

A plazmakörnyezet befolyása űreszközökön elhelyezett érzékelőkre, antennákra

BENCZE PÁL

MTA Geodéziai és Geofizikai Kutatóintézet, Sopron
bencze@ggki.hu

Lektorált

Kulcsszavak: antenna, rádióösszeköttetés, földkörüli térség, plazma, ionréteg képződése

A mesterséges holdakon az összeköttetés, vagy plazmamérések biztosításához elhelyezett antennák a Föld körüli térségben az ionizáció hatására keletkező plazmában mozognak. Ennek következményeként ezeket az antennákat a környezetüktől eltérő paraméterekkel jellemezhető plazmaréteg veszi körül. A mesterséges hold és a vele a „földelés” révén összeköttetésben levő eszközök földpotenciálja negatív, általában 10 V-nál kisebb értékű. A negatív potenciál kialakulása annak köszönhető, hogy az elektronok sebessége nagyobb, mint az ionoké, így a mesterséges holdat érő elektronfluxus nagyobb, mint az ionfluxus. A mesterséges hold negatív potenciálja viszont körülötte és a rajta elhelyezett érzékelők, antennák körül ionréteg kialakulását idézi elő. Az antenna körül kialakuló ionréteg vastagságát az a körülmény is befolyásolja, hogy az antenna körül elektromágneses tér is jelen van. Végeredményben ennek az ionrétegnek vastagsága az antenna sugarával és egy exponenciális függvény szorzatával arányos, amelynek argumentumában a dielektromos állandó és az antenna kapacitásának a hányadosa szerepel. Az antenna paramétereit befolyásoló ionréteg vastagsága ~15 cm nagyságrendű.

1. Bevezetés

Az űreszközökön, rakétákon, mesterséges holdakon elhelyezett érzékelők, antennák működési magasságukban olyan közegbe kerülnek, ahol azokat nemcsak elektromosan semleges molekulákból, atomokból álló levegő veszi körül. A magasság növekedésével ugyanis egyre nagyobb mértékben érvényesül a Nap ionizáló hullámtermészetű (elektromágneses) és részecske (elektronok, protonok) sugárzásának a hatása. Amíg a talaj közelében a radioaktív bomlástermékek α , β és γ sugárzása által előidézett ionizáció az uralkodó, a felszíntől távolodva a radioaktív sugárzás ionizáló hatása gyorsan háttérbe szorul és ezt a másodlagos (szekundér), majd az elsődleges (primér) galaktikus kozmikus sugárzás ionizációs hatása válik uralkodóvá. A szekunder galaktikus sugárzás 15-20 km magasságban jön létre a primér galaktikus kozmikus sugárzás atomrombolásának eredményeként. Ennek következtében protonok, neutronok, mezonok, elektronok és fotonok keletkeznek. Így ezek hozzák létre az említett magasság alatt az ionizációt. 15-20 km felett mintegy 60-70 km magasságig már a primér galaktikus kozmikus sugárzás az ionizáció előidézője. A primér galaktikus sugárzás igen nagy energiájú protonokból, hélium atommagokból, könnyű, közepes és nehéz atommagokból áll. 60-70 km felett gyorsan uralkodóvá válik a Nap elektromágneses sugárzásának ionizáló hatása.

Annak, hogy a különböző magasságintervallumokban más és más a leghatékonyabb ionizáló sugárzás, a szóban forgó sugárzások légkörbe történő behatoló-képességének a különbözősége az oka. A légkörbe a legmélyebbre, 15-20 km magasságig az ionizáló sugárzások közül a legnagyobb energiát képviselő primér galaktikus kozmikus sugárzás képes behatolni. A sze-

kunder kozmikus sugárzást már a primér sugárzás hozza létre. Energiáját tekintve a primér galaktikus sugárzás még 60-70 km felett is képes ionizálni, azonban egyrészt csökken a levegő sűrűsége, ezért a levegő molekuláival való találkozás valószínűsége a magassággal exponenciálisan csökken, másrészt a sugárzást alkotó részecskék sebessége energiájuknál fogva olyan nagy, hogy a molekulákkal történő kölcsönhatás, az ionizáció létrejöttének kicsi a valószínűsége.

A Nap elektromágneses sugárzásának ionizáló hatásával kapcsolatban is az a helyzet, hogy 60-70 km magasságig csak a spektrum legkisebb hullámhosszúságú, tehát a legnagyobb energiát hordozó röntgensugárzás jut el és okoz ott ionizációt. Minél magasabbra jutunk a légkörben, annál kisebb hullámhosszúságú elektromágneses sugárzás képes az adott magasságig behatolni és ionizációt létrehozni. Ennek a szabálynak az érvényesülését azonban két tényező korlátozza. Az egyik az a körülmény, hogy a Nap elektromágneses sugárzásának hullámhosszúsága csak addig csökkenhet, ameddig a benne terjedő energia nagyobb az ionizációhoz, egy elektronnak az elektronhéjból való kiszakításához szükséges energiánál. Ez a hullámhosszúság az extrém ultravioleta sávnak felel meg. A másik tényező azzal függ össze, hogy a levegőt alkotó gázok ionizációjához szükséges energia különböző. Így az is előfordul, hogy egy a levegő összetételében alárendelt szerepet játszó összetevő, például a nitrogénoxid (NO) ionjai az ionösszetételben jelentős koncentrációval szerepelnek.

A légkörnek mintegy 60 km feletti és megállapodás szerint 1000 km-ig terjedő részét ionoszférának nevezük. Ez már a légkörnek az a része, ahol a szabad elektronok koncentrációja akkora, hogy a rádióhullámok terjedését befolyásolhatja [1].

Az ionoszférában az elektromos töltéssel rendelkező részecskéknek (ionok, elektronok) a töltéssel nem rendelkező részecskékhez (semleges atomok, molekulák) viszonyított aránya a magasság növekedésével növekszik [2]. Így a felső légkörről mind inkább mondhatjuk azt, hogy plazmaállapotban van. Ha pontos kifejezést akarunk használni, a Föld körüli térség plazmája híg, hideg, mágnesezett plazma, híg, mert viszonylag kicsi a sűrűsége, hideg, mert kicsi az (termikus) energiája, továbbá a Föld mágneses terében helyezkedik el. A Föld körüli térségben a plazmában kvázineutralitás érvényesül [3].

2. Az ionoszférikus plazma paraméterei

Az előbbieken ismertetett körülmények miatt beszélhetünk az űreszközökön elhelyezett érzékelők, antennák esetében a plazmakörnyezet hatásáról. A plazmakörnyezet hatásának a meghatározásánál az alaphelyzetet tekintve a következőket kell figyelembe venni: a plazma és az űreszköz egymáshoz viszonyított mozgását, a plazmát alkotó elektronok és ionok különböző sebességét, a plazma sűrűségét és a Föld mágneses terének, a geomágneses térnek a hatását. Mindig figyelni kell arra, hogy ezek a mennyiségek időben változnak, elsősorban a Föld körüli keringés következtében a nappalok és éjszakák, a pálya megvilágított és sötét szakaszainak a váltakozására. A plazma paramétereinek a mérése akkor biztosított, ha az érzékelő például Langmuir szonda, fékező potenciálanalizátor, vagy tömegspektrométer a plazmakörnyezetet kontinuumként, folytonos közegként érzékeli. Ehhez a plazma paramétereinek a meghatározására szolgáló mérések-nél az elektronok (termikus) sebességének nagyobb-nak kell lennie az űreszköz sebességénél, az ionok (termikus sebességének viszont kisebbnek [4].

Az a körülmény, hogy az ionok v_i sebessége kisebb legyen az űreszköz v_o sebességénél és ezzel az űreszköz sebességénél nagyobb v_e elektron-sebességnél az elektron, illetve ionsebesség kifejezéséből adódik, mivel az elektronok tömege kisebb, mint az ionoké.

Ugyanis a v_e elektronsebesség

$$v_{Te} = \left(\frac{kT_e}{m_e} \right)^{1/2}$$

ahol k a Boltzmann-állandó, T_e az elektronhőmérséklet és m_e az elektron tömege. Hasonló kifejezés érvényes a v_i ionsebességre is

$$v_{Ti} = \left(\frac{kT_i}{m_i} \right)^{1/2}$$

ahol T_i az ionhőmérséklet és m_i az ion tömege. Ezek a formulák az $m v^2 \sim kT$ relációból származtathatók. Ez azt fejezi ki, hogy az elektronok, ionok átlagos kinetikus energiája a belső energiával (kT) arányos [5]. Ha az említett sebességek értékeit nézzük, az elektronok termikus sebessége az elektronhőmérsékletnek a magasság növekedésével történő emelkedése miatt nö-

vekszik. 100 és 1000 km között közel exponenciálisan $8 \cdot 10^4 \text{ ms}^{-1}$ -ről $2 \cdot 10^5 \text{ ms}^{-1}$ -re növekszik. Ami az ionok termikus sebességét illeti az ionhőmérséklet magassággal való exponenciális növekedése következtében, az említett magasságintervallumon belül mintegy 200 ms^{-1} -ről 1000 ms^{-1} -re növekszik. A mesterséges hold sebessége a pálya alakjától függ. Köralakú pálya esetén $7.9 \cdot 10^3 \text{ ms}^{-1}$, elliptikus pálya esetén 1.10^4 ms^{-1} nagyságrendű. Az előbbieken az elektronok, ionok termikus sebessége és az űreszköz sebességével kapcsolatban említett egyenlőtlenség tehát érvényesül.

A plazma folytonos közegként történő kezelhetősége attól is függ, hogy a plazmában lejátszódó folyamatnak, esetünkben az űreszközökön elhelyezett érzékelőket, antennákat körülvevő plazmakörnyezet kialakulásának térbeli kiterjedése a Debye hosszánál nagyobb-e. Ha a Debye hossz ennél nagyobb, a plazmakörnyezet nem tekinthető folytonosnak és ettől kezdve az „egy részecske modellel” kell számolni. A λ_D Debye hossz

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n_e} \right)^{1/2}$$

ahol ϵ_0 a vákuum dielektromos állandója és ne az elektronsűrűség, az elektronhőmérséklettel egyenesen, az elektronsűrűséggel fordítottan arányos. Mivel az elektronhőmérséklet a magassággal növekszik, az elektronsűrűség pedig csökken, – mindkettő többé-kevésbé exponenciálisan, de különböző mértékben – a Debye hossz a magasság növekedésével szintén exponenciálisan növekedve egy határérték felé közelít. A Debye hossz 100 és 1000 km között mintegy 0,4 cm-ről 3 cm-re növekszik. Az érzékelők és antennák szempontjából ez azt jelenti, hogy az érzékelők, antennák elhelyezésénél ügyelni kell arra, hogy a körülöttük kialakuló plazmakörnyezetet a Debye hosszának megfelelő távolságon belül semmi se zavarja.

Az előbbieken mind az elektronok, ionok termikus sebességét illetően, mind a Debye hosszal összefüggő megfontolások az elektronok sebességének a Maxwell-Boltzmann sebességeloszlási függvény szerinti eloszlását a végtelenben

$$f_{\text{eos}} = n_{\text{eos}} \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{m v_{Te}^2}{2k T_e} \right] \text{ feltételezi.}$$

A Maxwell-Boltzmann sebességeloszlási függvény-től való eltérések lépnek fel a mesterséges hold pályájának a Nap által megvilágított oldalán, vagy a sugárzási övezeteken történő áthaladás közben.

A plazmakörnyezet hatásával összefüggésben említettük a geomágneses teret is. A geomágneses térnek kétféle hatása lehet a plazmakörnyezetre, illetve az űreszközökön elhelyezett érzékelőkre, antennákra. Az egyik az a körülmény, hogy a légkörben különböző eredetű elektromos terekkel találkozunk. Elektromos tér jöhet létre 90 és 120 km között a dinamó hatás következtében. Ugyanis az ionoszférában ennek létrejöttéhez minden adott. Az elektromos töltések formájában jelen van a vezető, amelyet az ionok és a semleges részecs-

kék közötti gyakori ütközések eredményeként a semleges közeg mozgása, a szél ebben a magasságban magával „vonszol”. Ez a szél irányában történő mozgás csak az ionokat érinti, az elektronokat kisebb méretük miatt ebben a magasságban már nem. Így töltéssztválás, elektromos tér keletkezik, amely a geomágneses tér ekvipotenciális vonalaknak tekinthető erővonalai mentén átvédhető az említettél nagyobb magasságokba.

Elektromos tér keletkezik a Naptól minden irányban terjedő plazmaáramlás, a napszél és a bolygóközi mágneses tér közötti kölcsönhatás következtében, amely magas szélességeken figyelhető meg, vagy a geomágneses tér által elfoglalt térrész, a magnetoszféra Nappal ellentétes oldalán kialakuló csóvában az ott lejátszó folyamatok eredményeként. Az elektromos tér és a geomágneses tér közötti kölcsönhatás ($\vec{E} \times \vec{B}$) az ionok, elektronok elektromos és mágneses térre merőleges mozgását idézi elő. Ez a mozgás abban az esetben játszik szerepet, ha annak a sebessége megközelelti a mesterséges hold mozgásának a sebességét. Ugyanis elektromos tér nemcsak a plazmában alakul ki, mint arról a fentiekben esett szó, hanem a mesterséges holddal együtt a geomágneses térben mozgó érzékelőben, antennában is elektromos tér jön létre a $\vec{v}_0 \times \vec{B}$ kölcsönhatás eredményeként.

Ezek az elektromos terek megváltoztatják a plazmakörnyezetet azáltal, hogy befolyást gyakorolnak a mesterséges hold közvetlen környezetében a töltött részecskék mozgására. A geomágneses tér másik hatása az ionok és elektronok mozgására közvetlenül érvényesülő hatása. Dipól mágneses térben, mint amilyen a Földé is, az ionok és elektronok mozgása három komponensből tevődik össze.

Az egyik a mágneses erővonal körül végzett körmozgás, amelynek sugara a részecskék energiájával egyenesen, a mágneses térrel fordítva arányos. Ez azt jelenti, hogy a körmozgás sugara, a Larmor sugár a Föld felszínétől távolodva a távolság köbével fordítva arányos mágneses térerősség csökkenésével növekszik. A mozgás második összetevője az erővonal végpontjai közötti ingázás, melynek következtében a töltések az erővonal mentén spirális pályán mozognak. A mozgás harmadik komponense a mágneses térre merőleges mozgás. Ez annak a következménye, hogy mágneses dipólterben a Föld felé közeledve a mágneses tér erőssége növekszik. Így az ionok, elektronok erővonal-körül pályája akként módosul, hogy a pálya Földhöz közelebbi részén a pálya sugara a térerősség növekedése következtében csökken, a pálya távolabbi részén növekszik. Az erővonal körüli mozgás sugarának ez a változása az elektronok esetében K-NY, az ionoknál NY-K irányú elmozdulást hoz létre (az erővonal körüli mozgás iránya az elektronoknál az óramutató járásával egyező, az ionoknál azzal ellenétes irányú). A plazma folytonos közegként (kontinuum) viselkedik mindaddig, amíg a Larmor sugár (gíró sugár)

$$r_e = \frac{m_e v_{Te}}{eB}, \text{ illetve } r_i = \frac{m_i v_{ei}}{eB}$$

kisebb, mint az érzékelő mérete. 100 és 1000 km között az elektronok Larmor sugara 10 cm-ről 40 cm-re, míg az ionoké 0,1 mm-ről 2 m-re növekszik.

3. Plazmaréteg kialakulása érzékelők, antennák körül

A plazmára folytonos közegként, vagy egyes, különálló részecskéként való viselkedésének feltételeit a plazma jellemzésére szolgáló paramétereknek az érzékelő, antenna méreteihez viszonyított nagyságának jelentőségét megismerve foglalkozhatunk az érzékelők, antennák körül kialakuló plazmaréteggel. Láttuk, hogy az érzékelőket, antennákat körülvevő plazma pozitív és negatív töltésű részecskékből, ionokból áll. Az 1000 km alatti magasságokban még elektromosan semleges atomok is előfordulnak. Az is kiderült, hogy az elektronok termikus sebessége két nagyságrenddel nagyobb az ionok termikus sebességénél. Ennek az a következménye, hogy az időegység alatt egységnyi felületre több elektron jut, mint ion. Az érzékelők, antennák negatív töltésűekké válnak úgy, hogy az említett magasságintervallumban az elektronok termikus sebessége nagyobb, mint a mesterséges hold sebessége.

A plazmakörnyezetben kvázistacionárius helyzet akkor jön létre, ha a negatív töltésű érzékelőket, antennákat, sőt magát a mesterséges holdat is pozitív töltésű plazmaburok veszi körül. A pozitív plazmaburok (sheath) keletkezésének a folyamata azzal kezdődik, hogy a negatív töltésűvél válással a mesterséges hold és a kívülről elhelyezett részei negatív potenciálra tesznek szert. Ezt a potenciált „lebegő potenciálnak” szokás nevezni. Mivel ez a gyenge potenciál az elektronoknál lényegesen nagyobb tömegű ionok mozgását kevésbé befolyásolja, mint az elektronokét, a mesterséges hold közvetlen közelében a pozitív ionok fluxusa lényegében változatlan marad, míg a negatív potenciál az elektronok mozgását gátolja. Így egyensúlyi állapotban az elektronok és pozitív ionok fluxusa egyenlővé válik. A mesterséges holdat és a rajta kívül elhelyezett érzékelőket, antennákat tehát egy olyan réteg veszi körül, amelyben a plazma kvázi neutralitása nem érvényesül [6].

A plazmaréteg vastagságának ismerete nélkülözhetetlen a mesterséges hold felépítésének a tervezésénél. A plazmaréteg vastagsága függ a lebegő potenciáltól és az elektronsűrűségtől. A vastagság meghatározásához így szükségünk van a lebegő potenciál értékére. A lebegő potenciál a

$$\phi_o = -\frac{kT_e}{e} \ln \left[\frac{2}{v_o} \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \right]$$

közelítő formula szerint az elektronhőmérséklet függvénye, ahol az összefüggésben szereplő más mennyiségeket már ismerjük [4]. A lebegő potenciál pontosabb meghatározásához a fotoelektromos hatással és a geomágneses tér hatásával ($\vec{v}_0 \times \vec{B}$), az ionszféra felett a sugárzási övezetekben a nagy energiájú részecskék (protonok, elektronok) által előidézett szekunder

elektronemisszióval is számolni kell. A fotoelektron emisszió a nappali oldalon, valamint a szekunder elektronemisszió a sugárzási övezetekben a negatív potenciál csökkentéséhez, esetenként pozitívvá válásához vezethet. A fotoelektron emisszió miatt bizonytalanra válik a potenciál előjele a nappali oldalon. A fotoelektromos hatás 1000 km felett válik jelentőssé. Azt is figyelembe kell venni, hogy a mesterséges hold mozgásának következtében a körülötte kialakuló áramlás miatt az érzékelők, antennák felületét érő elektronfluxus egyenlőtlen.

Az ionréteg vastagsága a lebegő potenciál, az elektronsűrűség és elektron hőmérséklet, valamint a mesterséges hold sebességének segítségével

$$R = \left(\frac{2e\phi_o}{kT_e} \right)^{1/2} \lambda_D$$

összefüggés alapján határozható meg [6].

A plazmakörnyezet hatására kialakuló ionréteg vastagsága ~8 cm nagyságrendű.

Érdeemes az antennákkal külön foglalkozni. Antennák esetében nemcsak az érzékelőkön kialakuló ionréteggel kell számolni, amely az antenna működésétől, a körülötte kialakuló HF tértől függetlenül az ionoszférában spontán jön létre, hanem a HF tér hatására létrejövő rétegződéssel is. Bár az előbbi réteg vastagsága – mint látni fogjuk – nagy antenna tér esetén elhanyagolható, kis HF térerősségnél hatása már számottevő lehet.

A HF térrel összefüggő réteg keletkezése azért is fontos, mert növeli a semleges légkörnek a közegellenállással kapcsolatos fékező hatását (neutral drag) a mesterséges hold mozgására. Ennek a rétegnek a fékező hatása (charged drag) összemérhető a semleges közeg fékező hatásával. A vizsgálatok szerint az elektronok hozzájárulása a fékeződéshez csak 1%-a az ionok által okozott fékeződésnek. A plazmában az antenna körül a HF tér hatására létrejövő rétegződés megváltoztatja az antenna paramétereit.

A nagyfrekvenciás inhomogén elektromágneses térbe helyezett elektromos töltésekre egy időben átlagolt mechanikai erő hat. Ez az erő az

$$F = \frac{e^2}{4m\omega^2} \nabla E_o^2$$

képlettel adható meg [7], ahol E_o a nagyfrekvenciás tér amplitúdója. Az antenna közelében az elektronsűrűségeloszlás

$$n_e = n_{eo} \exp(-\phi / 2kT_e)$$

lesz, ahol $\phi = e^2 E_o^2 / (4m\omega^2)$ az említett erő potenciálja. Az elektroneloszlás az antenna körül tehát az antennára kapcsolt HF elektromos térváltozás amplitúdójától függ. Mivel az elektromos tér radiális komponense $E_o(r) = E_R R_o / r$, ahol R_o az antenna sugara és E_R a tér amplitúdója $r = R_o$ esetén, az elektronsűrűségeloszlás az antenna közelében

$$n_e = n_{eo} \exp(-e^2 R_o^2 E_R^2 / 8m\omega^2 r^2 kT_e) \quad (1)$$

Mint ismeretes, az antenna impedanciája az antennát körülvevő közeg dielektromos állandójával változik

[8,9]. Ha rövid antennáról van szó, akkor annak impedanciája lényegében kapacitív. Az antenna a sugárhoz viszonyítva általában hosszú, így az ionréteg hatásának a meghatározásánál az ionréteg külső, plazma felőli határát az antenna felületével alkotott hengerkondenzátornak tekinthetjük.

A dielektromos állandó az ionoszférában nagy frekvenciák (HF) esetén $\epsilon = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$, ahol $\omega_p^2 = e^2 n_e / (m\epsilon_o)$ a plazmafrequencia, amely a plazma önfrequenciájaként értelmezhető és ω a HF frekvencia.

Az antenna kapacitása a plazmában $C = Q / \phi$, illetve egységnyi hosszúságú szakaszának a kapacitása, ha az $\epsilon \approx 1$ közelítést alkalmazzuk $C = E_R R_o / 2\phi$, ahol $Q = E_R R_o / 2$, ϕ az antennarúd potenciálja. Figyelembe véve, hogy $\omega_p^2 / \omega^2 \ll 1$, a dielektromos állandó képletében binomiális sorfejtéssel $(1 - \omega_p^2 / \omega^2)$ helyett írhatunk $1 / (1 + \omega_p^2 / \omega^2)$. Így ennek figyelembe vételével az antenna C lineáris kapacitása, mivel az antenna mentén lineáris töltéseloszlással számolunk és $C = \epsilon C_o$

$$C = \frac{C_o}{1 + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} f(\alpha)} \quad (2)$$

ahol C_o az antenna vákuumra vonatkozó kapacitása, ω_p a zavartalan állapotban levő közeg plazmafrequenciája és $f(\alpha)$ korrekciós tényező

$$f(\alpha) = \frac{1}{2 \ln \frac{l}{R_o}} \left[\alpha \frac{R_o^2}{l^2} - \ln \left(\alpha \frac{R_o^2}{l^2} \right) - 0.577 \right]$$

Ebben az egyenletben R_o és l az antenna sugara, illetve hossza, α pedig az ionoszférában az $\alpha \omega^2 / l^2 \ll 1 < \alpha$ feltételrendszerrel adható meg. A plazmaréteg sugarára vonatkozó $n_e / n_{eo} = 1/e$ definícióval, mely szerint a réteg az antenna felszínétől addig a távolságig terjed, ahol n_{eo} az e-ed részére csökken, a plazmaréteg vastagsága is megállapítható. A n_{eo} értékét az (1) egyenlettel számíthatjuk ki. Az antenna kapacitásának az ismeretére E_R meghatározásához van szükségünk.

Másik lehetőséget kínál a plazmaréteg vastagságának a meghatározására a következő közelítés. Tételizzük fel, hogy a HF tér hatására keletkező ionréteg éles határral rendelkező hengerként veszi körül az antennát és ezen a rétegen belül nincsenek elektronok [10]. A réteg valójában nem lesz kívülről élesen lehatárolt, mivel a réteg és a plazma közötti átmenetet az elektronok termikus mozgása folyamatossá teszi. Ha az antenna feszültsége megfelelő lassúsággal változik, a réteg vastagsága is változni fog.

Az a frekvencia, amelyet a réteg vastagságának változása még követni tud, megközelíti a plazmafrequenciát. Bár az elektronok mozgását gerjesztő tér szinusoidális, a térnek a távolsággal történő csökkenése miatt az elektronokat már nem szinusoidális erőhatás éri. Ez az átlag erő, amely akkor lép fel, ha a gerjesztő frekvencia nagyobb, mint a plazmafrequencia az egyes elektronokat a gyengülő tér irányába, vagyis a plazma felé gyorsítja. Ez az elektronokra ható egyik erő, amely a távolság negyedik hatványával fordítottan arányos.

A másik erő abból származik, hogy az antennához közelebb levő elektronok általában nagyobb taszító erő hatásának vannak kitéve mint a távolabbiak. Ennek következtében az antenna közvetlen környezetében elektron-hiányos réteg alakul ki. Az antennától távolabbi elektronokat az antenna körül kialakult elektron-hiánytól származó tér az antenna felé mozgatja amely a távolság első hatványával fordítottan arányos. Az utóbbi tér tehát nagyobb hatótávolságú. A két erő hatásaként a pozitív ionrétegen kívül egy gyenge elektron réteg is kialakulhat.

A számításokat egyszerűsíti, ha feltételezzük, hogy az antennát körülvevő ionréteg vastagsága az antenna mentén nem változik. Ez azt jelenti, hogy ez a megközelítés csak rövid antennákra érvényes (az antenna impedanciájával kapcsolatban is ezt feltételeztük).

Az antennaadatokból és a mérési eredményekből meghatározott kapacitás alapján a hengerkondenzátor kapacitására vonatkozó

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\log(R/R_0)} [F/m]$$

képlet alapján lehet az ionréteg vastagságát megállapítani, ahol R az ionrétegnek az antenna tengelyétől mért sugara. Mivel az antennarúd sugara az ionréteg sugarához viszonyítva elhanyagolható, R tulajdonképpen az ionréteg vastagságának felel meg és így

$$R = R_0 \exp\left(\frac{2\pi\epsilon_0}{C}\right)$$

A számítások szerint az antenna körül a rádiófrekvenciás tér hatására kialakuló ionréteg vastagsága hozzávetőlegesen 15 cm nagyságrendű.

4. Összefoglalás

A mesterséges holdakon mért adatok közvetítésére, vagy plazmadiagnosztikára szolgáló antennák paramétereinek ismerete fontos, mind az összeköttetés tervezése, mind a mérések pontossága szempontjából. A mesterséges holdakon elhelyezett antennák tervezésénél azonban számításba kell venni, hogy azok ionizált közegben, plazmában fognak mozogni. Ez lényegesen megváltoztatja a tervezésnél általában figyelembe veendő körülményeket. Minél nagyobb a távolság a felszíni vevőállomás és a mesterséges hold között, annál pontosabban kell ismerni a mesterséges hold pályája mentén várható, a környezetre jellemző paramétereket.

Ezért az alkalmazott és sokszor csak a geometriai méretek meghatározására szorítkozó tervezésnek úreszközökön történő alkalmazás esetén ki kell egészülnie a fizikai környezet számításba vételével. Jól alkalmazhatók erre az ionoszféramodellek, amelyek nagy magasságokig (2000 km) teszik lehetővé a plazma paramétereinek (elektronsűrűség, ionösszetétel, elektronhőmérséklet, ionhőmérséklet) különböző évszakokban, a nap különböző óráira történő kiszámítását. Az említett modellek a naptevékenység és a geomágneses tevékenység változásainak a figyelembe vételét is lehe-

tővé teszik. Ez utóbbi a modellekkel szemben támasztott legfontosabb követelmény, mivel a plazma paramétereire érzékenyen reagálnak a Napon lejátszódó és ennek következményeként a Föld körüli térségben végbemenő változásokra.

Gyakorlati alkalmazás szempontjából fontos szerepükre való tekintettel ezeket a modelleket újabb mérési eredmények birtokában folyamatosan kiegészítik, javítják.

Irodalom

- [1] Bencze P.:
Naptevékenység és a rádióhullámok terjedése.
Híradástechnika, LIX. 2004, pp.12–17.
- [2] Satellite Environment Handbook (ed. F. S. Johnson),
Stanford University Press, Stanford, CA, 1961.
- [3] Schunk, R. W., Nagy, A. F.:
Ionospheres.
Cambridge University Press, Cambridge, 2000.
- [4] Kasha, M. A.:
The Ionosphere and its Interaction with Satellites.
Gordon and Breach, New York, 1969.
- [5] Fleagle, R. G., Businger, J. A.:
An Introduction to Atmospheric Physics.
Academic Press, New York, 1963.
- [6] Jastrow, R., Pearse, C. A.:
Atmospheric drag on the satellite. J. Geophys.
Res., 62, 413–423, 1957.
- [7] Germantsev, C. G., Denisov, N. G.:
Concerning an effect during measurement of
electron concentration in the ionosphere by
the antenna probe method (in Russian).
Geomagn. Aeronomiya, 2, 1962. pp.691–693.
- [8] Jackson, J. E., Kane, J. A.:
Measurements of ionospheric electron densities
using an R. F. probe technique.
J. Geophys. Res., 64, 1959., pp.1074–1075.
- [9] Jackson, J. E., Kane, J. A.:
Performance of an R. F. impedance probe
in the ionosphere.
J. Geophys. Res., 65, 1960., pp.2209–2210.
- [10] Whale, H. A.:
Ion sheath effects near antennas radiating
within the ionospheres
J. Geophys. Res., 69, 1964., pp.447–455.