenőrizték. A szélességtől való függés vizsgálata alapján többek között megállapítható volt a naphatás aszimmetrikus jellege, bár 530 km alatti és feletti magasságokon az aszimmetria ellentétes irányúnak bizonyult.

1969-70-ben az OGO-6 fedélzetéről végrehajtott 238 ezer mérés alapján Thuillier és mások új típusu felsőléggöri modellt készítettek [190]. A modell az OGO-6 Fabry-Perot interferométerével mért 6300 \AA oxigénvonal profiljából levezetett (lásd II. fej. (24) képlet) hőmérsékleti adatokon alapul, melyeket Bates formuláival T_{∞} -re redukáltak. (Feltették, hogy a sugárzó 0

atomok egyensúlyban vannak a környező, semleges légkörrel.) A modell konstruálása szferikus harmonikus analizissel történt, az eredmény a szélesség, helyi idő, az év napja, naptevékenység és mágneses aktivitás függvényében adja meg a hőmérsékletet és annak változásait. Az ismert effektusok (lásd 4.§) vizsgálata során többek között megállapítják, hogy a hőmérséklet magas szélességeken növekszik, ami nyilván jelentős energiaforrás jelenlétére utal az auróra zónában még nyugodt napokon is. Valószínűleg ezzel függ össze az a megállapításuk is, hogy a deciméteres rádiófluxus nem reprezentálja megfelelően a Nap sugárzásának hatását a termoszférára. Felhívják a figyelmet a napéjegyenlőség idején tapasztalható észak-déli aszimmetriára különösen magas szélességeken, ahol állandó "bulge" jelenlétére következtetnek.

Nisbet és mások [155] ezeket a szinte közvetlenül mért termoszférikus hőmérsékleti adatokat egybevetették azokkal, melyeket az összsűrűségből, illetve az N_2 koncentrációból a CIRA-72 alapján számoltak. E háromféle hőmérséklet szélességfüggése még egy geomágnesesen nyugodt napon sem teljesen azonos, ugyanis a Fabry-Perot interferométerrel mért hőmérsékleti értékek alacsony szélességeken szisztematikusan alacsonyabbak a másik kettőnél, ezért nagyobb a hőmérsékleti különbség a pólusok és az egyenlítő között. A szerzők konklúziója szerint az összsűrűséghez rendelhető hőmérséklet nem kielégítő módon fejezi ki a tényleges hőmérséklet globális változásait még nyugalmi időszakokban sem.

A francia csoport ezért olyan újabb felsőlégköri modellt készített [24], amelyben az előbbi, interferométeres mérések-

ből levezetett (és inkohereus radarszórásból származó értékekkel kiegészített) hőmérsékleti értékek szerepelnek T_{∞} -ként, a sűrűségadatok pedig tartalmazzák az elmúlt két napciklus idején pályafékeződésből levezetett mintegy 70 ezer ρ értéket. A módszer ismét a szferikus harmonikus analízis volt, melyben 36 ezer sűrűségadattól kiindulva iterációval határozták meg az ismeretlen koefficienseket, s ezek segítségével a He, O, és N₂ koncentrációját. Az új modell hibája az összsűrűségben mintegy 10%. A modellt egybevetették a Jacchia-71 és az MSIS modellekkel. Megállapították többek között, hogy a napszakos minimum szélesebb, mint a Jacchia-71-ben, továbbá az egyes összetevők napi maximumának időpontja különböző és változik a magassággal. A féléves effektus eltérése az északi és a déli félgömb fölött szembeötlő.

Bár a feldolgozott megfigyelési anyag minden korábbinál nagyobb, véglegesnek mégsem tekinthető. A szerzők megállapítják, hogy folytatni kell a pályafékeződésekből levezetett sűrűségi adatok feldolgozását még több napcikluson keresztül, hogy a lassu változások homogén vizsgálatát is el lehessen végezni.

A gyors sűrűségfluktuációk vizsgálata érdekében megkezdődött francia in situ mérések feldolgozása is. A D5B holdon elhelyezett CACTUS mikroakcelerométer méréseiből Barlier és mások [23] 600 km magasságig összsűrűség értékeket vezettek le, és az eredményt összevetették a megfelelő Jacchia-71 adatokkal. Jól mérhető a sugárnyomás okozta gyorsulások is. A mérések szerint fellép egy sűrűségi maximum közel a déli mágneses anomáliához, ahol a részecskék beáramlása folyik. A mérések alapján felsőlégköri modell készül.

5.3 A szovjet kutatócsoport modellje

A továbbiakban részletesen ismertetjük az IKI (SzUTA Űrkutatási Intézete) felsőlégköri kutatócsoportjának, Eljaszberg professzornak és munkatársainak (Vojkovszkij, Volkov, Grjazev, Kugajenko, Szinyicin) 1973-ban publikált "nemszferikus felsőlégköri sűrűségmodelljét" [219]. A szerzők készséggel lehetővé tették, hogy e modellt is felhasználjuk kutatásainkban.

A modell célja a 160 - 300 km közötti termoszféra sűrűségváltozásainak a Jacchia modellnél tökéletesebb leírása. Ez a magasságtartomány különösen fontos a szovjet Kozmosz-holdak fékeződése szempontjából. A felhasznált fékeződés-mérések 145 Kozmosz-hold pályájára vonatkoznak. E pályák perigeuma 160 - 290 km közé esik, inklinációjuk $48 - 82^\circ$, de a poláris pálya ritka. Az excentricitás általában kicsi, az esetek 4-5%-ban haladja csak meg a 0.1-et. A végrehajtott pályameghatározások száma kb. 4000, a minimális időköz két pályaelemrendszer között egy nap.

Eljaszberg korábban megállapította, hogy a szokásos módszer csak $e \geq 0.1$ esetén ad megfelelő pontosságot [58]. Körhöz hasonló pályák esetén ugyanis nem szabad a mért fékeződést kizárólag a perigeum környékére vonatkoztatni, mert a napszakos kidudorodás vidékén a hold a perigeumtól nagyobb távolságra is nem elhanyagolható módon fékeződhet. E jelenség miatt a szovjet pályameghatározási program a holdra ható fékezőerőt numerikusan integrálja nemszferikus (vagyis a napszakos bulge pillanatnyi helyzetét is figyelembe vevő) légkörben.

Ezt a légköri modellt a rendelkezésre álló anyagból úgy határozták meg, hogy az analitikus formában rendelkezésre álljon, és a pályameghatározási programba beilleszthető sűrűségértékeket szolgáltatasson. A modell konstrukciója a következőképpen történt:

$$Q = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(\frac{\delta P_i - \delta P_{ip}}{\delta P_{ip}} \right)^2 \quad (58)$$

legyen minden egyes pályára egy minimalizálandó függvény, ahol δP_i a megfigyelt tényleges periódusváltozás egy fordulat alatt, δP_{ip} a megfelelő számított érték, és n a δP_i -k száma. A δP_{ip} -ket a mesterséges hold mozgását leíró differenciálegyenletek - egy sűrűségmodellt is figyelembe vevő - numerikus integrálásával nyerték. A felvett analitikus sűrűségmodell javítása úgy történt, hogy a Q függvény értéke minimális legyen. A relatív periódusváltozások összehasonlításán alapuló módszer lehetővé tette, hogy különböző pályaelemekkel, hatáskeresztmetszettel stb. rendelkező holdakat vonjanak be a feldolgozásba.

A sűrűségmodell kezdeti felvétele a Jacchia-70 és a CIRA-65 modell eredményeinek figyelembevételével történt. A sűrűséget a modell

$$\rho = \rho_H k_1 k_2 k_3 k_4 \quad (59)$$

alakban állítja elő, ahol

- ρ_H - a légkör éjszakai függőleges sűrűségprofilja,
- k_1 - leírja az $S_{10.7}$ -től való függést (egy \bar{S} -hez tartozó átlagos sűrűségértékhez viszonyítva),

- k_2 - a napszakos effektus hatása,
- k_3 - a féléves effektus hatása,
- k_4 - a geomágneses effektus hatása.

Mindezen koefficiensek változnak \bar{S} -gal, vagyis a 11 éves napciklus fázisával. A szélességi effektust nem vették figyelembe, mert a legtöbb esetben $\varphi < 50^\circ$ volt.

Tekintve, hogy nem maga a légkör, hanem a benne mozgó holdra kifejtett fékező hatása volt a modellezés célja, az exoszferikus hőmérsékletet teljesen kiiktatva, közvetlen empirikus kapcsolatot kerestek az egyes effektusokat jellemző paraméterek és a megfelelő felsőlégköri sűrűségváltozás között. E kapcsolatok matematikai formáját az említett modellekből vették át, és a szereplő állandókat a Q függvény minimalizálása révén határozták meg. Természetesen nem egyszerre valamennyit, hanem egyidejűleg csak a kérdéses koefficiensek egy részét variálva a többit a CIRA-65-ből vett értékekkel állandónak tekintették. A következő javításnál a paraméterek más csoportját tekintették ismeretlennek stb. Többször iterálták ezt az eljárást, kerülve közben annak lehetőségét, hogy az egyszer már javított paramétert az újabb javítás elrontsa. Az (59) képletben szereplő tényezőket

$$\varphi_H = \exp \left[a_1 - a_2 (h - a_3)^{1/2} \right] \quad (60)$$

$$k_1 = 1 + (b_1 + b_2 h) (S_{10.7} - \bar{S}) / \bar{S} \quad (61)$$

$$k_2 = 1 + \left\{ c_1 + c_2 h + c_3 \exp \left[-(h + c_4)^2 / a_5^2 \right] \right\} \left(\cos^{m_1} \frac{\Psi_1}{2} + c_6 \cos^{m_2} \frac{\Psi_2}{2} \right) \quad (62)$$

$$k_3 = 1 + (A_1 + A_2 h) A(d) \quad (63)$$

$$k_4 = 1 + (e_1 + e_2 h) \ln(a_p / \bar{a}_p) \quad (64)$$

alakban vették figyelembe, ahol

$$\cos \Psi_1 = \frac{1}{r} [z \sin \delta_0 + \cos \delta_0 (x \cos \gamma_1 + y \sin \gamma_1)] \quad (65)$$

$$\cos \Psi_2 = \frac{1}{r} [-z \sin \delta_0 + \cos \delta_0 (x \cos \gamma_2 + y \sin \gamma_2)] \quad (66)$$

$$\gamma_1 = \lambda_0 + \varphi_1 - s^* - \omega_3 (t - 3^h) \quad (67)$$

$$\gamma_2 = \lambda_0 + \varphi_2 - s^* - \omega_3 (t - 3^h) \quad (68)$$

t a moszkvai idő, h a magasság, λ_0, δ_0 a Nap rektaszcenziója, illetve deklinációja, ω_3 a földforgás szögsebessége, s^* a csillagidő éjfélkor Greenwichben, xyz és $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ a kérdéses pont derékszögű koordinátái. A modell használatakor a következő szabad paraméterek értékei szükségesek még:

$S_{10.7}$, a_p és d_c (dátum). A Q minimalizálásával meghatározott paraméterek a következők: $a_1 a_2 a_3 b_1 b_2 c_1 c_2 c_3 c_4 c_5 c_6 m_1 m_2 A_1 A_2$ $\varphi_1 \varphi_2$ és a $\Delta \tau_s$ illetve $\Delta \tau_{ap}$ időkéésés, amely a $\bar{t}_s = t - \Delta \tau_s$ illetve $\bar{t}_{ap} = t - \Delta \tau_{ap}$ képletben szerepel. A megfigyeléseket négy csoportra osztották a \bar{S} szintjének megfelelően ($\bar{S} = 75, 100, 125, 150$) és a paramétereket e négy csoportban külön határozták meg. A $\bar{d}P_i$ -k száma az egyes csoportokban 680, 340, 210 és 2850. A Q minimalizálásával kapott értékeket az alábbi táblázatban foglalták össze:

	75	100	125	150
a_1	-14.030	-15.095	-17.028	-16.072
a_2	0.9108	0.8299	0.7198	0.7155
a_3	59.77	68.92	93.36	70.33
b_1	-0.630	-0.750	-0.710	-0.765
b_2	0.00506	0.00560	0.00562	0.00571
c_1	0.130	-0.172	-0.274	-0.247
c_2	0.00014	0.00217	0.00257	0.00199
c_3	3.733	3.784	4.048	4.698

c_4	-507.95	-566.11	-632.63	-707.58
c_5	189.85	200.97	230.76	278.35
c_6	-0.041	-0.047	-0.038	-0.012
m_1	4.2	4.1	4.4	5.2
m_2	6.0	6.0	5.9	5.9
φ_1	37.4°	34.2°	34.5°	33.8°
φ_2	325.9°	318.0°	308.0°	322.2°
A_1	-0.602	-0.526	-0.513	-0.607
A_2	0.00669	0.00636	0.00631	0.00670

ezenkívül $\Delta\tau_{ap} = 6$ óra, $\Delta\tau_s = 24$ óra.

A paraméterek értékei a következők:

$\bar{s}_{10.7} =$	75	100	125	150
e_1	-0.132	-0.130	-0.128	-0.115
e_2	0.00108	0.00104	0.00095	0.00089
\bar{a}_p	2	2	3	4

A féléves effektus képletében szereplő $A(d)$ függvény értékét külön táblázatban adják meg. A táblázat értékei közelítőleg az alábbi - (35)(36)-nak megfelelő - képletekkel számolhatók:

$$A(d) = [0.145 + 0.052 \sin(2\pi\tau + 4.22)] \sin(4\pi\tau + 4.28) \quad (69)$$

ahol

$$\tau = \frac{d}{365} + 0.1094 \left\{ [0.5 + 0.5 \sin(2\pi \frac{d}{365} + 6.07)]^{1.77} - 0.5 \right\} \quad (70)$$

A sűrűségértékek közelítő kiszámítására táblázatokat is közölnek, 500 km-ig kiterjesztve a modellt a Jacchia modell ρ_H értékeit és a napszakos effektus Jacchia féle amplitudóját.

használva. E táblázatok 20 km-es lépésközönként megadják a ρ_{\min} éjszakai sűrűséget, a H skálamagasságot, a napszakos sűrűség-ingadozás amplitudóját, a napaktivitás, a geomágneses zavarok és a féléves effektus relatív amplitudóját mint a magasság függvényét. Külön táblázat közli a $\cos^{m1} \frac{\Psi_1}{2} + c_6 \cos^{m2} \frac{\Psi_2}{2}$ értékeit is (c_6 a napszakos effektus aszimmetriáját jellemzi és értéke végig kicsinek adódott, tulajdonképpen elhanyagolandó). A féléves effektus görbéjén az 1965-66-os években jelentős eltérések mutatkoznak a Jacchia-70-hez képest. Rámutatnak arra a korábban már említett fontos tényre, hogy a féléves effektus amplitudója 1964-ben és 1967-70-ben közel azonos volt - a rendkívül eltérő naptevékenységi szint ellenére. Ugyanakkor a féléves effektus szélsőértékeinek időpontjai jól egyeznek a modellel.

Annak ellenőrzésére, hogy az új modell mennyire jól tükrözi a valóságot, négy holdra elvégzik a modellből eredő pályaelemváltozás "előrejelzését" és az eredményt összehasonlítják a megfigyelésekkel. Az előrejelzett és megfigyelt pálya eltérését a felszálló csomón való áthaladásban mutatkozó Δt különbséggel jellemzik. A kapott hibák statisztikus elemzéséből kiszámítják az előrejelzés

$$\Delta t = \overline{\Delta t} + 3 \sigma \quad (71)$$

hibahatárát. Ugyanezt a hibahatárt meghatározták a szférikus légkörmodellel is, és tekintették a két érték arányát, vagyis a szférikus modellbeli érték osztva a nemszférikus modellel számolt értékkel, mint az "előrejelzési intervallum" függvényét. A szférikus modellből adódó hiba az első naptól kezd-

ve nagyobb, vagyis a nemszférikus légkörmodell tényleges javítást jelent a pályaszámításban. Az első napon a különbség még csak 30%, de a 7-9. napon a javulás már 2-3-szoros (mind ez nyugodt légkörre vonatkozik, a geomágneses effektust sem itt, sem ott nem vették figyelembe). A hold teljes élettartamának előrejelzésében ez az eljárás 2-4-szeres pontosságjavulást eredményezhet (a prognosztika kérdésére az V. fejezetben még visszatérünk).

Összefoglalásul megállapíthatjuk, hogy mind a francia-magyar, mind a szovjet vizsgálatok lényegében azonos eredményekre vezettek. Eszerint a Jacchia modell általában, vagyis geomágneses szempontból nyugodt napokon jól, legfeljebb 15-20%-nyi hibával szolgáltatja a termoszféra sűrűségét, mint az alapvető paraméterek függvényét. Ugyanakkor a napszakos, féléves és naptevékenységi effektusok leírása a modellben nem tökéletes, különböző módosításokra, finomításokra szorul.

6.5 A felsőlégköri modellek térbeli kiterjesztése

Az alábbiakban röviden ismertetünk néhány megfigyelési eredményt a felsőlégköri modellek alsó és felső határa közeléből. Az eredmények főképp abból a szempontból tanulságosak, hogy rámutatnak a Jacchia modell egyszerű extrapolációjának veszélyeire, hiszen Jacchia megfigyelési adatainak tulnyomó többsége közepes magasságokra vonatkozik, és a modell lényegében az ott megismert törvényszerűségeket terjeszti ki mindkét irányban az alsó, illetve a felső határig.

6.1. A felsőlégköri modellek 200 km alatt

Kétszáz km alatti perigeum-magasság esetén az átlagos mesterséges hold élettartama már nagyon rövid, tehát egy-egy hold hosszabb adatsort nem szolgáltat. Éppen ezért a fékező-dési adatok szórványosak, a hosszabb időskálájú felsőlégköri effektusok vizsgálata nagy nehézségekbe ütközik. Csak néhány különleges, igen kis hatáskeresztmetszettel rendelkező, tehát gyengén fékeződő hold képes hónapokat tölteni ebben a légköri rétegben; az ilyen holdak megfigyelése éppen ezért különleges fontossággal bír. Rontja a megfigyelés esélyeit, hogy a nagy látszó szögsebességű, a légellenállás miatt nehezen előrejelezhető, alacsonyan repülő holdak láthatósági viszonyai is kedvezőtlenek.

Angliában egy kutatócsoport évek óta rendszeresen dolgozza a 200 km alatt keringő mesterséges holdakra vonatkozó adatokat. Főképp a féléves effektusra vonatkozó képet kívánják finomabbá, teljesebbé tenni. 1970 augusztus végéig kutatásaikhoz a Kozmosz-316-ot használták [119], majd az ekkoriban pályára állított, 206 km perigeum magasságu Kozmosz-359 hold rakétáját, amely 1971. október 6-ig keringett [201],[200]. Ezen objektumokat rendszeresen figyelte az angol vizuális megfigyelő-hálózat és a radar-szolgálat; ezek kívül felhasználtak USAF pályaelemeket is. Először a kapott sűrűség-értékekből levonták a naptevékenységi, valamint a napszakos effektust - a Jacchia-71 megfelelő összefüggéseit alapul véve. A megmaradó értékeket a geomágneses A_p indexszel hasonlították össze. 1971-ben 10 geomágneses zavarhoz kapcsolódó sűrűségnövekedést tudtak azonosítani, de ezenkívül még 5

olyan esetet találtak, midőn a sűrűség >14%-kal nőtt, noha A_p -ben nem észleltek jelentős növekedést.

Levonva a sűrűségből a geomágneses hatásokat, megmaradt a féléves effektus. Ez a változás nem írható le egyetlen sinus-görbével, és amplitudója a naptevékenységi szinttől független oszcillációt mutatott.

Franciaországban az 1966-51C és 1966-51B fékeződésének megfigyelése alapján 1966-67-ben ellenőrizték a Jacchia-65 modellt 140-200 km magasságban [107]. Bebizonyosodott, hogy a T_{∞} változtatásával a ρ megfigyelt változását előállítani nem lehet, és hogy e magasságban a féléves effektus a legfontosabb hatás.

A legértékesebb mérési eredményeket erről a rétegről eddig a Cannon-Ball típusu, akcelerométerrel is felszerelt, nagy sűrűségű holdak szolgáltatták. Az első méréssorozatot a Spades (1968-59A) és Cannon Ball-1 (1968-59B) holdak 1968. jul. 11-i felbocsátása tette lehetővé. E holdak háromtengelyű akcelerométerrel felszerelve igen alacsony perigeumu pályán keringtek és in situ valamint földi megfigyeléseken alapuló fékeződésmérések közvetlen összehasonlítását tették lehetővé. Marcos, Champion és Schweinfurth szerint a kétféle sűrűségadat között jelentős eltérést nem találtak [39]. Méréseik eredményét összehasonlították a Jacchia-65 és 70-ből adódó sűrűségekkel. A 160-220 km közötti sűrűségek, alacsony szélességeken, 10-15%-kal kisebbek a Jacchia-65 adatainál, a Jacchia-70 viszont láthatólag túlkorrigálta ezt az effektust. A sarkifény zónában a sűrűség növekedését észlelték.

Kutatásaikat az 1971. aug. 7-én felbocsátott Cannon Ball-2 (1971-67C) és Musket Ball (1971-67D) ugyancsak akcelero-méterrel ellátott, nagy sűrűségű mesterséges holdak segítségével folytatták [42], [40], [41]. E holdak poláris pályán, 121-158 km közé eső perigeummal 177, illetve 31 napig keringtek, mivel hatáskeresztmetszetük igen kedvező volt (a Cannon Ball-2 esetében 103 g/cm^2). Elsősorban radarmegfigyelésekből számították ki a perigeummagasságokat, ebből pedig a sűrűségadatokat határozták meg. Eredményeiket négy Jacchia modell megfelelő adataival hasonlították össze, ugyanis a Jacchia 65, 70 és 71 mellett felhasználtak egy Jacchia 39H-nak nevezett, eddig nem publikált modellt is. Az utóbbi három tapasztalataik szerint egymás között jól egyezik, de szignifikánsan eltér a Jacchia-65-től, amely rosszul egyezik a megfigyelésekkel. Ha viszont a különbségek standard szórását vizsgáljuk, akkor legkisebb a Jacchia 39H (6.6%), de utána közvetlenül a Jacchia-65 következik (6.98%).

A 120-150 km közötti közepes sűrűségprofil leírására egy kb. 4.8%-kal csökkentett sűrűségértékeket tartalmazó Jacchia-65 modell látszik legalkalmasabbnak.

Ami az effektusokat illeti, az $S_{10.7}$ -tel való menet megfelel a modellének. A maradék "alapzaj" viszont jelentős. E magasságokon is fellép a szélességi effektus - amint a perigeum megközelítette a pólusokat, megnőtt a mért sűrűség és felülmulta a megfelelő modellértékeket.

Összefoglalva a 200 km alatti légrétegre vonatkozó irodalmat megállapíthatjuk, hogy a megfigyelések és mérések ma még nagyon hiányosak. A megfigyelésekben a vizuális technika még jelentős szerepet játszik. A geomágneses effektus szempontjára

ból nagy jelentőséggel bír ez a réteg, mert feltételezik, hogy a járulékos korpuszkuláris fűtés legnagyobbbrészt itt következik be.

6.2 A felsőlégköri modellek extrém magasságokon

Az 1500 - 4000 km közötti exoszféra annyiban hasonlít az előbb tárgyalt 200 km alatti réteghez, hogy a reá vonatkozó, megbízható sűrűségmérések száma ugyancsak kevés. A probléma ezuttal nem a megfigyelés, hanem az elmélet oldaláról jelentkezik. E magasságokon fékeződés már csak a nagy felületű, kis tömegű ballonholdaknál észlelhető, s e holdak általában könnyen megfigyelhetők. A nehézséget az okozza, hogy a sugárnyomás hatása e magasságokon általában messze felülmúlja a légellenállását, és e látszólag egyszerűen modellezhető hatást, a megkövetelt néhány százaléknyi pontosságra meghatározni nem egyszerű feladat (közrejátszik a hold pontos hatáskeresztmetszetének kérdése, a Földről visszavert napsugárzás intenzitása, az árnyékhatár pontos helyzete stb.).

Angliában Fea [62], [63] Franciaországban Rousseau [169] foglalkozott nagy magasságokban keringő holdak precíz figyélésével és sűrűségértékek levezetésével.

Legjelentősebb azonban e területen Slowey munkája, aki megkísérli a sugárnyomást többféle módon figyelembe venni [180]. A megfigyelési anyagot az 1963-30D léggömbholdra vonatkozó pontos fotografikus megfigyelésekből és radarmérésekből állította össze. Kiválasztott két olyan időszakot, amikor a hold nem lép az árnyékkupba és ezért a direkt sugár-

nyomás hatása elhanyagolható. A Föld sugárzása ekkor is fékezi vagy gyorsítja a holdat, és noha e hatás lényegesen kisebb a direkt sugárnyomásénál, összemérhető a légellenállásával. Az első időszakban a perigeum 3500-3100 km, a másodikban 1300-900 km között változott, vagyis az öt fékező légkör fő összetevője az első esetben H, a másodikban He.

A Föld sugárzása két komponensből tevődik össze: a Földről visszavert napsugárzás, amelyet a Föld albedója jellemez, és a Föld saját, infravörös sugárzása. A fékező hatás szempontjából figyelembe kell venni azt a korrekciót, amely a hold felületének tökéletlen fényvisszaverő képességéből ered (azonosnak vették a direkt sugárnyomásnál tapasztalt 12%-kal). A Föld sugárnyomásának kiszámítására két modellt használt: 1./ az albedo és az infravörös sugárzás állandó az egész Földre, 2./ az albedo és az infravörös sugárzás intenzitása változik az évszakkal és a szélességgel - a konkrét függés megállapítása a TIROS-7 felhőképei és infravörös mérései alapján történt.

A kétféle modellből levezetett periódusváltozás meglehetősen eltérő, különbségük akkora, mint maga az effektus. Ezért csak a 2. modellel számolt periódusváltozást vonta le a megfigyelt összgyorsulásból, hogy megkapja a légellenállás okozta P_a gyorsulást. Ezt összevetette a Jacchia-71 modellből számított P_c légköri gyorsulással.

Az eredmények belső konzisztenciája arra mutat, hogy a sugárnyomás-effektus valóban sikerült kiküszöbölni. A légsűrűség a sarkok felé haladva csökken. A megfigyelt sűrűségek az északi félgömbön alacsony szélességeken jól egyeznek a modell-értékekkel, de a déli félgömbön kb. 1,3-szor nagyobbak. Ezt az eltérést a féléves effektus jelenlétének tulajdonítja.

Jacchia szerint e magasságokon a féléves effektus már eltűnne, ezért az effektust a modellérték kiszámításánál nem vették figyelembe. Teljes egyezést a megfigyelés és a Jacchia modell között ugy lehet elérni, ha a modell Kockart-Nicolet féle hidrogénsűrűség értékét 2.3-szorosára növeljük és felteesszük, hogy a hidrogén egy a többi komponenshez képest 2 hónapos késést mutató féléves effektus szerint változtatja sűrűségét. Néhány új, in situ mérés ezt az eredményt alátámasztani látszik [194].

Az 1000 km körüli magasságokon fennálló helyzet azért érdekes kutatásaink szempontjából, mert számításaink néhány, e magasságban keringő léggömbholdra is kiterjedtek. A légsűrűségi vizsgálatokban e magasságokon a sugárnyomási effektusok gondos figyelembevétele szükséges.

7. § A modellekben eddig figyelembe nem vett effektusok a felső-léggömbben

A Jacchia modellekben figyelembe nem vett effektusok többféle természetűek. Részben szabálytalan jellegük miatt nem modellezhetők, részben még további empirikus igazolásra szorulnak, részben jellegük nem egyeztethető össze a statikus diffúz modellek alaphipotézisével. Jelentőségüket kutatásaink szempontjából az adja, hogy szemléletesen mutatják az eddigi modellek teljesítőképességének korlátait, további erőfeszítésekre ösztönözve a felsőléggömb kutatóit. Az alábbiakban mindhárom típusú effektusra egy-egy példát ismertetünk.

7.1 Gyors, irreguláris változások a felsőlégkör sűrűségében

Gyors, irreguláris változások kimutatása csak jó időfelbontású megfigyelésekkel lehetséges, vagyis a kutatás elsősorban in situ mérésekre korlátozódik. Ezek valószínűleg alulról felfelé a légkörön keresztülfutó, hullámszerű sűrűség-ingadozások, melyek már az alsólégkörben is észlelhetők gerjesztett fénnyel világító, mesterséges felhők szétszóródásának megfigyelése révén. A termoszférában először rakéták tömegspektrométereivel mutattak ki a sűrűség változásában hullámszerű jelenséget, majd Newton az Explorer-32 manométere segítségével már statisztikailag értékelhető anyagot gyűjtött a 270-800 km közötti magasságtartományban [152]. A hullámok főképp az auróra zónában reggel és este jelentkeztek. A sűrűségváltozás amplitúdója elérheti a középsűrűség 50%-át, a hullámhossz 280 km körül 2-10 km, majd a magassággal növekszik és 500 km körül már eléri a 100 km-t (bár lehet, hogy ez a magasságfüggés csak látszólagos jelenség). A LOGACS és a Spades akcelerométerei segítségével a jelenséget 150 km magasságban is kimutatták [134]. A Spades akkor észlelt szignifikáns hullámstrukturát, amikor perigeuma közel került a geomágneses pólusához. Hasonló hullámszerű jelenséget az ionoszféra elektrontartományában is kimutattak [177].

Az AE-C hold tömegspektrométeres mérései szerint a 150-350 km magasságban e hullámokat olyan jellegű összetételi változások kísérik, mint amelyet geomágneses viharok idején tapasztaltak (N_2 és Ar sűrűség növekszik, He sűrűség csökken). Valószínű, hogy e hullámok részét képezik az atmoszféra energiaszállító mechanizmusának s ezért az interpretáció szempontjából is jelentősek.

Más jellegűek azok a hirtelen változások, amelyek mesterséges holdak fékeződésében mutathatók ki. Bár e jelenség létét sokáig vitatták, immár ténynek vehető, hogy a mesterséges holdak gyorsulásában időnként semmiféle ismert felsőlégköri jelenséggel nem indokolható pillanatban ugrásszerű változás következik be. Ilyen esetekben, ha a kérdéses hold egy kiürült hordozórakéta-fokozat, szokás a tartályból kiáramló maradék hajtóanyag fékező vagy gyorsító hatásának tulajdonítani a pályaelemek megváltozását. Eberst egész sor ilyen esetet ismertet [57], legrészletesebben az 1964-83A Ablestar rakéta 1966 szeptemberi fékeződését, amelyről részletes vizuális megfigyelési anyag állt rendelkezésre. Hasonló érdekes esetet ismertet ugyancsak 1966-ból King-Hele [121], midőn az 1965-11D rakéta perigeuma hirtelen 5 km-t csökkent. Számos eset van az irodalomban említve, amikor a sűrűség hirtelen megváltozása semmivel nem indokolható. Saját eredményeink emlithetők ugyancsak 1966-ból, amikor 19 hold 33 - különböző megfigyelési anyagból levezetett - periódusgörbéin szimultán törést tapasztáltunk két esetben (MJD 39358 és 39387 körül). A gyorsulásváltozást sűrűségnövekedésként interpretálva az első esetben 115° , a másodikban 65° hőmérsékletnövekedést kellett feltételeznünk az exoszférában, hogy a tapasztalt effektust értelmezni tudjuk. Ekkora hőmérsékletnövekedés az adott időszakokban nem indokolható sem a naptevékenység növekedésével, sem más, a modellekben figyelembe vett effektussal [9]. Hasonló esetről tesz említést a [21] is.

7.2 A felsőlégkör aszimmetriája

Keating és mások újra analizálva az összes Explorer léggömbhold fékeződését 800-1000 km magasságban, a helium-bulge mellett további erős aszimmetriát észleltek [114]. A déli féltekén a sűrűségváltozás nyár-tél amplitudója szerintük lényegesen nagyobb, mint az északin. Hasonló aszimmetria jelenség következik Ill és munkatársai ugyancsak 1972-ben publikált légköri modelljéből is [21].

Először Jacobs vetette fel a lehetőséget, hogy a napszakos bulge mellett még egy másik, a Földhöz kötött, vagyis vele együtt rotáló kidudorodás is lehet a felsőlégkörben [106]. Alacsony perigeumu holdakat követve ugyanis másképp nehezen magyarázható 24 órás periodicitást talált egyes gyorsulásgörbéken. Ilyen esetekben a perigeum mindig a napszakos bulge-től távol, magas szélességeken vándorolt. A jelenséget legrészletesebben Allan vizsgálta, aki a 400 km perigeumu Molnyija-1K (1968-85A) holdnál ugyancsak magas szélességen 18 óra helyi időben anomális fékeződés-többletet észlelt [3].

A 160 - 215 km közötti magasságintervallumban viszont Vercheval talált 24 órás sűrűségingadozást és azt a geomágneses tevékenység látszólagos napi ingadozásával (Mc Intosh effektus) hozta kapcsolatba [193]. Ez utóbbi a rotációs és mágneses tengely által bezárt szöggel függ össze.

7.3. A felsőlégköri szelek

A horizontális légmozgások feltétele már azzal kialakul, hogy valamennyi légrétegben a napszakos effektus következtében légnyomáskülönbségek lépnek fel. Ez azonban a szél egyik,

gyakran jelentéktelen komponense csupán. Mégsem lehet a felsőlégköri szelek tárgyalását beilleszteni a statikus modellekbe, ugyanis a modellek a légkör makroszkopikus mozgásait nem veszik figyelembe.

A felsőlégköri szelek problematikájának hatalmas irodalma van, amelynek részletes ismertetésére nem vállakozhatunk. A téma nem kapcsolódik közvetlenül a disszertációéhoz, de kétségtelen, hogy nincs olyan jelenség a felsőlégkörben, amelynek interpretációja a szelek ismerete nélkül megoldható lenne.

A felsőlégköri szelek zonális komponense átlagának megmérésére King-Hele javasolt módszert [116], és az elmúlt években sorozatosan alkalmazta is különböző mesterséges holdak esetére. A módszer lényege, hogy a szél egyenlítővel párhuzamos, horizontális komponense elég nagy pályahajlásu holdak esetében - ha a perigeum az egyenlítő környékére esik - a Föld rotációjához viszonyított szélességgel arányosan csökkenti a pálya inklinációját. Vagyis

$$\frac{\Delta i}{\Delta T} = \Lambda \sin i \quad f(a, e, i, \omega, H, \varepsilon) \quad (72)$$

ahol ΔT a hold periódusváltozása az adott időszakban, ε a légkör ellipticitása. Ezt az egyenletet azzal a feltevéssel vezette le, hogy a kérdéses időszakban az egész felsőlégkör ΛW_E szögsebességgel rotál, ahol W_E a Föld rotációjának szögsebessége. Az egyenlet numerikusan integrálható és megadja a teoretikus $i(t)$ függvényt; Λ -t úgy kell megválasztani, hogy a teoretikus görbe (a luniszoláris és egyéb perturbációk eliminálása után) a lehető legjobban illeszkedjen a megfigyelt $i(t)$ görbére. A kapott optimális Λ érték $\varphi < \frac{1}{2} i$ -re és a perigeum fölött 0-24 km magasságra vonatkozik. Tekintettel arra, hogy a

módszer a ΔP periódusváltozás mérését is megköveteli, nagy magasságban pontossága csökken. Ugyancsak ritkán lehet olyan holdat találni, amely kis magasságban elég hosszú ideig "él" ahhoz, hogy inklinációváltozás görbéjéből a Λ meghatározható legyen. Ezért az eredmények főképp 200-400 km magasságra vonatkoznak. A módszer időfelbontása gyenge, a Λ értékek hosszabb időszakok átlagának tekintendők.

Mintegy 30 holdra alkalmazva a fenti módszert, King-Hele azt a meglepő eredményt kapta, hogy $\Lambda > 1$, vagyis a felsőléggör gyorsabban rotál, mint a Föld [118]. Eredményeik szerint Λ a magassággal növekszik, 210 km-en $\Lambda = 1,13$, 260 km-en 1,27, 360 km-en 1,42 (ez rendre megfelel 40, 100 illetve 160 m/s sebességű, nyugat-kelet irányú szélnek). Az adatok a 30. szélességi körre vonatkoznak. 200 és 400 km között a Λ magasságfüggése bizonyítottan vehető, és valószínűleg összefügg azal a ténnyel, hogy a napszakos effektus amplitudója 200 km fölött jelentősen növekszik.

Sehnal az Interkozmosz 3 és 5 inklinációváltozásának vizsgálatából 216 km-en $\Lambda = 1,2$ -t, 222 km-en $\Lambda = 1,3$ -at kapott [251]. Walker viszont ujabban az 1970-65D fékeződéséből 220 km-en az átlagtól meglepően nagy eltérést tapasztalt [201]. King-Hele és Walker egy másik, igen kiterjedt vizsgálata az 1965-11D-re vonatkozik [121]. A kapott Λ értékek 1966-67-ben és 1968 márc. - 1969 máj. között szokatlanul alacsonyak (300 km magasságban 1,00 - 1,10 körüli értékek adódnak), a jelenség magyarázata nem ismeretes. A hold életének utolsó hónapjaiban az inklináció görbéjén törések mutatkoznak, s ez megakadályozza egyetlen teoretikus görbe átfektetését. A szerzők felfigyeltek arra az érdekes koincidenciára, hogy az egyik törés 1969 szeptember

végén van, éppen egy erős geomágneses vihar idején, amely a déli félgömbön fejtette ki maximális hatását [27]. Ekkor a szél iránya a déli féltekén megfordult és 100 m/s sebességű, erős kelet-nyugati szélbe ment át.

Még egy esetet ismerünk az irodalomban, amikor egy geomágneses vihar a felsőlégköri szelek felerősödésével járt együtt. Smith közli [182], hogy egy geomágneses vihar idején 150 km magasságban Hawaii felett a felküldött műszerek a szokásos szélsebesség kétszeresét (227 m/s) mérték.

Harmadik lehetőség a szelek mindkét komponensének elméleti levezetése a felsőlégköri modellekből. Nyilvánvaló és ésszerű feltevés, hogy a szelek a napszakos bulge maximumából kiindulva a minimum felé fujnak. A számításokhoz szükséges légnyomás-mező a felsőlégköri modellekből számítható. Kohl és King kísérelte meg elsőnek a szélrendszer ilyen levezetését a Jacchia-65 modellből [123]. Később Blum és Harris is publikált ilyen zonális és meridionális komponensekre bontott, elméleti szél-mezőket [30]. Ill, Clairmidi és Falin a magyar-francia javított felsőlégköri modell alapján számolt nyomás-mezőt és ezt használta fel a Navier-Stokes egyenletek integrálásával a szél-komponensek kiszámítására [84]. Az eredmény 250 km magasságra, napéjegyentlőségre, $\bar{S} = 150$ szintű naptevékenységre és $\pm 65^\circ$ közé eső földrajzi szélességre vonatkozik. Eredményeik közül legmeglepőbb a szignifikáns észak-déli aszimetria.

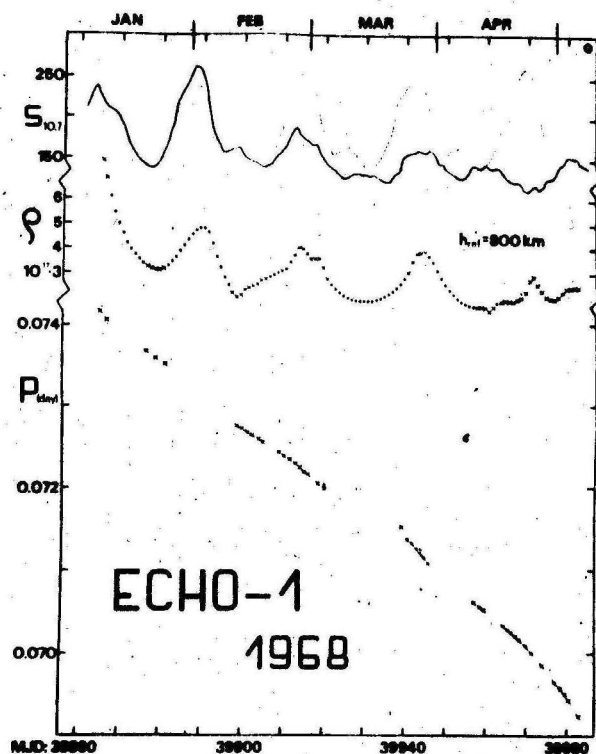
A felsőlégkör újabb elméleti modelljei a horizontális szelek hatását már figyelembe veszik. A meridionális áramlások szerepe jelentős lehet abban, hogy a geomágneses effektus - globális jelenség, vagyis nem korlátozódik a sarkvidékekre. A hőtranszport-mechanizmusban a szelek jelentőségét egyre nagyobb-

nak értékelik (lásd Jacchia-77 modell).

8.§ A naptevékenységet jellemző paraméterek megválasztásának kritikája

A felsőlégkörben megfigyelt, hosszabb időskálájú sűrűség-változások valamilyen formában valószínűleg valamennyien a naptevékenység függvényei. Bizonyított tény a közvetlen kapcsolat a 27 napos és 11 éves napciklussal, de nyilván kell lennie legalább közvetett kapcsolatnak a geomágneses és a féléves effektus esetében is a Nap aktivitásával. A modellekben a naptevékenységi szint és a pillanatnyi sűrűségértékek közötti kapcsolat bizonyos napfizikai-geofizikai paramétereken ($S_{10.7}$, \bar{S} , \bar{K}_p) keresztül fejeződik ki. Ezek a gyakorlati okokból közbeiktatott, jól mérhető paraméterek azonban néha eltorzítják a Nap - felsőlégkör kapcsolatot, és a rájuk alapozott Jacchia-modellek sikerei ellenére foglalkozni kell megválasztásuk problémáival.

Indokolásul egy régebbi eredményünket idézem. 1969-ben publikáltunk egy esetet [7], amikor az $S_{10.7}$ paraméter alkalmazhatatlansága szembeszökő. Vizuális megfigyelésekre alapozott PERLO módszerrel meghatározva az Echo-1 periódusváltozás görbét, azt az eredményt kaptuk, hogy 1968 áprilisában a periódusváltozás görbe 27 napos ciklusa akkor is megmaradt, amikor a megfelelő $S_{10.7}$ görbe fázist változtatott, vagyis itt sűrűségmaximumot észleltünk $S_{10.7}$ minimum idején. Tekintve, hogy a légkör sűrűségének 27 nap periódusu fluktuációja csak naptevékenységi eredetű lehet, elkerülhetetlen a következtetés, hogy ebben az időszakban az $S_{10.7}$ a naptevékenységgel ellentétes menetet mutatott (4.ábra).



4. ábra

Egy hasonló eset kapcsán King Hele és Walker megállapítja [117], hogy a 10.7 cm-es sugárzás a Nap extrém ultraibolya sugárzásának tökéletlen indexe, ebben az esetben a légsűrűség jobb indexe a naptevékenységnek, mint az $S_{10.7}$.

Kézenfekvő lenne a 10.7 cm-es rádiósugárzás helyett a Nap extrém ultraibolya vagy lágy röntgensugárzásának (hullámhossz $40-100 \text{ \AA}$) intenzitását választani a naptevékenység jellemzésére. Jaeck és mások a $140-200$ km közötti légsűrűségi változások analizisénél arra az eredményre jutottak, hogy az $S_{10.7}$ menetétől eltérő sűrűség-ingadozások egy részét az $1 - 20 \text{ \AA}$ hullámhosszu, kemény röntgensugárzás intenzitásával korrelációba lehet hozni [107].

Részletesen elemezte a felsőlégköri fluktuációk összefüggését a röntgensugárzás intenzitásával Csertoprud [43], [267], [268], [269], [270], [264], [265], [266]. Kutatásainak célja tulajdonképpen nem új naptevékenységi index bevezetése, hanem a felsőlégkör hőmérsékleti fluktuációi statisztikus strukturájának vizsgálata. Megállapítja, hogy napfoltminimum idején a 44-60 Å-ös szoláris röntgensugárzás és a felsőlégköri fékeződés intenzitása között meglehetősen szoros a korreláció. Megvizsgálta a légköri reakció késését is a naptevékenység valamely indexéhez képest, és megállapította, hogy figyelembe véve a légkör hőmérsékleti inerciáját helyesebb nem a légkör késéséről, hanem a zavar légköri terjedésének jellegéről beszélni. Hiszen mivel a légkör válaszának időfüggése nem egyezik meg a zavaréval, a "késés" nem is definiálható egyértelműen. Csertoprud javasolja, hogy a maximum-időpontok szokásos összehasonlítása helyett az impulzusfüggvény $F(t)$ és a neki megfelelő $x(t)$ légköri válasz-függvény középvonalainak (súlyvonalainak) eltérését határozzuk meg, mert ez a mennyiség szorosan összefügg a relaxációs idővel, másszóval a hőmérséklet inercia-idejével.

Itt jegyezzük meg, hogy Roemer a geomágneses effektus időkésésének tárgyalásánál hasonló problémába ütközött és hasonló, a súlyvonalak helyzetének összehasonlításán alapuló eljárást vezetett be (lásd II.2 §). Éppen ennél az eljárásnál definiálja a sűrűségörbe alatti integrált, vagyis az általunk ekvivalens időtartamnak nevezett mennyiséget, de nem az összintenzitás mértékéül használja, csupán segédeszköznek a súlyvonal helyzetének kiszámítására.

A röntgensugárzás folyamatos megfigyelése azonban még ma sem megoldott feladat, és nem is bizonyos, hogy minden eset-

ben ez a legcélszerűbb index. Láttuk, hogy már a 27 napos és 11 éves periódusu légköri fluktuáció sem ugyanugy függ az $S_{10.7}$ változásától, vagyis tulajdonképpen két indexre, az "aktív zóna" és a "tisza korong" komponens megkülönböztetésére van szükség.

Ujabban Illés sok hold párhuzamos periódusváltozása statisztikus elemzésével kimutatta, hogy ezeken a görbéken lényegesen nagyobb a szignifikáns maximumok száma, mint az időszakra vonatkozó $S_{10.7}$ görbén [236]. A maximumok egy jelentős része esetében korrelációt talált a galaktikus kozmikus sugárzás intenzitása egyik indexével [88], és a jelenséget annak tulajdonítja, hogy a korotáló áramokból származó, szoláris eredetű részecskesugárzás energiája még geomágneses viharokon kívül is fűti a felsőlégkört a magnetoszférán keresztül. Ennek megfelelően javasolja a Deep River-i neutronmonitor fluxusintenzitásának, mint indexnek is a használatát a korábban egyedül $S_{10.7}$ -tel korrelációba hozott, hónapos ciklusu felsőlégköri sűrűségfluktuációk leírásánál.

Az \bar{S} naptevékenységi index megválasztásának a különböző felsőlégköri modellekben egységes eljárását kemény kritika tárgyává tette nemrég Schmidtke [176]. A legteljesebbnek tartott anyagon megvizsgálta az energiabevitelért egyértelműen felelősnek tartott EUV sugárzás és az indexként használt $S_{10.7}$ kapcsolatát az elmúlt években. Az elmúlt napciklusban részben sporádikus rakétás, részben 1972 óta viszonylag folyamatos műholdas (Aeros, AE holdak) szoláris EUV adatok állnak rendelkezésre. Bár az EUV és az \bar{S} görbék korrelációja napfoltmaximum idején valamivel jobbnak látszik, végső soron sem fázisban, sem amplitudóban nem nevezhető kielégítőnek, tehát egyértelmű meg-

feleltetésre nincs lehetőség. Még az egyes EUV tartományok között sem kielégítő a kapcsolat. Megállapítja továbbá, hogy míg az elmúlt napciklusban az EUV fluxus változásának teljes amplitudója csak 30% volt, az \bar{S} görbéé viszont 150%, addig az új napfoltciklusban gyökeresen megváltozott a helyzet és 1976 júliusa és 1978 januárja között mind az EUV, mind az \bar{S} fluxus egyformán kétszeresére növekedett. Ezekután nem meglepő, hogy az új napciklusban a modellek nem adnak megfelelő légköri-hőmérsékleti előrejelzést. Bár Schmidtke csak a lassu változások naptevékenységi összefüggését tárgyalja, megjegyzi, hogy a felsőlégkör (és ezen belül az ionoszféra) szerkezetében napról napra kimutatott jelentős fluktuációk oka nem kereshető egyedül a viszonylag stabil EUV fluxusban, ezért a légköri modellekben más energiaforrásokat és indexeket is figyelembe kell venni.

További érdekes felsőlégköri fluktuációnak tekinthető a féléves effektus amplitudójának sokat vitatott változása, amely, mint említettük (4.3§), nem korrelál az ismert naptevékenységi indexekkel. Marov és Alfjorov ebből kiindulva elméletet dolgozott ki a féléves effektus interpretálására [137]. E felfogás értelmében a jelenség a Nap korpuszkuláris sugárzásában fellépő zavarokhoz kapcsolódik, vagyis a féléves és a geomágneses effektus közeli rokonságát állítja.

Alfjorov a féléves effektust 230 - 310 km közötti perigeum magasságu szovjet holdak fékeződésére vonatkozó, 1960-1970 évi adatok alapján alapos vizsgálat tárgyává tette [215]. Az analitikus elmélettel meghatározott Q értékekből leválasztotta a rövidperiódusu vagy aperiodikus fluktuációkat. A megmaradó átlagos, vagyis 270 km magasságra vonatkoztatott sűrű-

séggörbéről meghatározható volt a napszakos és a féléves effektus amplitudójának időfüggése. Az előbbit a maximális nappali és a minimális éjszakai sűrűség arányával, az utóbbit egy maximális és egy (megelőző vagy rákövetkező) minimális sűrűségérték arányával jellemzi. Ez a vizsgálat is azt mutatja, hogy a napszakos effektus amplitudójának szekuláris változása tükrözi az \bar{S} -el jellemezhető naptevékenységét, de a féléves effektus amplitudójáé a hatvanas években nem. (Például 1964-ben az amplitudó nagy volt, noha \bar{S} csak 70-75). A \bar{K}_p szekuláris menetével való összevetésből látszik, hogy itt jobb az egyezés, vagyis a féléves effektus amplitudója inkább függ a napszél \bar{K}_p -al jellemezhető állapotától, mint az EUV sugárzástól. A jelenség interpretációjához Marov és Alfjorov olyan közvetlen napfizikai paraméter bevezetését javasolja, amely alkalmas a korpuzkuláris napaktivitás "geoeffektivitásának" jellemzésére. A javaslat a geomágneses effektus értelmezése szempontjából is jelentős.

Ismeretes, hogy a Nap aktív alakzatai, különösen a kvázistacionárius korpuzkuláris sugárzás forrásai, térben és időben közel vannak a foltcsoportokhoz, és intenzitásuk nagyjából arányos a foltok számával a kérdéses foltcsoportban. Figyelembe kell azonban venni a korpuzkuláris sugárzás "irányított" jellegét, vagyis az aktív alakzat Földünkhöz viszonyított helyzetét, geoeffektivitását. Ezért két új paramétert vezetnek be: a./ azon foltok száma összesen, amelyek az adott hónapban áthaladtak a Nap centrálmeridiánján $\sum f_i$; b./ e foltok, illetve aktivitási centrumok közepes heliografikus szélessége φ . Tekintve a Föld heliografikus szélességének

változását, célszerű a Nap két féltékéjét elkülönítve vizsgálni. Kiszámítják $\sum f_{Ni}$ -t és φ_N -t az északi, illetve $\sum f_{Si}$ -t és φ_S -t a déli félgömbre, ahol

$$\varphi_N = \frac{\sum \varphi_{Ni} f_{Ni}}{\sum f_{Ni}}, \quad \varphi_S = \frac{\sum \varphi_{Si} f_{Si}}{\sum f_{Si}} \quad (73)$$

Különbséget észleltek a Nap két félgömbje között, mert a Nap északi félgömbje átlag 80%-kal aktívabb volt a délinél és fáziseltolódás is mutatkozott a φ görbék menetében, ami azzal magyarázható, hogy 1964 végén az északi félgömbön már megjelentek az új ciklus magas szélességű foltjai, míg a délin csak két évvel később. Részletes vizsgálat tárgyává tették a közepelt $\bar{f} = \sum (f_{Ni} + f_{Si})$ illetve $\bar{\varphi} = \frac{\varphi_N + \varphi_S}{2}$ indexek összefüggését az \bar{S} paraméter szekuláris változásával. Az \bar{f} görbe jól egyezik az \bar{S} görbével, a $\bar{\varphi}$ viszont inkább a féléves effektus amplitudójának rejtélyes szekuláris menetével korrelál, legalábbis az 1965-66-os minimum egybeesik a $\bar{\varphi}$ maximumával. A $\bar{\varphi}$ és az \bar{S} összefüggése nem egy-egy értelmű, hanem hurokgörbével írható le, vagyis a 11 éves ciklus felszálló és leszálló ágán mért \bar{S} értékekhez nagyon különböző $\bar{\varphi}$ tartozik. Ebből arra lehet következtetni, hogy a 11 éves ciklus valamely fázisa nem jellemezhető geo-effektivitás szempontjából egyetlen paraméterrel (\bar{S}), hiszen a fentiek értelmében a korpuszszekuláris sugárzás által "modulált" felsőlégköri féléves effektus amplitudója éppen $\bar{\varphi}$ -al (esetleg $\sin \bar{\varphi}$ -al) arányos.

Ha viszont elfogadjuk, hogy kapcsolat van a féléves effektus szekuláris menete és a maximális napaktivitás zónájának a Földhöz viszonyított heliografikus szélessége között, akkor hogyan magyarázható az a tény, hogy a Föld heliografikus helyzetének szélső-

értékei (vagyis március 5 és szeptember 6) illetve a féléves effektus empirikus szélsőértékei (január 24, április 3, július 28, november 1) között nincs egybeesés? Alfjorov szellemes magyarázatot talált, amely megoldja ezt a problémát. Ismeretes, hogy valamely körzet geoeffektivitása általában stabilabb, tartósabb, mint a körzetben fellépő, látható aktivitási elemek élete. Másszóval az aktivitási körzetek többnyire túlélnek az alakzatokat, és több napotációig megmaradnak. Alfjorov bizonyítottan veszi a korpuzkuláris sugárzást kibocsátó aktivitási körzetek és a földi geomágneses tér zavarai közötti szoros kapcsolatot, ezért vizsgálat tárgyává teszi ezen utóbbiak fellépésének törvényszerűségeit. Az 1960-70-es évtizedben összesen 1500 nap volt geomágnesesen zavartnak tekinthető ($A_p \geq 14$), és ezek közül 1053 nap 27 napos periódusu "vonulatokba" volt illeszthető (egy "vonulat" legalább 3, egymástól 27 napnyira fellépő, perturbált napot jelent). Ha felrajzoljuk az összes, 1500 perturbált nap gyakoriságeloszlását hónapok szerint, egy a féléves effektushoz hasonló menetű görbét kapunk. Hagyjuk meg csupán az 1053 rekurrens zavart, és a hisztogramm alakja kissé megváltozik, a téli maximum későbbre tolódik. Végül, ha csak a "vonulatok" kezdőnapjait hagyjuk meg, ezek gyakoriságeloszlása már lényegesen különböző: a maximumok márciusra, illetve szeptember elejére tolódnak. Az aktivitási körzetek hosszú élettartama és 27 napos rekurrenciája miatt azonban maximális számu, geoeffektivitást mutató aktivitási körzet nem márciusban és szeptemberben, hanem később lesz egyidejűleg a Napon. Ez a jelenség okozná a féléves effektus szélsőértékeinek említett fáziseltolódását, időbeli késését.

Marov és Alfjorov ezekután a féléves effektust a következőképp interpretálja: Több oldalról alátámasztott elképzelés, hogy a féléves effektus az alsólégkör meridionális cirkulációja fél-évenként végbemenő átrendeződésének következménye. A féléves effektus alapját az alsólégköri cirkuláció évszakos menete képezné, de a Nap geoeffektív korpuszkuláris sugárzása perturbálja ezt az állapotot. Musztyelj megállapította, hogy a Nap korpuszkuláris sugárzásának benyomulása a magnetoszférába a meridionális cirkuláció felerősödéséhez vezet [247], [246]. Legnagyobb természetesen akkor lesz az ilyen perturbáció valószínűsége, midőn a Nap aktivitási körzeteiből radiálisan kifelé induló áramok a földpálya síkjához közel haladnak, vagyis márciusban és szeptemberben. A féléves effektus a felsőlégkörben ezen időpontokhoz képest - a geoaktiv centrumok rekurrenciája miatt - egy-két hónapos késéssel jelentkezik. Az effektus amplitudójának szekuláris változása természetesen összefügg a korpuszkuláris sugárzás átlagos erősségét jellemző \bar{K}_p indexszel és a $\bar{\psi}$ geoeffektívítási indexszel is. Ez a hipotézis tehát, legalább kvalitatíve, a féléves effektus összes ismert tulajdonságát magyarázza.

A féléves effektus az új felfedezések tükrében komplex, de végső soron kétségkívül a korpuszkuláris napsugárzás által szabályozott jelenség, amely szorosan összefügg a geomágneses effektussal. Bizonyítottnak vehető, hogy a sűrűségprofil változása a féléves effektuson belül ugyanúgy nem írható le egyedül az exoszferikus hőmérséklet változásának segítségével, mint a geomágneses effektus esetében.

9.§ Áttekintés az elmélet jelen helyzetéről

Ebben a paragrafusban vázlatosan ismertetjük azon elméleti jellegű kutatásokat, melyek célja a felsőlégköri sűrűség, hőmérséklet, nyomás, összetétel és mozgásállapot idő- és térfüggésének levezetése elméleti úton, alapvető fizikai feltevésekből kiindulva. Néhány ilyen elméleti eredményt a 2. és a 3.§-ban említettünk már, és kitértünk a problémára a történeti áttekintésben (1.§), valamint az egyes effektusok tárgyalásánál is.

Az elméleti modellek szempontjából a felsőlégkör ideális gáz vagy gyengén ionizált plazma, amelyben komplex fizikai és kémiai folyamatok mennek végbe. A korrekt elméleti tárgyalás megkívánja a hidrodinamika, termodinamika, semleges részecske - töltött részecske kölcsönhatás, energiaabszorpció és emisszió elméletének alkalmazását e közegre úgy, hogy a határfeltételeket, vagyis az energiaáramlást az alsólégkörbe és onnan vissza, illetve az interplanetáris térbe és onnan vissza pontosan ismerjük. A probléma teljes általánosságban túl bonyolult és nem kezelhető. A termodinamikai egyensúly feltételezésével a Boltzmann egyenletből valamennyi alkotóelemre külön-külön felírható egy egyenlet - a kölcsönhatások és a disszociáció figyelembe vételével - s ezen egyenletek együtt alkotják a hidrodinamikai egyenleteket. Ehhez járul a tömegmegmaradás törvénye a kontinuitási egyenlet formájában, az impulzus- és energiamegmaradás törvénye és az ideális gáztörvény. Mindezek együttesen egy másodrendű, nem lineáris differenciálegyenlet rendszerre vezetnek, melyben a 4 független változó az idő és a 3 térkoordináta, és összesen 6 skalármennyiség (ρ , p , T és a sebesség 3 komponense)

a tér és idő meghatározandó függvényei. Többen levezették és különböző egyszerűsítő feltételekkel megoldották már ezt az egyenletrendszert. A szokásos egyszerűsítések a következők:

- a./ bizonyos erők és energiaáramlási módok elhanyagolása,
- b./ a változók számának, másszóval a modell "dimenziójának" csökkentése, c./ az egyenletek egy részében a keresett paraméterek helyettesítése mérésekkel, vagy egyszerűbb elméleti modellekkel, s a megmaradó, nem teljes egyenletrendszer megoldása.

Az egyes elméleti próbálkozásokat Blum, Harris és Priester összefoglaló cikke alapján [29], a modellek dimenziószáma szerint vesszük sorra. Egydimenziós a már említett Harris - Priester modell, amely a fázisanómália megkerülésére önkényesen pótlólagos hőforrást vezet be. Ezen napszakos fázis- és amplitúdó-anómália megoldása azonban lehetséges horizontális mozgások bevezetésével is. A termoszférikus szelek sebességét korábban szisztematikusan alábecsülték, holott a napszakos bulge, mint láttuk (7.3 §) szükségképpen előidézi 100 m/s nagyságrendű szeleket. Harris megpróbálta kiszámítani az egyenlítő síkjában feltételezhető szelek erősségét, de az ionfékezés jelensége miatt erős semleges szelek léte a modellel nem volt összeegyeztethető (az ionok a geomágneses erővonalakhoz kötődnek, ezért erősen fékezik a semleges részecskék mozgását, a szelet). Csak az ionfékezést önkényesen tízedére csökkentve lehet olyan szélmodellt előállítani, amely a napszakos effektus fázisát és amplitúdóját a megfigyelthez közelíti.

A kétdimenziós modellekben már nagy horizontális és vertikális mozgásokat kell feltételezni. E modellek ugyan elvileg tökéletesebbek, de numerikusan nem megbízhatók. Volland kétdi-

menziós modelljének sajátossága, hogy a napi változásokat az alsólégkörből kiinduló hullámokként értelmezi. A modell az egyenlitő zónájára korlátozódik, és horizontális és vertikális tömeg- és energiatranszportot tételez fel. E modell szerint a termoszféra napszakos effektusának oka egyrészt a termoszféra EUV fűtése, másrészt az alsólégkörből gravitációs hullámok révén érkező hő, mint pótlólagos hőforrás. A hőmérséklet, sűrűség stb. napi változását hullámként fogja fel, amely egyrészt felfelé terjed az exoszférába, másrészt lefelé az alsólégkör irányába. Az alsólégkörben keletkező hullámok közül az ún. gravitációs hullámok átlépnek az alsólégkörből a termoszférába és - a paraméterek alkalmas megválasztásával - ilymódon generálható a megfigyelt napszakos változás fázisa és amplitudója.

A 3 dimenziós modellnek le kell írnia a napi effektus mellett az évszakos és szélességi változásokat is, például az említett hélium-bulge-t. Eddig Friedman, Volland és Mayr, valamint Harris és Priester kísérelte meg háromdimenziós modell felállítását. E modellekben a 3 független változó lehet például a földrajzi szélesség, helyi idő és magasság; Naphoz kötött koordinátarendszer esetén az időtől független kép alakul ki.

Friedman a Harris-Priester modell feltételeiből indult ki. A 120 km-en felvett határfelület paramétereit változtatva vizsgálta a modell alakulását. Ha felteszi, hogy 120 km-en is van napszakos, és napciklusos változás, akkor megkerülhető a pótlólagos hőforrás bevezetése és a Jacchia modell közepes szélességeken reprodukálható. 240 km fölött a modell már a határfeltételektől függetlennek tekinthető. Megvizsgálta a szelek hatását is, de a horizontális mozgások sebességére a megfigyeltnél lényegesen kisebb értékeket kapott.

Volland és Mayr modellje gömbharmonikusokkal írja le a változásokat. Elvileg nem különbözik Volland kétdimenziós modelljétől. Harris és Priester háromdimenziós modellje sem tér el lényegesen az eddigiektől, a horizontális hővezetés hatását elhanyagolhatónak találja.

Összefoglalva az elmélet pillanatnyi helyzetét Blum, Harris és Priester megállapítja, hogy bizonyos eredményeket értek el ugyan: a./ a szelek hatásának figyelembe vétele, b./ az ionfékeződés figyelembe vétele, c./ a dimenziók számának növelése vonatkozásában, de a teljes elmélet még nincs kidolgozva. Sürgősen szükség lenne új megfigyelésekre: a./ az alsó határfelület közelében a sűrűség, hőmérséklet stb. időfüggésének tisztázására, b./ a sűrűség és a hőmérséklet relatív fázisának, magasság- és szélességfüggésének vizsgálatára a napszakos effektuson belül, c./ a sűrűség és az összetétel szélesség- és évszakfüggésének tisztázására, d./ a szélmező magasságfüggésének kimérésére.

A korpuszkuláris sugárzással összefüggő felsőlégköri változások, mivel kvantitatív leírásuk és értelmezésük még hiányzik, nincsenek beépítve az elméleti modellekbe, ezért elkülönítve tárgyalhatók.

10.§ Konkluziók. A JACCHIA-program felépítése

Ebben a fejezetben megkíséreltük összefoglalni a semleges felsőlégkörre vonatkozó legfontosabb empirikus és teoretikus eredményeket - a kutatásaink tárgyát képező geomágneses effektus kivételével. Célunk kettős volt: egyrészt háttérrel szolgáltatni a további fejezetekben említendő effektusokhoz, megfigyelési té-

nyekhez és interpretációs kísérletekhez, másrészt bemutatni azokat a felsőlégköri modelleket, amelyekkel kutatásaink eredményeit összevetjük. A "háttérből" azokat a jelenségeket, megfigyeléseket és következtetéseket hangsúlyoztuk, amelyek közvetlen kapcsolatban vannak a geomágneses effektussal, vagy amelyek a kutatásaink fő eredményét képező (és a modelleknek ellentmondó) megállapításaink (lásd V.fejezet) szempontjából precedenst képviselnek.

E fejezet 7.1 és 8.§-ban hivatkoztunk saját, Illés Erzsébettel, illetve részben Horváth Andrással közösen kidolgozott és publikált eredményeinkre is. Minthogy e kutatások a disszertáció tárgyát képező geomágneses effektushoz közvetlenül nem kapcsolódnak, részletes ismertetésüktől eltekintettünk. Mindkét korábbi eredmény jelentős azonban abból a szempontból, hogy vizuális megfigyelésekre alkalmazva a III.fejezet 4.3 §-ban vázolt módszert, a periódusváltozás görbéje megkonstruálható, továbbá, hogy bizonyos esetekben a légköri fékeződésből levezetett sűrűséggörbén a Jacchia modellből nem következő, azzal ellentmondó strukturát tapasztaltunk.

Az e fejezet 5.§-ban összefoglalt és a világ több kutatóközpontjában egymástól függetlenül végrehajtott vizsgálatok azonban azt is bebizonyították, hogy a Jacchia-71 (illetve a CIRA-72) globálisan a felsőlégkör és változásai helyes képét adja, referenciául használható. A geomágnesesen zavart napokat leszámítva a termoszféra és az exoszféra sűrűségét e modell általában 15-20%-nál kisebb hibával határozza meg. Ezek után érthető, hogy a kutatók a felsőlégkörre vonatkozó új eredményeiket elsősorban e modellek javításaként formulázzák meg, akár közvetlen sűrűségmérésekről, akár valamelyik effek-

tus ujszerű leírásáról, akár az egyes paraméterek közötti kapcsolat új formájáról van szó. Nyilvánvaló volt, hogy vizsgálatunkban szükség lesz a Jacchia-71 modellnek, mint referenciának gyakori használatára, ezért célszerűnek látszott a modell beprogramozása.

A JACCHIA elnevezésű program a Jacchia-71 modell speciális, céljainknak megfelelően kibővített változata. Készült az MTA Csillagvizsgáló Intézetében 1972-ben ICT-1905 gépre, Algol-60 nyelven. Készítette Illés Erzsébet. Két részből áll, a BULGE elnevezésű rész a beadott pályaelemek alapján kiszámítja a mesterséges hold perigeumának térbeli helyzetét polárkoordinátákban a kérdéses időpontra és a perigeum irányának a Nap irányával, illetve a bulge maximumának irányával bezárt szögét. A második rész a Jacchia-71 modell alapján a kapott perigeumirányra, és λH -val a perigeummagasság fölötti helyre kiszámítja a $\log \rho$ -t és H -t, majd az eredményül kapott H -val iterálja a számolást.

A JACCHIA programban ezután következő kiegészítés a IV. fejezetben bevezetésre kerülő új paraméter, a geomágneses effektus intenzitását jellemző "ekvivalens időtartam" modellbeli értékének kiszámítására szolgál.