

II. A geomágneses effektus

1.§ A geomágneses aktivitás jellemzése, első kísérletek a légköri effektus leírására

A geomágneses tér intenzitásváltozásait némi késéssel hőmérséklet és sűrűségfluktuáció követi a felsőlégkörben. A jelenség részletes bemutatása megelőzi kutatási eredményeink tárgyalását.

A jelenség, amelyről az effektust elnevezték, nem kiváltó oka a felsőlégköri fluktuációnak, hanem csak korrelál vele. Régóta ismeretesek a geomágneses tér időszakos háborgásai, amelyek oka minden bizonnyal a Nap korpuszkuláris sugárzásában keresendő, bár a hatásmechanizmus nem tisztázott kielégítő mértékben. A geomágneses zavarokról, amelyek közül a nagy intenzitásukat viharoknak nevezik, évtizedekre kiterjedő megfigyelési anyag gyűlt össze a mágneses tér irányát és intenzitását regisztráló geomágneses obszervatóriumokban.

Az igazi geomágneses vihar a geomágneses tér globális átmeneti megváltozása. Közepes és alacsony szélességeken négy fázisa különböztethető meg: 1./ a vihar kezdete (SSC - storm sudden commencement), amely a H-nak tipikusan néhány tizgammányi megnövekedésével jár szinte egyidejűleg az egész Földön; 2./ a kezdő fázis néhány tizperces időszakában a H ezen gerjesztett állapota fennmarad; 3./ a rákövetkező fő fázis idején H a vihar előtti érték alá süllyed több órára, néhányszor tiz vagy száz gammával; 4./ a visszatérés fázisa, amikor visszaáll az eredeti állapot, rendszerint néhány napot tesz ki.

A nem az egész Földre kiterjedő, hanem csak az auróra övezetben jelentkező, meglehetősen gyakori "öbölháborgásokat"

az angol irodalom Polar Magnetic Substormnak nevezi. Ezek a "szubviharok" 1 - 6 órán keresztül mért, többszáz gammányi térerőingadozással járnak. Magyarázatuk eltérő az igazi viharokétól.

A háborgás intenzitásának mértékéül a mágneses térerősségvektor komponensei ingadozásának amplitudója használható, amely a mágneses regisztrumokról közvetlenül mérhető vagy becsülhető.

Az amplitudót 1939 óta szokás 0-tól 9-ig terjedő egész számokkal jellemezni, ahol 0 a geomágnesesen nyugodt napon, 9 a legnagyobb viharok idején mért, ugynevezett K-érték. A K_p érték leolvasására (becslésére) a térerősségvektor valamelyik komponensében minden állomáson 3 órás időközönként kerül sor. A +47,7 és +62,5 fokok közötti szélességi övben elhelyezkedő 12 geomágneses obszervatórium egyidejű és az obszervatórium helyzetének megfelelően korrigált méréseinek átlaga a planetáris geomágneses index, (Planetary 3-Hour Range Index). Ennek értékét szokás 0,33 egységnyi pontossággal megadni és 0, -, + indexekkel megkülönböztetni, vagyis $0^+ = 0,33$, $1^- = 0,66$, $1^+ = 1,33$, $2^- = 1,66$ stb. Ez a skála kvázi-logaritmikus, ezért Bartels nyomán kiterjedten használják a K_p lineáris skálára transzformált megfelelőjét, az "ekvivalens planetáris amplitudót" vagy a_p indexet, amely tehát a geomágneses zavar amplitudójának közelítőleg lineáris függvénye. Az a_p index egy napon belül mért 8 értékének átlaga az A_p index (Equivalent Planetary Amplitude).

Mivel az állomások átlagos földrajzi szélessége $+56^\circ$, mindkét index lényegében az aurora-zóna zavarait jellemzi. Használják ezen kívül még több geomágneses indexet, például

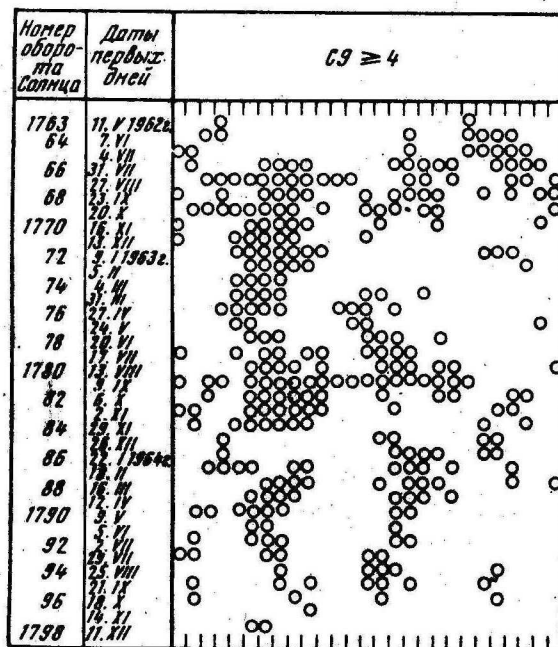
D_{st} (deviation storm time) elnevezéssel a geomágneses tér horizontális komponense (H) közepes eltérését a normálértéktől alacsony szélességeken (magas szélességeken ugyanis egy irreguláris zavarmező szuperponálódik rá, amely a szeparálást megnehezíti). Nagy zavarok idején a D_{st} hirtelen nő, majd lecsökken, és a K_p index maximuma után néhány órával előjelet vált, és minimális értéket ér el, majd visszatér az eredeti állapotba. Csak a D_{st} negatív értékei hozhatók korrelációba a légköri sűrűséggel. A D_{st} -vel szemben az AE (Auroral Electrojet Activity) index a magas geomágneses szélességeken mért aktivitásra jellemző. Az indexet az aurora zóna geomágneses állomásein mért $\Delta H(t)$ görbe amplitudójaként definiálják, ahol $\Delta H(t)$ a nyugalmi $H(t)$ értéktől való eltérés.

A K_p , A_p valamint a velük korreláló és szintén használatban lévő C_i , C_p és C_g geomágneses indexek a Journal of Geophysical Researchben rendszeresen megjelenő "Geomagnetic and Solar Data" elnevezésű táblázatokból olvashatók ki a kérdéses időpontra.

A geomágneses zavar időpontja azonosítható a megfelelő K_p vagy A_p görbe maximumának időpontjával, esetleg a felszálló ág közepével. Lehetőség van azonban arra is, hogy a mágneses zavar kezdetének időpontját (SSC vagy SI) néhány perces pontossággal meghatározzuk, és a "késést" ettől az időponttól számítsuk. Az SSC azonos azzal az időponttal, amikor a napszél egy plazmakoncentrációja elérte a magnetoszférát, vagyis ez a legkorábbi időpont, midőn a légkörben járulékos energialeadás jelentkezhetett.

Ami a geomágneses jelenség esetleges ciklikusságát illeti, a vizsgálatok eredménye nem egyértelmű. Az a_p és A_p sorozatok

stacionaritását vizsgálta Eljaszberg és csoportja [220] az 1964-68-as évekre. A vizsgálatok bebizonyították, hogy sem az a_p , sem a A_p index nem elégíti ki a stacionaritás követelményét, vagyis a geomágneses indexek sorozatának a jövőre való extrapolációja nem lehetséges. Az \bar{a}_p és \bar{A}_p éves átlagainak menete a kérdéses években nem követte a naptevékenység szekuláris menetét - mint erre a féléves effektussal kapcsolatban utaltunk már (I.8.§). Eljaszberg csoportjának autokorrelációs vizsgálatai bebizonyították, hogy ciklusról vagy periódusról a geomágneses indexek sorozatában legfeljebb csak egyes években beszélhetünk. Ugyanakkor Alfjorov, mint említettük, a zavart napok 27 napos periodicitását az 1960-70-es időszakban bizonyítottak tekinti (I.8.§). Példaképp bemutatjuk (5.ábra) az 1962-64 évekre konstruált diagrammját a zavart napok ($C_9 \geq 4$, ill. $A_p \geq 14$) időfüggésének 27 napos ciklikusságáról.



5. ábra

Az Alfjorov által vizsgált "zavart napok" természetesen a rekurrens viharok típusába sorolandók, és nem tévesztendő össze a lényegesen ritkább és erősebb "valódi" viharokkal. Feltehető, hogy geofizikailag különböző jelenségekről van szó, amelyek összefüggése a felsőlégköri sűrűségfluktuációkkal is eltérő jellegű. Az igazi viharok fellépésében semmiféle periodicitást kimutatni nem sikerült, legfeljebb annyi állítható, hogy napfoltmaximum idején fellépésük valószínűsége nagyobb. Mint említettük, a zavart napok sorozatainak ("vonulatainak") kezdőnapjai figyelemreméltó évszakos függést is mutatnak. Ez is igazolja azt a korábbi megállapítást, hogy az ekvinokciumok körül a geomágneses zavarok gyakorisága nagyobb.

Houtgast és Sluiters részletesen vizsgálta a geomágneses aktivitás évszakos menetét [78]. Először az 1890 óta rendelkezésre álló geomágneses indexeket 10 naponként közepelték, majd az eredményt egy empirikus formulával "nyugodt Nap állapotra" redukálták. Két éles maximumot kaptak márciusban, illetve szeptemberben, közte lapos minimummal (a napfoltminimumok éveiben a görbe alakja kissé eltérő). Ez a féléves periódusu görbe szinusz függvénnyel rosszul approximálható, lényegesen jobb közelítést kapunk, ha egy éves periódusu szinusz görbe felét alkalmasan megválasztott vízszintes tengelyre tükrözzük, vagyis

$$C_i = C_m - |A \sin (\lambda - \lambda_0)| \quad (1)$$

ahol C_m a C_i geomágneses index maximális értéke, A az amplitúdó, λ a Nap hosszúsága (mint az év fázisa), λ_0 a tavaszi maximumban felvett λ . Az így kapott görbe hasonló alakú a Nap deklinációja abszolút értékének változását leíró függvényhez. A

maximumok élessége meglepő, amelyet talán valamiféle rezonancia hoz létre. Jacchia mint empirikus tényt említi, hogy a geomágneses perturbációk a 27 napos naptevékenységi oszcilláció maximuma körül lépnek fel legnagyobb valószínűséggel, legalábbis az 1967-69-es időszakban [46]. Ebből azt a következtetést vonja le, hogy az $S_{10.7}$ -tel összefüggő, 27 napos sűrűség- és hőmérsékletváltozás tényleges amplitudója a megfigyeltnél kisebb, mert a geomágneses zavarok fellépésének említett tendenciája látszólag növeli az $S_{10.7}$ -től függő légköri változások amplitudóját. Ezért szerepel a Jacchia-71 modellben már nem 1.8 hanem 1.3 faktor a $(S_{10.7} - \bar{S})$ előtt.

A geomágneses effektusra vonatkozó kutatásaink megkezdése előtt megvizsgáltuk a módszereinkkel még kimutatható légköri geomágneses hatás fellépésének valószínűségét, és ezzel kapcsolatban kiszámítottuk a nagyobb geomágneses perturbációk előfordulási gyakoriságát is [212]. Az 1957 - 62 közötti évek anyagát használtuk (tehát napfoltmaximum időszakát), és a következő számszerű eredményeket kaptuk: A_p egy nap alatti megváltozása meghaladta a 100-at összesen 36 esetben, vagyis évi átlagban hatszor (ilyen vihar fellépése átlag kéthavonta várható). A_p megváltozása 2 nap alatt meghaladta a 100-at összesen 50 esetben (beleértve az előbbieket is), vagyis hathetente várható ekkora vihar fellépése. A_p megváltozása egy nap alatt 76, két nap alatt 89 esetben haladta meg a 60 egységet, vagyis ekkora zavarok fellépése átlagosan 4, illetve 3.5 hetente várható.

A kisebb zavarok jóval gyakoribbak. Egy rövidebb időszakra például $A_p \geq 100$ egy esetben, $A_p \geq 80$ két esetben, $A_p \geq 40$ 8 esetben, $A_p \geq 30$ 22 esetben, $A_p \geq 20$ 54 esetben volt.

Régóta ismeretes már, hogy a geomágneses zavarokat az ionoszféra zavarai kísérik. A rövidhullámu rádiózás szempontjából is jelentősek ezek az ionoszféra viharok, melyek tanulmányozására ujabban felhasználják a mesterséges holdakat is. Geostacionárius holdak VHF sugárzása Faraday rotációjának mérésével - elsősorban az egyenlítő körzetében - folyamatosan nyomon követhető az ionoszféra teljes elektrontartamának (TEC) változása; ugyanakkor ionszonda mérésekkel levezethető az N_{\max} elektron csúcssűrűség is [163]. Pozitív korrelációt találtak $\sum K_p$ és a nappali egyenlítői TEC változása között [204].

Az ionoszféra F rétegének viselkedéséről geomágneses viharok idején Mendillo publikált részletes elemzést [144], melyben 70 viharra vonatkozó méréseket dolgozott fel. Az F réteg elektrontartalmának jellemző változása geomágneses vihar idején a következő: a vihar kitörése utáni első délután jelentékeny elektrontöbblet tapasztalható egy közepes napi görbéhez képest. Kisebb maximum lehet a következő éjjel is, míg a 2., 3. és 4. napon általában elektronhiány mutatkozik. Szigorúan véve nincs két egyforma ionoszféra-vihar. A sarkok felé az első délutáni TEC maximum alacsonyabb és hamarabb lép fel. Az elektrontöbbletet függőleges áramlásnak tulajdonítja, amely friss plazmát hoz az F rétegbe, míg az elektronhiány magyarázatához a semleges légkörben az O/N_2 arány vihar idején tapasztalt csökkenését használja fel.

A felsőlégköri geomágneses effektust Jacchia fedezte fel 1959-ben az 1958 $\delta 1$ hold fékeződésének vizsgálatakor [89]. Még 1960 végén a SAO Baker-Nunn kameráinak felvételyanyagából Jacchiának sikerült 6 hold segítségével egy nagy geomágneses

vihar időszakára a felsőlégköri sűrűségingadozásokat 350 és 1120 km között meghatározni [90]. Ez a szerencsés eset, amelyhez hasonló párhuzamos mérés nagy időfelbontású megfigyelési anyaggal azóta is csak egyetlen esetben sikerült [98], nagyban hozzájárult a geomágneses effektus legfontosabb tulajdonságainak tisztázásához. Ugyancsak uttörő jelentőségű vizsgálat Jacchia és Slowey két másik, 1963-ból származó dolgozata [92], [91], melyekben 1961-62-es Baker-Nunn megfigyeléseket dolgoztak fel. A pozícióadatokból a szokásos módon vették le a periódusváltozási görbét, amelyből a nagyobb perturbációkat (sugárnyomás, luniszoláris effektus) szeparálva, igen jó időfelbontással kapták meg a hold légköri eredetű fékeződésének menetét. Az ily módon levezetett görbékről a napszakos, naptevékenységi és féléves effektus hatását leválasztva a megmaradó görbéken valamennyi geomágneses perturbáció idején a megfelelő sűrűségfluktuáció kimutatható volt. Az 1961 δ 1 holdnál 283 nap alatt 46 geomágneses perturbációt identifikáltak, vagyis átlag hatnaponta egyet.

E vizsgálatok alapján Jacchia felállított néhány empirikus összefüggést a geomágneses perturbáció A_p , K_p indexei és a megfelelő felsőlégköri sűrűség- és hőmérsékleti fluktuáció intenzitása között, és ezeket a formulákat építette be első modelljeibe.

Jacchia első megállapításai a következők voltak: a./ a geomágneses effektus globális jelenség, a geomágneses perturbációt követő felmelegedés 160 és 1000 km magassághatár között mindenütt egyidejűleg jelentkezik; b./ amplitudója, akárcsak a naptevékenység változásával összefüggő effektusé, a magassággal nő, és elérve a hélium övet csökkenni kezd, vagyis az effektus profilja megegyezik az EUV sugárzáshoz tartozó felsőlég-

köri fluktuációival; c./ késése a geomágneses indexek görbéjéhez képest kb. 6 óra; d./ a felsőlégköri sűrűségingadozást a modellel hőmérsékletváltozássá transzformálva, e hőmérsékletváltozás az A_p megváltozásával arányos és

$$\frac{\Delta T}{\Delta A_p} \approx 1.0 \quad (2)$$

E megállapításokat a későbbiekben javították és pontosították ugyan, de gyökeres revíziójukra a legutóbbi időkhöz nem került sor.

Az első észrevételek a geomágneses effektus amplitudóját az A_p -vel összekötő, empirikus kapcsolatra vonatkoztak. Kimutatták [94], hogy ΔT csak erős mágneses viharok idején arányos A_p megváltozásával, kis geomágneses háborgások idején K_p -vel arányos. Másszóval míg geomágneses viharok idején az a_p egységnyi növekedése 1°C melegedésnek felel meg a felsőlégkörben, addig geomágneses nyugalom idején az a_p növekedése 0-ról 10-re mintegy 65°C -nyi hőmérsékletnövekedéssel jár, ami 6.5-szöröse az előbbinek. Tapasztalat szerint $a_p > 50$ esetén a melegedés a_p lineáris függvénye, $a_p < 50$ esetén viszont $\log a_p$ -vel, vagy K_p -vel arányos. A Jacchia-65-ben szereplő formula már ezt tükrözi:

$$\Delta T_\infty = 1.0 a_p + 125^\circ (1 - e^{-0.08 a_p}) \quad (3)$$

Ugyanez az összefüggés található - csökkentett faktorial - a Jacchia-70-ben is:

$$\Delta T_\infty = 1.0 a_p + 100^\circ (1 - e^{-0.08 a_p}) \quad (4)$$

illetve az ezzel ekvivalens

$$\Delta T_{\infty} = 28^{\circ} K_p + 0.03 e^{K_p} \quad (5)$$

formula. A késést ezekben a képletekben az a_p -hez képest 6.7 órának veszi, vagyis ennyivel korábbi a_p érték-helyettesítendő a képletekbe.

Jacchia maga ismételten felhívta a figyelmet arra a tényre, hogy a geomágneses zavar karakterisztikus ideje olyan rövid, hogy a statikus légköri modell aligha írhatja le a hőmérséklet és a sűrűség változásait egyidejűleg. Midőn a modell ΔT_{∞} -t, mint K_p vagy a_p függvényét adja meg, hallgatólagosan azt az a priori teljesen valószínűtlen feltevést használja, hogy a felmelegedés során a hőmérsékleti profil alakja változatlan marad. Mivel geomágneses viharok idején főképp a sűrűség változásáról sikerült a mesterséges holdak fékeződésének megfigyelése révén információt szerezni, az összefüggéseket oly módon állapítja meg, hogy azok a megfigyelt sűrűségváltozásokat reprodukálják (K_p vagy a_p függvényében), és a hőmérséklet - fizikai jelentését figyelmen kívül hagyva - egyszerűen mint közbülső paraméter szerepel a formulákban.

Annak hangsúlyozására, hogy itt nem a szokásos értelemben vett T hőmérsékletről van szó, Lew a Harris-Priester modell egy Small által módosított változatát használva bevezeti a geomágneses effektus "melegítési paraméterét", s-t [131]. A Lew által javasolt összefüggés

$$s(t) = s_0(t) + 11.2 \bar{K}_p (t - \beta) + 0.012 \exp [\bar{K}_p (t - \beta)] \quad (6)$$

ahol \bar{K}_p a K_p indexek 0,4 napos csuszó közepeléssel meghatározott értéke az időintervallum közepéhez rendelve. A β időkésés nincs numerikusan megadva.

Nagel és Reigber kritizálta azt a széles körben elterjedt eljárást, amely K_p helyett annak 0,4 napos csuszó közepelésével képzett átlagát hozza a sűrűségváltozással korrelációba [149]. Bebizonyítják, hogy célszerűbb a megfelelő a_p értékek 0,4 napra közepelt értékeit használni, illetve az időintervallum közepéhez rendelni.

A geomágneses effektusra vonatkozó mérési anyagot az első években kizárólag a fékeződési vizsgálatok szolgáltatták. Az első in situ méréseket 1965-ben hajtotta végre az Explorer-17 hold sűrűségmérője segítségével Newton és csoportja [151]. Az utóbbi években gyakoribbá vált a hőmérséklet és a sűrűség közvetlen mérése geomágneses viharok idején, és ennek nyomán árnyaltabbá váltak az effektusra vonatkozó ismereteink, bár a geomágneses vihar előrejelzésének lehetetlensége miatt a vizsgálatok ma is főképp pályamegfigyeléseken alapulnak.

2.§ A légköri effektus késése a geomágneseshez képest

Vegyük sorra a felsőlégköri geomágneses effektus egyes jellemzőit! Bármely fluktuáció jellemzése történhet a kiváltó hatáshoz viszonyított fáziskéséssel, a jelenség lefolyását jellemző görbe alakjával, valamint amplitudójával. Mivel a geomágneses zavarokkal párhuzamosan fellépő felsőlégköri sűrűségfluktuációt kiváltó hatás ma még ismeretlen, a légköri reakció fáziskésését meghatározni nem tudjuk. A légköri jelenségnek a mágneseshez viszonyított késése azonban mérhető. A késés átlagértéke mellett fontos meghatározni függését a földrajzi helyzettől és a geomágneses zavar különböző jellemzőitől.

Az első vizsgálat során [92] Jacchia és Slowey az Explorer-9 1961-62-es megfigyeléseiből a ma elfogadottal figyelemreméltóan jól egyező $\overline{\Delta t} = 0.22$ nap = 5.2 óra átlagértéket kapott. Az anyag 46 eseményt tartalmazott és a késéseket mind a maximumok, mind a fel- illetve leszálló ágak közepe alapján levezették. A fenti érték a maximumokra vonatkozik, a felszálló ágakból ennél kisebb, a leszállókból nagyobb érték adódott.

Fontos vizsgálat tárgyává tenni az átlagkésés függését a geomágneses szélességtől, mert ettől az effektustól függ, hogy milyen intenzív és gyors transzportmechanizmus feltételezésére van szükség a sarkvidékről beáramló hő szétvezetésére az egész Földön. A San-Marco-1 egyenlitői hold néhány méréséből eredetileg arra következtettek, hogy a késés az egyenlitő körzetében elérheti a 9 órát [35]. De Vries, Friday és Jones 11 alacsony perigeumu hold radarmegfigyelésekből levezetett pályái alapján meglepően nagy szélességfüggést publikált [54].

Jacchia, Slowey és Verniani 1967-ben publikáltak egy a geomágneses effektusra vonatkozó, kiterjedt vizsgálatot - gondosan megválasztott holdak fotografikus megfigyelései alapján [95].

Az észlelések feldolgozása a differenciális pályajavítás módszerével történt (lásd III.fejezet), de a geomágneses effektus késésének meghatározásánál (tehát amikor csak a maximum időpontjára van szükség) nem végezték el a differenciálásokat, hanem közvetlenül a ΔM görbét használták. A ΔM görbe minimuma ugyanis időben nyilván egybeesik a P görbe (illetve Q görbe) maximumával, és ez a minimum Jacchia szerint a görbékről 0.1 nap

pontossággal leolvasható, gyakran egyszerűen szemmel becsülhető. A késés a K_p görbe ugyancsak 0.1 napra leolvasott maximumához viszonyítandó.

Jacchia etc. eredményei szerint $\overline{\Delta t} = 0.28$ nap = 6.7 óra $\pm 0.012^d$. A késés a használt intervallumon (250-550 km) belül nem függ sem a magasságtól, sem a vihar amplitudójától. Szignifikánsnak tekintik viszont a függést a szélességtől, mivel az anyagot két részre bontva

$$|\varphi| < 55^\circ \text{ esetén } \Delta t = 0.30 \pm 0.01 \text{ nap}$$

$$|\varphi| \geq 55^\circ \text{ esetén } \Delta t = 0.24 \pm 0.02 \text{ nap}$$

A legkisebb négyzetekkel kapott összefüggés

$$\Delta t = 0.308 - 0.00066|\varphi| \quad (7)$$

Römer Jacchia egyik holdjának (Explorer-9) ismételt feldolgozásából 1967-ben más eredményt kapott [171]. Römer az 1961-63-as Baker-Nunn felvételeket ugyanazzal a programmal dolgozta fel, mint Jacchia, de a késést az a_p görbe és a kétszeres differenciálás után kapott P görbe egymásnak megfelelő maximumai közötti időintervallumként definiálta. Az a_p görbén 0.2 és 0.4 napos simitást is alkalmazott. A kapott átlagos késésidők 100 zavar alapján

$$\Delta t = 0.220 \pm 0.015 \text{ nap } (a_p \text{ görbe})$$

$$\Delta t = 0.210 \pm 0.011 \text{ nap } (0.2 \text{ napos átlagolás az } a_p \text{ görbén})$$

$$\Delta t = 0.217 \pm 0.015 \text{ nap } (0.4 \text{ napos átlagolás az } a_p \text{ görbén})$$

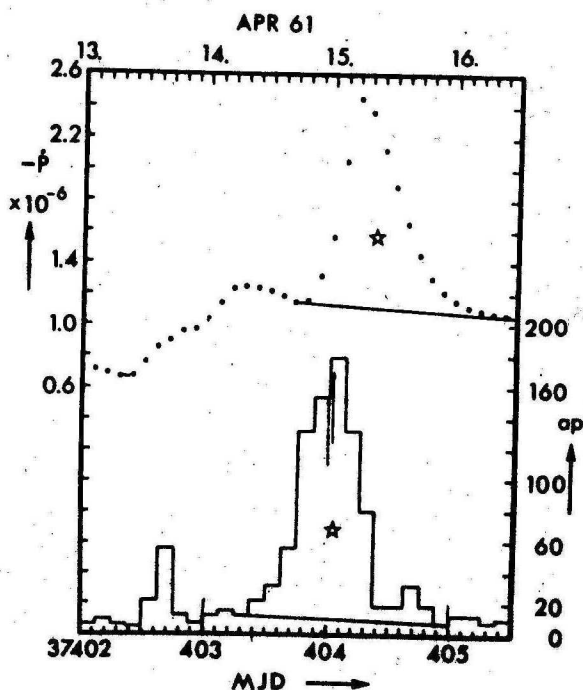
Römer sem a magassággal, sem a zavar amplitudójával, sem a perigeum szélességével, illetve helyi idejével nem talált korrelációt! A szélességfüggés hiánya meglepő, de meg kell jegyezni, hogy a hold kis inklinációjú volt (39°) s ezért a sarki zónák fölé nem jutott.

Lew 1969-ben megjelent cikkében azt állítja, hogy a késés függ a zavar intenzitásától és nyugodt időszakokban 0.5 nap, erős viharok idején csak 0.3 nap [131].

Az egyenlítői San Marco-2 holddal végrehajtott in situ mérések során átlag 0.25 napos késéseket mértek [35].

Nagyobb megfigyelési anyagon Römer [173]-ban igen beható vizsgálatokat végzett, amely az eddig felhasznált legnagyobb megfigyelési anyagon alapszik, és melyben valamennyi korrelációt részletesen elemzi. A megfigyelési anyag fotografikus, és az 1961-66-ban a SAO által észlelt 5 különböző Explorer holdra és az Injun-3-ra vonatkozik. A felvételek egy részét csak közelítő eljárással dolgozta fel (field reduced). A numerikus differenciálás eredményeképp kapott periódusváltozás görbék időfelbontása 0.1 nap; az azonos anyagból azonos módszerrel levezetett \dot{P} értékek jól korrelálnak Jacchia és Slowey megfelelő eredményeivel ($r = 0.96$). Rosszabb a korreláció a késésidőkben ($r = 0.80$), de az eltérés nem szignifikáns.

Römer megkísérelte pontosabbá tenni a késés meghatározását a vihar sűrűségprofiljának integrálásával. Komplikált profilu viharoknál ugyanis nehéz a maximum időpontjának kitűzése, és a maximumok időbeli eltérésének meghatározása. Az Explorer-9-re vonatkozó anyagban összesen 89 geomágneses zavar esetében meghatározta a zavar súlypontját mind a sűrűséggörbén, mind az a_p görbén. A súlypont levezetése úgy történt, hogy a már meghatározott \dot{P} illetve a_p görbét lépcsős függvénnyel közelítette, integrálta, és megkereste a görbék alatti terület súlypontját. Késésként a megfelelő súlypontokon átmenő ordináták időbeli különbségét definiálta (6.ábra).



6. ábra

Csertoprud Römertől függetlenül hasonló módszert ajánlott az $S_{10.7}$ és a megfelelő légköri változások közötti késés-idő meghatározására (lásd I.8 §). Előre utalva a IV. fejezetben bevezetésre kerülő "ekvivalens időtartam" fogalmára, e helyütt szeretném összefoglalni Rómer eljárásának - melyet egyébként az "ekvivalens időtartam" bevezetése után publikált - két alapvető hiányosságát: a./ nem veszi figyelembe, hogy a kérdéses integrált a P görbe numerikus differenciálásával majd integrálásával kapta, holott az a P görbéről közvetlenül leolvasható lett volna; b./ lényegében csak az időkésés vizsgálatára használja.

Rómer a 89 esetben kétféle módon, vagyis egyrészt a maximumok időeltéréséből (Δt_m) másrészt a súlypontokéból (Δt_{int}) levezetett késési idők között a

$$\Delta t_{int} = 1.05 \Delta t_m + 0.01 \text{ nap} \quad (8)$$

összefüggés állapítja meg, igen nagy szórással ($r=0.39$).

A 89 eseményből levezetett késésidők szórása nem csökkent, ha a maximumok helyett a súlypontokat használta. Ebből azt a következtetést vonja le, hogy az időigényes súlypontmeghatározási módszer sem pontosabb, és a továbbiakban eltekint használatától.

Ezekután megvizsgálta a kapott késésidők függését különböző faktoroktól. Először a vihar időbeli kiterjedésétől való függést analizálja, s ezért bevezeti a "zavarszélesség" fogalmát, mint a sűrűségmaximum és a megelőző minimum közötti időkülönbség kétszeresét (a leszálló ág gyakran mellékmaximumokkal komplikálódik). Szignifikáns összefüggést talált 210 adatkör alapján az 1961-66-os évekre és 250-800 km közötti magasságra a Δt késés és a $\Delta \tau$ zavarszélesség között:

$$\overline{\Delta t} = 0,13 \Delta \tau + 0,01 \text{ nap} \quad (9)$$

A korrelációs koefficiens $r = 0,53$. Volland elméleti uton 120-400 km között lineáris kapcsolatot tételez fel az energiát leadó hőforrás impulzusszélessége (lényegében a zavarszélesség) és az időkésés között [197], ami - legalábbis kvalitatív - egyezik Römer megfigyelésével.

Vizsgálható a késés függése a vihar intenzitásától. Lew említett állításával ellentétben Römer - legalábbis $K_p \geq 4$ maximumu zavarok esetében - nem talált összefüggést a késés és az általa bevezetett

$$x = \int_0^{\tau} \left(\frac{p}{p_0} - 1 \right) dt \quad (10)$$

mennyiség között, amely a vihar erősségét jellemzi.

Vizsgálható továbbá a késés függése a magasságtól, illetve annak a nyugalmi állapotnak a ρ_0 átlagsűrűségétől, amelyre

a vihar szuperponálódik. Römer szignifikáns korrelációt nem talált, a késés $\log \varrho_0 = -13$ és $\log \varrho_0 = -16$ körül gyakorlatilag azonos.

Részletesen vizsgálta a késés függését a földrajzi szélességtől. Előzőleg a (9) képlettel 173 késésértéket $\Delta\tau = 2$ napra normált, majd a φ függvényében ábrázolta. A kapott értékek nem mutatnak menetet a földrajzi szélességgel, bár megjegyezi, hogy a poláris zónából kevés a megfigyelés. Nem talált korrelációt a késés és $S_{10,7}$, a késés és a napszakos effektus fázisa, illetve a késés és a helyi idő között sem.

Az összes késésértéket (210 db) átlagolva

$$\overline{\Delta\tau} = 0,231 \pm 0,012 \text{ nap} = 5,5 \pm 0,3 \text{ óra}, \quad \tilde{\sigma} = 0,167 \text{ nap} \quad (11)$$

illetve 2 napos impulzusszélességre redukálva

$$(\overline{\Delta\tau})_{\Delta\tau=2} = 0,267 \pm 0,010 \text{ nap} = 6,4 \pm 0,2 \text{ óra}; \quad \tilde{\sigma} = 0,139 \text{ nap} \quad (12)$$

Valószínűnek tartja, hogy a tapasztalt nagy szórás a késési időkben a megfigyelési anyag analizisénél elkövetett elkerülhetetlen hibák következménye, hiszen a módszert "a végső határig" erőltetni kellett, hogy a megkívánt időfelbontást el lehessen érni.

Mielőtt rátérnénk az eredmények elméleti vonatkozásaira, ismertetünk még néhány újabb, a késés közvetlen meghatározására irányuló *in situ* eredményt. Carru és Waldteufel szerint [38] a termopauzában az ionhőmérséklet átlagos késése csak 4,5 óra, vagyis kevesebb a sűrűségfluktuáció késésénél; eszerint a geomágneses effektusban a melegedés valóban megelőzi a sűrűségnövekedést. Anderson részletes elemzést publikált az OGO-6 holdon elhelyezett Lockheed mikrofonos szonda által 1969-ben 400 km

magasságban gyűjtött sűrűségadatokról [15]. Ebben az időszakban volt egy nagy geomágneses vihar, és - tekintettel az OGO-6 poláris pályájára - sikerült a késés szélesség és hosszúságfüggését közvetlenül elemezni. Anderson megvizsgálta, hogy a

$$\rho_c = (a + b a_p) \cdot 10^{-15} \text{ g cm}^{-3} \quad (13)$$

tipusu relációkban milyen Δt -nél lesz a_p és a neki megfelelő ρ_c közötti korreláció optimális. Ezek alapján megállapítja, hogy a geomágneses zavarokhoz tartozó sűrűségváltozás a_p -hez képest csak 3 óra késéssel jelentkezik. A légköri reakció hosszúságfüggését nem sikerült kimutatnia.

De Vries az ugynevezett LOGACS-kísérlet során (lásd II.4 §) egy mesterséges hold akcelerométerével kapott, 1 perc időfelbontású sűrűségadatokból levezette a geomágneses effektus késését és annak szélességfüggését [55]. A késésidő a poláris zónában 90 percnél rövidebbnek adódott, de az egyenlítő körül elérte a 4.5 - 6 órát! De Vries ezek alapján (0° és 70° szélesség között) a

$$\Delta t = 7,5 - 0,11 |\phi| \text{ óra} \quad (14)$$

formulát javasolja, ahol ϕ a geomágneses szélesség.

Nisbet [155] a közvetlenül mért termoszferikus hőmérséklet igen hirtelen emelkedését tapasztalta az AE geomágneses indexhez képest. A késés magas szélességeken 1 óránál is rövidebb, míg az egyenlítőn 3-4 óra. Thuillier ennek alapján modelljében csak 3 órás késésidőt használt [190].

Jacchia legújabb modelljében [105] ezen in situ mérések alapján a késés szélességfüggését megkísérli figyelembe venni. Képleteiben azt a K'_p indexet kell használni, amely τ késés-

idővel megelőzi a kérdéses t időpontot, ahol

$$\tau = 0,1 + 0,2 \cos^2 \phi \quad (15)$$

nap és ϕ a McIlwain féle invariáns geomágneses szélesség, vagy egyszerűen a geomágneses szélesség.

Mint látható, a késésidő kérdésében ellentmondóak a megfigyelési eredmények. Ha a geomágneses effektust előidéző energia valóban az aurora-zónában jelentkezik, akkor a késés szélességfüggésének mértéke dönti el, hogy milyen sebességű transzportmechanizmust kell feltételezni a globális felmelegedés magyarázatára.

Az energialeadás magasságprofilja szempontjából viszont a késésidők magasságfüggésének esetleges kimutatása lenne döntő jelentőségű. Volland [197] elméleti úton arra az eredményre jutott, hogy egy az EUV sugárzáséhoz hasonló magasságprofilu hőforrás geomágneses zavarok idején a megfigyelésekkel összeegyeztethető késésidő-menetet ad. Thomas és Ching azonban azt is kimutatta [189], hogy (legalábbis a néhány órás magnetoszfé-
ra szubviharok esetére) a késésidőnek a magasságtól függenie kellene. Römer azonban ezt a jelenséget 250 km fölött nem találta.

Ha elfogadjuk azt a triviálisnak tűnő hipotézist, hogy az a_p és a neki valamilyen Δt késésidővel megfeleltetett \mathcal{Q} között egyértelmű függvénykapcsolat van, akkor a légköri vihar profiljának alakja tulajdonképpen nem hordoz külön információt, és tanulmányozása felesleges. Römer mégis összehasonlította a sűrűséggörbe felszálló ág középpontja és a rákövetkező maximum között eltelt idő $\Delta \tau$ értékét különböző magasságokra, ami tulajdonképpen a felszálló ág meredekségének, mint önálló

paraméternek a bevezetésével egyenértékű. Egységnek véve az Injun-3 hold 250 km magasságban meghatározott $\Delta\tilde{\gamma} = 0.42 \pm 0.19$ meredekségét, nagyobb magasságokban egynél kisebb értékeket kapott, vagyis a felszálló ág meredekebb. Römer ezt az eredményt nem tekinti szignifikánsnak. Sajnos e paraméter vizsgálata olyan nagy időfelbontást követel, hogy gyakorlatilag csak in situ mérések vehetők számításba.

Végül érdemes megemlíteni, hogy Römer néhány esetben, amikor erre lehetőség kínálkozott, meghatározta a már említett SSC vagy SI időpontokhoz viszonyított késést is. A késés átlaga

$$\overline{\Delta t} = 0,68 \pm 0,03 \text{ nap} = 16,5 \pm 0,6 \text{ óra} \quad (16)$$

(Feltűnő, hogy a szórás viszonylag kicsiny.) Az eredmények összevetése elméleti modellekkel a hőforrás jellegének meghatározására szolgálhat.

3.§ A légköri effektus intenzitása

A levegő sűrűségének és hőmérsékletének adott magasságban a geomágneses index egységnyi megváltozása esetén bekövetkező változása a légköri effektus második jellemzője. Általában a geomágneses effektus amplitudóját tekintik a légköri reakció intenzitását jellemző paraméternek. E felfogás korlátaira visszatérünk még (lásd IV.fejezet).

Ugyancsak általános szokás Jacchia nyomán a K_p maximuma és a megfelelő ΔT_{∞} maximuma közötti kapcsolatot vizsgálat tárgyává tenni arra hivatkozva, hogy a különböző magasságokban bekövetkező különböző sűrűségváltozások egyetlen ΔT_{∞} értékkel leírhatók (lásd (3) (4) (5) képletek). Annak ellenére,

hogy Jacchia és Römer is hangsúlyozza, hogy a hőmérséklet e számításokban nem több, mint a légsűrűség egy célszerű mértékszám, fizikai jelentés nélkül, mégis a legutóbbi időig nem történt kísérlet a vizsgálatokból való kiiktatására. A szokásos eljárás a következő. A megfigyelésekből először a már említett módon levezetik a P görbét, ebből a holdak hatáskeresztmetszetét és C_D -nek a magassággal változó értékét figyelembe véve a perigeumbeli légsűrűséget. A sűrűségváltozás amplitudóját a zavar előtti nyugalmi szint és a maximális sűrűség különbsége adja, ezt a Jacchia modell görbéivel hőmérsékleti amplitudóvá transzformálják (250 és 800 km, valamint 700 és 2000 fok hőmérséklet között az összefüggés egyértelmű). A komplikált profilu eseményeket kirekesztik a vizsgálatokból. Tekintve, hogy a sűrűséggörbe tényleges időfelbontása kb. 0,4 nap, az eredményt a 0,4 napos csuszóközepeleléssel kisimitott \bar{K}_p görbe amplitudójával vetik egybe. A felvett empirikus összefüggés alakja

$$\Delta T_{\infty} = C_1 K_p + C_2 \exp(K_p) \quad (17)$$

és a vizsgálat célja C_1 és C_2 optimális megválasztása, magasság, szélesség stb. függésének tisztázása. Az amplitudók hányadosa, $\frac{\Delta T_{\infty}}{\Delta K_p}$ az un. specifikus felmelegedés.

Römer a priori $C_2 = 0,03$ értéket tételez fel, és a tapasztalatra hivatkozva állandónak veszi. Ekkor C_1 valamennyi esetre meghatározható a

$$c_1 = \frac{\Delta T_{\infty}}{\Delta K_p} - 0,03 \frac{\exp(\bar{K}_{p2}) - \exp(\bar{K}_{p1})}{\Delta \bar{K}_p} \quad (18)$$

képlettel, ahol K_{p2} a vihar alatti maximum, K_{p1} a vihar előtti minimum értéke.

Először a kapott C_1 értékek szélességfüggését vizsgálja, elsősorban nagy inklinációju holdak alapján. Jacchia és Slowey már 1964-ben azt állította [93], hogy a specifikus felmelegedés 70° szélességen ötszöröse az egyenlítőinek. Későbbi vizsgálatok ezt a nagy különbséget ugyan nem igazolták, de szignifikáns menetet találtak a szélességgel. Römer valamennyi hold anyaga alapján levezette a

$$C_1(\phi) = (21,4 \pm 8,3) \sin|\phi| + 17,9 \quad (19)$$

összefüggést. Behelyettesítve

$$\Delta T(\phi) = (21,4 \sin|\phi| + 17,9) \bar{K}_p + 0,03 \exp(\bar{K}_p) \quad (20)$$

vagyis nagyobb szélességeken a specifikus felmelegedés nagyobb. A (19) összefüggést használja Römer arra, hogy az összes mért C_1 értéket $|\phi| = 30^\circ$ -ra redukálja. A (20) képletbe $\phi = 30^\circ$ -t behelyettesítve olyan összefüggést kap, amely a tapasztalattal jól egyező eredményt szolgáltat.

Az újabb vizsgálatok elsősorban a $\Delta T / \Delta K_p$ specifikus felmelegedés szélességfüggésével foglalkoznak. Nisbet és mások [155] alaposan megvizsgálták a jelenséget az OGO-6 fedélzeti mérései segítségével. A mérések háromféle hőmérsékleti adatot szolgáltatottak: 1./ az oxigén 6300 Å emissziós vonalának profiljából közvetlenül (T_A); 2./ az N_2 tömegspektrométerrel mért koncentrációjából számolt (T_N) 3./ az összsűrűségből számolt (T_ρ). A mérések 285 km magasságra vonatkoznak. A nyugodt időszakokra kapott eredményeket már ismertettük (I.5.1§). Egy geomágnesesen erősen zavart napon (1970.márc.8) a T_A és T_N éles növekedését észlelték a pólusok felé (közepes szélességeken kb. 26°C fok-

ként). Ugyanakkor a T_{ϕ} nem mutatta ezt a szélességi effektust, vagyis az összsűrűség növekedése a pólusok felé nyilván nem olyan erőteljes, mint a nitrogén-komponensé vagy a hőmérsékleté. Több, hosszabb időszak elemzése alapján megvizsgálták a specifikus felmelegedés függését a mágneses szélességtől ϕ mindhárom hőmérsékletfajtaára. Ha

$$\frac{\Delta T}{\Delta K_p} = K_0 + K_1 \sin \phi \quad (21)$$

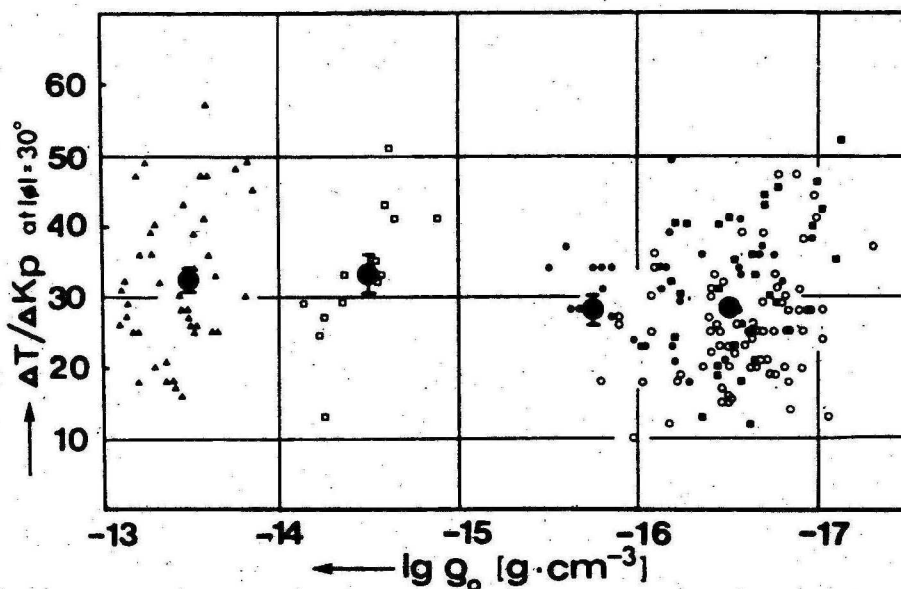
alakú, akkor K_0 mind T_A mind T_N esetében jóval kisebb, mint Römernél vagy Jacchiánál, K_1 pedig tízszer nagyobb a T_A és T_N esetében, mint amit T_{ϕ} illetve a Jacchia-71 modell kíván. A szélességfüggés az évszaktól nem függ, de a napszaktól valószínűleg igen.

Annak érdekében, hogy nemcsak a sűrűségváltozások, de a hőmérsékleti változások is megfeleljenek a valóságnak, Jacchia legújabb modelljében feltételezi a specifikus felmelegedés igen erős szélességfüggését, és az ebből következő sűrűsénövekedést a homopauza magasságának változtatásával (lényegében az oxigén koncentrációjának csökkentésével) kompenzálja. Thuillier és Barlier modelljében a specifikus felmelegedés ugyancsak $\sin^2 \phi$ -vel növekszik a sarkok felé [190].

Römer megvizsgálta $\frac{\Delta T}{\Delta K_p}$ függését a perigeum helyi idejétől is és az éjszakai, illetve nappali specifikus felmelegedés értékek között szignifikáns különbséget tapasztalt. Éjfél körül kb. 30%-kal nagyobb specifikus felmelegedés tapasztalható, mint délben. Ettől függetlenül a LOGACS mérések is igazolták, hogy a

hőforráseloszlásnak az éjszakai oldalon kifejezett maximuma van. Ugyancsak megvizsgálta $\frac{\Delta T}{\Delta K_p}$ függését a közepes T_∞ -tól vagy \bar{S} -tól, de semmiféle menetet nem talált.

Részletesebben térünk ki Römer vizsgálatainak két további, kutatásaink szempontjából jelentős részére. Az egyik a $\frac{\Delta T}{\Delta K_p}$ magasságfüggésére vonatkozik, és szorosan összefügg az- zal a már többször említett hipotézissel, hogy geomágneses vi- har idején a hőforrás magasságprofilja megegyezik az EUV hő- forráséval. Ez a feltevés az alapja a geomágneses effektus tárgyalásának Jacchia korábbi modelljeiben. A hipotézis egyen- értékű azzal az állítással, hogy a $\frac{\Delta T}{\Delta K_p}$ értékek magasságfüg- gést nem mutathatnak. A 7. ábrán Roemer a $|\phi| = 30^\circ$ -ra redukált



7. ábra

$\frac{\Delta T}{\Delta K_p}$ értékeket mutatja be, mint a magassággal változó $\log \zeta_0$ függvényét; középvértékeket képzett a $(-13, -14)$, $(-14, -15)$, $(-15, -16)$, $(-16, -17)$ intervallumokban. A megfigyelési anyag erősen aszim- metrikus, a két szélső intervallumban van a legtöbb megfigye-

lés. Az ábrán mutatkozó effektust, melyről Rőmer megállapítja, hogy "a t-teszt formális alkalmazása esetén a középértékek eltérése 95% valószínűséggel szignifikáns", mégsem fogadja el reálisnak, tekintettel az anyag inhomogén jellegére. A 7. ábra bizonyága ellenére megállapítja, hogy " $\frac{\Delta T}{\Delta K_p}$ -nek nincs szisztematikus menete a magassággal" és "ez az eredmény alátámasztja Jacchia empirikus következtetéseit és Thomas és Ching, valamint Volland azon elméleti interpretációját, miszerint a geomágneses zavarok idején járulékos energia a 150-200 km közötti magasságban disszipálódik, ugyanott ahol a szoláris EUV sugárzás abszorbeálódik, és hogy a két hőforrás egymáshoz hasonló magassági profillal rendelkezik". Az V.fejezetben ismertetésre kerülő eredményeink ennek a felfogásnak élesen ellentmondanak, és kvalitatíve tulajdonképpen ugyanazt igazolják, mint ami a 7. ábráról leolvasható lett volna, vagyis hogy 200-300 km között (itt az átlagos sűrűség logaritmus -13,-14) a légkör reagálása a geomágneses felmelegedésre szignifikánsan nagyobb, mint a felsőbb légrétegekben.

Hangsúlyozni kívánjuk, hogy különböző megfigyelési eredmények nyomán az utóbbi években erősen megrendült már az a felfogás, amelyet Rőmer az előző idézetben mint empirikus és teoretikus oldalról egyaránt szilárdan alátámasztott következtetést említ. Alacsonyan keringő holdak fékeződése és in situ mérések alapján bebizonyosodott, hogy 200 km alatt a légkör reagálása szignifikánsan nagyobb annál, mint ami a modellből, pontosabban a K_p emelkedésnek megfelelő ΔT_∞ -el megnövelt hőmérséklet-hez tartozó sűrűségprofilból következne.

Jacchia e mérések hatására 1971-es modelljében - legalábbis 200 km alatt - gyökeresen módosította a geomágneses effek-

tusra vonatkozó képleteit. A korábbi modellekben szereplő (4), (5) összefüggés érvényességét 200 km-nél nagyobb magasságra korlátozta, s 1971-es modelljében 200 km alatt a következő "hibrid formulával" helyettesíti

$$\begin{aligned}\Delta \log \varrho &= 0,012 K_p + 1,2 \cdot 10^{-5} \exp (K_p) \\ \Delta T_{\infty} &= 14^{\circ} K_p + 0,02 \exp (K_p)\end{aligned}\quad (22)$$

ahol a teljes sűrűségváltozás kiszámításához az első egyenletből következő sűrűségnövekményhez hozzá kell adni a második egyenletből adódó értéket. E hibrid formula hatására a modellből adódó T_{∞} változás kisebb a korábbinál. Lényegében arról van szó, hogy 200 km alatt geomágneses viharok idején a hőmérsékleti profil torzul, és a modell nem ad olyan egységes képletet, amely az egész felsőléggörre meghatározná a hőmérséklet vagy a sűrűség függését a geomágneses indextől.

E módosítás ellenére sok oldalról igazolódott, hogy 200 km magasság körül a modell a geomágneses effektust gyakran alulbecsüli. Walker például a Kozmosz-462 1972-75 közötti pályaváltozásainak elemzéséből arra a következtetésre jut, hogy a CIRA-72-vel a geomágneses effektust bizonyos esetekben "nem sikerült eliminálni" [236]. Ennek oka lehet természetesen az is, hogy az a_p változás nem minden esetben jelzi a mágneses vihar jelenlétét, mivel a mágneses obszervatóriumok mérései térben és időben nem teljesen folytonosak. Idézi ezzel kapcsolatban Trinks és mások [191] vizsgálatait, akik egy 1973-as geomágneses vihar in situ észlelésekor megállapították, hogy a mért felsőléggöri N_2 és Ar koncentráció növekedése idején a mágneses állomások a_p görbéi igen eltérőek voltak. Csak egyetlen mágneses állomás (Godhavn) görbéin jelentkezett egyértelműen a mágneses vihar, - annál, amely fölött a mestersé-

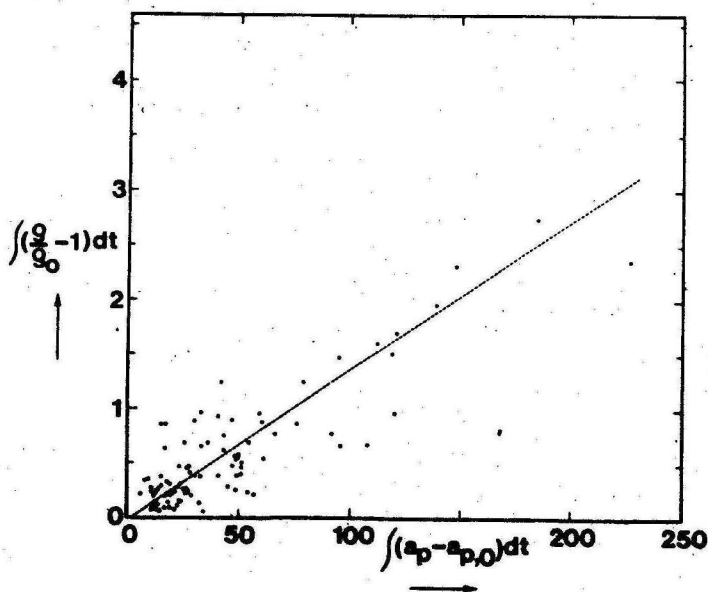
ges hold tömegspektrométere éppen működött.

A légköri reagálás interpretációjához tehát a fűtés térbeli és időbeli eloszlásának ismerete szükséges. Egyetlen hold méréseiből vagy fékeződéséből levezetett sűrűségadatok egybevetése globális (a_p , D_{st} , AE) indexekkel szerintük azért nem engedhető meg, mert az energia bevitele a légkörben lokális jellegű, és ezért lokális geofizikai paraméterekkel állhat csak korrelációban. Walker szerint ez a legvalószínűbb oka annak, hogy a viharok egy részénél a hatás a felsőlégkörben felülmúlja azt, amit a Jacchia-71 modell kívánna. Saját eredményeink birtokában (lásd V.fejezet) úgy tűnik azonban, hogy Walker az általunk felfedezett jelenséget észlelte 200 km magasságban, ezért nem tudta a Jacchia-71 modell segítségével megfigyeléseit reprodukálni.

Römer kutatásainak másik, számunkra érdekes vonatkozása a késésidőre vonatkozó vizsgálatok mellékterméke. Miután a késésidő pontosabb meghatározása érdekében bevezette a relatív sűrűségváltozás integrálját, és az Explorer-9 esetében 89 zavarnál kiszámította az integrál értékét, megvizsgálta az integrál függését a megfelelő a_p görbe integráljától (8. ábra). A két görbe integrálását ugyanarra a τ intervallumra végezte, és

$$\int_0^{\tau} \left(\frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right) dt = 0,0128 \int_0^{\tau} (a_p - a_{p0}) dt = 0,0127 \quad (23)$$

alaku, lineáris kapcsolatot állapított meg, $r = 0,84$ korrelációs koefficienssel. Következtetéseit érdemes teljes terjedelemben idézni: "Ez az eredmény mindenekelőtt a gyakorlati sűrűségmeghatározási eljárások értékelése szempontjából érdekes,



8. ábra

főképp a geomágneses effektusnak sztandard-feltételekre redukálásánál, mert ezáltal rendelkezésre áll egy a geomágneses zavarok egész skálájára érvényes lineáris összefüggés. Figyelemreméltó a 8. ábrán látható linearitás, amely a leg-erősebb geomágneses zavarokra is érvényes. Feltételezve, hogy az a_p számok a légkörben egy geomágneses zavar ideje alatt leadott energia mértékét képviselik, a Δa_p integrálja az egy geomágneses zavar időszakában a felsőlégkörbe járulékosan bejuttatott összenergiát adja. Az a tény, hogy ez a mértékszám a zavarok teljes skálájára a relatív sűrűségváltozás integráljával lineáris kapcsolatban áll, arra utal, hogy a felsőlégkör egy lineáris közvetítő ("Übertrager")".

Saját dolgozatainkat nem számítva tudomásunk szerint ez az egyetlen kísérlet a szakirodalomban az $\int_0^{\tau} \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} dt$ mennyiségnek, mint a geomágneses zavar összenergiáját képviselő pa-

raméternek a szerepeltetésére. Römer azonban nem veszi észre, hogy - amennyiben igaz vizsgálatainak az előbbieken idézett alapfeltevése - akkor $\frac{\Delta T}{\Delta K_p}$ független a magasságtól, de $\frac{\Delta \rho}{\Delta K_p}$ vagy $\frac{\Delta \rho}{\Delta a_p}$ nem, mivel a sűrűségváltozás amplitudója a magassággal erősen nő, majd a hélium-övet elérve csökken. Eszerint a két mennyiség integráljának hányadosa sem lehet független a magasságtól, vagyis egy (23) típusu összefüggés csak adott magasságban lehet érvényes. Römer ezen eredményeivel a későbbiekben részletesen foglalkozunk majd (V. 4.§) - néhány nagyobb geomágneses viharra általa kiszámított és publikált $\int_0^t \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} dt$ értéket pedig számításainkban felhasználtunk.

4.§ A geomágneses effektus in situ mérések alapján.

A kémiai összetétel változásai

Mielőtt áttérnénk a geomágneses effektus magyarázatát megkísérlő elméletekre, vázlatosan ismertetjük a nem a mesterséges holdak fékeződésének földi megfigyeléséből származó fontosabb eredményeket. Nagyobb, statisztikus vizsgálatokra ez az anyag ma még nem alkalmas, de egyrészt lényegesen nagyobb időfelbontása révén az effektus finomstrukturájára vonatkozó ismereteket szolgáltat, másrészt a légkör egyéb jellemzőinek (pl. kémiai összetétel) változásai is kimutathatók. Az alkalmazott mérési eljárás lehet vagy a holdon elhelyezett berendezéssel végrehajtott mérés, amely a./ közvetlenül a fékező közegre vonatkozik (gyorsulás vagy sűrűségmérés), b./ spektroszkópiai úton határozza meg a légkör egyes paramétereit (hőmérséklet, kémiai összetétel, szelek), vagy a földről radar- esetleg lézersugarakkal végrehajtott aktiv kísérlet, melynek során a sugarak szóródásából következtetnek a hőmérsékletre és a sűrűségre.

Nézzük meg a sűrűségváltozás menetét a holdon végrehajtott mérésekből levezetve! A hőmérséklet és sűrűség földrajzi megoszlása egy-egy geomágneses vihar idején annyira komplikált, hogy a fékeződés földi megfigyelése korlátozott időfelbontás miatt erről csak elkent képet szolgáltatathat. Az in situ mérések szerint egy mágneses vihar kezdetén erős hőmérséklet- és sűrűségnövekedés lép fel a sarki zónák fölött, innen a perturbáció meridionálisan terjed az egyenlítő felé, ahová kb. 7 óra elteltével, erősen legyengülve érkezik. E folyamat részleteit az akcelerométeres mérések segítségével tisztázták.

Először az 1968-ban közös rakétával felbocsátott OV 1-15 (Spades) és OV 1-16 (Cannon Ball-I) holdakon találunk akcelerométert a hold gyorsulásának közvetlen mérésére. A háromtengelyű akcelerométerrel mért gyorsulást sűrűséggé transzformálták, és elsősorban a geomágneses aktivitással való összefüggést vizsgálták [133]. A mért sűrűségváltozás 160-220 km magasságban kvalitatíve követi a K_p görbét, de jelentékeny eltérések is előfordulnak. Ez a megállapítás alacsony és közepes szélességekre vonatkozik, magas szélességeken a helyzet komplikáltabb: közepes geomágneses aktivitás idején az un. aurorazónában a vártnál nagyobb, magán az északi póluson viszont valamivel kisebb felsőlégköri reakciót mértek. A méréseket később, az 1971-ben felbocsátott Cannon Ball-2 és Musket Ball holdakkal megismételték.

Gazdag anyagot szolgáltatott a már említett amerikai LOGACS (Low G Accelerometer Calibration System) kísérlet is. A hold akcelerométere 1967 májusában egy nagyon erős geomágneses vihart is végigmért. A mérések eredményei (átlag percenként vég-

rehajtott, 10% pontosságú mérések -30° és $+90^{\circ}$ között, 220 km alatti magasságban) lényegében igazolták a geomágneses effektus szerkezetére vonatkozó felfogást [36], [56], [55], [162]. E szerint tehát a geomágneses aktivitás idején leadott energia az aurora-zónában jelentkezik, és onnan légköri hullámok és konvektív cirkuláció juttatja az egyenlítő fölé. A Logacs mérések alapján a felsőlégköri geomágneses jelenség finomstruktúrájára is fény derült. Geomágnesesen nyugodt napokon a poláris sapkában viszonylag alacsony légsűrűséget mértek. A vihar idején impulzusszerű hőleadás történik egy a sarki zónán belüli, keskeny szélességi övben, helyi időben éjszaka. (Érdeemes visszaemlékezni Römer eredményére, mely szerint a specifikus felmelegedés az éjszakai oldalon nagyobb, mint a nappalin lásd 3.§) A geomágneses zavar után néhány órával a sarki zóna nappali oldalán időszakos sűrűségcsökkenést mutattak ki, mely eléri a sűrűség 30%-át. Ennek hatására erős, az egyenlítővel párhuzamos szelek lépnek fel, melyek elérik a 1.5 km/mp-t. A LOGACS kísérletben, 150 km magasságban e szeleket ténylegesen meg is figyelték. Az aurora-zóna szélén a szélirány megfordulását észlelték.

A hold pályamenti sebességével összemérhető szelek fellépése azonban meghamisítja az akcelerométeres gyorsulásból levezetett sűrűségértékeket. Ha ugyanis feltesszük, hogy a képzetben szereplő "relatív sebesség" megegyezik a keringési sebességgel, akkor 40%-ra hibás sűrűségértékeket kaphatunk. Problémát okoz a LOGACS mérések értelmezésénél az is, hogy összehasonlításként milyen geomágneses indexet használjanak - minthogy a szokásos indexek (K_p , a_p) időfelbontása lényegesen rosszabb e mérésekénél.

Érdekes adatokat nyerhetünk a geomágneses zavarral párhuzamos sűrűség- és hőmérsékletváltozás menetére adott hely fölött a radarhullámok Thomson-szóródásából. A franciaországi Nancay radarjával például 1969 február 11-én geomágneses vihar idején mérték a termoszféra ionhőmérsékletét, és az atomi oxigén sűrűségét is meghatározták [199]. Először - mintegy másfél órás késéssel - hirtelen 300 fokos felmelegedést észleltek, ezt kb 10 órás periódusu, nagy amplitudóju oszcilláció követte az ionoszférában. A jelenség hullámtermészete nyilvánvaló volt. A hőmérséklet növekedése a poláris régióban általában nagyobb, mint az egyenlítő fölött (300 fok, illetve 80 fok 260 km magasságban). Ami a specifikus felmelegedést illeti, a Thomson szórásból levezetett kinetikus hőmérséklet változása nem jól egyezik a modellbeli értékekkel, Carru és Waldteufel szerint [38] C_1 jelentősen kisebb a vártnál.

Másik hasonló, közvetett jellegű eljárás a 6300Å-nél lévő atomi oxigén vonal Doppler-szélesedésének mérésén alapszik. E vonaldublett szélesedéséből a hőmérséklet a

$$v = \lambda \sqrt{\frac{2kT}{mc^2}} \quad (24)$$

képlettel vezethető le. A mérés elvi pontossága $\pm 50^\circ$. A Roble és mások által napfoltminimum idején mért Doppler-hőmérsékletek nagy szórást mutattak, de középértékük 3-400 km-en jól egyezett a modellértékkel [168]. Amikor viszont 1968. okt. 31-én egy intenzív geomágneses vihar leszálló ágán hajtották végre a mérést, a mért hőmérsékletek szisztematikusan alacsonyabbak voltak annál, mint ami a modellből következett volna.

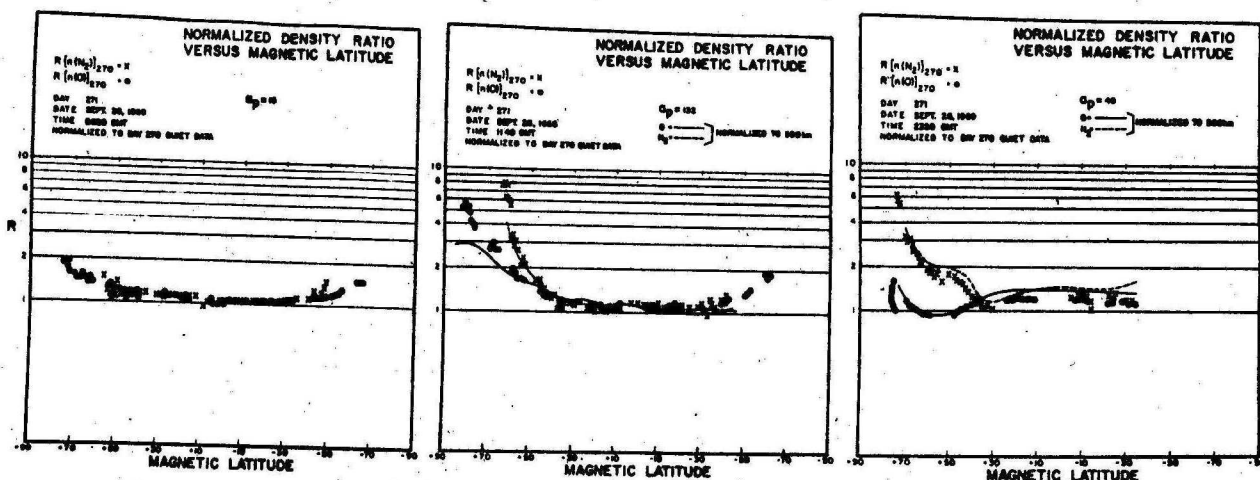
A statikus modell tehát valóban nem írja le a hőmérséklet változását geomágneses viharok idején adekvát módon.

Bizonyos előrelépést jelent e téren Thuillier modellje [61], amely a termoszféra hőmérsékletét közvetlenül Fabry-Perot interferométerrel meghatározott hőmérsékleti adatokból veszi. A modell konstruálása szférikus harmonikus analízissel történt oly módon, hogy kielégítse a rendelkezésre álló koncentráció-változási megfigyeléseket is. Figyelembe vették, hogy a geomágneses viharok idején az N_2 koncentrációja erősen növekszik a szélességgel, viszont az oxigéné magas szélességeken csökken. A He koncentrációja a poláris zónában minden magasságban csökken. Mindez együttvéve alakítja ki azt a helyzetet, hogy az össz-sűrűség növekedésében alig találtak szélességfüggést geomágneses viharok idején.

Nyilvánvaló tehát, hogy egy geomágneses vihar idején a felsőlégkör kémiai összetételének változása hordozza a legfontosabb információkat. Ilyen adatokat mesterséges holdakon elhelyezett tömegspektrométerek szolgáltatnak.

Az AEROS holdak tömegspektrométeres mérései alapján Römer és mások megállapították [174], hogy a pályafékezésből, illetve az in situ mérésekből levezetett perigeumkörnyéki össz-sűrűségi adatok általában jól egyeznek egymással, de a szórás jelentős (20% körüli). Ennek okát a pályafékezési adatok gyenge idő- és térbeli felbontásában látják. Egy geomágneses vihar idején (1973 jan. 21.) a tömegspektrométeres adatokból látszik a sűrűség hirtelen, lokális megnövekedése az aurora zónában, ugyanakkor ez a vihar a perigeumbeli fékezésést csak kevéssé befolyásolta.

Jelentős anyagot szolgáltatott az OGO-6 mérőszorozata. A hold 82° inklinációjú pályán, 400-1100 km között keringett, és kvadrupól jellegű tömeganalizátora az N_2 és O sűrűségét mérte (a hold által kapott eredményekből levezetett MSIS modellt korábban említettük már). A berendezéssel kapott egyik legfontosabb eredmény az 1969 szept. 28-i geomágneses viharra vonatkozik [187]. A mérési eredményeket a vihar három fázisára



9. ábra

a 9. ábrán mutatjuk be. Az N és O komponens sűrűségét a zavar előtti nyugodt nap átlagértékeire normalizálták. Látható, hogy a sűrűség hirtelen növekedése $11^h 40^m$ -kor a sarki zónában kezdődik, és itt a nitrogén sűrűsége sokkal erősebben növekszik, mint az oxigéné. Ez arra utal, hogy a sűrűsénövekedést valóban fűtés, a hőmérséklet növekedése váltja ki. Az OGO-6 mérései szerint ez a hőmérsékletnövekedés a sarkvidéken 100° volt. A vihar leszálló ágán elbonyolódott a helyzet, a légköri reakció

alacsonyabb szélességeken is megfigyelhető, miközben az O koncentráció magas szélességeken csökken.

Az utóbbi időben e témával kapcsolatban megjelent publikációk elsősorban a kémiai összetétel változásaival foglalkoznak geomágneses viharok idején. Az in situ mérések, mint látható, több oldalról bizonyították, hogy geomágneses viharok idején a fő összetevők koncentrációjában nagy változások tapasztalhatók, mert az egyes összetevők sűrűsége különbözőképpen reagál a hőmérséklet emelkedésére, ugyanakkor szélességi effektus is jelentkezik. Nisbet [155] egy nagy geomágneses vihar idején az O koncentráció anomális viselkedését a modell alsó határfelülete közelében, 120 km magasságban is kimutatta. A 40. mágneses szélességi fok fölött a koncentráció nagy mértékben csökkent a vihar idején, ami a magas szélességekről az egyenlítő felé irányuló szelek következménye lehet. Ez a transzport megváltoztatja az O koncentrációját a magaslégkörben és természetesen nem egyeztethető össze a statikus diffuzió modellel.

Ujabb bizonyítékokkal szolgált az ESRO-4 tömegspektrométere, amely 9 másodpercenként mérte az N_2 , O, Ar és He koncentrációját 280-350 km magasságban. A mért változások az egyes elemek koncentrációjában időben és térben komplex szerkezetűek, és a fluktuációkban kb. 30% amplitudójú "hullámok" is fellépnek, melyek horizontális kiterjedése elérheti a több ezer kilométert [164]. Közepes és magas szélességeken 24 órás ingadozást mutattak ki a geomágneses szélesség változásával párhuzamosan (tudniillik a Föld rotációja következtében). A légköri reakciók eltérőnek bizonyult gyors geomágneses viharok és hosszantartó geomágneses aktivitás esetén, továbbá

erősen különbözik az egyenlítőn, közepes illetve magas szélességeken. Az egyenlítőn mágneses viharok idején e négy összetevő koncentrációja a K_p -vel párhuzamosan változik, 8 órás késéssel. Közepes és magas mágneses szélességeken azonban vihar idején N_2 és Ar a K_p -vel fázisban, He viszont ellentétesen változik, az O koncentrációja állandó. Hosszantartó geomágneses aktivitás idején az O és He koncentrációja együtt változott [103].

Mindezen jelenségeket Jacchia, Slowey és von Zahn a homopauza magasságában (z_H) bekövetkezett változásnak és egy, az egyenlítő felé irányuló szélnek tulajdonítja [103], [104]. A homopauza magasságában a közepes molekulasúly megegyezik az N_2 molekulasúlyával, ezért a z_H változása nem befolyásolja N_2 koncentrációját, viszont a többi összetevőét igen. Valamely összetevő koncentrációjának megváltozása vihar idején tehát egyrészt a dT hőmérsékletváltozás, másrészt a homopauza dz_H magasságváltozásának következménye

$$d \log n_i = \left[\frac{\partial \log n_i}{\partial T} \right]_T dT + \frac{\partial \log n_i}{\partial z_H} dz_H \quad (25)$$

A dz_H/dT hosszantartó geomágneses aktivitás idején nagyobb lenne, mint egy gyors lefolyású vihar esetében, amikor még nem tud beállni egy újabb egyensúlyi állapot. A geomágneses effektus leírását Jacchia legújabb modelljében [104] ezekután úgy módosította, hogy valamennyi komponens koncentrációja az exoszferikus hőmérséklet növelésével fellépő "termikus" sűrűség-növekedésből (és a H skálamagasság ennek megfelelő változásából), a homopauza magasságának megváltozásából, végül egy, az egyenlítő felé haladó sűrűség-hullám (ez egyformán hatna

valamennyi légköri összetevőre) hatásából összegeződjön. Az i. összetevő koncentrációjában fellépő változás

$$\Delta \log n_i = \Delta_T \log n_i + \Delta_H \log n_i + \Delta_e \log n_i \quad (26)$$

ahol az első tag a terminális komponens, amely egy ΔT_∞ hőmérsékletnövekedésből a modell képleteivel számolható. A hőmérséklet növekedése a következőképp függ a geomágneses indextől és szélességtől

$$\Delta T = 57,5 K'_p \left[1 + 0,027 \exp(0,4 K'_p) \right] \sin^m \phi \quad (27)$$

ahol K'_p a τ késésidő (lásd 2.§) figyelembe vételével korábban számított K_p , és ϕ a McIlwain féle invariáns geomágneses szélesség, amely azonban a szokásos geomágneses szélességgel is helyettesíthető. Az $m = 4$, bár alacsonyabb szélességeken $m = 3$ is megengedett. Az adott magassághoz tartozó ΔT a ΔT_∞ -ből a stokásos módon levezethető. A második tag a homopauza változásából származik, amely

$$\Delta z_H = 5 \cdot 10^3 \sin h^{-1}(0,010 \Delta T) \quad (28)$$

ahol z_H méterben szerepel. Innen

$$\Delta_H \log n_i = \alpha_i \Delta z_H \quad (29)$$

ahol α_i a különböző alkotó elemekre különböző:

$$\alpha_{Ar} = 3,07 \cdot 10^{-5}$$

$$\alpha_{O_2} = 1,03 \cdot 10^{-5}$$

$$\alpha_O = -4,85 \cdot 10^{-5}$$

$$\alpha_{He} = -6,30 \cdot 10^{-5}$$

és $\alpha_{N_2} = 0$

Végül a 3. tagot az említett egyenletői hullám hozza létre, amelyről felteszi, hogy terjedési ideje megegyezik a hőhátásával (τ)

$$\Delta_e \log n_i = \Delta_e \log \rho = 5,2 \cdot 10^{-4} A \cos^4 \phi \quad (30)$$

ahol

$$A = 57,5 K'_p \left[1 + 0,027 \exp (0,4 K'_p) \right] \quad (31)$$

A 2. és 3. tag feltételezése nyilvánvalóan eltérést jelent Jacchia korábbi felfogásától, amely 200 km fölött egyedül a termális komponenst ismerte el. Ez a javítás azonban elsősorban azt célozta, hogy figyelembe vegye egyrészt a jelentős összetételbeli változásokat vihar idején, másrészt a tapasztalt erős szélességfüggést, ezért az együtthatókat úgy választotta meg, hogy reprodukálja az ESRO-4 által mért koncentrációváltozásokat. A megfigyelési anyag - amely azonban csak egyetlen igazi vihart tartalmazott - az új formulákkal értelmezhető volt, legnagyobb eltérést a He esetében tapasztaltak. A Jacchia-77 modell ellenőrzése azonban korántsem fejeződött be, hiszen e modellből például az következne, hogy a mágneses egyenlítőn, ahol $\phi = 0$ és $\Delta T = 0$ egyáltalán nincs geomágneses effektus. Ez, mint erre Walker rámutatott [202] ellentmond a megfigyeléseknek.

Mivel a Jacchia-77 modell elsősorban az in situ mérések leírására készült és az összsűrűség magasságfüggését jelentősen nem módosítja, ezért vizsgálataink eredményeit változatlanul a Jacchia-71 modell adataihoz viszonyítottuk. Nem jelent lényeges különbséget az sem, hogy az új modell nem a földrajzi, hanem a geomágneses szélességet használja, hiszen

a pályafékezésből származó, egy napnál nem jobb felbontású adatok esetében a Föld rotációja miatt a kettő megkülönböztetése értelmetlen.

Összefoglalásul megállapítható, hogy az említett "közvetlen" módszerek nagy szerepet játszanak a gyors, vagy rövidperiódusú felsőlégköri sűrűségfluktuációk vizsgálatában, mivel időfelbontásuk lényegesen felülmúlja a hagyományos módszerekét. Hosszabb karakterisztikus idejű változások kutatásában viszont hátrányos, hogy még jelenleg is problémát okoz a kérdéses felületi berendezések megbízható kalibrálása. Arról sem lehet szó, hogy a geomágneses effektus kutatásában az in situ mérések teljesen feleslegessé tennék a hagyományosnak mondható módszert, vagyis a mesterséges holdak pályaelemváltozásainak megfigyelését. Mint Römer helyesen megjegyzi [173], ezen utóbbi eljárásra még sokáig szükség lesz, hiszen ez az egyetlen lehetőség például egy geomágneses vihar egyidejű megfigyelésére több magassági szinten - úgy ahogy Jacchia tette az 1967 májusi vihar esetében [98]. A fékezés megfigyeléséből származó eredményeket a nagy térbeli és időbeli felbontást biztosító in situ mérések eredményeivel összekapcsolva folytatni kell a hőforrások és az energiatranszport kérdésének vizsgálatát geomágneses zavarok idején.

5. § A geomágneses effektus elmélete

Valószínű, hogy a geomágneses effektus nem is egységes jelenség, hanem a modelleknek a geomágneses index és a hozzátartozó felsőlégköri sűrűségváltozás vonatkozásában differenciálniuk kellene aszerint, hogy 1./ mágnesesen nyugodt időszakról, 2./ szubviharról, 3./ rekurrens viharról, illetve

4./ egyéb globális viharról van-e szó. Az elméleti interpretáció sem adhat egységes magyarázatot e négyféle jelenségre. Az ebben a fejezetben ismertetett interpretációs kísérletek többnyire az első három, gyakrabban előforduló típusra vonatkoznak, míg saját vizsgálataink elsősorban a 4. típusra érvényesek.

A felsőlégkörben geomágneses zavarok idején hőmérséklet- és sűrűsénynövekedést okozó energiatöbblet - ebben valamennyi elmélet egyetért - végső soron a napkitörés által megzavart napszél-plazma megnövekedett energiájából származik. Igazolja ezt a megállapítást a már 1963-ban a Mariner-2 révén kimutatott lineáris kapcsolat a K_p és a napszél v sebessége között:

$$v = 330 + 67,5 K_p \quad (32)$$

[184]. Később Bobrov rekurrens viharok esetére is igazolta ezt a kapcsolatot [31]. A napszél - és a Nap korpuszkuláris sugárzása általában - hatalmas energiát képvisel, amely jelentős mértékben hozzájárulhat a felsőlégkör fűtéséhez. Volland és Mayr szerint a korpuszkuláris fűtés kb. 17%-a, Jacchia szerint 30%-a az EUV sugárzás hőhatásának. Az I.8.§-ban foglalkoztunk az- zal az elképzeléssel, hogy a féléves effektus is lényegében a korpuszkuláris sugárzás hatására jön létre, valamint azzal, hogy a hónapos ciklusú felsőlégköri ingadozásban is jelentős szerepet játszik [88].

A geomágneses effektus esetében komoly, és lényegében máig megoldatlan probléma azonban azon energiatranszport hatásmechanizmusának működése, amely a megzavart korpuszkuláris áramlás- tól elvezet az előző paragrafusokban ismertetett felsőlégköri

jelenségekig. A (32) kapcsolat sem segít a magyarázatban, mivel a napszél energiahozama még megnövelt plazmasebesség esetén sem változik lényegesen. Csak annyi bizonyos, hogy a napszél normál, 330 km/s-os sebességű főkomponense még nem vált ki észlelhető zavarokat a geomágneses térben és a felsőlégkörben, de a megnövelt sebességű plazma már igen.

A rekurrens viharok felépítését Bartels a Nap közelebről nem definiált aktivitási zónáinak, "M-régióinak" tulajdonította. Az M-régiókat az 1973-ban a Skylab űrállomás naptávcsővével felfedezett koronalyukakkal azonosították, amelyek bizonyíthatóan a bolygóközi térbe kilépő korpuzkuláris áramok forrásai. Burlaga és Lepping szerint [37] ez az áram a bolygóközi térben felgyorsul, miközben lökéshullám jön létre. A geomágneses aktivitást a Földön a front V sebessége, valamint a bolygóközi mágneses tér déli komponense, B_z együtt szabja meg, amennyiben a hatás $\underline{E} = -\underline{V} \times \underline{B}$ miatt az interplanetáris elektromos téren keresztül érvényesül. Ezért a kölcsönhatási zónában először B_z nagy amplitudóju, gyors fluktuációi, majd a növekvő V áramlási sebesség miatt kvázistacionárius elektromos tér jön létre, ami elhuzódó geomágneses vihart gerjeszt. Mivel a koronalyukak több naprotáción keresztül fennállnak, a geomágneses viharok 27 napos rekurrenciája magyarázható. Kérdés, hogy ez az elmélet más típusu geomágneses viharokra is alkalmazható-e.

Milyen uton kerül a semleges felsőlégkör fűtéséhez szükséges energia a felsőlégkörbe geomágneses viharok idején? Ez az energia-szükséglet igen jelentős és $a_p^{1/2}$ -del nő. Egy igen erős, $(a_p)_{\max} = 400$ geomágneses zavar integrált energiaszükséglete $6 \cdot 10^{14}$ erg, egy 1 cm^2 alapu légköri oszlop-

ban. A felsőlégkör melyik rétegében rakódik le az energia, és hogyan terjed át látszólag időkésés nélkül az egész termoszférára és exoszférára? Ha az energia, mint általában felteszik, csak a sarkok körül egy keskeny zónában éri el a légkör kérdéses rétegét, mi az a rendkívül intenzív transzportmechanizmus, amely nagyon rövid idő alatt horizontális kiegyenlítődést tud létrehozni az egész légkörben?

A különböző szerzők által javasolt energiaátviteli mechanizmusok a következők:

a./ Aurora-részecske lecsapódás és Joule-fűtés az "aurora electrojet"-ben, illetve elektromos áramok okozta Joule fűtés [48].

b./ Magnetohidrodinamikai hullámok, amelyek felülről érik el a termoszférát. A hullámokat vagy az ionosféra szórja szét, vagy csatolás lép fel a semleges légkörben (a semleges gáz ionjai és elektronjai együttrezgésbe jönnek a 10 Hz alatti frekvenciájú hullámmal) [196].

c./ Nagyléptékű hullámmozgás 100 km magasság körül, amely geomágneses aktivitást és fűtést okoz [150].

d./ Légköri gravitációs hullámok energiadisszipációja az aurora zónában [74].

Mindezen hipotézisek közös problémája, hogy egyrészt a feltételezett energiaátadási mechanizmusnak rendkívül hatékonynak kellene lennie, hogy a beérkező plazma globális felmelegedést hozhasson létre, másrészt igen gyors horizontális transzport-mechanizmust kell feltételezni.

Cole részletesen megvizsgálta mindezen feltételezett energiaforrások relatív jelentőségét [49]. Legjelentősebbnek az a./ mechanizmus látszik. Mivel a sarki fény és a mágneses há-

borgások jelensége szinte állandó a sarkvidékeken, feltehető, hogy még ilyen nyugodt időkben is ionoszféra áramok szórják szét az energiát, lényegesen hozzájárulva a termoszféra energiamérlegéhez. Ilyenkor a termoszférába több energiát visz be az elektromos terek joule disszipációja, mint a részecske lecsapódás. Mágneses viharok esetén viszont az öbölháborgás folyamatossá válik, ilyenkor a protonok lecsapódása révén is jelentős hőmennyiség jut a termoszférába, amely elegendő ahhoz, hogy 100 km fölött a légkör egyensúlyi állapota megszűnjön. Ugyanakkor az ionoszféra elektromos áramai (a másik hőforrás) kiterjednek alacsonyabb mágneses szélességekre is.

Először az IMP-5 mesterséges hold megfigyelései szolgáltatottak közvetlen adatokat a semleges pont környékén a magnetoszférába lépő, és a mágneses erővonalak mentén a sarki atmoszférába kerülő korpuzkuláris sugárzásról, amely a semleges részecskékkel való ütközés következtében egy keskeny zónában ($\varphi \sim 65^\circ$), mintegy 100 km magasságban hőhatást fejt ki [156].

Allan, aki a LOGACS kísérlet mérései alapján elemezte az 1967 május 22-i, nagy geomágneses vihar lefolyását [4], röviddel a vihar kezdete után a sűrűségben olyan hullámszerű strukturát talált, amely szerinte elárulja, hogy hol kerül az energia a termoszférába. A hullám maximumai olyan geomágneses szélességek fölé esnek, hogy feltehető, hogy a fűtés a mágneses pólusok, ezen lecsapódási zónák és a mágneses egyenlítő fölött történik. Az utóbbi arra utal, hogy az egyenlítő fölötti gyűrűáram protonjai a vihar kezdetekor belépnek a sugárzási övbe, és töltéscsere ütközéssel átadják energiájukat.

Az ütközések hatására különböző felsőlégköri jelenségek jönnek létre, az energiaveszteség számolható, mint a magasság függvénye. Thomas és Ching néhány órás magnetoszféra szubviharok esetére vizsgálta a hőmérséklet- és sűrűségváltozások magasságprofilját és időbeli változásait [189]. Legjobban egy 140-160 km magasan lévő, 4-5 órás hőforrás feltételezése egyeztethető össze a megfigyelésekkel. Minthogy ez lényegében ugyanaz a magasságtartomány, ahol az EUV abszorpció fűtő hatása érvényesül, természetes lenne, hogy a kétféle fűtés eredő sűrűségprofilja is azonos.

A termoszféra reagálását egy izolált szubvihar idején jelentkező fűtésre Richmond és Matsushiba is vizsgálta elméleti úton [167]. A számítógépi modell szimulálja a termoszfé-
ra változásait magas szélességeken fellépő áramok és lecsapódó részecskék esetén. Az aurora zónában belépő energia hatására 400 km magasságban valóban szelek lépnek fel, melyek közül legfontosabb a pólus és az egyenlítő felé irányuló, 750 m/s sebességű, horizontális szél. Magában az aurora zónában keletnyugat irányú és vertikális szelek is jelentkeznek, melyek nemcsak energiát szállítanak, hanem megváltoztatják a termoszféra összetételét és az ionoszféra sűrűségét is.

Egy szubvihar alatti változások tényleges kimutatására rakétás megfigyelési kampányt is szerveztek Norvégiában [188]. A mérések célja az energiabevitel meghatározása, illetve hatásainak megfigyelése volt.

Volland - feltételezve, hogy a különböző felsőlégköri sűrűség- és hőmérsékletfluktuációk karakterisztikus idejük szerint szeparálhatók - a termoszféra dinamikáját a perturbációszámítással eredményesen tárgyalta [197], [196]. Ezen

lineáris elmélet empirikus következménye egy - Römer által megfigyelt! - lineáris kapcsolat az energialeadó hőforrás impulzusszélessége és a geomágneses zavar időközése között. A Volland féle lineáris elmélettel jól egyezik a Römer féle (23) képlet is. A lineáris kapcsolat a felsőlégkörbe szállított járulékos energia és a kiváltott összhatás között azt jelenti, hogy a felsőlégkör valóban "lineáris átvevőként" működik.

Volland és Mayr részletesen foglalkozott az OGO-6 tömegspektrométeres eredményeinek interpretációjával is. Az oxigén koncentrációjában mutatkozó "lemaradás" szerintük magyarázható erős termoszférikus szelek fellépésével 250 km alatti magasságban. Összehasonlítva a részecske-csapadék okozta fűtést, amelyben vertikális illetve a magnetoszférikus Joule-fűtést, amelyben meridionális szelek dominálnak, megállapítják, hogy valószínűleg mindkét mechanizmus aktív a felsőlégkörben [141].

Teljes általánosságban is megvizsgálták a termoszféra reagálását [142] háromdimenziós légköri modelljük (lásd I. 9.§) felhasználásával. A különböző szerkezetű hőforrások hatását a légkörre harmonikus analízissel tanulmányozták. Megadható olyan energiaforrás, amely a megfigyelt fontosabb jelenségeket (N_2 , O és He eloszlása, hőmérséklet és szélmező) kielégítően reprodukálja. A fűtés maximuma 150 km magasságban jelentkezik, innen az energia egy része hővezetéssel, más része globális légköri cirkuláció révén lejut az alsólégkörbe, befolyásolva a hőmérsékleteloszlást és ezen keresztül a kémiai összetételt is.

Összefoglalva az elmélet helyzetét megállapítható, hogy a geomágneses zavarok idején fellépő felsőléggörri fluktuációk forrását a napszél energiatartalékában kell keresni, amelyet a naptevékenység bizonyos, közelebbről meg nem határozott komponense hoz létre. Az energialeadás egy keskeny zónában a pólusok körül részben részecskelecsapódás, részben Joule-fűtés formájában realizálódik a semleges felsőléggörben valahol 150 km alatt. Az energiát gyors dinamikai folyamatok (vertikális feláramlás az auróra-zónában, meridionális áramlás az egyenlítő felé, ott leáramlás) közvetítik az egész felsőléggörbe. Mindezen transzportmechanizmusok - beleértve azt is, amely az energiát a napszélből a felsőléggörbe juttatja - még nem eléggé ismertek.

III. A légsűrűség meghatározása pályamódszerrel

1. § Bevezetés

A természetes égitestek mozgásának égi mechanikai tárgyalása az égitesteket általában pontszerűnek tekintette, és a nem gravitációs erőket teljesen figyelmen kívül hagyta. A mozgásegyenletek kiintegrálásának nehézségét csak az okozta, hogy több vonzáscentrum esetén változó irányú és nagyságú erőhatásokkal kellett számolni. A Föld körül keringő mesterséges holdak többségénél azonban nem hanyagolható el sem a Föld alakjának eltérése a gömbszimmetriától, sem a légkör fékező hatása, sem a sugárnyomás okozta gyorsulás. Az 50-es évek végére az égi mechanika (asztrodinamika) új fejezetekkel bővült, amelyek a perturbációknak az egyes pályaelemekre gyakorolt hatását tárgyalják [59], [124], [271], [248], [255], [216], [16], [237], [116], [115]. Miután az említett hatásokat sikerült szeparálni, sor került a földi gravitációs tér zonális és tesszerális harmonikusainak levezetésére a kozmikus geodézia dinamikus módszerével közeli mesterséges holdak egyes pályaelemeinek megfigyelt változásai alapján. A légellenállás hatásának kvantitatív analizisét gyakorlati szempontok is sürgették, mivel ez az alacsony pályájú holdak élettartamának előrejelzéséhez elengedhetetlen. A Sterne, King Hele, Eljaszberg és mások által kidolgozott elmélet műholdmegfigyelésekre alkalmazva a 60-as évek első felében elvezetett az I. fejezetben ismertetett felsőlégköri modellek megalkotásához. A modellek tulnyomórészt az e fejezetben ismertetésre kerülő pályamódszer alapján levezetett sűrűségadatokra épültek, és csak sporadikusan használtak in situ méréseket is.

A fejezet 2.§-ban az irodalom alapján összefoglaljuk a légköri perturbáció elméletének legfontosabb képleteit. A 3.§ tartalmazza a pályaelemváltozások levezetésének klasszikus módszereit különös tekintettel a légköri vizsgálatokban elterjedten alkalmazott differenciális korrekciós eljárásra. A 4.§ olyan speciális, elsősorban az MTA Csillagvizsgáló Intézetében kifejlesztett geometriai eljárásokat ismertet, amelyek lehetővé tették a felsőlégköri változások vizsgálatát a rendelkezésre álló korlátozott pontosságú megfigyelési anyag alapján is.

2. § A légköri perturbáció elméletének alapjai

2.1 A perturbált mozgás egyenletei

Mint ismeretes az m tömegű mesterséges hold mozgását első közelítésben döntően az M tömegű Föld nehézségi erőtere szabja meg, vagyis érvényesek a kéttestprobléma (egycentrum probléma) mozgásegyenletei:

$$m \ddot{\underline{r}} = - \frac{GM}{r^3} \underline{r} \quad (1)$$

A három másodrendű differenciálegyenlet megoldása a 6 integrációs állandót (pályaelemek) tartalmazó Kepler mozgás. A valódi mozgás leírásánál felteszik, hogy a mesterséges holdra ható különböző erők hatása összegeződik, formálisan

$$m \ddot{\underline{r}} = - \frac{GM}{r^3} \underline{r} + \mathcal{Q}_A(t, \underline{r}) + \mathcal{Q}_D(t, \underline{r}, \dot{\underline{r}}) + \mathcal{Q}_S(t, \underline{r}, \dot{\underline{r}}) + \mathcal{Q}_{LS}(t, \underline{r}) \quad (2)$$

ahol α_A a gravitációs térnek a centrális gömbszimmetrikus közelítéstől való eltérése, α_D a légellenállás, α_S a sugárnyomás és α_{LS} a Hold és a Nap tömegvonzásának perturbáló hatása. Formálisan a jobboldalt egyetlen perturbációs függvénnyel (R) kifejezve kapjuk meg a perturbált kéttestprobléma alapegyenleteit egységnyi tömegre (a továbbiakban rövidség kedvéért mindig csak az x komponensre vonatkozó egyenletet írjuk ki)

$$\ddot{\mathbf{x}} + \frac{GM}{r^3} \mathbf{x} = \frac{\partial R}{\partial \mathbf{x}} \quad (3)$$

vagy másképpen

$$\frac{\partial^2 \mathbf{x}}{\partial t^2} = \frac{\partial (U + R)}{\partial \mathbf{x}} \quad (4)$$

Ha R nem túl jelentős az U erőfüggvény mellett, akkor perturbált mozgás esetében az egyenletrendszer megoldásának célszerű módszere az állandók variálása. A cél ebben az esetben a pályaelemeknek, mint az idő függvényeinek levezetése oly módon, hogy a perturbálatlan probléma megoldása ilyen általánosított formában a perturbált eset megoldását szolgáltatssa. Eszerint minden pillanathoz tartozik egy oszkuláló pályaelemrendszer, amelynek minden tagja az idő függvénye. Noha a műhold egyik oszkuláló (simuló) pályát sem realizálja, ez a módszer kényelmes és szemléletes a légköri perturbációk esetében is - a hold életének legutolsó keringéseit leszámítva. A 4.§-ban szereplő speciális módszerek is az oszkuláló pálya egyik pályaelemének, a keringési időnek direkt meghatározását célozzák.

Általánosságban a három másodrendű differenciálegyenlet hat elsőrendűvé transzformálható az $x_1 = \dot{x}$ helyettesítéssel:

$$\dot{x} - x_1 = 0 \quad \text{és} \quad \dot{x}_1 + \frac{GMx}{r^3} = \frac{\partial R}{\partial x} \quad (5)$$

Perturbálatlan mozgás esetén $\frac{\partial R}{\partial x} = 0$ és a megoldás

$$x = f(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3, \kappa_4, \kappa_5, \kappa_6, t) \\ x_1 = f_1(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3, \kappa_4, \kappa_5, \kappa_6, t) \quad (6)$$

alakú, ahol $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3, \kappa_4, \kappa_5, \kappa_6$ a hat állandó pályaelem.

Az x és x_1 idő szerinti deriváltjait

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\partial x}{\partial t} + \sum_i \frac{\partial x}{\partial \kappa_i} \frac{\partial \kappa_i}{\partial t} \\ \frac{dx_1}{dt} = \frac{\partial x_1}{\partial t} + \sum_i \frac{\partial x_1}{\partial \kappa_i} \frac{\partial \kappa_i}{\partial t} \quad (7)$$

behelyettesítve

$$\frac{\partial x}{\partial t} - x_1 + \sum_i \frac{\partial x}{\partial \kappa_i} \frac{\partial \kappa_i}{\partial t} = 0 \\ \frac{\partial x_1}{\partial t} + \frac{GMx}{r^3} + \sum_i \frac{\partial x_1}{\partial \kappa_i} \frac{\partial \kappa_i}{\partial t} = \frac{\partial R}{\partial x} \quad (8)$$

de $\frac{\partial x}{\partial t}$ és $\frac{\partial x_1}{\partial t}$ perturbálatlan mozgásnál azonosak a totális deriválttal, vagyis

$$\frac{\partial x}{\partial t} - x_1 = 0 ; \quad \frac{\partial x_1}{\partial t} + \frac{GMx}{r^3} = 0 \quad (9)$$

s ezt behelyettesítve összesen hat egyenletet kapunk $\dot{\kappa}_i$ -ra, a pályaelemek időbeli változásaira az R függvény x, y, z szerinti deriváltjaival kifejezve

$$\sum_i \frac{\partial x}{\partial \kappa_i} \frac{\partial \kappa_i}{\partial t} = 0 \quad \sum_i \frac{\partial x_1}{\partial \kappa_i} \frac{\partial \kappa_i}{\partial t} = \frac{\partial R}{\partial x} \quad (10)$$

(Lagrange egyenletek)

A $\frac{\partial x}{\partial \kappa_i}, \frac{\partial x_1}{\partial \kappa_i}$ viszont a kéttestprobléma megoldásából ismeretes, mint κ_i függvénye, vagyis megkapjuk a $\dot{\kappa}_i$ ($\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3, \kappa_4, \kappa_5, \kappa_6, t$) függvényt, mint $\frac{\partial R}{\partial x}$ függvényét. Gyakorlatilag célszerű az R potenciálnak a hat pályaelem szerinti deriváltjait bevezetni, mivel a hat pályaelem közül a kéttestproblémában 5 állandó, és a hatodik, M, lineárisan változik az idővel.

$$\dot{a} = \frac{2}{na} \frac{\partial R}{\partial M}, \quad \dot{e} = \frac{1 - e^2}{n a^2 e} \frac{\partial R}{\partial M} - \frac{(1 - e^2)^{1/2}}{n a^2 e} \frac{\partial R}{\partial \omega} \quad (11)$$

stb.

$$\dot{M} = n - \frac{1 - e^2}{n a^2 e} \frac{\partial R}{\partial e} - \frac{2}{na} \frac{\partial R}{\partial a}$$

ahol az n középmozgás még a -tól is függ. A pályaelemek megváltoztatása a perturbáló erő következtében adott $t-t_0$ idő alatt integrálással (az n esetében kétszeri integrálással) nyerhető, amennyiben a perturbációs függvény ismert, mint a pályaelemek függvénye. (Ez a perturbációs számítás legnehezebb problémája, amely a perturbációs függvény sorbafejtését teszi szükségessé.) Fordítva, a pályaelemek mért megváltozásából a perturbáló hatás paraméterei vezethetők le.

Gyakran a perturbáló gyorsulásnak nem a $\frac{\partial R}{\partial \kappa_i}$ alakú deriváltjai, hanem ortogonális komponensei ismeretesek, ezért

célszerű a Lagrange egyenletek Gauss féle alakját bevezetni.

Ha

$$\text{grad } R = \nabla R = \begin{pmatrix} K_1 \\ K_2 \\ K_3 \end{pmatrix} \quad (12)$$

ahol K_1 az oszkuláló pályasíkra merőleges, az északi térfélbe mutató, K_2 a radiuszvektorral párhuzamos és K_3 a rájuk merőleges irányu komponens; akkor

$$\dot{\bar{a}} = \frac{2}{n \sqrt{1 - e^2}} \left(e \sin v K_3 + \frac{p}{r} K_2 \right) \quad (13)$$

$$\dot{e} = \frac{\sqrt{1 - e^2}}{na} \left(\sin v K_3 + [\cos E + \cos v] K_2 \right)$$

...

$$\dot{M} = n - \frac{1}{na} \left(\frac{2r}{a} - \frac{1-e^2}{e} \cos v \right) K_3 - \frac{1-e^2}{nae} \left(1 + \frac{r}{p} \right) \sin v K_2$$

Már ezen egyenletrendszerből megállapítható, hogy az \underline{e} , \underline{e} és M változásait a perturbáló erő pályasíkbeli K_2 , K_3 összetevői hozzák létre, az $\underline{\Omega}$ és i perturbációit viszont a pályasíkra merőleges K_1 komponens.

Láttuk, hogy a megoldáshoz szükség van a perturbációs függvény sorfejtésére. A (2) képletben szereplő α perturbációs hatások különböző jellegűek. Legfontosabb az α_A , vagyis a

geopotenciál függvény alakjából származó hatás, amelynek perturbációs függvényét szokásos módon az

$$R = \frac{GM}{r} \left[\sum_{n=2}^{\infty} J_n \left(\frac{r_0}{r} \right)^n P_n(\sin \varphi) + \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=1}^n \left(\frac{r_0}{r} \right)^n P_n^m(\sin \varphi) \cdot (C_{nm} \cos m \lambda + S_{nm} \sin m \lambda) \right] \quad (14)$$

sorfejtéssel közelítik, ahol M a Föld tömege, r_0 a Föld egyenlítői sugara, $P_n^m(\sin \varphi)$ asszociált Legendre függvények. Azokat a tagokat, amelyek a $P_n(\sin \varphi)$ -t tartalmazzák, J_n együtthatóju zonális harmonikusoknak, azokat, amelyek $P_n^m(\sin \varphi)$ -t ($n \neq m$) tartalmazzák C_{nm} együtthatóju tesszerális, végül azokat, amelyek $P_n^m(\sin \varphi)$ -t tartalmazzák ($n=m$) szektorális harmonikusoknak nevezzük. A különböző harmonikusok együtthatóinak meghatározására lehetőséget ad a műhold pályaelemek megváltozásának megfigyelése.

Gyakorlatban számos eljárás ismeretes a földfelszíni gravitációs mérések és műholdmegfigyelések kombinált kiegyenlítésére a gravitációs tér paraméterei, a pályaelemek és a megfigyelőállomás koordináták együttes meghatározása céljából. A kozmikus geodézia ezen dinamikus ágával és eredményeivel nem foglalkozunk (lásd pl. 183), csupán megjegyezzük, hogy α_A meghatározása a (2) értelmében nem végezhető el a többi perturbációtól elkülönítve. Viszonylag alacsony pályán mozgó holdaknál α_S és α_{LS} hatása kevésbé érvényesül, viszont a légellenállás hatása legalábbis ekvivalens a meghatározandó effektussal, ezért a két hatás szeparálása a pályaelemek tapasztalt változásaiban elkerülhetetlen.

A kölcsönös egymásra utaltság miatt a két szakterület, a kozmikus geodézia és a felsőlégkörkutató szoros kölcsönhatásban fejlődik.

2.2. A közegellenállás, mint perturbáló erő

Egy, a környezetéhez képest \underline{v}_r relatív sebességgel mozgó holdra hat a közegellenállási erő, melynek egyik komponense a \underline{v}_r -el ellentétes irányú és az aerodinamikai mérések szerint

$$f_D = \frac{1}{2} C_D \rho S v_r^2 \quad (15)$$

nagyságu (ahol ρ a levegő sűrűsége, C_D a közegellenállási együttható, S a hold hatáskeresztmetszete), másik az előbbinél lényegesen kisebb, oldalirányú komponense pedig az atmoszfé-
ra rotációjából származik.

Sehna! ujabban felvetette, hogy az aerodinamikai felhajtóerőt is figyelembe kell venni olyan orientált holdaknál, amelyek nagy napelemtáblákkal rendelkeznek [179]. Közelítőleg igaz, hogy a perturbáló erő nagysága

$$f_D = \frac{1}{2} C_D \rho S F v^2 \quad (16)$$

ahol

$$F = \left(1 - \frac{r_{p_0}}{v_{p_0}} w \cos i_0\right)^2 \quad (17)$$

ahol r_{p_0} és v_{p_0} a kezdeti perigeumhoz tartozó értékek, i_0 a kezdeti pálya inklinációja és w az atmoszféra rotációjának (kevésbé ismert) szögsebessége.

Minthogy a közegellenállás, mint a mozgást perturbáló erő iránya lényegében a pálya adott pontjának érintőjébe esik, célszerű a Lagrange egyenleteket tovább transzformálni úgy, hogy a koordinátarendszernek a pályasíkba eső tengelyeit egy Ψ szöggel addig forgatjuk, amíg az egyik tengely az f_T perturbáló erő, vagyis a pályabeli érintő irányába mutat. Ebben a koordinátarendszerben a Lagrange egyenletek közül számunkra a két legfontosabb

$$\begin{aligned} \dot{a} &= \frac{2a^2}{GM} v f_T \\ \dot{e} &= \frac{1}{v} \left\{ 2 f_T (e + \cos v) - f_N \frac{r}{a} \sin v \right\} \quad (18) \end{aligned}$$

alaku. Megállapítható, hogy a fél nagytengely változásait a perturbáló erőnek a pálya érintőjébe eső f_T komponense hozza létre. Behelyettesítve a közegellenállásból származó perturbáló erő komponenseit a Lagrange egyenletekbe, nyilvánvaló, hogy a légkör sűrűsége döntően meghatározza egyes pályaelemek változását.

A továbbiakban [116] alapján levezetjük azt az összefüggést, amely a számunkra legfontosabb pályaelem, a P keringési idő megváltozása és a perigeum körüli légsűrűség között fennáll. A Lagrange egyenletekbe (16)-ból behelyettesítendő a perturbációs gyorsulás:

$$f_T = -\frac{1}{2} \rho v^2 \delta \quad \text{ahol } \delta = \frac{C_D F S}{m} \quad (19)$$

$$f_N = 0$$

vagyis

$$\dot{a} = - \frac{a^2 \varrho \delta v^3}{G M}$$

$$\dot{e} = - \varrho v \delta (e + \cos v) \quad (20)$$

alaku. Az integrálás érdekében célszerű áttérni a v valódi anomáliáról az E excentrikus anomáliára, és az idő szerinti deriválásról az E szerinti deriválásra

$$\frac{da}{dE} = -a^2 \varrho \delta \frac{(1+e \cos E)^{3/2}}{(1-e \cos E)^{1/2}} ; \quad \frac{de}{dE} = -\varrho \delta a (1-e^2) \cos E \frac{(1+e \cos E)^{1/2}}{(1-e \cos E)^{1/2}} \quad (21)$$

Innen az egy keringés alatti megváltozást integrálással előállítva kapjuk Sterne analitikus formuláit

$$\Delta a = - \delta a^2 \int_0^{2\pi} \frac{(1+e \cos E)^{3/2}}{(1-e \cos E)^{1/2}} \varrho dE$$

x = ae helyettesítéssel

$$\Delta x = - \delta a^2 \int_0^{2\pi} \left(\frac{1+e \cos E}{1-e \cos E} \right)^{1/2} \varrho (\cos E + e) dE \quad (22)$$

Az integrál kiszámításához ismerni kell ϱ függését a térbeli helyzettől, vagyis lényegében a légkör modelljét. Minthogy a keresett összefüggés végső soron e légköri modell felállítását célozza, érthető, hogy ezen a ponton az eljárást többször finomítani kellett. Legegyszerűbb feltevés a

$$\varrho = \varrho_p \exp \left[\frac{r_{p_0} - r}{H} \right] \quad (23)$$

exponenciálisan csökkenő sűrűségű, gömbszimmetrikus légkör, ahol H a légkör konstans skálamagassága, és ρ_p az

$$r_{p_0} = a_0 (1 - e_0) \quad (24)$$

perigeumsugarhoz tartozó sűrűség. A (22) integrálok kiszámítása abban az esetben, amikor $e < 0,2$ úgy történik, hogy az integrandusokat e hatványai szerinti, gyorsan konvergáló végtelen sorokkal approximálják, majd tagonként integrálják. A sor együtthatói az $I_n(z)$ képzetes argumentumu, n -ed rendű, első fajú Bessel függvények lineáris kombinációi lesznek:

$$\begin{aligned} \Delta a &= - 2\pi a^2 \rho_p \delta \exp\left(\frac{a_0 - a - x_0}{H}\right) \left[I_0 + 2eI_1 + \frac{3}{4}e^2 (I_0 + I_2) \right] \\ \Delta x &= - 2\pi a^2 \rho_p \delta \exp\left(\frac{a_0 - a - x_0}{H}\right) \left[I_1 + \frac{1}{2}e (3I_0 + I_2) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{8}e^2 (11I_1 + I_3) \right] \end{aligned} \quad (25)$$

ahol a Bessel függvények argumentuma $z = \frac{ae}{H}$. A sorfejtésben elhanyagolt tagok nagyságrendje e^3 -nél kisebb. Az a fél nagytengely megváltozása közvetlenül összefügg a P periódusával

$$\frac{3}{2} \frac{\Delta a}{a} = \frac{\Delta P}{P} \quad (26)$$

és ez lehetőséget ad arra, hogy a ρ_p sűrűséget a legnagyobb relativ pontossággal mérhető pályaelemből, a keringési időből vezessük le. Ha Δa az egy periódusra vonatkozó megváltozás, akkor $\dot{P} = \frac{3}{2} \frac{\Delta a}{a}$ miatt a perigeumbeli sűrűség

$$\zeta_p = - \frac{\dot{P}}{3\pi a \delta} e^z \frac{1}{I_0(z) + 2e I_1(z) + \frac{3}{4}e^2 [I_0(z) + I_2(z)]} \quad (27)$$

A továbbiakban, ha $z < 3$, akkor a Bessel függvények

$$I_n(z) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\left(\frac{1}{2}z\right)^{n+2m}}{m! (n+m)!} \quad (28)$$

alaku sorfejtését, ha $z > 3$, akkor

$$I_n(z) \sim \frac{e^z}{\sqrt{2\pi z}} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m (4n^2 - 1^2)(4n^2 - 3^2) \dots (4n^2 - (2m-1)^2)}{m! (8z)^m} \quad (29)$$

alaku aszimptotikus sorfejtését lehet használni. Egyértelmű, hogy minden olyan időintervallumon belül, amelyre a periódusén kívül valamennyi pályaelem változása elhanyagolható, használható ζ_p és a megfelelő \dot{P} arányossága. Körpálya esetén $\zeta = - \frac{\dot{P}}{3\pi a \delta}$ marad. A geomágneses viharok néhány napos időszakra ez a feltétel általában teljesül, és lehetőséget ad a periódusgörbe közvetlen használatára a sűrűségváltozások vizsgálatában.

Az összefüggés finomítható, ha figyelembe vesszük egyrészt a légkör lapultságát (általában feltételezzük, hogy annak ϵ lapultsága megegyezik a Földével), másrészt H változását a magassággal. Az azonos sűrűségű rétegeket $\epsilon = 0,00335$ lapultságú ellipszoidokkal közelítve $z < 3$ esetén

$$\zeta_p = - \frac{\dot{P}}{3\pi a \delta} \frac{e^{z + c \cos 2\omega}}{I_0 + 2e I_1 + c I_2 \cos 2\omega + \frac{c^2}{4} I_0} \quad (30)$$

ahol $c = \frac{1}{2} \varepsilon \frac{1}{H} r_p \sin^2 i$ és nagyságrendje azonos e -vel, ezért magasabbfokú hatványai elhanyagolhatók. A $z > 3$ esetén már a c^2 -es tagok is elhanyagolhatók. Másrészt a H skálamagasságnak a magassággal való változása, legalábbis 200-600 km között, lineárisnak vehető.

$$H = H_p + \mu (r - r_p) \quad \text{ahol} \quad \mu \sim 0,1 \quad (31)$$

A H érték bizonytalanságából származó hiba azonban kisebb, ha a sűrűséget nem a perigeumban, hanem valamivel nagyobb magasságban határozzuk meg. A mesterséges hold fékeződése általában a perigeumpontban a legintenzívebb, hiszen ott ρ és V egyaránt maximális, de a perigeum fölötti légrétegek hatása is jelentős. A hatás figyelembe vételére Whitney és King Hele nyomán célszerű nagyobb magasságra számítani a sűrűséget, például $z > 1$ esetén $\frac{1}{2} H$ -val a perigeum fölé. Ebben az esetben a H értékének 50%-os bizonytalansága ρ_A -ban csak 3%-nyi hibát okoz. Körhöz hasonló pályák esetében a referencia-magasságot nyilván csökkenteni kell, ezért King-Hele a λ faktort optimalizálva a λH^* -gal a perigeum fölötti helyre redukált sűrűségértékeket számol, ahol H^* a H legjobb becsült értéke, $z^* = \frac{a e}{H^*}$

$$\lambda = \begin{cases} z^* - \frac{1}{2} z^{*2} & \text{ha } 0 \leq z^* \leq 1 \\ \frac{1}{2} & \text{ha } z^* > 1 \end{cases} \quad (32)$$

A redukció a

$$\rho_A = \rho_p \left(1 + b (r - r_p)^2 \right) \exp \left[- \frac{r - r_p}{H_p} \right] \quad \text{ahol} \quad b = \frac{\mu}{2H_p^2} \quad (33)$$

alapján elvezet a légsűrűség kiszámítására leggyakrabban használt King Hele képletekhez; a Bessel függvények sorfejtéseit alkalmazva a $z^* > 3$ esetre

$$\rho_A = - \frac{0,590 \dot{P}}{\delta \sqrt{a} H^*} \left\{ F(e) + 0,266 \frac{\varepsilon}{\sqrt{e}} \sin^2 i \cos 2\omega \right\} \quad (34)$$

ahol $0,02 < e < 0,2$ esetén

$$F(e) = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2e}{\pi}} \left[1 - 2e + \frac{5e^2}{2} - 3e^3 - \frac{H^*}{8ae} \left(1 - 10e + \frac{7H^*}{16ae} \right) \right]$$

és $e > 0,2$ esetén

$$F(e) = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2e}{\pi}} \left[\frac{(1-e)^{1/2}}{(1+e)^{3/2}} \left\{ 1 + \frac{H(8e - 3e^2 - 1)}{8 r_p e(1+e)} \right\} \right]$$

illetve $z^* < 3$ esetén

$$\rho_\lambda = - \frac{\phi \dot{P}}{3\pi a \delta} \frac{\exp(c \cos 2\omega)}{1 + \frac{2e I_1(z^*)}{I_0(z^*)} + \frac{c I_2(z^*)}{I_0(z^*)} \cos 2\omega} \quad (35)$$

ahol

$$\phi(z^*) = \left(1 + \frac{1}{2} \mu \lambda^2 s^2 \right) \exp(-\lambda s) \frac{\exp z^*}{I_0(z^*)} \quad \text{ahol } s = \frac{H^*}{H_p}$$

King Hele által grafikusán is megadott függvény. Ezt a formularendszert szokás a pályaelemek változásai alapján történő légsűrűségmeghatározás fundamentális képleteinek tekinteni (King Hele képletek). King Hele szerint, ha H^* hibája 25%-nál kisebb, akkor a fenti formulákkal kapott ρ_A sztandard hibája 1%-nál kisebb, illetve ρ_λ -é 1.5% körül van.

2.3 A King Hele féle módszer egyes problémái

Elemmezve a (34), (35) formularendszer levezetése során impliciten használt feltevéseket, néhány lényeges problémába ütköztünk. Gyakorlatban valószínűleg a C_D oefficiens nem ki-elégítő ismerete okozza a legnagyobb hibát. A formulák használatánál többnyire megelégszenek a $C_D = 2,2$ feltevással. Az aerodinamikaioefficiens elméleti megadása bonyolult feladat [146], [237]. Marov és Cook elméleti képlete szerint diffúz reflexió esetén:

$$C_D = 2 + \frac{8}{9} \sqrt{1 - \alpha} \quad \text{ahol} \quad \alpha = \frac{h \mu}{(1 + \mu)^2} \quad (36)$$

ahol $h \approx 4$, μ a közeg atomsulya osztva a hold felület anyagának atomsulyával. A számításokban a diffúz reemisszió mechanizmusát tételezték fel, eszerint a molekuláknál a visszaverődés szöge független a beeséstől. A reemisszió hőmérsékletfüggését nem vették figyelembe. Másik elméleti képlet Schamberg formulája $C_D = 2 [1 + \phi(1 - \alpha)]$, ahol ϕ a reflexió típusát jellemzi és $\sim 0,66$. Normál pályán mozgó holdak esetén a hold sebessége lényegesen felülmulja a légköri molekulákét, s ezek áramlása "hipertermikusnak" tekinthető. A C_D aerodinamikaioefficiens értéke ekkor a gázzrészecskék és a felszín közti energiaátadási folyamat hatásfokától függ. E folyamat laboratóriumi vizsgálata nem lehetséges, mivel a szabad molekulaáramlás tartományában a közepes szabad uthossz több, mint tízszeresen felülmulja a műhold méreteit (e tartományban a légkörben 140-200 km fölött van). További problémát okoz, hogy a műhold szabad elektronokkal és ionokkal találkozáva feltöltődik, és hatáskeresztmetszete megváltozik. Mindent összevéve az aerodinamikaioefficiens értéke a műhold-tartomány-

ban feltehetőleg

$$C_D = 2,25 \pm 0,15$$

jelentős relatív hibával, amely a magassággal nő, és Cook szerint a 100%-ot is elérheti [178].

Hasonló problémát okoz a legtöbb esetben az S hatáskeresztmetszet értékének a bizonytalansága. Gömbalak esetében a megoldás triviális, de a használt mesterséges holdak többségénél a sebességvektor irányába eső vetület nagyságát még a hold alakjának ismeretében is nehéz levezetni; gyakorlatban ugyanis a megfigyelt holdak többségénél ismeretlen a tömegközéppont körüli forgás jellege és periódusa (néhány esetben fotometriai megfigyelések segítenek a periódus megállapításában). Hengeralaku holdak esetében King Hele formulája használatos

$$s = \ell d \left(0,818 + 0,25 \frac{d}{\ell} \right) \quad (37)$$

ahol ℓ a henger hossza, d az átmérője. Itt is lényegesen bonyolíthatja a helyzetet, ha a hold elektromosan feltöltődik.

Az aerodinamikai koefficiens és a hatáskeresztmetszet bizonytalansága miatt a sűrűségváltozás menete lényegesen pontosabban határozható meg a (34), (35) képletekkel, mint maga a sűrűség. A C_D és S állandósága ugyanis - az igen lassu precessziós mozgás esetét leszámítva - hosszabb időintervallumra is bizonyítottnak vehető. Vizsgálatainkban többnyire a sűrűség relatív, egy nyugalmi szinthez viszonyított megváltozásával foglalkoztunk, ezért sikerült rosszul ismert alaku holdak fékeződését is felhasználni. A numerikus integráción alapuló módszer esetében (lásd I.5.3.§) viszont

éppen a C_D és S meghatározásának nehézségei gátolják a kiterjedtebb alkalmazást.

Más, az egész King Hele féle eljárás jogosságát érintő problémák is felmerültek az irodalomban. Tekintettel a H értékének említett bizonytalanságára, Marov és munkatársai a (34) jellegű, de más sorfejtést alkalmazó képleteikből ρ helyett $\rho\sqrt{H}$ -t határozzák meg a mért periódusváltozások alapján, majd a kapott értékeket grafikusan ábrázolva szeparálják a ρ és H -t [245], [135].

Jelentős belső ellentmondás az egész eddigi eljárásban, hogy még a (33) -ban kifejezett "légköri modell" is túlságosan leegyszerűsített, nem veszi figyelembe sem az időbeli változásokat, sem a légköri aszimmetriát, vagyis azokat az eredményeket, amelyeket éppen a pályamódszerrel értek el a felsőlégkör leírásában (I. fejezet). Eljaszberg és munkatársai [272] kimutatták, hogy a napszakos effektus következtében létrejövő aszimmetria (bulge) lényegesen torzítja az eredményeket, és $e < 0,1$ esetén a hold fékeződése nem szükségképpen a perigeum-pontban maximális, mint a King Hele képletek megkivánják. Más szóval bebizonyítja, hogy kis excentricitás esetén a periódus és excentricitás megváltozására nagyobb hatással van a légköri sűrűség szintek torzulása a napszakos effektus következtében, mint a légköri sűrűség csökkenése a magassággal. A (33)-nak megfelelő empirikus felsőlégköri modell Jacchia szerint közelítőleg a

$$\rho = \rho^* (1 + A \cos^m \frac{\psi}{2}) \quad (38)$$

formulával írható le [273], ahol ψ a bulge középpontjától mért szögtávolság, ρ^* a $\psi = 180^\circ$ -hoz tartozó (éjszakai) sűrűség, az

$$A(h) = \bar{A} \left\{ \exp [c (h - \bar{h})] + n \right\} \quad (39)$$

a napszakos effektus amplitudója, és $m = 6$ (lásd I. 4.2 §).

A ϱ^* éjszakai sűrűségnek a magassággal való exponenciális csökkenése továbbra is fennáll, vagyis

$$\varrho(h) = \varrho_p^* \exp - \left(\frac{h - h_p}{H^*} \right) (1 + A \cos^m \frac{\psi}{2}) \quad (40)$$

Eljaszberg az egy keringés során történő periódus és excentricitás változás képleteit (22) argumentumának sorbafejtésével

$$\delta P = - \frac{6\pi}{GM} \frac{C_{DS}}{2m} \int_0^{2\pi} \varrho a^{5/2} (1 + 2e \cos E + \frac{3}{2} e^2 \cos^2 E +$$

(41)

$$+ e^3 \cos^3 E + \dots) dE$$

$$\delta e = - 2 \frac{C_{DS}}{2m} \int_0^{2\pi} \varrho_p (\cos E + e \cos^2 E + \frac{e^2}{2} \cos^3 E +$$

$$+ \frac{e^3}{2} \cos^4 E + \dots) dE$$

alakban vezeti le (p a pálya paramétere), és behelyettesíti a (38)-ból ϱ formuláját, miután a ψ szöveget a Nap koordinátaival és a pályaelemekkel fejezi ki. Az integrandusokat e szerint sorbafejtve megkapja δP és δe összefüggését ϱ -val (egy keringésen belül a pályaelemeket állandónak véve). Kis excentricitások esetén a Bessel függvények rekurziós formuláját alkalmazza. A levezetett formulák alapján arra a következtetésre jut, hogy erősen elnyult pályák esetében

a pályaelemváltozás mértéke főképp a perigeumirány és a maximális bulge irány geocentrikus szögétől (ψ) függ, míg kis excentricitású pályáknál a fékeződést a maximális bulge iránynak a pályasíkkal bezárt szöge (β) határozza meg. A napszakos effektust is figyelembe vevő korrekció ρ levezetett értékét néhány százalékkal módosítja; ennél kisebb pontosság esetében tehát King Hele egyszerűbb képletei alkalmazhatók. Pontosabban 10%-nál kisebb hibát 200-300 km között minimális naptevékenység esetén csak $e \geq 0,05$ pályák, erősebb naptevékenység esetén még elnyultabb pályák biztosítanak. A hiba növekszik a perigeum magasságával. Eljaszberg és munkatársai a meglehetősen bonyolulttá vált analitikus eljárás helyett a gyakorlatban átérttek a mozgásegyenletek numerikus integrálásaira [219]. A pályaelemek egy keringés során történő megváltozásánál olyan felsőlégköri modellt vettek figyelembe, amely a napszakos mellett a többi felsőlégköri effektust (köztük a geomágneses effektust) is tartalmazza (lásd I.5.3 §).

Az analitikus elmélet tökéletesítése a célja Fominov idevágó dolgozatának [256], amely a ρ függvény szélességfüggését a napszakos effektussal együtt gömbfüggvény sorfejtéssel tárgyalja. Feltételezi, hogy a két effektus független és tengelyszimmetrikus, és a légsűrűség az r, φ, ψ -vel jelzett helyen

$$\rho = \rho_r + \rho_\varphi + \rho_\psi, \text{ ahol}$$

$$\rho_r = \rho_0 \exp\left(-\frac{r-r_0}{H}\right) \left[1 + \sum_j c_j \left(\frac{r-r_0}{H}\right)^j\right] \quad (42)$$

$$\rho_\varphi = \rho_0 \exp\left(-\frac{r-r_0}{H}\right) \sum_k \sum_j \alpha_k^{(j)} \left(\frac{r-r_0}{H}\right)^j P_k(\sin \varphi)$$

$$S_{\Psi} = S_0 \exp\left(\frac{r - r_0}{H}\right) \sum_k \sum_j \beta_k^{(j)} \left(\frac{r - r_0}{H}\right)^j P_k(\cos \Psi)$$

$P_k(x)$ a k -ad rendű Legendre gömbfüggvény, és S_0, r_0, C_j $\alpha_k^{(j)} \beta_k^{(j)}$ állandók. A (42) formulák beépítése a pályaelemek megváltozására vonatkozó képletekbe meglehetősen nehézkesen kezelhető eredményekre vezet, és gyakorlati alkalmazására még nem került sor.

2.4 Sugárnyomás okozta perturbáció

A (2) képletben szereplő perturbáló erők közül a légsűrűség levezetésénél leginkább problematikus az α_s sugárnyomás figyelembe vétele. Az eddigiekben feltételeztük, hogy a fél nagytengely (keringési idő) szekuláris perturbációja kizárólag légellenállásból származik, holott a gravitációs és sugárnyomás hatások szuperponálódása szintén létrehozhat lassu változásokat [178], [252]. További nehézséget jelent, hogy mind a légellenállás, mind a sugárnyomás S/m -el arányos és ezért a hold alakjának megválasztásával nem szeparálható. A direkt sugárnyomásból származó perturbáló gyorsulás

$$\underline{f}_s = K \frac{S}{m} \frac{1}{c} I_0 \left(\frac{a_F}{r_F}\right)^2 \left[\left(1 - \frac{V_N}{c}\right) \underline{n}_F - \frac{1}{c} \underline{V}_s \right] \quad (43)$$

ahol K a hold fényvisszaverődő képességétől függő, reflexiós koefficiens; I_0 napállandó, $r_F, a_F, \underline{n}_F$ a Föld pillanatnyi rádiuszvektora, pályájának fél nagytengelye és heliocentrikus egységvektora, \underline{V}_s a hold sebessége, V_N annak Nap-Föld irányu komponense, c a fénysebesség. A szögletes zárójelben levő tényező a Poynting Robertson effektusból származó Doppler-

hatás. A Földről visszavert sugárzásból származó hatás az előbbinek 10-15%-a, iránya bizonytalan, nagysága

$$\underline{f}_{SF} = \frac{1}{4} K \frac{A}{m} Q \alpha \left(\frac{R_F}{r} \right)^2 \quad (44)$$

ahol α a Föld albedója, R_F a Föld sugara, Q az egységnyi felületre ható sugárnyomás, r a hold távolsága. Eszerint kiszámítható az az r magasság, amely fölött a sugárnyomás perturbáló ereje felülmulja a légellenállását. Átlagos naptevékenység esetén direkt sugárnyomásnál 800 km, a Földről visszavert sugárzásnál 1200 km a határ. Tekintve, hogy a K és az α meglehetősen bizonytalanul ismert faktorok, a sugárnyomás okozta pályaelemváltozások kellő pontosságú figyelembevételre nagyobb magasságban problémákat vet fel a légsűrűség pályamódszerrel történő meghatározásánál. Ezért az 1000 km fölötti pályákból levezetett sűrűségadatok bizonytalanok, különösen akkor, ha a mesterséges hold keringései során átlépi, vagy surolja az árnyékhatárt. Az az analitikus módszer ugyanis, amely a perturbációs gyorsulás K_1 , K_2 , K_3 komponenseit a (13) perturbációs egyenletekbe helyettesítve integrációval jut el a mesterséges hold pályaelemeinek keresett változásáig, nem alkalmazható, midőn a pálya részben árnyékba esik. Az árnyékhatár ugyanis nem fejezhető ki csak a pályaelemekkel analitikus formában. Az egyik szokásos megoldás egy "árnyékfüggvény" bevezetése (1 a megvilágított és 0 az árnyékban lévő pályaszakaszon), amelyet Fourier sorral vagy Legendre polinomokkal approximálnak. Minthogy az átmenet nap-sütés és árnyék között a valóságban nem ugrásszerű, a probléma ezen megoldása sem tökéletes. A másik szokásos megoldás itt is a numerikus integráció, amely azonban nem tisztázza, hogy okoz-e az adott esetben a sugárnyomás szekuláris pertur-

bációt a pályelemekben. Lala bebizonyította [178], hogy a J_2 okozta nagy perturbációk annyira megváltoztatják a pályaelemeket, hogy a sugárnyomás hatására - még árnyékalépés nélkül is! - a -ban hosszuperiódusu változások léphetnek fel.

Még nehezebb a Földről visszavert sugárzás okozta perturbáció analitikus tárgyalása. Fő probléma, hogy az albedo változik a szélességgel és az évszakkal is. Ez a hatás 1000 km körül a periódus megváltozásában nagyságrendileg nem különbözik a légellenállásétól, és akkor is fellép, ha a hold nem lép árnyékba (lásd I.6.2.§).

Számításaink során a légellenállás okozta szekuláris periódusváltozás levezetésekor csak a direkt sugárnyomás hatását, és csak az árnyékküpon áthaladó holdnál vettük figyelembe. Kozai [125] egyszerű képletét használtuk, amely szerint

$$\frac{dP}{dn} = K \frac{S}{m} P^{5/3} \left(\sqrt{r_1^2 - R_F^2} - \sqrt{r_2^2 - R_F^2} \right) \quad (45)$$

ahol r_1 és r_2 az árnyékba be, illetve kilépéshez tartozó radiusvektor hossza, amelyeket az előrejelzésekben adott közeli pályaadatokból vezettünk le. Ha $K = 1,327 \cdot 10^{-18} \text{ g cm}^{-3} \text{ s}^{-2/3}$, akkor keringésenként a periódusváltozást sec-ben kapjuk. A képletből látszik, hogy $r_1 \approx r_2$ esetén, ami kis excentricitású pályáknál általában teljesül, a sugárnyomás hatása elhanyagolható. A tapasztalat igazolta e formula alkalmazhatóságát még magasan keringő léggömbholdak esetében is. Egy a légellenállásból, illetve a sugárnyomásból származó effektusok elkülönítését lehetővé tevő eljárás ismertetésére a IV.5.2 §-ban még visszatérünk.

3.§ A periódusváltozás levezetése optikai megfigyelésekből

3.1. Az oszkuláló pálya

A 2.§-ban összegezett elmélet szerint a légsűrűség kiszámítása megkívánja a pályaelemek és azok változásainak az ismeretét. A pályaszámítás azt az általános eljárást követi, hogy először felállítja a pálya valamilyen dinamikai modelljét, majd felhasználja a megfigyeléseket a modell paramétereinek javítására differenciális korrekciós eljárással. A modell lehet a mozgást leíró differenciál-egyenletrendszer, vagy időfüggvények sorozata, amelyek megadják a mozgás alapvető paramétereinek időbeli változását. Az előbbi esetben a "speciális perturbációk módszerével" a pályát a mozgás differenciál egyenleteinek numerikus integrálásával állítjuk elő, míg az utóbbi, vagyis az "általános perturbációk módszere" azonos az analitikus megoldásokkal. Valamennyi módszer megkívánja a megfigyelések parciális deriváltjainak kiszámítását az alapvető pályaparaméterek szerint. Ez történhet analitikus formában vagy numerikusan - kissé megváltoztatva a pályaparamétereket és elemezve a velük előállítható "megfigyeléseket".

Az analitikus módszerek megfelelő perturbációs elméleten alapulnak. A szükséges elméleti apparátus különböző attól függően, hogy milyen pontos észlelések feldolgozására készül, és hogy milyen hosszú időszak alapján kívánjuk a pályajavitást elvégezni. Ismertek rövid (egy keringés), közepes (2-8 nap) és hosszú (több hónap) időszakokra kidolgozott pályajavitó eljárások. A felsőlégköri sűrűségváltozások vizsgálata szempontjából előnyös lenne a mennél rövidebb pályáiv, de a rendelkezésre álló megfigyelések (elsősorban optikai megfigyelések) közepesnél rövidebb ívek használatát nem teszik lehetővé. Ezért a világ-

szerte használt analitikus pályajavitási programok mind "közepes ivekre", vagyis több napra vonatkoznak. A program egy, a megfigyelésekkel lefedett időszak közepén felvett epochára számolja differenciális korrekcióval a közepes pályaelemeket. A "teljes modell" a beépített perturbációs elmélet alapján bármely t időpontra megadja a hold x, y, z geocentrikus koordinátáit. A közepes időszak előnye, hogy nem szükséges valamennyi perturbáció figyelembevétele. Így gyakran elhagyják a tesszerális harmonikusok, a luniszoláris perturbációk és a sugárnyomás hatását. Az egyes programok különböző perturbációs elméleteket használnak, így a SAO DOI (Differential Orbit Improvement) [64] néven Kozai elegáns elméletét, az RAE-ben kifejlesztett "PROP" [145] Mersonét, a GSFC az elméletileg legegyszerűbb von Zeipel - Brouwer elméletet, a megfelelő szovjet programok Zsongolovicsét és Batrakovét.

Valamennyi módszer kiindulópontja egy kezdeti pályaelemrendszer. Ennek előállítása történhet magukból a megfigyelésekből is, például Gauss vagy Laplace módszerével. E két klasszikus módszer egyaránt alkalmas közelítő pályaelemek levezetésére 3 megfigyelésből. A Gauss módszer eredeti alakjában legfeljebb $5-15^\circ$ pályaiven belüli megfigyelésekre vonatkozott, és a pontosság ennek megfelelően korlátozott. A módszert Bazsenov úgy általánosította, hogy a megfigyelt iv akár 1000° is lehet. A Laplace módszert Barlier és Kovalevsky alkalmazta a mesterséges holdak esetére. Elvileg egyszerűbb a Laplace módszer, amelynek kiindulópontja, hogy az α, δ iránymegfigyelések időszertinti deriváltjai is rendelkezésre állnak. Az $\alpha(t), \delta(t)$, függvényeket Taylor sorba fejti és ötödrendnél levágja, vagyis e módszerben a megfigyelések nincsenek pontosan reprezentálva. Gya-

korlatban a szferikus koordináták 2. deriváltjainak képzésénél már nehézségek adódnak. Gauss módszerében, amely kevésbé szemléletes, viszont a közelítést a dinamikában alkalmazzák, a geometria szigorú marad. Az ismeretlen t időponthoz tartozó \underline{r} radiuszvektor ugyanis a mozgásegyenlet segítségével felírható

$$\underline{r} = f \underline{r}_0 + g \dot{\underline{r}}_0 \quad (46)$$

alakban, ahol \underline{r}_0 az ismert pozíció rádiuszvektora és f illetve g a t páros illetve páratlan hatványu sorai, amelyeket véges alakban veszünk figyelembe. A problémával a hatvanas években többen foglalkoztak, például Batrakov levezette nem pontos időadatok esetén 4 vagy több észlelésből számítható közelítő pályaelemeket [218]. Kranjc pedig 3 módszert ajánlott, amelyek az indeterminált esetek környékén is alkalmazhatóak ("Bocaccio" "Alighieri" és "Felsina" programok [128]).

Napjainkban a kezdeti, kiinduló pályaelemek meghatározásának problémája teljesen elveszítette gyakorlati jelentőségét, mivel a különböző nemzetközi adatszolgáltató központokból - többnyire rádiólokációval levezetett - közelítő pályaelemek tetszőleges holdakra beszerezhetők. Ezek az előrejelző szolgálatok általában kéthetes időintervallumonként megadják a momentán pályaelemeket és részben azok változásait is (NORAD [53], SAO [148], Slough [159] stb.) A pályajavítás eljárásának kiindulópontját képezhetik mind a 3-4 megfigyelésből levezetett, mind az adatszolgáltató központok által közölt pályaelem rendszerek.

3.2 A differenciális korrekciók módszere

A pályahelyesbités következő lépése a közelítő oszkuláló pálya elemeinek javítása a megfigyelések alapján. Bevihetjük egyszerre az összes észlelést, amely az adott időszakra vonatkozik, és korrigáljuk a modell paramétereit, hogy a hibák négyzetösszege minimális legyen. A másik eljárás alkalmazása esetén kronologikus sorrendben, egyenként adjuk be a megfigyeléseket és numerikus szűrési technikával becsüljük meg a rendszer változóit [146]. Tekintettel arra, hogy a felsőlégkör sűrűségére vonatkozó adatok tulnyomó többségét mesterséges holdak megfigyelései alapján, ilyen pályahelyesbitési eljárással vezettkéle, és az eredmények egy részét magunk is használjuk az V.fejezetben, röviden áttekintjük e "konvencionális módszer" lényegét.

A különböző pályaelemjavítási módszerekben alapvető a használt mozgáselmélet és potenciálmodell, másodlagos a javítási egyenletek szerkezete, a meghatározandó ismeretlenek száma, a megfigyelések jellege és a megkívánt pontosság. A kozmikus geodéziában szokás közvetlenül az E_k pályaelemeket, esetleg azok alkalmas függvényeit javítani az α_i, δ_i esetleg r_i alakú megfigyelések segítségével. Először a t_0 időpontra ismeretes közelítő pályaelemekből a mozgáselmélet segítségével kiszámítják a hold koordinátáit későbbi $t_1, t_2 \dots t_n$ megfigyelési időpontokban, majd tekintik a mért, illetve számított XYZ geocentrikus koordináták különbségeit:

$$\Delta x_i = \sum_{k=1}^6 \left(\frac{\partial x}{\partial E_k} \right)_i \Delta E_k$$

6

$$\Delta y_i = \sum_{k=1}^6 \left(\frac{\partial y}{\partial M_k} \right)_i \Delta E_k \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (47)$$

$$\Delta z_i = \sum_{k=1}^6 \left(\frac{\partial z}{\partial E_k} \right)_i \Delta E_k$$

(elhagyva a Taylor sorfejtésben a magasabbrendű tagokat), ahol a $\Delta E_1 \dots \Delta E_6$ értékek a pályaelemek keresett javításai abban az esetben, ha feltételezhető, hogy a mért és a számított értékek eltérése csak a kezdeti pályaelemek hibáiból származik. A $\frac{\partial x}{\partial E_k}$ típusu parciális deriváltak meghatározhatók, mint a pályaelemek és a pozíció- illetve sebességvektor komponenseinek explicit függvényei. Ha sikerül számszerű $\frac{\partial x}{\partial E_k}$ értékeket előállítani, akkor

$$\begin{aligned} a_{1}^{(i)} \Delta E_1 + \dots + a_{6}^{(i)} \Delta E_6 &= \cos \delta_i \Delta \alpha_i \\ b_{1}^{(i)} \Delta E_1 + \dots + b_{6}^{(i)} \Delta E_6 &= \Delta \delta_i \end{aligned} \quad (48)$$

javitási egyenletpárokat vezethetünk le minden fotografikus észlelésből, és az egyenletrendszer a $\Delta E_1 \dots \Delta E_6$ ismeretlenekre a legkisebb négyzetek módszerével megoldható. Lehet közvetlenül a pozíció, illetve sebességvektor komponenseire felírni a javítási egyenleteket, hiszen e két vektor az oszkuláló pálya elemeit tökéletesen meghatározza.

Gyakorlatban, ha a megfigyelések száma elég nagy, a hat pályaelemen kívül további faktorok értéke is meghatározható, amelyek a megfigyelés t_i időpontjához tartozó, számított irány meghatározásában szerepet játszanak. Ilyenek elsősorban a pályaelemek idő szerinti deriváltjai és a használt potenciál-függvény koefficiensei. Az előrejelzési célokra használt programokhoz, melyek pontossága 10^{-5} körüli, leegyszerűsített

mozgáselmélet, és annak megfelelően kevesebb megfigyelés elegendő. A kozmikus geodéziai célú programok viszont, amelyek feladata $10^{-6} - 10^{-8}$ pontosság elérése, ismeretlennek tekintik a potenciálfüggvényen kívül az állomáskoordinátákat is, és a pontosságtól függően különböző rendig veszik figyelembe a perturbációkat (teljes áttekintést ad Kozai táblázata [126]).

A légköri kutatásokra használt programok közbülső helyet foglalnak el komplexitás szempontjából.

A meghatározandó paraméterek közé a pályaelemeken kívül felveszik a középmozgás deriváltját is, amely a \dot{P} -al és ezen keresztül a légsűrűséggel (34) arányos. Ugyanis anomalisztikus periódus esetén $n = \frac{1}{P} = \dot{M}$, $\dot{P} = -\frac{\ddot{M}}{M^2}$, és rövidebb időszakokra \dot{M} konstansnak vehető, ezért $\dot{P} \sim \ddot{M}$. Kis excentricitású pályáknál azonban ω változása a sugárnyomás és a páratlan harmonikusok hatása miatt nem lineáris, ami \dot{M} -ban zavaró ingadozásokra vezet. Ezért célszerű bevezetni egy kvázidrakonikus periódust, amelyre

$$P = \frac{1}{\dot{M} + \dot{\omega}} \quad \dot{P} = -\frac{\ddot{\omega} + \ddot{M}}{(\dot{\omega} + \dot{M})^2} \quad (49)$$

Jacchia és munkatársai (USA) vizsgálataikban a DOI programot használják, amely az egyes észlelésekhez tartozó M középanomáliát hasonlítja össze a megfelelő számított értékkel. A középanomália időfüggését először egy analitikus $M(t)$ függvénnyel approximálják, majd tekintik az egyes észlelések $\Delta M = M - \bar{M}$ eltérését ezen értékektől. Kétszer deriválva

$$\ddot{M} = \frac{d^2 \bar{M}}{dt^2} + \frac{d^2 \Delta M}{dt^2} \quad (50)$$

s ezt kiegészítve a perigeum vándorlásából adódó taggal

$$\ddot{M}_c = \ddot{M} + \left(\frac{dM}{dv} \right)_p \ddot{\omega} \quad (51)$$

ahol $\left(\frac{dM}{dv} \right)_p$ a perigeumbeli érték.

A \dot{P} gyorsulást a gyakorlatban a következőképp vezetik le. Először a megfigyelésekből 1 - 4 naponta számított, közelítő pályaelemrendszerek mindegyik elemét 30-120 napos időintervallumon belül a legkisebb négyzetek módszerével kiegyenlítik, vagyis levezetik az analitikus időfüggvényeket, köztük $M(t)$ -t. Ezután a megfigyelésekből a DOI program megfordításával kapott közepes anomáliákból meghatározzák a ΔM értékeket. A kapott $\Delta M(t)$ függvényt kézzel kiegyenlítik, majd grafikusán kétszer differenciálják. Ebből tetszőleges sűrűségben megkapják a keresett \dot{P} értékeket, amelyek azonban nem lesznek egymástól függetlenek.

A King-Hele és munkatársai (Anglia) által kidolgozott és használt "PROP" pályajavitási program hasonló elven alapszik és

$$M(t) = M_0 + M_1 t + M_2 t^2 + M_3 t^3 + M_4 t^4 + M_5 t^5 \quad (52)$$

alku analitikus függvényt használ. A mesterséges holdak életének legnagyobb részében csak M_0 , M_1 , M_2 és (általában) M_3 szükséges, de a hold pusztulása idején, a legalacsonyabb légrétegekben M_4 és M_5 sem hanyagolható el. King Hele feldolgozásaiban vegyesen használt vizuális és fotografikus megfigyeléseket, valamint radarméréseket. Részletesen elemezte a levezetett gyorsulásértékek hibájának összefüggését az észlelési technikával, és arra az érdekes megállapításra jutott, hogy a légellenállás szabálytalan ingadozásai $10''$ nagyságrendű hibát okoznak a topocentrikus pályamenti (along track) helyzetben, ezért az

M_1 , M_2 és M_3 megbízhatósága inkább függ a légellenállás "simaságától", a felhasznált megfigyelések összes számától és földrajzi eloszlásától, mint attól, hogy pontos fotografikus megfigyeléseket is figyelembe vettek e [121]. A fotografikus megfigyelések (Hewitt kamera) bevonása a megoldásba elsősorban az i és a megbízhatóságát növelte meg.

Barlier, Jaeck és munkatársai (Franciaország) módszere [21] már eleve feltételez egy légköri modellt és azt az f faktort állapítja meg, amellyel minden, a perigeum körüli modellsűrűség-értéket szorozni kell, hogy a mért értékeket kapjuk. Egy a t_0 időpontra vonatkozó pályaelemrendszerből indul ki, s ebből a légköri modellt feltételezve Brouwer perturbációs elméletével numerikus integrálással jut el a t_1 -beli pályaelemekhez, köztük a M közepes anomáliához. E pályaelemekből kiszámítható a teoretikus látóvonal-irány és ennek a megfigyelt iránnyal bezárt θ szöge. Numerikusan, szukcessziv approximációval megkeresi, hogy θ milyen M_1 közepes anomáliára lesz minimális. Az így kapott $M_1 - M$ eltérés oka részben a közepes anomália δM_0 , részben a félnagy tengely δa_0 hibája, valamint az F légellenállásnak e modelltől nem következő változása, vagyis

$$M_1 - M = Ff + \frac{\partial M}{\partial a} \delta a_0 + \delta M_0 \quad (53)$$

Innen δM_0 , δa_0 és f legkisebb négyzetekkel meghatározható. Az így kapott f a megfigyelési időszakra vonatkozó középérték. Az utóbbi években a francia csoport (GRGS, CERGA) "Jacchia" nevű programja számolja a Jacchia-65 felsőlégköri modellhez viszonyított sűrűségjavító faktorokat. A SPAND program a fékeződés hatását adja különböző pályaelemekre (ezen belül a FROT-65 a

légköri fékeződést számolja ki keringésenként) [110].

Eljaszberg és csoportja (Szovjetunió) módszere, amelyet az I.5.3 §-ban már részletesen ismertettünk, a korábbiaktól eltérően tisztán numerikus integrálással dolgozik. A modell összes paraméterének szimultán meghatározása nem lehetséges, mindig a koefficiensek egy-egy csoportját változtatták a Q függvény minimalizálásánál, majd többször ismétlik ezt az eljárást, amíg az újabb javítás már nem segít a korábban megjavított paramétereken.

A numerikus integráció módszerével kapcsolatban annyit érdemes általánosságban megállapítani, hogy az előnyösen használható olyan esetekben, amikor az analitikus módszer nehézkes, vagy nem alkalmazható. Az egyenletek viszonylag egyszerűek az analitikus elméletek komplex algebrájához képest. Ugyanakkor azonban bizonyos perturbációk magas frekvenciája miatt mester-séges holdaknál 1-2 perces lépésközöket kell használni, ami azt jelenti, hogy a számítógépi igény egy nagyságrenddel nagyobb, mint az analitikus módszereknél.

Befejezésül röviden megemlítünk még néhány kevésbé ismert pályaelem-javító programot, amelyek - noha más célokra készültek - légsűrűségi számításokra is alkalmasak lennének.

Kranjc (Olaszország) "Nerone" elnevezésű, iterációs programja a "Bocaccio" közelítő pályaelemeiből indul ki, és a kezdeti xyz műholdkoordinátákat és deriváltjaikat variálja alkalmas módon. A megfigyelt és számított azimutértékek különbségeivel végzi a javítást [129].

Montag (NDK) "Potsdam-3" elnevezésű pályajavítási programja [223] fotografikus megfigyelésekhez készült, és a szekuláris, hosszuperiódusu perturbációkat veszi figyelembe (a tesszerális

harmonikusokat nem). A kiegyenlítés során a pályaelemek és deriváltjaik, valamint 6 rezonanciaharmonikus meghatározására történt kísérlet. E program adaptálása jelenleg folyik a penci Kozmikus Geodéziai Obszervatóriumban.

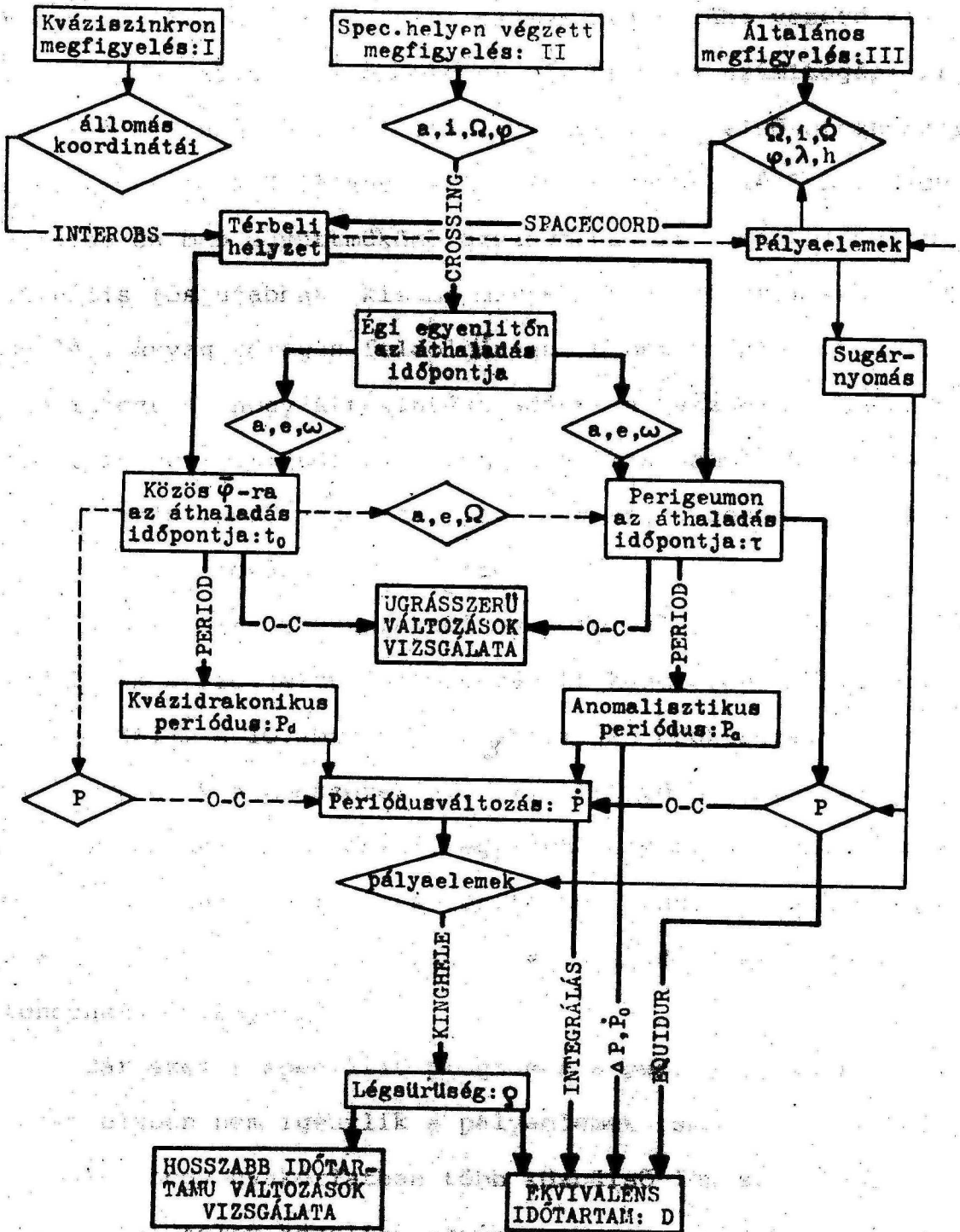
Akszonov és Szocsilina (Szovjetunió) programja más mozgáselméletet használ, mint az eddigiek, ugyanis nem a perturbált Kepler-mozgás, hanem az átmeneti, nem-kepleri pálya képezi a módszer alapját. Ez a megoldás teljesen figyelembe veszi a J_2 és J_3 , illetve részben a J_4 hatását. A meghatározandó 8 ismeretlen között a 6 pályaelemen kívül szerepel a légellenállás 2 koefficiense is [206], [253], [254].

Összegezve megállapíthatjuk, hogy a "konvencionális" módszerek kiválóan alkalmasak a legkülönbélebb megfigyelések (irány, távolság, sebesség) együttes értékelésére, nagy tömegű észlelési anyagból a légsűrűség globális változásainak levezetésére, ha ezek karakterisztikus ideje néhány napnál nem rövidebb. Az I. fejezetben ismertetett légköri modellek főképp ilyen, fotografikus megfigyelésekből pályajavitással levezetett és a 2.§ módszereivel légsűrűséggé átszámított periódusváltozásokon alapulnak. Ujabban a megfigyelési anyag in situ mérésekkel egészült ki. Bizonyos légköri kutatásokra azonban a "konvencionálisnál" egyszerűbb, rövidebb és közvetlenebb eljárás is kínálkozik, amely nem rontja az elérhető pontosságot, ugyanakkor az időbeli felbontás javítható.

4.§ Geometriai módszerek a periódus meghatározására

A bevezetésben már ismertettük azokat a körülményeket, amelyek oda vezettek, hogy a felsőlégköri kutatások céljaira a hatvanas évek elején hazánkban és más együttműködő szocialista

SŰRŰSÉGINGADOZÁSOK VIZSGÁLATA MŰHOLDMEGFIGYELÉSEKBŐL
Geometriai módszerek organigramja



10. ábra

országokban olyan speciális módszerek kerültek kidolgozásra, amelyek lényegesen eltértek a 3.§-ban vázlatosan bemutatott pályaelemjavítási eljárásoktól. E módszerek egymással szoros kölcsönhatásban fejlődtek, és számos zsákutcába vezető kísérlet után a hetvenes évek elején már komplex számítógépi programok alakjában realizálódtak, amelyekkel - elsősorban Magyarországon az MTA Csillagvizsgáló Intézetében, később a Szovjetunióban és más együttműködő országokban is - megkezdődött a vizuális (és utabban, kisebb mértékben a fotografikus) megfigyelési anyag tömeges feldolgozása. Ebben a fejezetben arra szoritkozunk, hogy áttekintést adjunk a használt speciális programokról, különös tekintettel azokra, amelyek segítségével kutatásainkat végeztük, kiemelve azt a néhány pontot, ahol az elméletet továbbfejlesztettük.

A speciális módszerekről összefoglalás található Horváth Andrásnak a Szovjetunióban megvédett kandidátusi disszertációjában [261]. A 10. ábra blokkdiagrammján megkíséreltük bemutatni, hogy ezek a módszerek (I, II, III) több ponton szoros kapcsolatban vannak egymással, egymást helyettesíthetik, vagy akár egyetlen programmá is egységesíthetők lennének. Jelenleg a számítógépek nyújtotta lehetőségek fejlődése nyomán éppen ilyen tendencia érvényesül.

Bár ezek a speciális programok a periódusváltozás levezetéséhez elvben nem igénylik a pályaelemek ismeretét, az ábrából látható, hogy gyakorlatban több közbülső lépésnél legalábbis néhány pályaelem közelítő értéke nehezen nélkülözhető. Ennek ellenére a speciális programok komplexitása nem éri el a pályaelemjavítási programokét, és geometriai jellegük miatt a potenciálfüggvény pontos ismeretét sem igénylik. A megfigyelésektől a

periódusértékig vezető közvetlen ut kiküszöböli az iterációból, illetve kiegyenlítésből származó szisztematikus hibákat is, és javítja az eredmény reális időfelbontását. E módszerek alkalmas kombinációjával a pontosság csökkenése nélkül elérhető, hogy a megfigyelések teljes számban felhasználásra kerüljenek.

4.1 A három alapvariáns

Mindhárom variáns első fázisként a mesterséges holdnak pályája egy fix pontján való áthaladása T_0 pillanatát rögzíti. A második fázis e pontból kiindulva közelítő pályaelemekkel és Kepler mozgással approximálva számítja ki egy másik kitüntetett ponton való áthaladás T_1 időpontját. A harmadik fázis a megfelelő T_1 időpontok különbségeiből a P keringési időt, vagy közvetlenül annak P megváltozását számolja. A negyedik fázis lehet a ϱ sűrűségekre való áttérés a 2.5 § formuláival, vagy általában a \dot{P} gyorsulás vizsgálata.

A módszereket a felhasznált megfigyelések jellege szerint csoportosítva azok részben speciális (I, II) részben tetszőleges (III) megfigyelések feldolgozására alkalmasak. A használt matematikai modell az 1. fázisban mindhárom esetben geometriai, a 2. fázisban leegyszerűsített dinamikai modell szerepel, a 3. fázisban mindhárom variánsnál kétféle eljárás alkalmazható P illetve \dot{P} levezetésére. A feldolgozás végső fázisát a kitűzött kutatási cél határozza meg.

A II. variánsen alapuló, de részben a III. variánssal összekapcsolt "PERLO" számítógépi program felépítését az ábrán vastagabb nyilakkal jelöltük. E program befejező fázisa

a következő fejezetben definiálandó ekvivalens időtartam kiszámítását is tartalmazza; másik változata elvezet az ugrás-szerű sűrűségváltozások vizsgálatához. Szaggatott vonal jelöli a lehetséges, de a gyakorlatban nem használt lépéseket. A PERLO program végső soron kollektív munka eredménye, amelyben Illés Erzsébettel és Horváth Andrással (MTA Csillagvizsgáló Intézete) együtt vettem részt (lásd Bevezetés).

Az I. alapvariáns Ill Márton kezdeményezéséből, az INTEROBS programból fejlődött, és a kozmikus geodézia geometriai módszerének megfordításaként is felfogható. A kváziszinkron vizuális megfigyelésekből például Zsongolovics egyszerű formuláival [225] levezetett térbeli pozíciók kedvező esetben valamennyi pályaelem meghatározására is lehetőséget adnak [233]. Tekintettel azonban arra, hogy a megfigyelőállomások szükséges koncentrációja csak Kelet-Európában volt megvalósítható, a szinkronmegfigyelésekből levezetett pályapontok csupán rövid geocentrikus íveket és ennek megfelelően bizonytalan pályaelemeket (e, ω) szolgáltatottak. Viszont éppen a megfigyelőállomások földrajzi koncentrálódása miatt az átészlelt pályaivek hosszabb időszakon keresztül azonos, vagy közel azonos v -hez (M -hez) tartoztak, vagyis a megfigyelt átvonulások közötti időszakok első közelítésben a drakonikus (vagy anomalisztikus) keringési idő egészszámu többszörösei. Ezen a felismerésen alapul a periódus meghatározása az I. módszernél, amelynek alapötlete Zsongolovicstól származik [225]: a térbeli pozíciókat radiálisan a Föld felszínére vetítve egy viszonylag szűk szélességintervallumon belül kapunk szubszatellitapontokat. Néhány foknyi geocentrikus ivre közelítő pályaelemeket és a

perturbálatlan Kepler-mozgás képleteit alkalmazva kiszámítható a kérdéses szubszatellitaponttól egy kiválasztott (közbul-ső) szélességi kör fölötti áthaladásáig eltelt idő. Egy vonuláson belül észlelt valamennyi pozíció egy-egy t_0 "metszésidőt" szolgáltat, amelyek közepelhetők. A t_0 időpontban a hold tehát áthalad a Föld forgástengelyéhez képest φ_0 nyílásszögű és a forgással szemben invariáns geocentrikus kup palástján. Két egymást követő áthaladás közötti időintervallum a kvázidrakonikus keringési idő, amely drakonikussá transzformálható [224]. A $\varphi_0 = 90^\circ$ esetében a kup az egyenlítő síkjává, a kvázidrakonikus periódus drakonikussá degenerálódik.

A II. alapvariánst Lozinszkij egy javaslatából [244] Magyarországon fejlesztettük tovább, és ez képezi a CROSSING program alapját. Alapgondolata, hogy az a sík, amelyet a megfigyelőállomás földrajzi szélességi köre definiál, egyrészt a forgással szemben invariáns, másrészt éppen a megfigyelőpont topocentrikus egyenlítőjét vágja ki az éggömbből. A mesterséges hold két egymást követő áthaladása a topocentrikus egyenlítőn (amikor $\delta = 0^\circ$) tehát egy másik kvázidrakonikus keringési időt definiál, amely kevésbé tér el a drakonikustól.

A topocentrikus egyenlítő metszési időpontjának meghatározására, a módszer egyik alapkérdésére, több megoldás is lehetséges. A PERLO program három eljárást használ, amelyek előnyei kiegészítik egymást. Az egyik az egy vonuláson belül észlelt pontok δ koordinátáinak másodfoku interpolációja, amely a $\delta = 0$ -hoz tartozó keresett metszésidőt a legkisebb négyzetek módszerével határozza meg. A másik eljárás III interpolációs módszere [230], az előzővel ellentétben valamennyi észlelt pontból külön-külön vezeti le t_0 metszésidőt. Először pontpáronként

kiszámítja a δ változás v sebességét, majd interpolálja a $v(\delta)$ függvényt $\delta = 0$ -ra, és a $v_{\delta=0}$ sebességgel minden észlelt pontból levezeti a t_0 időpontot. Sűrűn átészlelt vonulások esetén a szórás nem haladja meg a 0.01 sec-ot. E két eljárás közös hibája, hogy egyrészt az égi egyenlítőn áthaladó, sűrű megfigyelési sorozatot kíván, másrészt az állomás időrendszeréből származó, esetleg igen jelentős Δt szisztematikus időhiba észrevehetetlen marad. Még durván téves észlelés sorozatok kiszűrésére sem alkalmasak, midőn például a hold identifikációja helytelen volt.

Az általam kidolgozott harmadik eljárás [211] a topocentrikus deklináció változását leíró $\delta = f(t)$ függvénynek a $\delta = 0$ közelében érvényes approximációján alapul. Minden (δ, t) megfigyelésből kiszámítható a $t_0 = t - \Delta t$ metszésidő egy

$$\Delta t = \frac{r}{v} \frac{Q_1 \sin^2 \delta \pm \sin \delta \sqrt{Q_1^2 \sin^2 \delta + 4P^2 Q_0}}{2 Q_2^2} \quad (54)$$

alaku képlettel, ahol $\frac{r}{v}$, Q_2 , Q_0 , Q_1 az oszkuláló pályaelemek és φ segítségével explicite megadható függvények. A közelítés az egyenlítő 10° -os környezetében használható. Ez az eljárás

- 1./ alkalmazható néhány, sőt egyetlen, az egyenlítő egyik oldalán fekvő megfigyelés esetén is, bár extrapolációkor a pontosság jelentősen csökken;
- 2./ automatikusan jelzi a durva szisztematikus hibás vonulásokat, vagy, ha a közelítő oszkuláló pályaelemek hibásak, vagy más mesterséges holdra vonatkoznak;
- 3./ jó ellenőrzés a másik két módszerhez, és velük együtt nagyon alkalmas egy vonuláson belül egyes hibás észlelések kiszűrésére is. A kapott t_0 értékeknek $\frac{1}{\delta}$ szerint súlyozott középértéke képezhető.

Gyakorlatban a metszésidő-meghatározás pontossága a PERLO programmal a három eljárás együttes alkalmazása esetén vizuális megfigyelésekből 0.1 - 1 sec. Fotografikus megfigyelésekből Illés tapasztalata szerint egy nagyságrendnyi javulás érhető el.

A rendelkezésre álló, előzetes pályaelemek pontosságának növekedése immár lehetővé teszi nemcsak a megfigyelés időpontjához közeli t_0 , hanem a legfeljebb $P/2$ időbeli távolságra lévő τ perigeumáthaladási időpont megbízható levezetését is a perturbálatlan Kepler mozgás egyenleteivel anélkül, hogy a pontosság észrevehetően csökkenne. Ezáltal viszont a pálya különböző szakaszairól nyert észlelések könnyen összeredukálhatók, és a kvázidrakonikus helyett anomalisztikus periódusok nyerhetők. (A perigeum helye körhöz közeli pályák esetén bizonytalan ugyan, de az ezzel az eljárással levezetett τ bizonytalansága nem haladja meg t_0 -ét, s a periódusértékek képzésénél az ω -ban jelentkező, esetleges hiba kiesik).

A használt formulák a következők:

$$r_0 = \frac{a(1-e^2)}{1+e \cos v_0} \quad \text{és} \quad \frac{R \sin \varphi}{r_0 \sin i} = \sin v_0 \quad (55)$$

iterálva

$$\operatorname{tg} \frac{E_0}{2} = \sqrt{\frac{1-e}{1+e}} \operatorname{tg} \frac{v_0}{2}$$

$$t_0 - \tau = \frac{P}{2\pi} (E_0 - e \sin E_0)$$

ahol φ és R a megfigyelőhely földrajzi szélessége illetve rádiusza.

A levezetett anomalisztikus periódus felhasználásával nyilván lehetséges a legérzékenyebb pályaelem, az a javítása, és ezáltal az iterációs közelítés is.

Mind az I., mind a II. alapvariáns tehát speciális megfigyeléseket igényel, és pedig szinkronitást két állomásról, vagy az égi egyenlítő környékének átészlelését. Az előbbi jelentős szervezést igényel, és fokozottan függ a lokális meteorológiai viszonyoktól, az utóbbit a pálya-megfigyelőállomás relatív helyzet korlátozza, vagy lehetetlenné teszi. Több éves feldolgozási munkánk tapasztalatai szerint ez mintegy 50-60%-kal csökkenti a feldolgozásra alkalmas megfigyelések számát. Ennek ellenében viszont e két variáns nagy mértékben független a rendelkezésre álló közelítő pályaelemek minőségétől, pontosságától.

A hatvanas évek végére nyilvánvalóvá vált, hogy 1./ a vizuális megfigyelőállomások száma csökkenő tendenciát mutat, egyre kevesebb a használható vizuális megfigyelés világszerte; 2./ a fotografikus megfigyelőállomásokról származó megfigyelési anyag növekszik ugyan, de ezek az állomások egyéb geodéziai programjaik miatt nem vállalkozhatnak arra, hogy speciális igényeknek is eleget tevő megfigyeléseket hajtsanak végre az "Atmoszféra" program keretében; 3./ a számítóközpontok előrejelzési célokra olyan pályaelemrendszereket használnak, és rendszeresen szolgáltatnak is, amelyek pontossága eléri a vizuális észlelésekből levezethető pályakét, csak időbeli frekvenciájuk alacsony a gyors felsőléggőri változások tanulmányozásához.

E három körülmény tette szükségessé és lehetségessé a III. alapvariáns módszereinek kidolgozását. Ennek két változata született, az egyik az Ill Mártontól származó SUBSAT módszer, amely a felszínre vetítve oldja meg a feladatot [82]. Felhasználva az oszkuláló pályaelemek közül a légsűrűség változásaitól legkevésbé függő $i, \Omega, \dot{\Omega}$ pályaelemeket, ismertnek tekinti a pályasík pillanatnyi helyzetét, majd a megfigyelés topocentrikus azimutjából gömbháromszögtani képletekkel levezeti a szubszatellitapont φ, λ koordinátáit. Ebből az I. alapvariánsnál ismertetett módon levezethető a kvázidrakonikus keringési idő.

A III. alapvariáns másik változata, a Horváth Andrásról származó SPACECOOR, térben oldja meg a problémát [260]. A pályasík pillanatnyi helyzetét ismertnek tekinti i, Ω és $\dot{\Omega}$ alapján, majd a megfigyelés térbeli irányvektorának e síkkal való dőléspontját határozza meg. Innen a II. alapvariánsnál ismertetett módon Kepler-mozgás közelítéssel lehet eljutni a közelebbi perigeumáthaladás időpontjának levezetéséhez. Minden egyes észlelésből tehát levezethető egy-egy perigeumáthaladási időpont, τ , amelyek egy vonuláson belüli észlelésekre nem mutathatnak szisztematikus menetet, és közepelhetők. A perigeumáthaladási időpontokból az anomalisztikus periódus vezethető le. Tekintettel a már említett tendenciára, mely a központok által közölt pályaelemek minőségének folyamatos javulásában nyilvánul meg, ésszerű a "short arc" módszer ilyen alkalmazása egy keringésen belül. Horváth tapasztalatai szerint a SPACECOOR ± 0.5 km-nyi hibával határoz meg térbeli koordinátákat fotografikus megfigyelésekből, és a perigeumáthaladás időpontja $\pm 0,05$ s hibával vezethető le [260]. A

PERLO program új variánsa már összekapcsolja a SPACECOOR-t a régebbi PERLO-val oly módon, hogy a topocentrikus egyenlítő-től távolabb eső pozíciók feldolgozása SPACECOOR-ral történik. A PERLO-val illetve a SPACECOOR-ral levezetett, vagy egyszerűen a központ által közölt pályaelemekben megadott (az előző kettőhöz hasonló pontosságu) perigeumáthaladási időpontok kombinálhatók a P_{anom} görbe levezetésénél. Gyakorlatban ez a kombinált eljárás került alkalmazásra a megfigyelési anyag feldolgozásánál. Az ily módon levezetett τ időpontok lényegében függetlenek egymástól, és ezáltal a megfigyelésekből a P_{anom} görbe időfelbontása lényegesen javítható. Gyakorlatban a rendelkezésre álló megfigyelési anyag sűrűségétől függően 2-5-szörös időfelbontás javulást eredményez.

4.2 Az O-C módszer

Bármelyik variáns révén jutunk el a pálya egy geocentrikusan fix pontján való áthaladás τ pillanatának levezetéséhez, innen a PERLO programban két eljárás vezet tovább a sűrűséggel arányos \dot{P} meghatározásához. Egyrészt szukcessziv időkülönbségekből valamelyik periódus levezetése, majd kiegyenlítés után a görbe lehetséges numerikus, illetve grafikus deriválása útján, vagy másrészt elvégezhető a kiegyenlítés magukban az időpontokban, miközben numerikus, illetve grafikus eljárással közvetlenül határozzuk meg egy időszak átlagos \dot{P} értékét. A megfigyelési anyag jellegétől és a kitűzött céltől függően mindkét eljárás jogosult. Időben távoli észlelt τ értékek esetén, amikor a szomszédos észlelt időpontokból levezetett P_{anom} már eleve egy nagyobb időszakra vonatkozó átlagérték, az első eljárást kell követni. Ha viszont \dot{P} ingado-

zása zaj-jellegű, és egy olyan időszakra vonatkozó átlagértékének levezetésére van szükség, amely sűrűn, de nem egyenletesen tartalmaz megfigyelt τ időpontokat, akkor a második eljárás a célravezető.

A PERLO-program-rendszer PERIOD programja egy közelítő periódus érték segítségével két-két τ értékből kiszámítja az anomalisztikus periódus momentán értékét, amelyet a kérdéses $\Delta t = \tau_2 - \tau_1$ időintervallum közepéhez tartozónak tekint. A program τ_2 -ből és τ_1 -ből akkor számol periódust, ha τ_2 és τ_1 között nincs újabb megfigyelés, és/vagy ha $\Delta t = \tau_2 - \tau_1 \leq 1.5$ nap. A kapott periódusértékek közül a durván hibásakat az "up-down pattern" módszerrel a feldolgozást végző kutató szűri ki, majd a program a megmaradt pontokat 2-2 naponként (1-1 nap eltolással) közepeli. A csuszóközepelésnél az egyes pontok a Δt -beli keringések számával arányos súlyt kapnak. A kapott periódusgörbe szolgál a P függvény meghatározásának alapjául. Ami a közepes periódusértékek pontosságát illeti, az lényegesen felülmúlja az a félnagy tengelyből levezethető, oszkuláló periódusét, és Δt -vel nő.

Ha egy kváziperiódikus folyamaton belül a periódus sztochasztikus fluktuációja sokkal kisebb mértékű, mint szekuláris vagy hosszuperiódusu változása, akkor a periódus változásának elemzése végrehajtható az O-C módszer segítségével. A módszert a csillagászati gyakorlatban különféle periódikus jelenségek (változó csillagok periódusváltozása, földi rotáció periódusa, stb.) vizsgálatánál széles körben alkalmazzák [17], [6], bár a pulzáló változók esetében például nehéz meggyőződni arról, hogy a sztochasztikus fluktuációk elhanyagolhatók-e, és az O-C módszer valóban a periódus szekuláris változását szolgál-

tatja-e [18]. Az atmoszférában fékeződő mesterséges holdak esetében azonban a keringési periódus szekuláris rövidülése vitán felül álló tény, sőt ezen \dot{P} és a légsűrűség arányossága miatt a második derivált menetének periodicitása is gyakran ismeretes. Felismerve, hogy a 4.1 pontban ismerttetett eljárások segítségével éppen azonos fázisu, de nem egyenlőközű megfigyeléssorozatok állnak rendelkezésre, \dot{P} átlagértékének és változásainak levezetésére még 1965-ben javasoltuk a továbbfejlesztett O-C módszer alkalmazását [85].

A módszer alapját képező, rendkívül egyszerű tételek a következők:

1.tétel Ha O_0 -tól O_k -ig $\dot{P} = \text{konstans}$, akkor a megfigyeléseknek az O_0 -hoz tartozó, kezdeti P_0 periódussal számított $C_k = O_0 + nP_0$ értéktől való y_k eltéréséből a \dot{P} kiszámítható, és

$$\dot{P} = \frac{2 (O_k - C_k)}{k (k + 1)} = \frac{y_k}{k (k + 1)} \quad (56)$$

ahol \dot{P} a periódusnak fordulatonkénti megváltozása.

Bizonyítás: $O_k = O_0 + (P_0 + \dot{P}) + (P_0 + 2\dot{P}) + \dots + (P_0 + k\dot{P}) =$

$$= O_0 + kP_0 + \frac{k(k+1)}{2} \dot{P} = C_k + \frac{k(k+1)}{2} \dot{P}$$

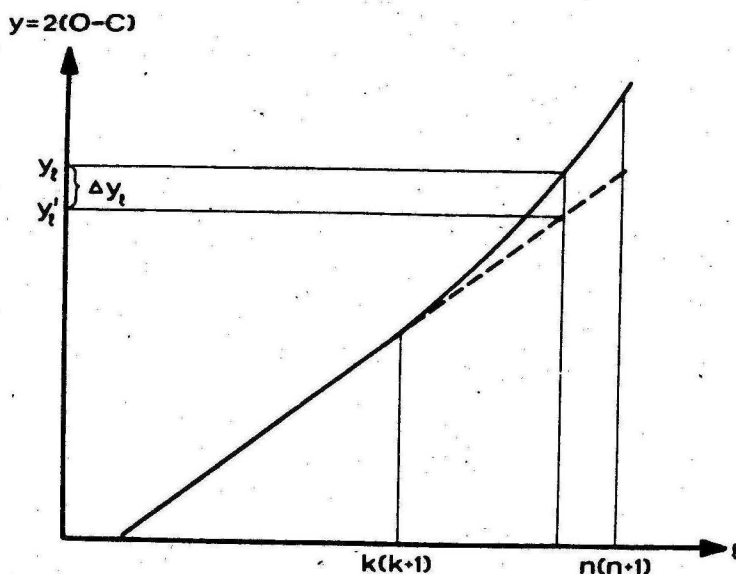
$$y_k = 2 (O_k - C_k)$$

A P_0 kezdeti periódus megkeresése történhet az időszakon belül kiválasztott két alkalmas megfigyelt időpontból. A \dot{P} levezethető grafikusan az $y_k [k(k+1)]$ függvény meredekségéből, vagy numerikusan pontpáronként és átlagolva.

2. tétel Legyen O_0 -tól O_k -ig $\dot{P} = \dot{P}_1$, és O_k -tól O_n -ig $\dot{P} = \dot{P}_2$, akkor ha $k < \ell \leq n$, akkor

$$Y = y_\ell - y'_\ell = (\dot{P}_2 - \dot{P}_1) (\ell - k)(\ell - k + 1) \quad (57)$$

Itt $y_\ell = 2(O_\ell - C_\ell)$; $y'_\ell = 2(O'_\ell - C_\ell) = \dot{P}_1 \ell(\ell + 1)$, vagyis az origóból kiinduló, \dot{P}_1 meredekségű egyenes ordinátája az ℓ -ik keringés idején. A Δy tehát az $[(\ell - k)(\ell - k + 1)]$ lineáris függvénye, és az egyenes meredeksége $(\dot{P}_2 - \dot{P}_1)$ (lásd 11. ábra).



11. ábra

Bizonyítás: Az (56) miatt

$$\frac{2(O'_\ell - C_\ell)}{\ell(\ell + 1)} = \dot{P}_1 \quad \text{és} \quad \frac{2(O_\ell - K_\ell)}{(\ell - k)(\ell - k + 1)} = \dot{P}_2$$

ahol K_ℓ a k -ik keringéstől a C_n -hez hasonló lineáris formulával számított érték, vagyis

$$K_{\ell} = O_k + (\ell - k)P_{\ell} = O_k + (\ell - k)(P_0 + k\dot{P}_1) = C_{\ell} + \frac{k(k+1)}{2}\dot{P}_1 + k(\ell - k)\dot{P}_1$$

beírva

$$2(O_{\ell} - K_{\ell}) = 2 \left[O_{\ell} - C_{\ell} - \frac{k(k+1)}{2}\dot{P}_1 - k(\ell - k)\dot{P}_1 \right] = (\ell - k)(\ell - k + 1)\dot{P}_2$$

innen

$$2(O_{\ell} - C_{\ell}) = (\ell - k)(\ell - k + 1)\dot{P}_2 + k(k+1)\dot{P}_1 + 2k(\ell - k)\dot{P}_1$$

$$2(O'_{\ell} - C_{\ell}) = \ell(\ell + 1)\dot{P}_1$$

vagyis

$$\Delta y = 2(O_{\ell} - C_{\ell}) - 2(O'_{\ell} - C_{\ell}) = (\dot{P}_2 - \dot{P}_1)(\ell - k)(\ell - k + 1)$$

Megjegyezzük, hogy a k-ik keringés utáni szakasz az eredeti, első koordinátarendszerben nem lesz egyenes, csak a másodikban, vagyis az észlelt időpontokból képzett $y_{\ell} = O_{\ell} - C_{\ell}$ értékek letérését tapasztalva a kezdeti $y_k = k(k+1)P_1$ egyenesről, a kérdéses koordinátatranszformációt mindenképp el kell végeznünk ahhoz, hogy eldönthessük milyen jellegű légsűrűségi változásról van szó.

Gyakorlatban ez a módszer igen alkalmas annak vizsgálatára, hogy fellépett-e gyors, ugrásszerű változás a légkör sűrűségében valamely időpontban. Ilyen esetek, amikor a légkör sűrűsége valamennyi magasságban ugrásszerűen megváltozik, (miközben az exoszferikus hőmérséklet egy viszonylag állandó $T_{\infty}^{(1)}$ értékről egy másik, ugyancsak viszonylag állandó $T_{\infty}^{(2)}$ értékre ugrik) magunk is több ízben tapasztaltunk a megfigyelési anyag feldolgozása kapcsán [234]. Az "ugrásszerű" kifejezésen itt legfeljebb 1-2 napos átmeneti időszak értendő. A légkör ezekben az esetekben tapasztalatunk szerint egy stabil (egyetlen T_{∞} -hez tartozó) állapotból megy át egy másik stabil (másik T_{∞} -hez tartozó) állapotba. Mivel e jelenség

nincs kapcsolatban a geomágneses effektussal, részletes tárgyalására nem térünk ki. Megemlítjük viszont, hogy vizsgálata az O-C módszerrel eredményesnek bizonyult, ezért Illés Erzsébet elkészítette az "O-C" számítógépi programot, amely a fenti alapformulából kiindulva keresi meg az esetleges "törés" időpontját és határozza meg a \dot{P}_1 és \dot{P}_2 fékeződést a törés előtt és után. A $\rho \sim P$ összefüggés miatt $\dot{P}_2/\dot{P}_1 = \rho_2/\rho_1$, tehát közvetlenül meghatározható, hogy hányszorosára nőtt, illetve hányadrészére csökkent a sűrűség az adott magasságban a jelenleg idején.

3.tétel $y_\ell - y_k = \dot{P}_2 x + 2k (\dot{P}_1 - \dot{P}_2) \left[\sqrt{\left(k + \frac{1}{2}\right)^2 + x} - \left(k + \frac{1}{2}\right) \right]$ (58)

ahol $\ell > k$ és $x = \ell(\ell + 1) - k(k + 1)$, vagyis az első koordinátarendszerbeli abszcissza különbsége. A görbe egyenlete tehát a törés után nem lineáris, és az eltérése a lineáristól annál nagyobb, minél nagyobb $|\dot{P}_2 - \dot{P}_1|$.

Bizonyítás: (57)-ből

$$y_\ell - y'_\ell = (\dot{P}_2 - \dot{P}_1) [\ell(\ell + 1) - k(k + 1) - 2k(\ell - k)]$$

$$y'_\ell = \dot{P}_1 \ell(\ell + 1) \quad ; \quad y_k = \dot{P}_1 k(k + 1)$$

$$y_\ell - y'_\ell + (y'_\ell - y_k) = \dot{P}_2 [\ell(\ell + 1) - k(k + 1)] + 2k(\ell - k)(\dot{P}_1 - \dot{P}_2)$$

$$\ell - k = \ell + 1/2 - (k + 1/2) \quad \text{illetve}$$

$$(\ell + 1/2)^2 = \ell(\ell + 1) - k(k + 1) + (k + 1/2)^2 \quad \text{helyettesítéssel}$$

$$y_\ell - y_k = \dot{P}_2 x + 2k (\dot{P}_1 - \dot{P}_2) \left[\sqrt{x + (k + 1/2)^2} - (k + 1/2) \right]$$

Összegezve, az O-C módszer alkalmas egy időszak átlagos \dot{P} -jának (sűrűségének) levezetésére azonos fázisu észlelésekből, illetve érzékenyen jelzi a \dot{P} ugrásszerű megváltozását. Az ugrás időpontja a $\dot{P}_1 \rightarrow \dot{P}_2$ esetben a megfigyelésekből könnyen és nagy pontossággal levezethető. A komplikáltabb sűrűségváltozások esetében az O-C módszer továbbfejlesztése szükséges, erre a IV.fejezetben visszatérünk.

4.3 A PERLO programrendszer felépítése

A 11. ábrán vastag nyillal tüntettük fel azt a folyamatot, ahogy a vizuális és fotografikus megfigyelési anyag a PERLO Algol-nyelvű számítógépi programrendszerrel feldolgozásra kerül. A PERLO programrendszer bevezető része a tetszőleges formában beadott topocentrikus műholdfelvételeket, illetve a pályaelemeket egységes formára alakítja. A megfigyelés típusától függően a CROSSING vagy a SPACECOOR program kerül alkalmazásra a közelítő oszkuláló pályaelemek felhasználásával. Mind a CROSSING, mind a SPACECOOR program az egy vonuláson belül végrehajtott megfigyelésekből egy-egy perigeumáthaladási időt számít, miközben kiszűri azokat a megfigyeléseket, amelyek a 3σ kritériumnak nem tesznek eleget (ez gyakorlatilag a hibásan publikált vagy lyukasztott megfigyelések kiszűrését jelenti). A CROSSING program ezen kívül a 4.1 §-ban ismertetett mindhárom eljárást alkalmazza, és a durva hibás vonulásokat is felismeri és jelzi. A céltól függően kerül sor a kapott τ értékek feldolgozására a PERIOD, az O-C vagy az EQUIDUR programokkal. (Utóbbit lásd az V.fejezetben.) A kapott gyorsulásértékeket a sugárnyomás okozta gyors-

sulás levonásával helyesbitjük, melyet a CROSSING program szolgáltat.

A PERLO programrendszerrel kapott P értékekből (34), (35) képleteit alkalmazó KING HELE program segítségével maguk a sűrűségértékek is levezethetők, és közvetlenül összehasonlíthatók a JACCHIA program eredményeként kapott megfelelő modellértékekkel. Szükség esetén a megfigyelt periódusértékek felhasználhatók az oszkuláló pályaelemek javítására, és a PERLO program iterálására. Gyakorlatban fotografikus észlelések esetében egyetlen iteráció elegendőnek bizonyult.

A programrendszer eddig még nem ismertetett befejező része a geomágneses effektus egy általunk bevezetett új paraméterének, az ekvivalens időtartamnak a meghatározására vonatkozik, ezért tárgyalása a következő fejezetben megelőzi a PERLO programrendszerrel kapott eredmények ismertetését.