

## A SEMLEGES LÉGKÖRI GEOMÁGNESES UTÓHATÁS ÉRTELMEZÉSÉHEZ

Bencze Pál<sup>1</sup> és Illés Erzsébet<sup>2</sup>

<sup>1</sup>MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Intézet, Sopron

<sup>2</sup>MTA Csillagászati Kutató Intézet, Budapest

### BEVEZETÉS

A semleges légkör sűrűségében egy az alsó ionoszférában geomágneses viharok lecsengését követően közepes és magas szélességeken kimutatott utóhatáshoz hasonló jelenség figyelhető meg (Illés et al., 1984). Ez az utóhatás a mesterséges holdak fékeződéséből meghatározott sűrűség és a semleges légköri modellek alapján számított sűrűség hányadosában alacsony és közepes szélességeken a geomágneses tevékenység maximumát követő harmadik, negyedik napi maximummal - annak növekedéseként - jelentkezik. Tehát, itt egy a semleges légköri modellekben figyelembe nem vett sűrűség-növekedésről van szó, amely ebben az időszakban egy eddig figyelmen kívül hagyott energiabetáplálást jelezhet.

A felső légkörbe energia "közvetlenül" és "közvetve" juthat. "Közvetlen" energiabetáplálást jelent a Nap hullámtermészetű és magas szélességeken korpuszkuláris sugárzása. "Közvetve" kaphat energiát a felső légkör magas szélességeken a magnetoszféra csóvájában elhelyezkedő plazmarétegből, illetve alacsony és közepes földrajzi szélességeken a sugárzási övezetek, valamint az egyenlítői gyűrűáram közvetítésével. Utóbbi szintén a plazmarétegből táplálkozik. További energiaforrást jelentenek a felső légkör számára az alsó és középső légkörben keletkező és a felső légkörben elnyelődő légköri hullámok. A felső légkör energetikájával kapcsolatos megválaszolatlan kérdések nagy része a "közvetve" érkező energiával és a légköri hullámokkal kapcsolatos energiaszállítással függhet össze.

A semleges légköri geomágneses utóhatás a "közvetve" érkező szoláris energiával állhat kapcsolatban. A geomágneses háborgások lecsengését követően ugyanis a "közvetlen" energiaforrások közül a Nap korpuszkuláris sugárzása már megszűnt, de a "közvetve" érkező energiák forrásai közül is csak a sugárzási övezetek és az egyenlitői gyűrűáram jöhetnek számításba. A Nap hullámtermészetű sugárzása és a légköri hullámok energialeadása a geomágneses tevékenységtől gyakorlatilag függetlenül működő energiaforrások.

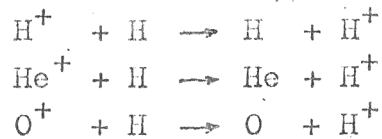
A sugárzási övezetek és az egyenlitői gyűrűáram esetében az ezeket alkotó nagy energiájú ( $> 0,1$  MeV), elektromos töltéssel rendelkező részecskék, illetve "forró" plazma (10-100 keV) által a felső légkörnek rugalmatlan és rugalmas ütközések során leadott energia jelenti az energiaforrást. A nagy energiájú, illetve a forró plazmát alkotó részecskék bejutását a magnetoszférából a felső légkörbe két mechanizmus biztosíthatja. A sugárzási övezetek esetében ez elsősorban a hullám-részecske kölcsönhatás, az egyenlitői gyűrűáramnál pedig főleg a töltéscsere reakció. A következőkben azt vizsgáljuk, hogy ezek a folyamatok milyen mértékben járulhatnak hozzá a semleges légköri geomágneses utóhatás kialakulásához.

#### TÖLTÉSCSERE REAKCIÓ, MINT A MAGNETOSZFÉRÁBAN TÁROLT ENERGIA MEGCSAPOLÁSÁNAK EGYIK MÓDJA

A gyengén ionizált gázok, így az ionoszféra fizikájában is fontos szerepet játszanak az ionok átalakulásához vezető folyamatok, az ion-molekula reakciók. Az ion-molekula reakciók egyik legfontosabb típusa a töltéscsere reakció



amely azon túlmenően, hogy megváltoztatja az ionösszetételt, a felső légkör kis sűrűségű, külső részében a Föld mágneses dipolterében befogott állapotban levő ionok kiszabadulásához vezethet. Amennyiben az egyenlítői gyűrűáramot alkotó ionok ( $H^+$ ,  $He^+$ ,  $O^+$ ) az exoszférában a geokoronát alkotó semleges hidrogénatomokkal ütköznek a



töltéscsere reakciók útján lényegében a gyűrűáramot alkotó ionok energiájának megfelelő energiájú (10-100 keV) semleges atomok (H, He, O) keletkeznek (Dessler et al., 1961; Davidson, 1965; Prag et al., 1966; Prölss, 1973; Torr et al., 1974). Ehhez kisebb magasságban (600-200 km) még a



töltéscsere reakció is hozzájárul. Az így keletkezett semleges atomok attól függően, hogy a töltéscsere a mágneses erővonal körüli giromozgás mely fázisában következik be, vagy kifelé, vagy a Föld felé mozognak (1. ábra). A befelé mozgó atomok töltéscsere-reakció útján újra elektront adhatnak le, ionizálódhatnak, majd így utjukat a mágneses tér mentén folytatva egy újabb töltéscsere reakcióban ismét semleges atommá alakulhatnak. Ez többször megismétlődhet, míg a részecske energiája a termikus energia szintjére nem csökken. Ezt a folyamatot Monte Carlo módszerrel szimulálhatjuk (Prölss, 1973). Ha a nagy energiájú

semleges atom keletkezésének magassága  $z_0$  (1. ábra), a semlegesítődést követő első elektronleadás magassága a

$$z_1 = H_i \ln \left\{ 1 / \left[ \exp \left( - \frac{z_0}{H_i} \right) - \frac{\ln p_I(z_1)}{\frac{\sum_i (\sigma_{01})_i (n_0)_i H_i}{\sin \Psi}} \right] \right\} \quad (1)$$

összefüggésből számítható ki, ha  $p_I(z_1)$  - az ionizáció valószínűsége - helyébe 0 és 1 közötti véletlen számot helyettesítünk.  $(\sigma_{01})_i$  a semleges atomoknak az  $i$ -ik összetevőre vonatkozó ionizációs hatáskeresztmetszete,  $(n_0)_i$  és  $H_i$  az  $i$ -ik összetevő sűrűsége a pályaszakasz legkisebb magasságú pontjában, illetve a skálamagasság,  $\Psi$  a pályaszakasz vízszintessel bezárt szöge (2. ábra)

$$\sin \Psi = \cos \alpha \sin I + \sin \alpha \cos I \sin \theta$$

ahol  $\alpha$  a mágneses irányzög a  $z_0$  pontban,  $\theta$  a semleges atom keletkezésének pillanatában az erővonal körül spirálmozgást végző ion azimutja (2. ábra),  $I$  a mágneses tér inklinációja. A  $z_1$  magasságban létrejövő ionizációnál keletkező és utját a mágneses tér mentén folytatva spirálmozgást végző ion újabb semlegesítődésének  $z_2$  magassága

$$z_2 \approx H_i \ln \frac{1}{\exp \left( - \frac{z_1}{H_i} \right) - \frac{\ln p_N(z_2)}{\frac{\sum_i (\sigma_{10})_i (n_0)_i H_i}{\cos \alpha \sin I}}} \quad (2)$$

ahol  $p_N(z_2)$  a semlegesítődés valószínűsége,  $(\sigma_{10})_i$  a  $(\sigma_{01})_i$  reakcióval ellentétes folyamat, a semlegesítődés

hatáskeresztmetszete. Annak a szögnek a nagysága, amely-  
lyel az ion a mágneses erővonal körül a semlegesítődés  
előtt elfordul a

$$\Delta\theta = - \frac{\ln p_N (\Delta\theta)}{\frac{mv}{B} \sum_i (\sigma_{10}) (n_o)_i \exp\left(-\frac{z_1}{H_i}\right)} \quad \alpha < 90^\circ \quad (3)$$

összefüggéssel számolható. Az újabb elektronleadás és  
semlegesítődés  $z_3$ , illetve  $z_4$  magasságát az (1), (2) és  
(3) egyenletek ismételt alkalmazásával határozhatjuk meg.

A számításokhoz még szükségünk vanaleadott energia  
ismeretére. A  $H^+$  és  $He^+$  ionok esetében a fő energiavesz-  
teséget jelentő folyamatok a töltéscsere, az ionizáció  
és a gerjesztés. Az  $O^+$  ionokkal szemben a rugalmas ütkö-  
zés szerepe a  $H^+$  és  $He^+$  ionoknál csak 1 keV-nél kisebb  
energiáknál válik jelentőssé. Az ionizációnkénti átlagos  
energiaveszteség 10-20 keV energiájú részecskéket tekint-  
ve 35 eV.

Az  $O^+$  ionok a környező atomoknak töltéscserereakció  
és rugalmas szóródás formájában adnak le energiát (Torr  
et al., 1974). A töltéscserénél az energiaveszteség két  
részből tevődik össze, elektronbefogásból és az ezzel kap-  
csolatos gerjesztett állapot létrejöttéből. A rugalmas  
szóródásnál feltételezhető, hogy az energia megoszlik a  
becsapódó ion és az ütközésben résztvevő semleges atom  
között. Az ionok átlagos energiavesztesége a

$$\frac{dE}{dx} = - \left(\frac{m}{M}\right) E \sum_m \sigma_{cm} + \sum_m E_m \sigma_{cm} + E \sigma_{cm}$$

összefüggéssel számolható, ahol  $m$  a gerjesztett állapot,  $\sigma_{cm}$  az elektronbefogással  $m$  gerjesztett állapotba jutás hatáskeresztmetszete (Lo és Fite, 1970). Megjegyzendő, hogy a gyűrűáramot alkotó ionok közül az  $O^+$  ionok által okozott közvetlen ionizáció, vagy gerjesztés, illetve az ezzel kapcsolatos energialeadás elhanyagolható, mivel az  $O^+$  ionok sebessége ( $< 100$  keV energiákat tekintve) az orbitális elektronok sebességénél nagyságrendekkel kisebb. Ami a keletkezett nagy energiájú semleges  $O$  atomok energia-vesztését illeti, a rugalmas szóródás hatáskeresztmetszete lényegesen nagyobb, mint az ionizációs hatáskeresztmetszet, így az előbbi folyamat okozza az energiavesztést. A számításokat addig folytatjuk, míg a részecske energiája  $1$  keV, illetve  $2$  eV alá nem csökken. Ily módon kiszámítható, hogy a különböző energiájú részecskék különböző magasságban mennyi energiát adnak le.

Azt, hogy a fentiekben vázolt folyamat milyen mértékben járulhat hozzá a semleges légköri geomágneses utóhatás kialakulásához, a gyűrűáramot alkotó különböző ionoknak a töltéscserével szemben mutatott élettartama szabja meg. Az ionok utánpótlása a plazmarétegből ugyanis a geomágneses vihar főfázisával megszűnik. Így az utóhatás előidézésében a geomágneses tevékenység lecsengése után 4-5 nappal csak olyan ionok juthatnak szerephez, amelyeknek nagy az élettartama. A különböző ionok élettartama az energia és az  $L$  érték függvénye (Tinsley, 1976; Tinsley, 1981; Smith et al., 1981; Roelof et al., 1985). Mint az a 3. ábrán látható, a keresett élettartammal nagy energiájú  $H^+$  ionok, vagy kis energiájú  $O^+$  ionok rendelkeznek. A további vizsgálatokat tehát az ionoknak erre a két csoportjára lehet korlátozni. Mivel a maximális energialeadás magassága az energia csökkenésével nő, a semleges légköri

geomágneses utóhatás magasságát figyelembevéve a kis energiájú  $O^+$  ionoknak az utóhatás létrehozásában nagyobb szerepe lehet, mint a nagy energiájú  $H^+$  ionoknak.

#### A HULLÁM-RÉSZECSCKE KÖLCSÖNHATÁS, MINT A MAGNETOSZFERÁBAN TÁROLT ENERGIA MEGCSAPOLÁSÁNAK MÁSIK MÓDJA

A gyüriúramot és a sugárzási övezeteket alkotó ionok befogott helyzetének megszűnéséhez vezető másik folyamat a hullám-részecske kölcsönhatás. A hullám-részecske kölcsönhatás a mágneses irányszög szerinti diffúzió egyik módja, amely plazmahullámoknak leadott energia útján csökkenti a befogott részecskék mágneses irányszögét. Ezzel a tükröpont kisebb magasságba, a légkör nagyobb sűrűségű rétegeibe tolódik el megnövelve a semleges részecskékkel való ütközés valószínűségét. A töltéssel rendelkező részecskék befogott helyzetének megszűnéséhez ugyanis általában valamelyik adiabatikus invariáns megsértése vezethet. Erre akkor kerülhet sor, ha elektromágneses tér hat a részecskére és változásának periódusa megegyezik az erővonalkörüli giromozgás, vagy a tükröpontok közötti oszcilláció periódusával. A hullám-részecske kölcsönhatás egyik lehetséges módja a sugárzási övezetekben az elektronok és az elektronok ciklotronfrekvenciájával, vagy annak többszörösével megegyező frekvenciájú VLF hullámok közötti kölcsönhatás. A kölcsönhatás lényege, hogy az elektromágneses hullám mágneses komponensének a mágnesestérre merőleges összetevője a geomágneses térrel párhuzamos Lorentz erőt hoz létre. Az elektron-ciklotron rezonancia (helyi, Doppler-eltolódással) feltétele

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - l \Omega_e = 0 \quad l = \pm 1, \pm 2, \dots$$

ahol  $\omega$  az elektromágneses hullám,  $\Omega_e$  az elektron ciklotron körfrekvenciája. Ebből következik, hogy a rezonancia feltétele nem teljesül az erővonal tükörpontok közötti teljes hosszában, mivel mind  $v_{||}$ , mind  $\Omega_e$  változik az erővonal mentén. Hideg plazmában az elektromágneses elektron ciklotron (másként jobbra cirkulárisan polarizált, vagy whistler) modulusra vonatkozó diszperziós relációból (Schulz és Lanzerotti, 1974)

$$\left(\frac{ck_{||}}{\omega}\right)^2 \approx \frac{\omega_p^2}{\omega(\Omega_e - \omega)} \quad \omega \gg \Omega_i$$

ahol  $\omega_p$  az elektron plazmafrekvencia. A rezonanciához szükséges frekvencia, az elektron  $E = (\gamma - 1) m_e c^2$  kinetikus energiája, valamint az  $\alpha$  helyi mágneses irányszög között a következő összefüggés áll fenn

$$\cos^2 \alpha = \frac{c_A^2 \left[1 - \gamma \left(\frac{\omega}{\Omega_e}\right)\right]^2 \left(1 - \frac{\omega}{\Omega_e}\right)}{\frac{\omega}{\Omega_e} \frac{E}{m_i} (\gamma + 1)}$$

ahol  $c_A$  az Alfvén sebesség és  $\gamma$  a relativisztikus és a nyugalmi tömeg hányadosa.

A

$$k_{||} v_{||} = \omega + \frac{\Omega_e}{\gamma} > 0$$

helyzetnek megfelelő "anomális" Doppler-eltolódás esetén az elektron egy olyan hullámmal találkozik, amelynél a cirkuláris polarizáció iránya látszólag megfordult



(Rowlands et al., 1966). Ilyenkor a hullám frekvenciája, az elektron energiája és a helyi mágneses irányszög közötti összefüggést a

$$\cos^2 \alpha \approx \frac{c_A^2 \left(\frac{\Omega_e}{\omega}\right)^2 m_e}{E(\mathcal{J}+1) \left(1 - \frac{\omega}{\Omega_i}\right)}$$

kifejezés írja le.

Az ionok esetében hasonló rezonancia jöhet létre a sugárzási övezeteket alkotó protonok ciklotronfrekvenciájával, vagy annak többszörösével megegyező frekvenciájú ion ciklotron hullámok között. Hideg plazmában az elektromágneses ion ciklotron (másként balra cirkulárisan polarizált) modusra vonatkozó diszperziós relációból (Schulz és Lanzerotti, 1974)

$$\left(\frac{k}{\omega}\right)^2 \approx \frac{1}{c_A^2 \left(1 - \frac{\omega}{\Omega_i}\right)} \quad \omega < \Omega_i$$

A rezonanciához szükséges frekvencia, az ion  $v$  sebessége és a helyi irányszög között a következő összefüggés adható meg

$$\cos^2 \alpha = \frac{\left(1 - \frac{\mathcal{J}\omega}{\Omega_i}\right)^2 \left(1 - \frac{\omega}{\Omega_i}\right)}{\left(\frac{v}{c_A}\right)^2 \left(\frac{\omega}{\Omega_i}\right)^2 \mathcal{J}^2}$$

Anomális Doppler-eltolódás esetén ez a formula a

$$\cos^2 \alpha = \frac{m_e}{m_i} \cdot \frac{\omega}{\Omega_e} \left(1 - \frac{\omega}{\Omega_e}\right) \frac{c_A}{v^2}$$

alakot veszi fel (Rowlands et al., 1966).

A hullám-részecske kölcsönhatás másik módja a második adiabatikus invariáns megsértése, a sugárzási övezetekben befogott részecskék (elektronok, ionok) tükrönpontok közötti oszcillációjának frekvenciájával egyező frekvenciájú kompressziós (magnetoszónikus) hullám, vagy elektrosztatikus hullám útján (Roberts és Schulz, 1968; Roberts, 1969). A kölcsönhatás lényege, hogy a hullámnak legyen a geomágneses térrel párhuzamos elektromos, vagy mágneses komponense. A vizsgálatok azt mutatják, hogy ez a kölcsönhatás sokkal hatékonyabb azoknál a részecskéknél, amelyeknél  $\cos^2 \alpha_e \ll 1$ , mint amelyeknél  $\cos^2 \alpha_e \sim 1$ . Itt  $\alpha_e$  az egyenlítői mágneses irányyszög.

A harmadik adiabatikus invariáns megsértését csak megfelelő időskálájú zavarok (SSC, SI) idézhetik elő.

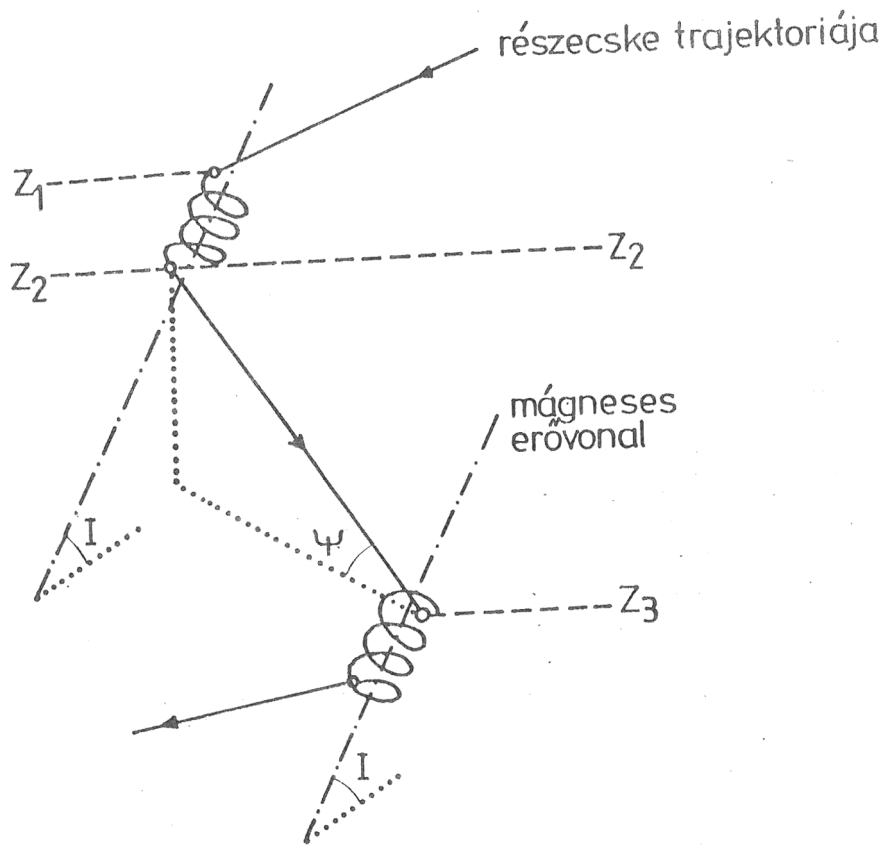
#### KÖVETKEZTETÉSEK

Ahhoz, hogy eldönthessük, a fentiekben tárgyalt folyamatok közül melyik járulhat döntően hozzá a semleges légköri geomágneses utóhatás kialakulásához, a vázolt folyamatokkal kapcsolatos megfigyelésekre vagyunk utalva. Vannak az égboltsugárzásra vonatkozó megfigyelések, amelyek az utóhatás időszakában alacsony szélességeken létrejövő, töltéscsere reakcióval kapcsolatos részecskeprecipitációra utalhatnak. Ezek az észlelések azonban nem meggyőzőek. Sokkal több és így megerősítettnek tekinthető vizsgálati eredménnyel rendelkezünk a különböző plazmahullámokban mutatkozó utóhatásra vonatkozólag, amely a hullám-részecske kölcsönhatással való kapcsolatra enged következtetni. Ez a közepes földrajzi szélességeket tekintve elfogadható magyarázattal is szolgál, az alacsony szélességek

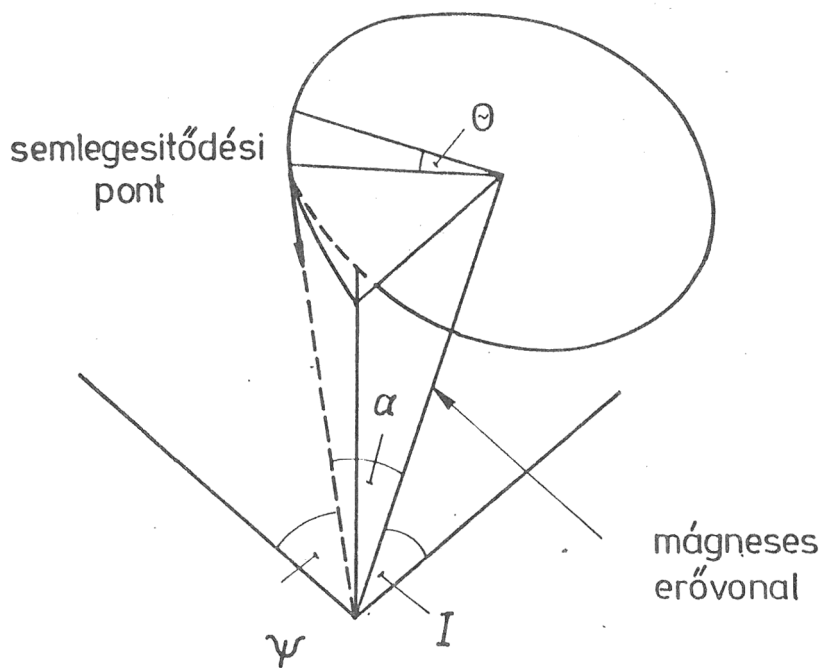
esetében azonban további folyamatokra van szükség. Ilyen lehet a radiális diffúzióval párosult hullám-részecske kölcsönhatás (Walt, 1971; Cornwall, 1972). Ha a drift-hullám (azimutális irányban terjedő elektrosztatikus hullám) azimutális hullámhossza összehasonlítható a részecske ciklotronsugárával, rezonancia jöhet létre, melynek radiális-diffúzió az eredménye. Amennyiben pedig a magnetohidrodinamikai, vagy elektrosztatikus hullám elektromos komponensének van a meridián síkjára merőleges összetevője, szintén létrejöhet radiális diffúzió.

IRODALOM

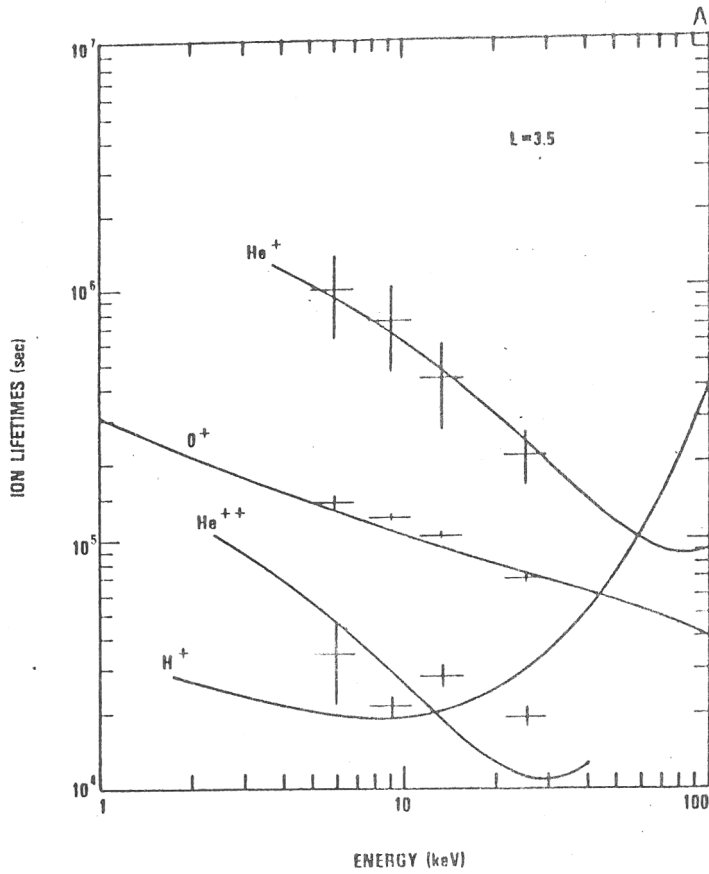
- Cornwall, J. M. 1972, *J. Geophys. Res.*, 77, 1756.
- Davidson, G.T. 1965, *J. Geophys. Res.*, 70, 1061.
- Dessler, A. J., Hanson, W.B. and Parker, E.N. 1961,  
*J. Geophys. Res.*, 66, 3631.
- Illés, E., Bencze, P. and Márcz, F. 1984, *Nabl. ISZ* 23,  
333.
- Lo, H. H. and Fite, W. L. 1970, *Atomic Data*, 1, 305.
- Prag, A. B., Morse, F. A. and McNeal, R. J. 1966,  
*J. Geophys. Res.*, 71, 3141.
- Prölss, G. W. 1973, *Planet. Space Sci.*, 21, 1681.
- Roberts, C. S. 1969, *Rev. Geophys.*, 7, 305.
- Roberts, C. S. and Schulz, M. 1968, *J. Geophys. Res.*, 73,  
7361.
- Roelof, E. C., Mitchell, D. G. and Williams, D. J. 1985 ,  
*J. Geophys. Res.*, 90, 10991.
- Rowlands, J., Shapiro, V.D., Shevchenko, V. I. 1966,  
*Sov. Phys.*, 23, 651.
- Schulz, M. and Lanzerotti, L. J., 1974: *Particle Diffusion  
in the Radiation Belts*. Springer-Verlag, Berlin.
- Smith, P. H., Bewtra, N.K. and Hoffman, R. A. 1981,  
*J. Geophys. Res.*, 86, 3470.
- Tinsley, B. A. 1976, *J. Geophys. Res.*, 81, 6193.
- Tinsley, B. A. 1981, *J. atmos terr. Phys.*, 43, 617.
- Torr, M. R., Walker, J. C. G. and Torr, D. G. 1974,  
*J. Geophys. Res.*, 79, 5267.
- Walt, M. 1971, *J. Geophys. Res.*, 76, 8223.



1. ábra. Részecsketrajektória többszöri töltéscsere esetén



2. ábra. A részecsketrajektóriát meghatározó paraméterek



3. ábra. A gyűrűáramot alkotó ionok élettartama az energia függvényében