



KITAIBEL PÁL KÖRNYEZETTUDOMÁNYI  
DOKTORI ISKOLA

GEOKÖRNYEZETTUDOMÁNYI PROGRAM

---

**A zivatarok és az alsó ionoszféra  
közötti csatolási mechanizmusok  
vizsgálata**

---

Doktori (PhD) értekezés

**Barta Veronika**

Témavezető: Dr. Sántori Gabriella

SOPRON

2015

**A ZIVATAROK ÉS AZ ALSÓ IONOSZFÉRA KÖZÖTTI  
CSATOLÁSI MECHANIZMUSOK VIZSGÁLATA**

Értekezés doktori (PhD) fokozat elnyerése érdekében  
a Nyugat-magyarországi Egyetem Kitaibel Pál Környezettudományi Doktori Iskolája  
Geokörnyezettudományi programja keretében.

Írta:  
Barta Veronika

Témavezető: Dr. Sátori Gabriella

Elfogadásra javaslom (igen / nem)

(aláírás)

A jelölt a doktori szigorlaton ..... % -ot ért el,

Sopron/Mosonmagyaróvár

.....  
a Szigorlati Bizottság elnöke

Az értekezést bírálóként elfogadásra javaslom (igen /nem)

Első bíráló (Dr. ....) igen /nem

(aláírás)

Második bíráló (Dr. ....) igen /nem

(aláírás)

(Esetleg harmadik bíráló (Dr. ....) igen /nem

(aláírás)

A jelölt az értekezés nyilvános vitáján.....% - ot ért el

Sopron/Mosonmagyaróvár,

.....  
a Bírálóbizottság elnöke

A doktori (PhD) oklevél minősítése.....

.....  
Az EDHT elnöke

## Studying coupling mechanisms between the thunderstorms and lower ionosphere

Thunderstorms generated in the troposphere can affect the ionosphere through electrodynamic and mechanical processes. Lightning discharges may deposit electromagnetic energy through quasi-electrostatic and electromagnetic fields to the middle atmosphere and lower ionosphere. These fields above thunderstorms can accelerate electrons causing energetic charged particles, Transient Luminous Events (TLEs) and changes in ionization in the upper D and E-region ionosphere. Mechanical coupling can be produced through upward propagating waves in the neutral atmosphere generated by the thunderstorm.

The main subject of the PhD work is studying the thunderstorm related mechanical and electrodynamic coupling mechanisms between the troposphere and the lower ionosphere using different statistical analyses and event studies. Data of different lightning detection systems (WWLLN, LINET), more ionosonde stations (Rome, Prohonice, Nagycenk), sprite events observed from Sopron and Nydek and data of a five-point continuous Doppler sounding system are used in this work.

The result of the Superposed Epoch Analysis (SEA) already showed a decrease in foEs during the virtual thunderstorm and a statistically significant decrease in foEs remained up to the end of the time window compared to the period before it. This indicates a decrease in the electron density of the sporadic E (Es) layer associated to thunderstorm. SEA was also performed separately for daytime and nighttime lightning strokes. The decrease in foEs was statistically significant only in the nighttime period. This suggests that the electromagnetic coupling between the thunderstorm and the sporadic E layer could be more pronounced during the night when the ionospheric D-region is reduced.

However, according to the results of the correlation analyses there is no significant relationship between the thunderstorm activity and the difference from the storm-free averages of the ionospheric parameters.

Due to specific measurement campaigns, using various observation systems together (LINET, denser sampled ionosonde data, Doppler-system data) it has been possible to study the mechanical and the electrodynamic coupling mechanisms in the same time. Short period changes in the fmin parameter related to the thunderstorm has been detected. The observed peaks of fmin allude to 1–56 % changes in integrated electron density of D-, E layer. Reduction in the electron density of Es associated with the thunderstorm activity has been demonstrated.

The results of the study enhance academic understanding of the troposphere-ionosphere coupling mechanisms. Furthermore contribute to refine the models that describe the effect of the thunderstorm/lightning discharges on the ionosphere.

## A zivatarok és az alsó ionoszféra közötti csatolási mechanizmusok vizsgálata

A troposzférában kialakuló zivatarok és az ionoszféra között alapvetően két eltérő csatolási mechanizmust különböztethetünk meg: elektrodinamikai csatolás a zivatar és a benne létrejövő intenzív villámkisülésekhez kapcsolódó elektrosztatikus és elektromágneses téren keresztül, amelynek látványos következményei az ún. felsőlégköri elektro-optikai emissziók, valamint mechanikai csatolás a meteorológiai folyamatok keltette és a semleges légkörben felfelé terjedő hullámok által. Doktori munkám tárgya a zivatar tevékenységhez kapcsolódó mind elektrodinamikai mind pedig mechanikai troposzféra–ionoszféra csatolási mechanizmusok vizsgálata, a zivatar hatására az ionoszférában létrejövő perturbációk megismerése, a folyamatok fizikai hátterének mélyebb megértése.

Vizsgálataim során az ionoszféra 90–120 km-es magasságában bekövetkező változásokra fókuszáltam, mely magasságtartományról az ionoszondázás segítségével kaphatunk információt. Doktori dolgozatomban különböző statisztikai módszerek felhasználásával, valamint esettanulmányokon keresztül tanulmányoztam a zivatarok és az alsó ionoszféra közötti csatolási mechanizmusokat a mediterrán és a közép-európai térségben. Vizsgálataim során különböző villámmegfigyelő hálózatok (WWLLN, LINET), több ionoszonda állomás (Róma, Pruhonice, Nagycenk), és a Nyugat-Csehországban található Doppler-eltolódáson alapuló mérőhálózat adatait használtam fel.

A szuperponált időszakok módszerével végzett statisztikai vizsgálatok eredményeként az foEs (kritikus frekvencia) virtuális zivatart követő és a zivatar előtti időszakok átlagának összehasonlítása alapján egy statisztikailag szignifikáns csökkenést mutattam ki, amely egy a villámokhoz, mint a zivatar nyomjelzőihez köthető elektronsűrűség csökkenés jele a szporadikus E rétegben. A nappali és éjszakai villámokra külön elvégzett analízis eredménye alapján az foEs virtuális zivatar utáni, és előtti időszakok átlagának a különbsége csak az éjszakai esetben statisztikailag szignifikáns. Eszerint a zivatar és a szporadikus E réteg közötti csatolási mechanizmusok erőteljesebbek az éjszaka folyamán, amikor a szporadikus E réteg alatt elhelyezkedő D réteg elektronsűrűsége alacsonyabb.

Azonban a korrelációs számítás eredményei szerint szignifikáns kapcsolat nem mutatható ki a zivataraktivitás és az ionoszférikus paraméterek zivatarmentes napok átlagától való eltérése között.

Speciális mérési kampányokon keresztül, különböző megfigyelési rendszerek (LINET villámmegfigyelő hálózat, sűrűbb mintavételezésű ionoszondázási adatok, Doppler-eltolódáson alapuló megfigyelő hálózat) együttes használatával lehetővé vált mind a mechanikai, mind pedig az elektrodinamikai csatolási mechanizmusok vizsgálata. A két egymást követő nyáron, különböző helyszíneken elvégzett esti/éjszakai mérési kampányok eredményeként először sikerült kimutatni az fmin paraméter zivatartevékenységhez kapcsolódó rövid idejű (1-3 perc) változásait. Az észlelt csúcsok a D-, és E réteg integrált elektronsűrűségének rövid idejű  $\sim 1-56\%$ -os növekedésére utalnak. A két esti esettanulmány során demonstráltam a szporadikus E réteg zivatartevékenységhez kapcsolódó elektronsűrűség csökkenését.

A dolgozat eredményei segítenek a zivatarok és az ionoszféra közötti csatolási mechanizmusok teljesebb megértésében, illetve hozzájárulhatnak a zivatar, villámkisülések alsó ionoszférára gyakorolt hatását leíró modellek pontosításához.

# Tartalomjegyzék

<b>A dolgozat témája és célkitűzései</b>	<b>5</b>
<b>1. Bevezetés</b>	<b>8</b>
1.1. A globális légköri elektromos áramkör . . . . .	8
1.1.1. A globális légköri elektromos áramkör elemei . . . . .	10
1.2. Felsőléggköri elektro-optikai emissziók . . . . .	12
1.3. Az alsó ionoszféra . . . . .	15
1.3.1. D réteg . . . . .	17
1.3.2. E réteg . . . . .	17
1.3.3. F réteg . . . . .	18
1.3.4. Szporadikus E réteg . . . . .	19
1.4. Az ionoszféra mint diszperzív közeg – Magnetoionos elmélet . . . . .	22
1.4.1. Az ionoszféra szondázás . . . . .	25
<b>2. A zivatarok és az alsó ionoszféra közötti csatolási mechanizmusok elméleti háttere</b>	<b>28</b>
2.1. Mechanikai csatolás . . . . .	28
2.1.1. Árapály hullámok . . . . .	28
2.1.2. Planetáris hullámok . . . . .	28
2.1.3. Légköri gravitációs hullámok . . . . .	30
2.1.4. Infrahang hullámok . . . . .	38
2.2. Elektrodinamikai csatolás . . . . .	39
2.2.1. A kvázi-elektrosztatikus tér mechanizmus . . . . .	39
2.2.2. Az elektromágneses impulzus (EMP) mechanizmus . . . . .	43
2.2.3. A kvázi-elektrosztatikus és az elektromágneses impulzus mechanizmusok által létrehozott terek légkörkémiai hatásai . . . . .	47
<b>3. Alkalmazott mérési rendszerek, adatok</b>	<b>55</b>
3.1. Villámmegfigyelő hálózatok . . . . .	55
3.1.1. WLLN – World Wide Lightning Location System . . . . .	55
3.1.2. LINET . . . . .	56
3.2. Meteosat-9 – Infravörös térképek . . . . .	57
3.3. Ionoszondák . . . . .	58
3.3.1. DPS-4D, Pruhonice . . . . .	58
3.3.2. AIS-INGV, DPS-4, Róma . . . . .	60
3.3.3. VISRC-2, Széchenyi István Geofizikai Obszervatórium . . . . .	61
3.4. Doppler-eltolódáson alapuló mérőhálózat . . . . .	62
3.5. Felsőléggköri elektro-optikai emissziók optikai megfigyelése . . . . .	64
3.5.1. Geodéziai és Geofizikai Intézet – Sopron . . . . .	64
3.5.2. Nydek, Csehország . . . . .	65
<b>4. Statisztikai vizsgálatok</b>	<b>66</b>
4.1. Szép idő- és zivataros időszakra vonatkozó adatok elemzése . . . . .	66
4.2. Szuperponált időszakok statisztikai analízis . . . . .	69
4.2.1. A szuperponált időszakok analízis eredménye $\pm 100$ órás időablakokat véve . . . . .	70

4.2.2.	A szuperponált időszakok analízis eredménye különböző évszakok esetén . . . . .	73
4.2.3.	A szuperponált időszakok analízis eredménye a négy égtáj esetén . .	76
4.2.4.	Szuperponált időszakok analízis nappali és éjszakai villámokra külön elvégezve . . . . .	79
4.2.5.	Összefoglalás . . . . .	80
4.3.	Korrelációs számítás . . . . .	81
4.3.1.	Összefoglalás . . . . .	87
4.4.	Spektrálanalízis . . . . .	89
4.4.1.	Összefoglalás . . . . .	94
<b>5.</b>	<b>Esettanulmányok</b>	<b>95</b>
5.1.	I. esettanulmány, 2013. 05. 29. . . . .	95
5.2.	II. esettanulmány, 2013. 06. 20. . . . .	98
5.3.	III. esettanulmány, 2014. 07. 30. . . . .	105
5.4.	Összefoglalás, diszkusszió . . . . .	110
<b>6.</b>	<b>Összefoglalás, tézisek</b>	<b>116</b>
<b>7.</b>	<b>A témában folytatott vizsgálatok lehetséges jövőbeni iránya</b>	<b>120</b>
<b>8.</b>	<b>A dolgozatban használt rövidítések</b>	<b>121</b>
<b>A.</b>	<b>Függelék</b>	<b>122</b>
	<b>Irodalomjegyzék</b>	<b>128</b>

## Köszönetnyilvánítás

Köszönetet szeretnék mondani témavezetőmnek Sátori Gabriellának a munkám során nyújtott sokrétű szakmai segítségéért, támogatásáért és tanácsaiért.

Köszönöm Bencze Pali bácsinak, hogy bevezetett az ionoszféra és a semleges légkör összetett, ám lenyűgöző fizikai folyamataiba, valamint bölcs útmutatásait.

Köszönettel tartozom a következő személyeknek: Carlo Scotto-nak, Marco Pietrellának, Jaroslav Chum-nak, Cristos Haldoupis-nak szakmai segítségükért és tapasztalataik megosztásáért, Dalia Buresova-nak, Marius Pozoga-nak, Nagy Tamásnak és Berényi Kittinek az ionosondázási kampánymérésekben nyújtott segítségükért, Bór Józsefnek és Martin Popek-nek a vörös lidércek megfigyeléséért, Kőműves Balázsnak, Nagy Tamásnak és Novák Attilának a statisztikai vizsgálatok, programozás során nyújtott segítségükért, valamint Bán Dórának, Taligás Tímeának és Vinkovics Dánielnek a dolgozat helyesírási és stilisztikai szempontból való átnézéséért.

Köszönet illeti a Magyar Tudományos Akadémia Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont Geodéziai és Geofizikai Intézetét a szakmai kutatásaimhoz szükséges háttér biztosításáért, és a TAMOP-4.2.2.C-11/1/KONV-2012-0015 (Föld-rendszer) pályázatot anyagi támogatásáért.

A nemzetközi együttműködések kialakítását és a határokon túli tapasztalatszerzést az European Science Foundation "Thunderstorm Effects on the Atmosphere-Ionosphere System (TEA-IS)" kutatási hálózat program (Research Networking Programme) segítette.

Szeretnék köszönetet mondani mindazoknak, akik közvetlenül vagy közvetetten segítettek, hogy az értekezés megszülethessen.

Végül, de nem utolsó sorban szeretném megköszönni családomnak és barátaimnak munkám során tanúsított szerető támogatásukat és biztatásukat, amely nélkül ez a disszertáció nem jöhetett volna létre.

„Nothing is too wonderful to be true, if it be consistent with the laws of nature.”

„Semmi sem lehet túl szép ahhoz, hogy igaz legyen, ha megfelel a természet törvényeinek.”

*Michael Faraday*



## A dolgozat témája és célkitűzései

Hétköznapi életünkben egyre fontosabb szerepet játszanak a modern technológiai rendszerek, így a Föld körüli térség megismerése, fizikai folyamatainak pontos megértése napról napra fontosabbá válik. A zivatarok és a bennük létrejövő villámkisülések már a kezdetek óta foglalkoztatják az emberiséget. A légköri elektromos jelenségek természettudományos tanulmányozása is több száz éves múltra tekint vissza. Az ionoszférát, a légkör nap-sugárzás és galaktikus kozmikus sugárzás által számottevő mértékben ionizált tartományát, csak az 1900-as évek elején fedezték fel a rádióhullámok légkörből történő visszaverődésének köszönhetően. A műholdas helymeghatározás, kommunikáció és a rádió-asztronómia területén megkövetelt pontosság sok esetben meghaladja az ionoszféra irregularitások jelterjedésre tett hatását, így az ionoszféra monitorozása, a benne létrejövő anomáliák pontosabb ismerete elkerülhetetlen. Doktori munkám célja a zivatar tevékenységhez kapcsolódó mind elektromos, mind mechanikai troposzféra–ionoszféra csatolási mechanizmusok vizsgálata, a zivatar hatására az ionoszférában létrejövő perturbációk megismerése, a folyamatok fizikai hátterének mélyebb megértése.

A zivatarok és az ionoszféra között fennálló kapcsolatot C. T. R. Wilson már az 1920-as években megjósolta [Wilson, 1920]. A troposzférában kialakuló zivatarok és az ionoszféra között alapvetően két eltérő csatolási mechanizmust különböztethetünk meg: elektrodinamikai csatolás a zivatar és a benne létrejövő intenzív villámkisülésekhez kapcsolódó elektrosztatikus és elektromágneses téren keresztül, amelynek látványos következményei az ún. *felsőléggöri elektro-optikai emissziók*, valamint mechanikai csatolás a troposzférikus folyamatok keltette és a semleges légkörben felfelé terjedő hullámok által.

A troposzférában kialakuló különböző meteorológiai folyamatok (hideg front, zivatar, konvektív rendszer) felfelé terjedő hullámokat kelthetnek, melyek elérve az ionoszférát befolyásolják annak tulajdonságait. Ilyen hullámok a *planetáris hullámok*, *árapály hullámok*, *légköri gravitációs, avagy nehézségi* (Atmospheric Gravity Waves (AGWs)) *hullámok és infrahang hullámok* (Infrasound waves).

A zivatarok a villámkisüléseket követő, felettük kialakuló kvázi-elektrosztatikus, valamint az intenzív villámkisülések által kiváltott elektromágneses tereken keresztül hatást gyakorolnak az alsó ionoszférára. A zivatarfelhő fölött kialakuló terek gyorsítják a légkörben lévő szabad elektronokat, melyek a légkör semleges összetevőivel ütközve újabb energikus részecskéket, a gerjesztésnek köszönhetően pedig felsőléggöri elektro-optikai emissziókat (vörös lidérc, gyűrűlidérc) generálnak. Az energikus részecskék elérve az alsó-ionoszférát módosítják annak elektronsűrűségét, mely változások különböző frekvenciákon működő (VLF, HF) Föld-bázisú megfigyelési rendszerekkel észlelhetőek.

A zivatarok és az alsó ionoszféra közötti csatolási mechanizmusokra vonatkozó ismereteink hiányosak. Az észlelési technikák (VLF frekvenciasávban történő szondázás, villámok rádiójelének visszaverődése) korlátozottsága miatt a szakirodalomban ismert vizsgálatok nagy része csak a zivatarok ionoszféra legalsó tartományára (< 85 km) gyakorolt hatását tárgyalja [Inan et al., 2010], [Toledo-Redondo et al., 2012]. Másrészt ezek a vizsgálatok gyakran csak néhány esetre korlátozódnak és nem egy hosszantartó megfigyelési sorozat eredményei [Mika et al., 2006], [Haldoupis et al., 2012], [Shao et al., 2013]. Az e fölötti (> 90 km) magasságtartományra vonatkozóan csak néhány vizsgálat eredményét ismerjük, melyek mind egy típusú statisztikai módszer, az ún. szuperponált időszakok analízisének alkalmazásához kapcsolódnak [Davis and Johnson, 2005], [Kumar et al., 2009]. A szakirodalomból ismert további kutatások jelentős hányada pedig csak a zivatarok és az ionoszféra közötti mechanikai csatolási mechanizmusokat foglalja magába

[Blanc, 1985], [Bourdillon et al., 1997], [Laštovička, 2006], [Sindelarova et al., 2009]. A zivatarok és alsó ionoszféra kapcsolatának pontosabb megértéséhez egy komplex, mind a mechanikai, mind pedig az elektrodinamikai csatolási mechanizmusokra kiterjedő vizsgálat szükséges.

Mivel az eddigi tanulmányok főként a 85 km alatti térségre koncentráltak, vizsgálataim során én az e fölötti, 90–120 km-es magasságtartományban bekövetkező változásokra fókuszálok. A VLF technika korlátozottsága miatt erről a magasságtartományról *ionoszondázás* segítségével kaphatunk információt. Doktori munkám fő célja egy komplex vizsgálat, mely mind a mechanikai, mind pedig az elektrodinamikai csatolási mechanizmusok mélyebb megismerésére irányul. Doktori dolgozatomban különböző statisztikai módszerek felhasználásával, valamint esettanulmányokon keresztül tanulmányozom a zivatarok és az alsó ionoszféra közötti csatolási mechanizmusokat a mediterrán (Róma) és a közép-európai (Prága, Sopron) térségben. Vizsgálataim során különböző villámfigyelő hálózatok (WLLN, LINET), több ionoszonda állomás (Róma, Pruhonice, Nagycenk), és a Nyugat-Csehországban található Doppler-eltolódáson alapuló mérőhálózat adatait használom fel.

A dolgozat a következő egységekre oszlik:

Az első fejezetben a dolgozat témájához kapcsolódó alapvető ismereteket foglalom össze. Bemutatom a globális légköri elektromos áramkört és annak részeit, kitérve a villámkisülések tulajdonságaira. Majd a zivatarok felett kialakuló felsőlégköri elektrooptikai emissziók részletes bemutatása következik. Ezután áttérek az ionoszféra legfontosabb tulajdonságainak és az egyes rétegeinek ismertetésére. A fejezetet a magnetoionos elmélet és az ionoszféra szondázás mint észlelési technika leírásával zárom.

A második fejezetben a zivatarok és az alsó ionoszféra közötti csatolási mechanizmusok elméleti hátterét tárgyalom. A 2.1. alfejezetben a meteorológiai rendszerek által keltett és a semleges légkörben felfelé terjedő hullámokat írom le, egy hosszabb alfejezetet szánva a légköri gravitációs hullámoknak. Majd áttérek a villámkisülések következtében a zivatarok felett kialakuló kvázi-elektrosztatikus és elektromágneses terek, és a hozzájuk kapcsolódó részecskegyorsítási mechanizmusok leírására. A fejezet végén taglalom a folyamatokhoz kapcsolódó légkörkémi reakciókat, illetve az ezek hatására az alsó ionoszférában bekövetkező elektronsűrűség változásokat.

A vizsgálataim során alkalmazott mérési rendszerekről és az észlelési adatokról a harmadik fejezetben írok részletesebben.

Doktori munkám során négy különböző statisztikai módszerrel vizsgáltam a zivatarok és az alsó ionoszféra közötti kapcsolatot: az első analízisben a „szép idő”, és a zivataros időszakokra vonatkozó adatokat külön elemeztem, majd vettem össze, a második statisztikai elemzésben a szuperponált időszakok analízisét alkalmazva egy mesterséges szupervihar ionoszférára gyakorolt hatását vizsgáltam. Majd a korrelációs számítás segítségével elemeztem a zivatar aktivitásának és az alsó ionoszférában bekövetkező elektronsűrűség változásának a kapcsolatát. Végül a spektrálanalízis módszereinek alkalmazásával vizsgáltam a zivataraktivitásra, és az ionoszféra változásaira jellemző periódusokat. Az alkalmazott statisztikai elemzéseket és azok eredményeit a negyedik fejezetben fejtem ki.

Mivel a szakirodalom alapján az egyedi villámkisülések következtében az ionoszférában bekövetkező leghosszabb változások időtartama 20–40 perc, és általában az ionoszondázó berendezések maximum negyedórás felbontásban adnak információt az ionoszféra állapotról, a zivatarok és az alsó ionoszféra közötti elektrodinamikai csatolási mechanizmusok vizsgálata csak sűrűbb mintavételezésű (perces/kétperces) kampányméréseken, eset-

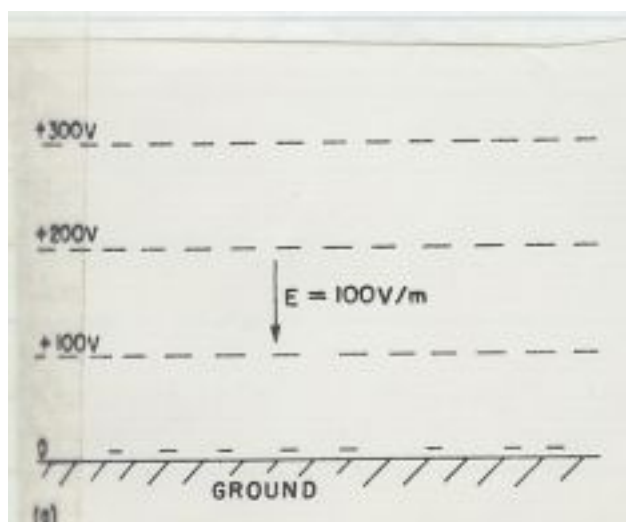
tanulmányokon keresztül lehetséges. Az ötödik fejezetben az esettanulmányok pontos körülményeit, és eredményeit írom le. Az ionoszondákkal folytatott sűrű mintavételezésű kampánymérések egyedülállóak a maguk nemében, a zivatartevékenységhez kapcsolódó ilyen jellegű vizsgálatok még nem történtek a szakirodalom alapján.

A dolgozatot a legfontosabb jelölések összefoglalását követően a függelékkel és az irodalomjegyzékkel zárom.

# 1. Bevezetés

## 1.1. A globális légköri elektromos áramkör

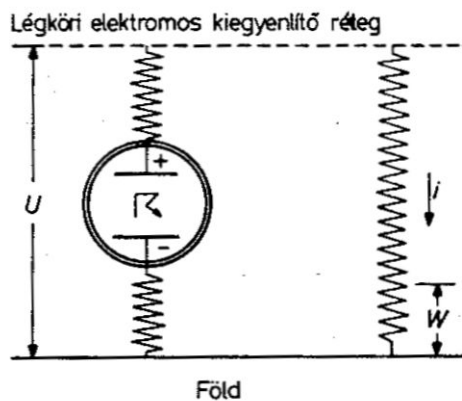
A légköri elektromos jelenségek tanulmányozásának kezdete még a XVII. századra nyúlik vissza. 1752-ben Lemonnier [Le Monnier, 1752] felfedezi, hogy az ún. „szép idő” területeken (távol a zivataroktól) egy  $\sim 100 \text{ V/m}$ -es állandó elektromos tér mérhető, amely a felszín irányába mutat (1. ábra). 1785-ben Coulomb [Coulomb, 1785] felfedezi, hogy a levegőnek van bizonyos mértékű elektromos vezetése, majd 1860-ban Thomson [Thomson, 1860] az első, aki a légkör elektromos állapotában az elektromos teret felismeri. 1887-ben Linss [Linss, 1887] felfedezi az ionokat a levegőben, mely szintén arra utal, hogy a levegő véges fajlagos ellenállással rendelkezik. 1900-ban C. T. R. Wilson először méri meg a levegőben függőleges irányban folyó áramot, amely  $\sim 2 \times 10^{-12} \text{ A/m}^2$  ( $\sim 1000 \text{ A}$  globálisan) [Wilson, 1900].



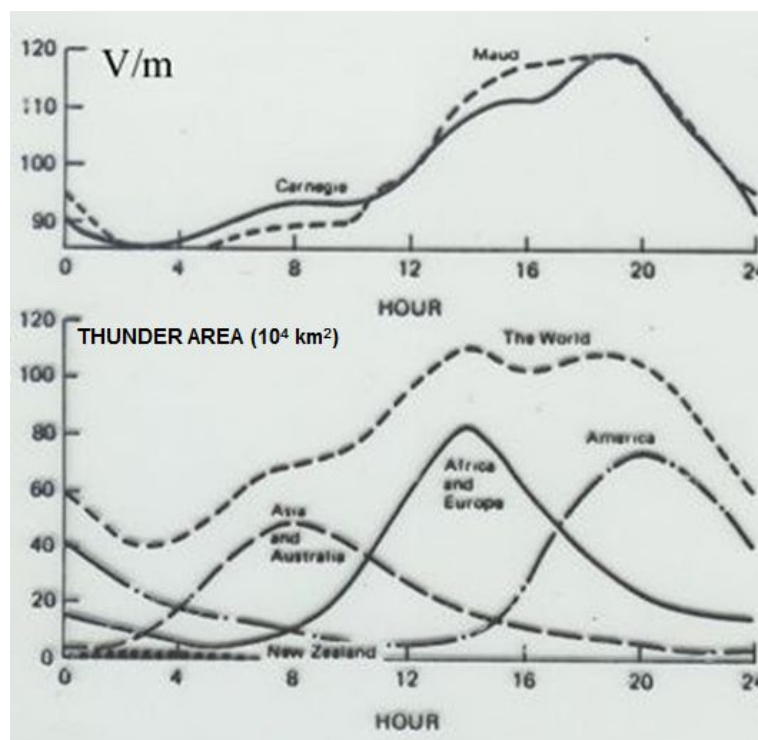
1. ábra. A „szép idő” területeken mérhető elektromos tér [Le Monnier, 1752].

Felvetődött a kérdés, hogy mi tartja fenn a Föld megfigyelt légköri elektromos teret létrehozó negatív töltését (ami  $\sim 4,5 \times 10^5 \text{ Coulomb}$ ), mert a mérések alapján ezt a teret a töltéskiegyenlítő áramok fél órán belül semlegesítenék. Erre a legelfogadottabb választ Wilson adta meg 1920-ban a kondenzátor elméletével [Wilson, 1920]. Elképzelése szerint a Föld felszíne és a légkör magasabb tartományaiban feltételezett elektromos kiegyenlítő réteg egy gömbkondenzátort alkot. E kondenzátor fegyverzetei között generátorként a globális zivartartevékenység tartja fenn a feszültséget. A konvektív áramlási rendszerekhez kapcsolódó töltésszétválasztási folyamatok eredményeként a zivatarfelhők tetején néhány száz Coulomb-os pozitív töltés halmozódik fel, míg egy nagyjából ezzel megegyező mennyiségű negatív töltésgóc található a zivatarfelhő felszín közeli részén. A Földön globálisan mintegy 1800 zivatar aktív egy időben. A zivataroktól távol eső „szép idő” területeken a felső kiegyenlítő réteg irányából a felszín irányába folyó áramot vertikális áramnak nevezzük. Az ily módon a Föld felszínére juttatott pozitív töltések a zivataros területeken földvillámok és koronakisülések útján a zivatarfelhő alsó részébe jutnak, ahol az ott felhalmozódott negatív töltések kiegyenlítődésképp fordítódnak (2. ábra). A pozitív töltések a zivatarfelhő felső részéből a légköri elektromos kiegyenlítő réteg közvetítésével jutnak el a szép idő területekre [Bencze et al., 1982].

1929-ben Whipple kimutatta, hogy a szép idő területeken mérhető elektromos tér napi menete megegyezik a zivataros területek globális léptéken mérhető napi változásával (3. ábra) [Whipple, 1929].



2. ábra. A globális légköri elektromos áramkör sematikus ábrája [Bencze et al., 1982].



3. ábra. A szép idő területeken mérhető elektromos tér és a globális villámtevékenység napi változása világszerte [Whipple and Scrase, 1936].

### 1.1.1. A globális légköri elektromos áramkör elemei

Adott magasságban a szép idő területeken a földfelszín irányában folyó *vertikális áram* ( $J_z$ ) és az *elektromos tér* ( $E_z$ ) közötti kapcsolatot az Ohm törvény írja le (1):

$$J_z = \sigma_z E_z \quad (1)$$

ahol  $\sigma$  az adott helyen a légkör fajlagos elektromos vezetőképessége [ $S m^{-1}$ ]. 85 km alatt  $\sigma_z$  izotróp.  $\sigma$  a negatív, illetve pozitív töltések koncentrációjától,  $n_+$ ,  $n_-$  [ $m^{-3}$ ], valamint a negatív és pozitív töltések mozgékonyaságától,  $k_+$  és  $k_-$  [ $m^2 V^{-1} s^{-1}$ ] függ:

$$\sigma = \sigma_+ + \sigma_- = e(n_+ k_+ + n_- k_-), \quad (2)$$

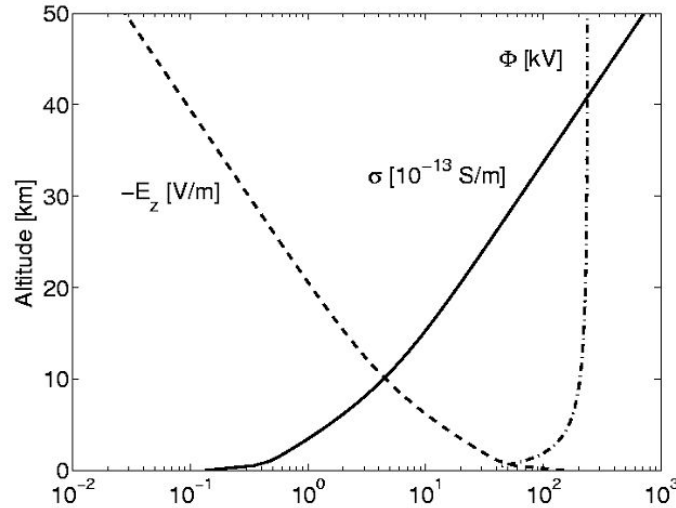
$e$  az elemi töltés. A troposzférában az elektromos töltések ( $\sim 150 cm^{-3}$ ) főként a kozmikus sugárzás hatására és a talaj közelében a radioaktív anyagok ( $^{238}U$ ,  $^{232}Th$  és  $^{235}U$ ) bomlása miatt keletkeznek. A vezetőképesség a magassággal felfelé nő, a töltött részecskék mozgékonyaságának növekedésével, mivel a légkör sűrűsége felfelé csökken, valamint a töltött részecskék koncentrációjának növekedése következtében. A vezetőképesség magasság szerinti változása így [Volland, 1984]:

$$\sigma_z = \sigma_0 \exp(z/z_0) \quad (3)$$

ahol  $\sigma_0 = 6 \times 10^{-14}$  a légkör felszíni vezetőképessége,  $z_0 \sim 6 km$  pedig a skálamagasság. Ennek megfelelően az elektromos tér pedig a magassággal felfelé csökken:

$$E_z = -E_0 \exp(z/z_0) \quad (4)$$

A vezetőképesség, az elektromos tér és az elektromos potenciál ( $\Phi$ ) magasság szerinti változását mutatja a 4. ábra 50 km-es magasságig.

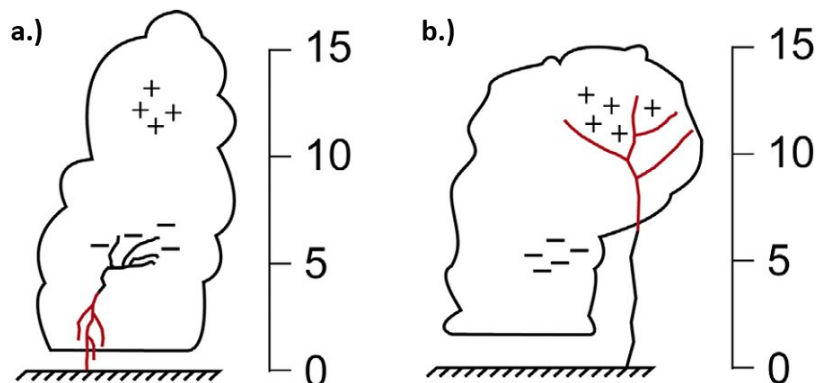


4. ábra. A vezetőképesség, az elektromos tér és az elektromos potenciál ( $\Phi$ ) magasság szerinti változása 50 km-es magasságig [Mika, 2007].

A Föld és a kiegyenlítő réteg közötti levegőoszlop 1 m-es szakaszán mérhető feszültséget [ $V/m$ ] *potenciálgradiensnek* nevezzük. Értéke a Föld felszínén zavartalan körülmények között (szép idő területeken)  $\sim 130 V/m$ .

A kialakuló potenciálgradienstől és nyomástól függően a légkörben különböző elektromos gázkisülések jöhetnek létre. Intenzitásuktól függően csúcskisülés, koranakisülés és villámkisülés csoportjába soroljuk őket.

Villámkisülés akkor jön létre egy zivatarfelhőben, ha a különböző polaritású töltések felhalmozódása miatt kialakuló elektromos térerősség lokálisan eléri a levegő átütési szilárdságát ( $\sim 360\text{kV/m}$ ). Ekkor lavinaszerűen megindul egy töltés kiegyenlítési folyamat, amely a töltések igen gyors mozgásával jár. Ennek a mozgásnak a következményeit láthatjuk villámlás formájában. A villámláshoz vezető folyamatok nagyon változó tér- (néhány m-től több km-ig) és időskálákon (néhány s-től több óráig) zajlanak. A villámok a Földön  $\pm 50^\circ$  szélességi fok közé koncentrálnak, nagy többségük a szárazföld fölött alakul ki. A maximális villámtevékenységi terület jól kivehető évszak szerinti változást mutat, és a Trópusi Konvergencia Zónát (Intertropical Convergence Zone, ITCZ) követi, ahogy az mozog az egyenlítőn keresztül a nyári féltéke irányába. Műholdas megfigyelések alapján (OTD: Optical Transient Detector, LIS: Lightning Imaging Sensor) másodpercenként  $\sim 45$  kisülés következik be a Földön. A villámok többsége ( $\sim 90\%$ ) a zivatarfelhők belsejében jön létre (felhő villámok vagy felhőközi villámok) és csak kevés részük kapcsolódik a felszínhez (felhő–föld villámok). Aszerint, hogy a villámkisülés pozitív vagy negatív töltéseket szállít a felhőből a földre, alapvetően két fajtáját különböztetjük meg a felhő–föld villámoknak: negatív és pozitív polaritású villámok (5. ábra).



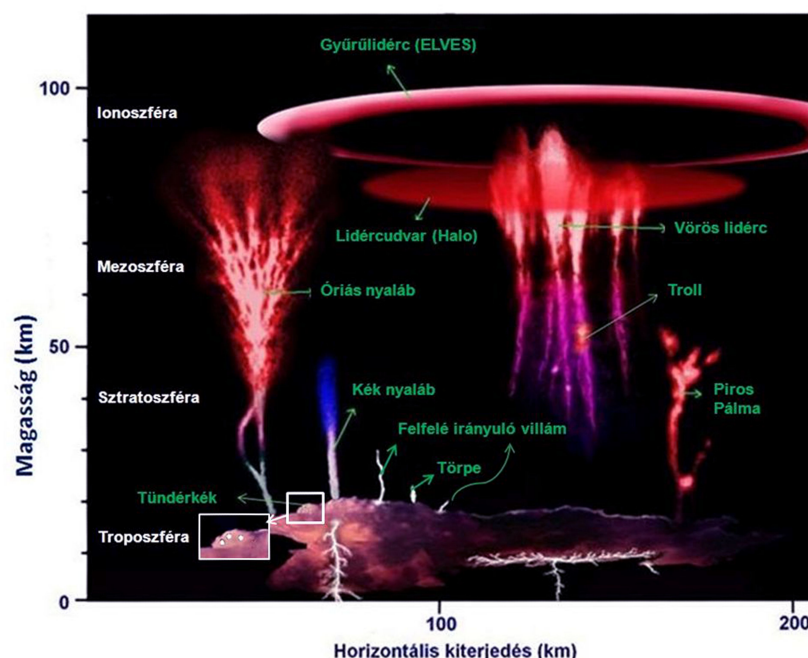
5. ábra. A negatív a.) és pozitív b.) polaritású villámok sematikus ábrája. Az ábrák jobb oldalán található skála a töltéscsúcsok tengszint feletti magasságát mutatja km-ben.

A felhő–föld villámkisülések legintenzívebb szakaszában (melyet fővillámnak (return stroke) nevezünk és  $\sim 50 - 100\mu\text{s}$ -ig tart) a kisülési csatornán akár néhány száz kA-es áram is keresztül folyhat. Sok esetben a fővillámot a kisülési csatornában folyó gyengébb, de hosszan tartó áram követi, amely akár néhány száz ms-ig is tarthat. Habár a negatív felhő–föld villámok gyakrabban fordulnak elő, a pozitív felhő–föld villámok néhány speciális tulajdonságuk miatt fontosabbak a zivatarok és az ionoszféra közötti elektrodinamikai csatolási mechanizmusok szempontjából. A csúcsáram általában nagyobb, és a fővillámot követő áram is hosszabb ideig tart a pozitív felhő–föld villámok esetében. Ennek köszönhetően a pozitív felhő–föld villámok általában nagyobb mennyiségű töltést szállítanak a zivatarfelhőből a földre. Továbbá mivel a töltésgóc is magasabban helyezkedik el (5. ábra), így a pozitív villámok ún. töltésmomentuma is nagyobb (amely a kisülési csatorna hosszának és a benne átáramlott töltésmennyiségnek a szorzata [Cm]).

A zivatarok és a bennük kialakuló villámkiülések azon felül, hogy generátorként fontos szerepet töltenek be a globális légköri elektromos áramkörben a fölöttük kialakuló kvázisztatikus és elektromágneses tereken keresztül hatnak az alsó ionoszférára (80-120 km-es magasságtartomány). A zivatarfelhők fölött kialakuló elektromos terek gyorsíthatják a légkörben lévő szabad elektronokat, melyek a légkör semleges összetevőivel ütközve további nagy energiájú részecskéket valamint ún. *felsőléggöri elektro-optikai emissziókat (FEOE)* hoznak létre. A zivatarfelhők és az alsó ionoszféra közötti elektrodinamikai csatolási mechanizmusok fizikai hátterét majd a 2.2-es fejezetben tárgyalom. A következőkben a zivatarok és az ionoszféra között fennálló kapcsolat leglátványosabb jelzői, az FEOE-k kerülnek részletezésre.

## 1.2. Felsőléggöri elektro-optikai emissziók

1989-ben a felsőléggöri fényjelenségek egy addig nem ismert válfaját fedezte fel Winckler és két társa Észak-Amerikában. Wincklerék északi fényt akartak fényképezni, ám ahelyett egy távoli zivatarfelhő felett a felsőléggöriben megjelenő alig tizedmásodperces felfénylést sikerült lencsevégre kapniuk (a meteorológiai értelemben vett felsőléggör az atmoszféra 20-90 km közé eső magasságtartománya) [Vaughen and Vonnegut, 1989]. Bár a felvétel első volt a maga nemében, a jelenség létezését C. T. R. Wilson már 1920-ban megjósolta [Wilson, 1925]. A Winckler és társai által lefényképezett jelenséget később a vörös lidérc (red sprite) névvel illették. A felfedezést követően a légkörkutatók figyelme a viharfelhők fölé irányult és kiderült, hogy a felsőléggöriben számos, a lidércnek hasonló optikai jelenség figyelhető meg, melyeket összefoglaló néven felsőléggöri elektro-optikai emisszióknak nevezünk (6. ábra). A FEOE-k közül a legfontosabbak tulajdonságait fogom ismertetni részletesebben.



6. ábra. A zivatarfelhők fölött kialakuló felsőléggöri elektro-optikai emissziók

A felsőléggöri fényjelenségek egyik csoportját különböző *nyalábok* alkotják, melyek a



felhő tetejéről kiindulva törekednek az ionoszféra irányába (6. ábra). A *kék nyalábokat* (*blue jets*) 1994-ben fedezték fel Észak-Amerikában egy, a vörös lidércek megfigyelésére indított repülőgépről. 22 perc alatt 65 db kicsi (néhány km) és közönséges (20-25 km) kék nyalábot sikerült megfigyelniük. Az észlelt fénynyalábok sebessége nagyon különböző volt, 25 és 150 *km/s* között változott, élettartama azonban egyiknek sem haladta meg a 2 tizedmásodpercet [Wescott et al., 1995], azóta csak ritkán figyelték meg őket. Ennek oka valószínűleg az, hogy az észlelő állomások messze helyezkednek el a zivatarfelhőtől, és a nyalábok kék fénye erősen szóródik a levegő részecskéin, így ilyen távolságból nehéz megfigyelni a jelenséget. A kék nyalábok kialakulása a töltésszétválasztó folyamatokkal van összefüggésben. A felhő felső pozitív töltéscentrumából egy elővillám indul meg felfelé, amelynek magassága attól függ, hogy a töltésszétválasztó folyamatok mennyi ideig tudják fenntartani a szükséges térerősséget, illetve töltéssűrűséget a felső töltésgócban, amely táplálja a nyalábot. Kék fényüket az ionozált nitrogén első átmenetéhez tartozó emisszióknak köszönhetik [Wescott et al., 2001].

2002-ben a nyalábok egy új típusát fedezték fel Tajvanban, melyet tekintélyes mérete miatt *óriás nyalábnak* (*gigantic jet*) neveztek el [Su et al., 2003]. Az óriás nyalábok magassága meghaladja az 50-60 km-t, esetenként az ionoszférát ostromolják, ezzel is jól mutatva a közvetlen kapcsolatot az ionoszféra és a felhő között. Ez utóbbi jelenség mondhatni a legritkább a felsőlégköri elektro-optikai emissziók között. A megfigyelések során kiderült, hogy az óriás nyalábok ellentétben kék társaikkal inkább vöröses színűek [van der Velde et al., 2010]. Az óriás nyaláb nagy valószínűséggel felhőn belüli villámkisülésnek indul, amely azonban nem teljesen tisztázott körülmények között „túlló” a felhő tetején.

A 6. ábrán a lidércek glóriájaként megjelenő fénylő *gyűrűlidérc* (*ELVES = Emissions of Light and Very Low Frequency Perturbations From Electromagnetic Pulse Sources*) nem állandó társa a lidérceknek, hanem önállóan is megfigyelhető jelenség, kialakulása is eltér a többi felsőlégköri fényjelenségétől. Megjelenését egy-egy nagyobb felhő-föld villámkisülés által gerjesztett elektromágneses tér (Electromagnetic Pulse, EMP) okozza. Ahogy a generált tér szétterjed a keltóvillám körül, energiája gerjeszti a semleges nitrogént ( $N_2$  első pozitív átmenete) közvetlenül az ionoszféra aljánál, ami vöröses fény kibocsátása közben tér vissza alapállapotába [Heavner et al., 2000]. A jelenség teljes élettartama ritkán haladja meg az 1 ezredmásodpercet, de ezalatt a rövid idő alatt mégis a gyűrű átmérője elérheti az 500-600 km-t [Barrington-Leigh and Inan, 1999]. A kibocsátott fény is általában igen gyenge, ezért hagyományos kamerával vagy emberi szemmel gyakorlatilag nem észlelhető, megfigyelése csak speciális eszközökkel lehetséges, melyek időbeli felbontása eléri akár az 50 milliomed másodperc/képkockát. A gyűrűlidércek létezését már a '90-es évek elején megjósolták, azonban csak 1995-ben sikerült először a földről megfigyelni [Fukunishi et al., 1996].

A gyűrűlidérc alatt (6. ábra) elhelyezkedő jelenség a *lidércudvar* (*halo*). Régebben gyűrűlidércnek hitték, melyet gyakran vörös lidérc követ, de a megfigyelések során kiderült, hogy különálló jelenségről van szó. A nagy időfelbontású videofelvételeken látszik, hogy a halok 60-70 km átmérőjű lencse alakú fényjelenségek [Lyons, 2006], melyek 1-3 ezredmásodperces élettartamuk alatt lefelé mozognak [Stanley et al., 1999]. Vöröses színüket, akár a gyűrűlidércek esetében szintén az  $N_2$  első átmenetéhez tartozó emisszióknak köszönhetik [Barrington-Leigh et al., 2001].

A következőkben a leggyakrabban megfigyelt jelenségről, a *vörös lidércekről* (*red sprite*) lesz szó. A jelenség dominánsan vörös színű, amely a semleges nitrogén első átmenetéhez tartozó emisszióból adódik [Mende et al., 1995], azonban alsó nyúlványai kékesbe mennek át (ionozált nitrogén első átmenete) [Sentman et al., 1995]. A vörös lidércek

70–75 km magasan alakulnak ki zivatarfelhők fölött, intenzív villámkisüléseket követően, jól strukturált, elágazó elektron lavinák formájában, amelyek először általában lefelé, majd némely esetben felfelé is terjednek. A lidércek 50–90 km között helyezkednek el, de csápjaik akár 40 km alá is lenyúlhatnak [Sentman et al., 1995], [Wescott et al., 1998]. A jelenség markáns méretét jól mutatja a 7. ábra, a képen látható vörös lidérc az észlelő helytől mintegy 100 km-re lévő zivatar fölött alakult ki, az ábra alján a körülbelül 60 m magas soproni TV torony látszik. A sprite-ok élettartama nagyon rövid, a legfényesebbek kevesebb mint 16 ms-on át, míg a halványabbak akár 100–120 ms-on át figyelhetők meg. Megjelenhetnek egymagukban vagy csoportosan, utóbbi esetben a csoport elemei horizontálisan akár 50 km-es átmérőjű tartományt is elfoglalhatnak.



7. ábra. Egy 2010 augusztusában Sopronból megfigyelt vörös lidérc, a kép alján pedig a soproni hegység a nagyjából 60 m magas TV toronnyal. A jelenség az észlelő helytől 100-120 km távolságban elhelyezkedő zivatar fölött alakult ki.

A megfigyelések szerint a vörös lidércek általában pozitív polaritású felhő–föld villámkisülések után jelennek meg [Lyons, 1996]. Esetenként úgynevezett pókvillámokhoz köthetők, ezek nagyon erős felhővillámok, amelyek szerteágazó kisülési csatornája horizontálisan akár több, mint 100 km is lehet a felhőben, miközben néhány földbe csapó pozitív villám társul hozzájuk. Mazur és társai azt figyelték meg, hogy ezekhez a villámokhoz kapcsolódnak az úgynevezett „dancer”-ek, azaz táncoló lidércek, amelyek időben gyorsan követik egymást, térben viszont eltolódva jelennek meg, ezért a felvételeken úgy tűnik, mintha egyetlen lidérc táncolna tova az égen [Mazur et al., 1998]. A lidércek átlagosan 10 ms-al a fővillám után alakulnak ki, azonban a legfényesebbek akár közvetlenül ( $\sim 1$  ms)

a fővillám után is megjelenhetnek. Vannak azonban olyan esetek, amikor a fővillám és a lidérc megjelenése között akár 100–200 ms is eltelhet. A gyűrűlidérc és a halok centruma is a keltővillám fölött helyezkedik el, ezzel szemben a vörös lidérc központja akár 50 km-el is eltolódhat a keltővillám földrajzi helyzetéhez képest [Wescott et al., 2001].

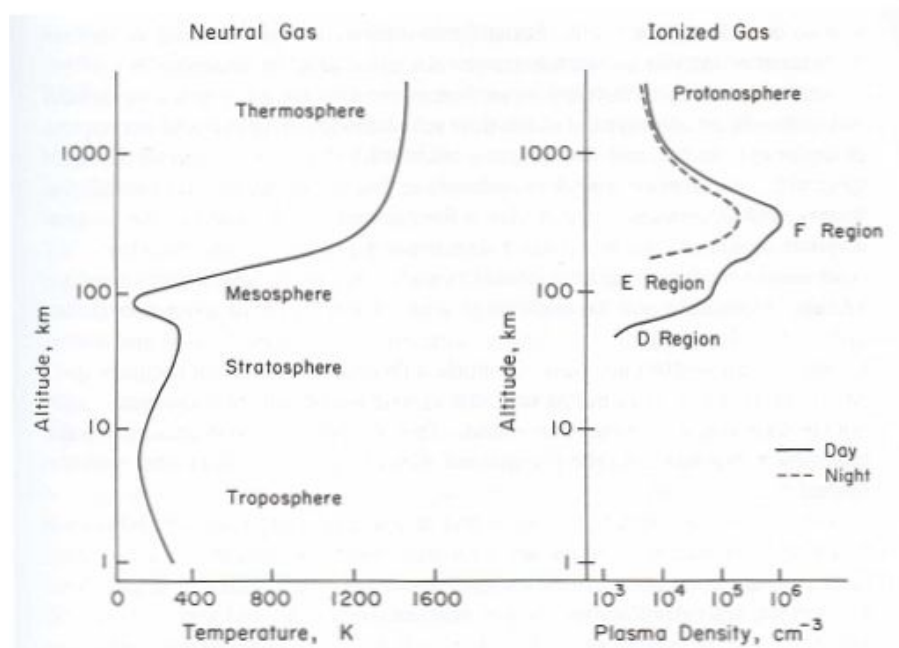
A jelenségek részletesebb leírása megtalálható a következő összefoglaló szakirodalmakban: [Füllekrug et al., 2006], [Neubert et al., 2008], és honlapon: <http://eurosprite.blogspot.com> [web, e].

### 1.3. Az alsó ionoszféra

A dolgozatban a légkör 80 és 120 km-es magasság tartomány közötti, a napsugárzás és a galaktikus kozmikus sugárzás által számottevő mértékben ionizált tartományáról lesz szó. A következőkben a semleges légkör legfontosabb tulajdonságait részletezem.

A hőmérséklet magasság szerinti változása alapján a légkört különböző tartományokra osztható (8. ábra bal oldali grafikonja), amelyek a következők:

A föld felszínén átlagosan 10 km-es magasságig található a *troposzféra*. Ebben a legalsó légrétegben zajlanak Földünk időjárási folyamatai. A troposzféra legalsó, mintegy 1–1,5 km vastagságú rétegét *planetáris határrétegnek* nevezzük. A troposzférában felfelé haladva a hőmérséklet átlagosan 6,5 °C-ot csökken km-ként egészen a felső határoló rétegig (tropopauza), ahol a hőmérséklet  $\sim -70$  °C. A troposzférában tapasztalható hőmérséklet csökkenés annak tudható be, hogy a talaj által elnyelt napsugárzás hővezetés és hősugárzás formájában a legalsó légrétegnek adódik át, így ott van a legmelegebb, majd felfelé szétoszlik a turbulens diffúzióknak köszönhetően.



8. ábra. A hőmérséklet és a plazmasűrűség magasság szerinti változása közepes szélességeken [Kelley, 1989].

A tropopauza fölött található következő légréteg a *sztratoszféra*, amely átlagosan 10 km és 50 km között helyezkedik el. A sztratoszférát pozitív hőmérséklet gradiens jellemzi ( $dT/dz > 0$ ), azaz felfelé haladva a hőmérséklet növekszik. Ez a hőmérséklet növe-

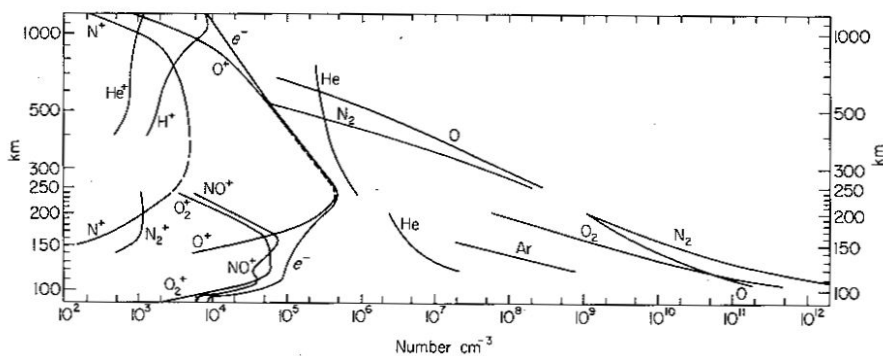
kedés annak köszönhető, hogy a légkörben található ózon elnyeli a Nap ibolyán túli (UV) sugárzását. A sztratoszférát felülről a sztratopauza határolja, ahol a hőmérséklet  $\sim 0^\circ\text{C}$ .

A sztratoszféra fölött 50 és 80 km közötti magasságtartományban található a *mezoszféra*, amelyet ismét negatív hőmérséklet gradiens jellemez ( $dT/dz < 0$ ). 80 km magasságban a mezopauza hőmérséklete  $-70^\circ\text{C}$ – $-80^\circ\text{C}$  körüli érték. A mezoszférában észlelt hőmérséklet csökkenés összetett fotokémiai és sugárzási folyamatok eredménye, melyeknek egyes részletei még tisztázásra szorulnak.

A mezopauza fölött felfelé haladva a hőmérséklet ismét növekszik a Nap UV sugárzásának elnyelése következtében. Ezt a légréteget *termoszférának* nevezzük. Bár a levegő sűrűsége rendkívül alacsony e légrétegben a termoszféra felső tartományában (300 km fölött) a légköri összetevők kinetikus energiájából fakadó hőmérséklet meghaladhatja az  $1100^\circ\text{C}$ -ot.

A földi légkör legkülső tartományában, az *exoszférában* már csak protonok találhatók. Ez egy átmeneti réteg a bolygóközi tér és a földi légkör között, melynek külső határát nehéz megadni. Mivel a bolygóközi anyag sűrűsége  $1\text{--}10$  proton/ $\text{cm}^3$ , ezért az exoszféra külsőhatárát ott jelölhetjük ki, ahol a földi légkör sűrűsége a  $10$  proton/ $\text{cm}^3$  értékre csökken.

*Homoszférának* nevezzük a légkör 100 km alatti tartományát, ahol a légköri összetevők aránya a magassággal nem változik (78 % nitrogén, 21 % oxigén és 1 % egyéb gáz, főként argon). Ez az állandó összetétel a légkör turbulens mozgása miatti keveredésnek köszönhető. 100 km-es magasság fölött a légkör anyaga már nem keveredik jól át, így a gázok a molekula tömegük szerint rendeződnek el egymástól függetlenül. Alul a nehezebb, míg felfelé haladva egyre könnyebb gázokat találunk (9 ábra), legfelül a legkönnyebb gáz, a hidrogén kerül túlsúlyba. A légkörnek ezt a tartományát *heteroszférának* nevezzük.



9. ábra. A nappali ionosféra és a semleges légkör összetétele tömegspektrométerrel végzett mérések alapján [Rishbeth and Garriott, 1969].

Az *ionosféra* a légkör részben ionizált tartománya, ahol az ionok és elektronok együttesen kvázi-neutrális plazma állapotot alkotnak. Az ionosféra legfontosabb paramétere az egységnyi térfogatban található elektronok száma, amelyet *elektron*, vagy *plazma sűrűségnek*,  $N_e$  nevezünk. Az ionizáció forrása a Nap UV és röntgen sugárzása, valamint a nagy energiájú galaktikus kozmikus sugárzás, amelyek fotokémiai reakciókon keresztül elektronokat és pozitív ionokat képeznek a felső légkörben. Az ionizált állapot nagyobb magasságokban ( $h > 80$  km) hosszabb ideig is fenn maradhat. Egy adott magasságban és időben az elektron sűrűség ( $N_e$ ) változása, eleget tesz a kontinuitási egyenletnek:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = Q - L - \text{div}(N_e \mathbf{v}) \quad (5)$$

ahol  $Q$  az elektronok forrását (ionizáció),  $L$  a nyelőt (rekombináció), míg  $\text{div}(N_e \mathbf{v})$  a légkörben zajló transzport folyamatokat jelöli, ahol  $\mathbf{v}$  az elektronok átlagos mozgási sebessége. 200 km alatt a transzport folyamatok nem jelentősek, vagyis az utolsó tag elhanyagolható, így stacionárius állapotban ( $\partial N_e / \partial t \simeq 0$ ) az elektron nyereségi ráta (ionizáció) megegyezik a veszteségi rátával (rekombináció),  $Q \simeq L$ , így a közeg fotokémiai egyensúlyban van. Az ionizáció és rekombináció folyamatainak részletes leírása megtalálható a következő szakirodalmakban: [Rishbeth and Garriott, 1969], [Bauer, 1973], [Kelley, 1989].

Rádióhullámokkal történő szondázás kimutatta, hogy az ionoszféra nem homogén, hanem különböző elektronsűrűségű rétegekből áll. A rétegek a rádióhullámokat más-más frekvenciatartományban verik vissza. Az ionoszférában az elektronsűrűség a magassággal változik ( $N_e$  profil), és függ a Nap zenittávolságától, ezért erőteljes napi és évszakos változás jellemzi. Az átlagos nappali és éjszakai elektron sűrűség profilt mutatja a 8. ábra jobb oldali grafikonja, ahol a fontosabb ionoszférikus rétegek a következő nagy betűkkel vannak jelölve: D, E és F réteg. Az elektronsűrűség az ionoszférában helyi idő szerint 12 órakor tipikusan  $10 \text{ cm}^{-3} \sim 50 \text{ km-es magasságban}$  és  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  250 és 300 km között.

### 1.3.1. D réteg

Az ionoszféra legalsó, 50–90 km között elhelyezkedő tartománya az ún. *D réteg*. Létezését a középhullámú rádiójelek (0,3–3 Mhz) csillapítása révén mutatták ki. A D rétegben még főként molekuláris ionok vannak jelen, míg nagyobb magasságokban pozitív atomi ionok és elektronok alkotják a plazmát (9. ábra). Az ionizáció fő forrása a D rétegben a Nap nagy energiájú (EUV és röntgen) sugárzása, valamint a kozmikus sugárzás. Azonban helyenként a sugárzási övekből kihulló nagy energiájú (elektron  $> 30 \text{ keV}$ , proton  $> 1 \text{ MeV}$ ) részecskék ütközése révén okozott ionizáció sem elhanyagolható. A semleges atomok nagy sűrűsége miatt a rekombináció gyorsan lejátsszódik ebben a magasságtartományban, így a D régió főként a nappali oldalon létezik. Azonban a kozmikus sugárzásnak és a sugárzási övekből kihulló nagy energiájú részecskéknek köszönhetően az éjszakai oldalon is jelen van egy gyengébb, kisebb elektronsűrűségű D réteg.

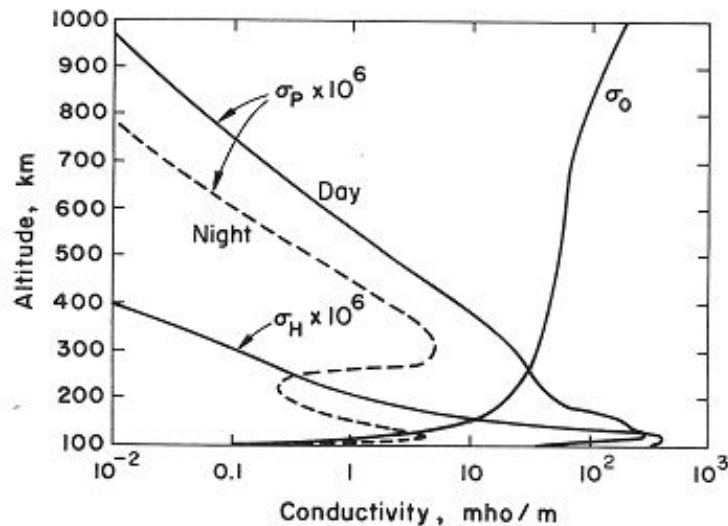
### 1.3.2. E réteg

Az ionoszféra rádióhullámok segítségével elsőként felfedezett tartománya az *E réteg*, amely  $\sim 90$  és  $150 \text{ km}$  között helyezkedik el. E tartományban az ionizációt főként az EUV és a lágy röntgen (1–17 nm) sugárzás hozza létre. Mivel e magasságban a rekombináció már jóval lassabb, így az E tartomány elektronsűrűsége mintegy 100 szorosa a D rétegének:  $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ . Mivel az ionizáció fő forrása a naphoz kötött, ezért a D réteghez hasonlóan az E réteg is gyengül az éjszaka folyamán, valamint nagyobb magasságok felé tolódik el. Mint ahogy az 1.1. fejezetben már tárgyaltam a légkör vezetőképessége a töltött részecskék számának és mozgékonyságának növekedése következtében a magassággal nő, az E rétegben már számottevő mértékű. Mivel a teljes ionoszférát átjárja a földi mágneses tér, emiatt a vezetőképesség anizotróp, továbbá az elektromos tér hatását is figyelembe kell venni. Ezek alapján, valamint az ütközési frekvencia magasság függését is tekintetbe véve 3 vezetőképességet különböztethetünk meg a légkörben:

- A mágneses tér irányával párhuzamos, longitudinális vezetőképesség ( $\sigma_0$ )

- A mágneses térre merőleges, az elektromos térrel párhuzamos Pedersen- ( $\sigma_P$ ) vezetőképesség
- A mágneses és az elektromos térre is merőleges Hall- ( $\sigma_H$ ) vezetőképesség

A három vezetőképesség magasság szerint függését mutatja a 10. ábra. Az ábrán jól látszik, hogy mind a Hall, mind a Pedersen vezetőképesség az E réteg magasságtartományában a legnagyobb mértékű, ezért az E réteg összetett áramrendszerek kialakulásának a színtere, mint például a nyugodt-napi (Solar-quiet,  $S_q$ ) áramrendszer.



10. ábra. Az ionoszféra vezetőképességének magasság szerinti változása [Johnson, 1961].

### 1.3.3. F réteg

Bár a dolgozat témájához nem kapcsolódik szorosan, a teljesség kedvéért röviden kitérek az F réteg legfontosabb tulajdonságaira is. Az ionoszféra legnagyobb elektronsűrűségű régiója az F réteg (300–500 km). Éjszaka egybefüggő, míg nappal a megnövekedett fotoionizáció következtében 2 különálló rétegre, F1 (150–250 km) és F2 (250–400 km) válik szét. A legnagyobb plazmasűrűség az F2 rétegben mérhető, nagysága közel egy nagyságrenddel nagyobb az E rétegben mérténél. E fölött az elektronsűrűség lassan csökken, és átmegy a plazmaszférának nevezett tartományba. E magasságtartományban az ionizáció fő forrása a Nap EUV spektrumának 17,0–91,1 nm közötti része. Míg az alacsonyabb légrétegekben főként a molekuláris ionok ( $O_2^+$ ,  $NO^+$ ) voltak a plazma fő alkotó részei, addig az F rétegben már az atomos ionok ( $O^+$ ,  $N^+$ ) száma jelentős. Nagyobb magasságokban pedig a plazmaszférát alkotó hidrogén ionok dominálnak (9. ábra). Mivel ebben a magasságban a rekombináció sebessége már sokkal kisebb, ezért az F réteg ionizációja az éjszakai órákban is jelentős marad.

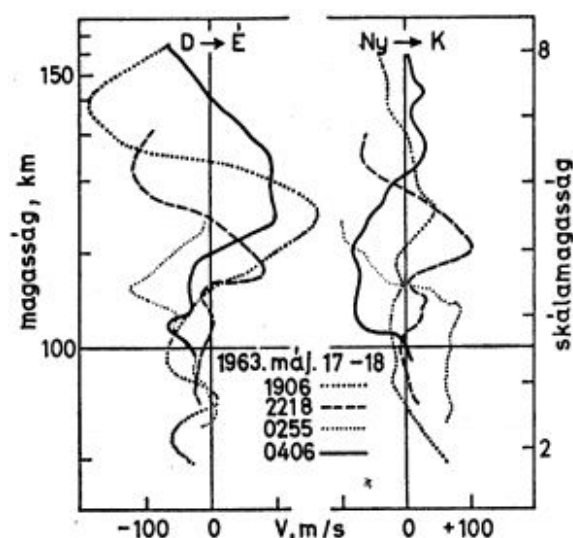
Az ionoszféra szerkezetéről részletes áttekintést adnak a következő szakirodalmak: [Rishbeth and Garriott, 1969], [Kelley, 1989].

### 1.3.4. Szporadikus E réteg

Mivel a vizsgálatok számottevő hányada a zivatarok és a szporadikus E réteg közötti csatolási mechanizmusokra irányul, ezért ezen ionoszférikus réteg tulajdonságait és kialakulását részletesebben fejtem ki. A szporadikus E réteg (Sporadic E layer, Es) az E réteg magasságában (főként 95 és 120 km között) szórványosan megjelenő, a környezeténél nagyobb elektronsűrűségű, nagy horizontális kiterjedésű, igen vékony (0,6–2 km) plazmafelhőkből áll. A szporadikus E réteg elektronsűrűsége gyakran meghaladja az E réteget, sőt néhány esetben még az F réteg legnagyobb elektronsűrűségénél is nagyobb lehet, emiatt nagy hatással van a rádióhullámok terjedésére, és így az űridőjárás egy fontos eleme. A szporadikus E réteg minden szélességi tartományon jellemző, a mágneses egyenlítőtől egészen a sarkokéig. Közepes szélességeken a szporadikus E rétegnek 4 típusát különböztetjük meg:

- Magas (High Es) –  $h > 110$  km
- Az E réteg maximális elektronsűrűségével egyező magasságú (Cusp Es) –  $h \sim 110$  km
- Alacsony (Low Es) –  $h < 100$  km
- Éjszakai (Flat Es) – a magasság nem fontos ebben az esetben

**Kialakulása – szélnyírás elmélet.** A szporadikus E réteg kialakulásának legelfogadottabb elmélet, az ún. szélnyírás elméletet még Whitehead írta le a hatvanas évek elején [Whitehead, 1961]. Ez az elmélet főként közepes földrajzi szélességeken magyarázza a jelenség kialakulását. Alapja, hogy a semleges légkörben uralkodó szélirány, de leginkább annak a kelet-nyugati komponense a magassággal váltakozik (11. ábra). A szélnyírás befolyásolja az ionok mozgását (ionkonvergenciát okoz), amely a részecske és elektromágneses sugárzás által létrehozott töltött részecskék újrendeződését eredményezi, a környezetüknél nagyobb elektronsűrűségű felhőket kialakítva ezáltal.



11. ábra. A semleges közeg mozgási sebességének és irányának a változása a magassággal az alsó ionoszférában [Bencze, 1970].

A réteget alakító folyamatot az ionok dinamikája, mozgása uralja, amit megfelelő módon az ionokra vonatkozó egyszerűsített mozgási egyenlettel adhatunk meg. Ha az E réteg magasságában elhanyagoljuk a nyomás gradienst (diffúziót), az elektromos erőt és a gravitációs erőt, akkor az ionok mozgását csak a semleges részecskékkel való ütközésük és a Lorentz-erő befolyásolja:

$$m_i \nu_i (\mathbf{v}_i - \mathbf{U}_n) - e(\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) = 0, \quad (6)$$

ahol  $m_i$  és  $\nu_i$  az ionok tömege és az ionok semleges részecskékkel való ütközési frekvenciája,  $\mathbf{v}_i$  és  $\mathbf{U}_n$  az ionok mozgási, illetve a semleges részecskék (szél) sebessége,  $e$  az elektromos töltés,  $\mathbf{B}$  pedig a mágneses vektor. Descartes-féle koordináta-rendszert véve  $(x,y,z)$ , ahol  $x$  a geomágneses dél,  $y$  a geomágneses kelet,  $z$  pedig a függőleges irányt jelöli, valamint a vektorokat a következő alakban megadva:  $\mathbf{v}_i(u, v, w)$  és  $\mathbf{U}_n(U, V, W)$ ,  $\mathbf{B}(-B \cos I, 0, -B \sin I)$  a felfelé sodródó ionokra a mozgásegyenlet (6) megoldása a következő:

$$w = \frac{(\nu_i/\omega_i) \cos I}{1 + (\nu_i/\omega_i)^2} V + \frac{\cos I \sin I}{1 + (\nu_i/\omega_i)^2} U = f_{zn} V + f_{mr} U. \quad (7)$$

Itt  $I$  a mágneses inklinációt (mágneses lehajlás) jelöli, míg  $\nu_i/\omega_i$  az ütközési frekvencia és az ionok girofrekvenciájának az aránya (Giro- vagy ciklotron-frekvencia a töltött részecske mágneses erővonal, mint tengely körüli keringésének körfrekvenciája:  $\omega = \frac{eB}{m}$ ), ami a magassággal változik az ütközési frekvencia magassággal való csökkenése következtében. A semleges szél függőleges irányú komponense elhanyagolható, azaz  $W \simeq 0$ . A jobb oldalon található  $f_{zn}$  és  $f_{mr}$  dimenzió nélküli paraméterek a zonális és meridionális ion mozgatási együtthatókat jelölik. Ami a zonális (V) és meridionális (U) szélhez kapcsolódó az ionok függőleges mozgását létrehozó két folyamathoz tartozik.

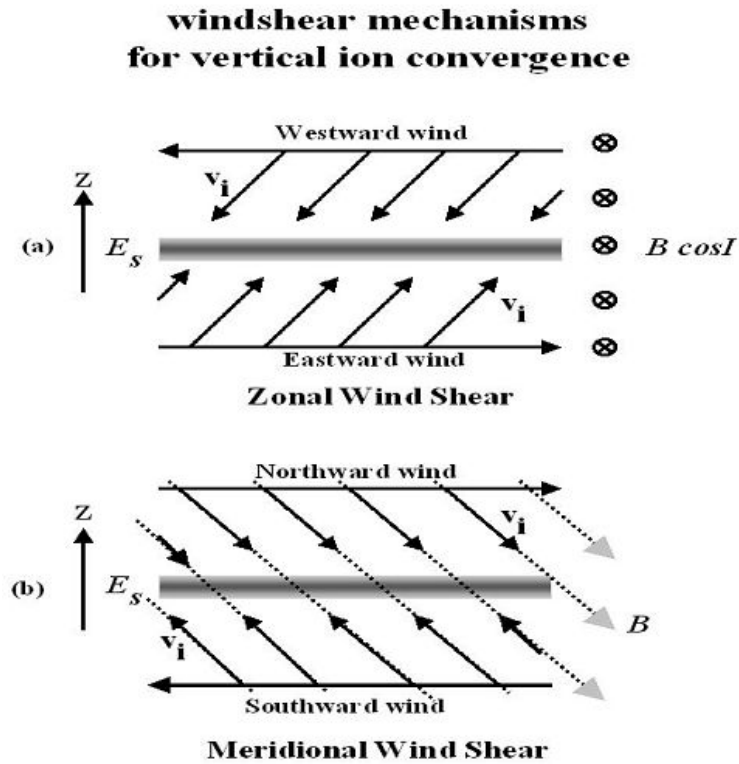
A zonális szélnyírás-mechanizmus látható a 12 a.) ábrán. Ez a mágneses tér horizontális komponensét ( $B_H = B \cos I$ ) és a nyugati (felül) illetve keleti (alul) szélnyírás hatására bekövetkező ionkonvergenciát foglalja magában. Mivel az ionok a szél hatására nyugati irányba sodródnak (felül), így a rájuk ható Lorentz-erő lefelé tereli őket, míg alul pont fordítva. Vagyis az ionok a szélnyírás nullpontja felé irányulnak, (ahol  $V = 0$ ), ott felhalmozódva és a környezőnél nagyobb sűrűségű réteget képezve ezáltal.

A 12 b.) ábrán a meridionális szélnyírás alapja látható, ahol a szél felül északi, alul pedig dél irányú (az északi féltekén). Itt a szél vízszintes irányban tereli az ionokat, miközben a rájuk ható Lorentz-erő a ferde mágneses erővonalak menti keringésre készíti őket. Ennek eredményeként az ionok végül a mágneses tér mentén mozognak  $U_{north} \cos I$  sebességgel a szélnyírás nullpontja felé ( $U = 0$ ), ahol egy réteget alakítanak ki ezáltal.

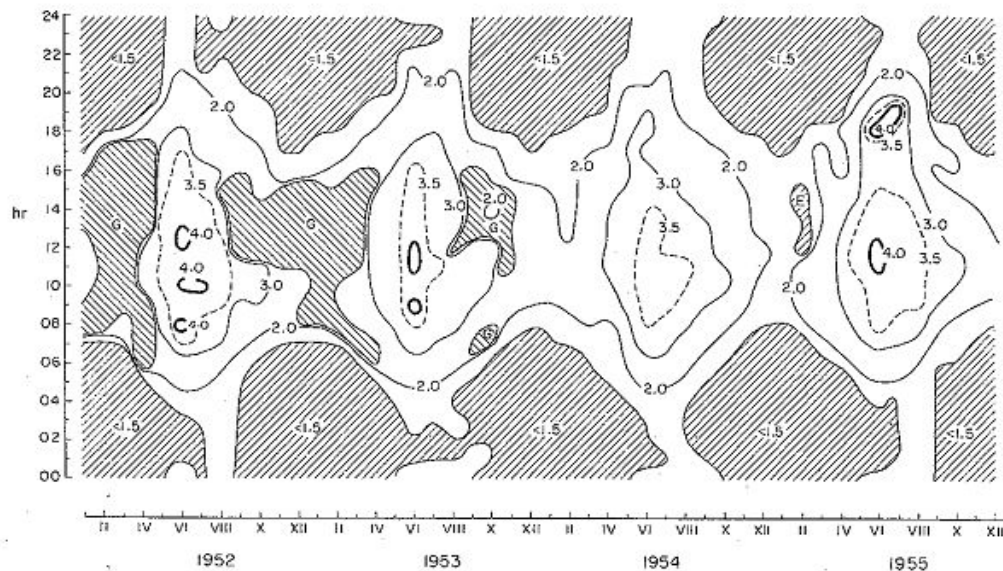
Az elektronok a mágneses erővonalak mentén mozognak, mivel  $\omega_e \gg \nu_e$ , így rájuk nem hat közvetlenül a semleges szél, azaz rájuk nem érvényes az imént tárgyalt mechanizmus. Az elektronok a Coulomb erőnek megfelelően az ionokat követve mozognak a mágneses erővonalak mentén, így fenntartva a plazma semlegességét (kvázi-neutralitását).

A sporadikus E réteg az éjszakai órákban is fennmaradhat, hosszú élettartamát a benne felhalmozott meteor-eredetű, lassan rekombinálandó fémionoknak köszönheti. Az Es plazmasűrűsége közepes szélességeken évszakos és napi változást is mutat (13. ábra).





12. ábra. A zonális (felül) és a meridionális (alul) szél nyírás hatására bekövetkező függőleges ion mozgás mechanizmusának vázlatos ábrája [Haldoupis, 2011].



13. ábra. A szporadikus E réteg átlagos plazmasűrűségét jelző, fbEs paraméter szezonális és napi változása közepes szélességeken [Rawer, 1962].

## 1.4. Az ionoszféra mint diszperzív közeg – Magnetoionos elmélet

Az ionoszféra mint plazma dielektromos tulajdonságokkal rendelkezik, így lehetővé téve az elektromágneses (transzverzális) és elektrosztatikus (longitudinális) hullámok terjedését. Az ionoszférában terjedő hullám fázissebessége és az ionoszféra törésmutatója is függ a terjedő hullám frekvenciájától, azaz az ionoszféra egy diszperzív közeg.

A hullám sebességének ionoszféra beli és vákuumbeli különbözősége az elektromágneses tér és az ionoszféra kölcsönhatásának tulajdonítható. Vákuumból (a légkör ionoszféra alatti tartományából) az ionoszférába belépő hullám hatására a közegben lévő töltések (főként elektronok) kényszerrezgést végeznek. A pozitív és negatív töltések ellentétes irányba mozdulnak, ennek megfelelően a közegben dipólusok indukálódnak. Az elektrodinamika törvényei szerint a rezgő dipólusok pedig sugároznak. A beeső hullám és a rezgő dipólusok által kisugárzott hullám együttesen hozzák létre a makroszkopikusan megfigyelhető hullámot. Ennek az interferenciának a következményeként a makroszkopikusan megfigyelhető hullám terjedési sebessége eltér a vákuumbeli sebességtől. Az eltérést a törésmutató jellemzi.

Az elektromágneses tér közegre gyakorolt hatásának jellemzésére bevezetjük a  $\mathbf{D}$  elektromos eltolást, amely az  $\mathbf{E}$  elektromos térerősség függvénye. Mivel az ionoszféra a földi mágneses tér jelenléte következtében egy anizotróp plazma, így a két mennyiség közötti összefüggés nem írható le egyszerű anyagállandókkal.

A Maxwell-egyenletek Fourier-analízise alapján a sugárzási teret síkhullámokkal  $\sim \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]$  adhatjuk meg, ahol  $\omega$  a körfrekvencia,  $\mathbf{k}$  pedig a hullámszám ( $|\mathbf{k}| = \omega|\mathbf{n}|/c$ ,  $\mathbf{n}$  a törésmutató). Így felírva a hullámegyenletet:

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 [\mathbf{K}] \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (8)$$

ahol  $[\mathbf{K}]$  a dielektromos tenzor (komplex dielektromos állandó), ami az elektromos eltoláson keresztül definiálható:

$$\mathbf{D} = [\mathbf{K}] \cdot \mathbf{E} = \mathbf{E} + \left(\frac{4\pi i}{\omega}\right) \mathbf{j} \quad (9)$$

ami így a vákuumbeli eltolásnak és a plazmaáramnak az összege,  $\mathbf{j} = Nev$ ,  $i = \sqrt{-1}$ . Mágneses tér ( $\mathbf{B}$ ) jelenlétében a sebesség ( $\mathbf{v}$ ) a mágneses tér függvénye, ha elhanyagoljuk a hőmozgást, akkor a mozgási egyenletben csak a Lorentz erő ( $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ ) szerepel, aminek eredményeként a girofrekvenciát kapjuk  $\omega_B = \frac{eB}{mc}$ .

A dielektromos tenzort  $[\mathbf{K}]$ , ha a  $\mathbf{B} \parallel z$ , azaz a mágneses tér vertikális a következőképpen fejezhetjük ki:

$$[\mathbf{K}] \cdot \mathbf{E} = \begin{bmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (10)$$

ahol  $S = 1/2(R + L)$ ,  $D = 1/2(R - L)$

$$R = 1 - \sum_k \frac{\Pi_k^2}{\omega^2} \left( \frac{\omega}{\omega + Z_k \Omega_k} \right) \quad (11)$$

$$L = 1 - \sum_k \frac{\Pi_k^2}{\omega^2} \left( \frac{\omega}{\omega - Z_k \Omega_k} \right) \quad (12)$$

$$P = 1 - \sum_k \frac{\Pi_k^2}{\omega^2} \quad (13)$$

ahol

$$\Pi_k^2 = \frac{4\pi N e^2}{m_k} \quad (14)$$

és

$$\Omega_k = \left| \frac{Z_k e B}{m_k c} \right| \quad (15)$$

az általánosított plazma és girofrekvencia, mind az elektronokra, mind pedig az ionokra.  $\left( Z_k \text{ az ionizáltság foka, } \begin{cases} Z_k = 1, 2, 3, \dots & \text{ionok esetén} \\ Z_k = -1 & \text{elektronok esetén} \end{cases} \right)$

Ha kifejezzük a hullámszámot,  $\mathbf{k}$ -t a dimenziótlan  $\mathbf{n}$ -el, aminek a nagysága megegyezik a törésmutatóval ( $|\mathbf{n}| = c/|v_f|$ , ahol  $v_f = \omega/|\mathbf{k}|$ ), akkor a hullámegyenletre a következőt kapjuk:

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{E}) + [\mathbf{K}] \cdot \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad (16)$$

vagy

$$\begin{bmatrix} S - n^2 \cos^2 \Theta & -iD & n^2 \cos \Theta \sin \Theta \\ iD & S - n^2 & 0 \\ n^2 \cos \Theta \sin \Theta & 0 & P - n^2 \sin^2 \Theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \mathbf{0} \quad (17)$$

ahol  $\Theta$  a  $\mathbf{k}$  hullámszám és a  $z$  irányú  $\mathbf{B}$  mágneses tér által bezárt szög.

A nem trivialis megoldás feltétele, hogy a mátrix determinánsa 0 ( $\det[\mathbf{K}] = 0$ ). Így a törésmutatóval felírhatjuk a diszperziós relációt, amelynek az egyik általános formája [Astrom, 1950]:

$$\tan^2 \Theta = -\frac{P(n^2 - R)(n^2 - L)}{(Sn^2 - RL)(n^2 - P)} \quad (18)$$

Az elektromágneses hullámok polarizációja (a 17 egyenletben szereplő dielektromos tenzor 2. sora alapján) a következő aránnyal adható meg:

$$\frac{iE_x}{E_y} = \frac{n^2 - S}{D} \quad (19)$$

ahol  $\frac{iE_x}{E_y} = \pm 1$  a jobb és balkezes cirkuláris polarizációt jelenti.

A diszperziós reláció fenti levezetése során feltételeztük, hogy részecskék termikus mozgása a plazmán belül elhanyagolható, tehát érvényes a hideg plazma közelítés, ami egészen addig tartható, amíg a termikus sebesség ( $v_l$ ) sokkal kisebb, mint a hullám fázissebessége:

$$v_l^2 \ll v_f^2 \equiv \frac{\omega^2}{k^2} \text{ vagy } n^2 \ll \frac{c^2}{v_l^2} \equiv \frac{mc^2}{k_B T} \quad (20)$$

ahol  $k_B$  a Boltzmann-állandó.

Ez a feltétel jól alkalmazható az ionoszféra esetében. Talán a leginkább ismert diszperziós reláció a hideg plazmák esetében az Appleton–Hartree formula, ami széles körben

elterjedt az ionoszféra kutatásban. A formulát általában a következőképpen adják meg (figyelmen kívül hagyva a semleges részecskék és az elektronok ütközését) [Ratcliffe, 1969]:

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - \left( \frac{\frac{1}{2}Y_T^2}{1-X} \right) \pm \left[ \frac{\frac{1}{4}Y_T^4}{(1-X)^2} Y_L^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (21)$$

ahol  $X = \omega_N/\omega$ ,  $Y = \omega_B/\omega$  és  $Y_L = Y \cos\Theta$ ,  $Y_T = Y \sin\Theta$  az úgynevezett magnetoionos paraméterek. Ha a semleges részecskékkel való ütközést is belevesszük, akkor a törésmutató komplexé válik kiegészülve  $-iZ$  taggal, ahol  $Z = \nu/\omega$ ,  $\nu$  az ütközési frekvencia. Az ütközések hatása főként alacsony rádió frekvenciákon és alacsony ionoszféra magsságokban jelentős. A rádióhullámok ütközésből fakadó abszorpcióját kifejezhetjük a  $E \propto \exp(\kappa r)$ , ahol  $\kappa$  abszorpciós koefficiens  $n$  képzetes részéhez kapcsolódik. Általánosságban az abszorpciónak határesetét különböztethetjük meg: nondeviatív abszorpció, amikor  $n \rightarrow 1$ , ez a rádióhullámoknak a visszaverődés magasságig megtett útja során és onnan az ionoszférából való kilépésig számottevő, valamint deviatív abszorpció, ekkor  $n \rightarrow 0$ , a visszaverődés környezetében létrejövő abszorpció.

Az Appleton–Hartree formula egyéb kiterjesztései, úgymint az energia függő ütközési frekvencia, valamint az ionok jelenlétének a hatása megtalálható a következő szakirodalomban: [Ratcliffe, 1969].

A földi mágneses tér jelenléte miatt az ionoszférikus plazma anizotróp, így két jellegzetes magnetoionos módus jelenik meg, annak megfelelően, hogy a nevezőben a felső, vagy az alsó ( $\pm$ ) művelet valósul meg, ezeket közönséges azaz ordinárius (O, ordinary) valamint különleges, extraordinárius (X, extraordinary) módusnak nevezzük. Gyakorlati célokból kifolyólag az Appleton–Hartree formula [Ratcliffe, 1969] két közelítését szokták alkalmazni: kvázi-longitudinális (QL) és kvázi-transzverzális közelítés utalva a terjedési irány és a mágneses tér iránya által bezárt szög ( $\Theta$ ) fontosságára. Ezek a közelítések a Booker kritériumnak megfelelően alkalmazhatóak [Ratcliffe, 1969]:

$$Y_T^4 \ll 4Y_L^2(1-X)^2 \dots QL \quad (22)$$

$$Y_T^4 \gg 4Y_L^2(1-X)^2 \dots QT \quad (23)$$

A törésmutató ezen feltételek teljesülése esetén:

$$n^2 \cong 1 - \frac{X}{1 \pm Y_L} \quad (QL) \quad (24)$$

$$\left. \begin{aligned} n^2 &\cong 1 - \frac{X}{1+(1-X)\cot^2\Theta} \\ n^2 &\cong 1 - \frac{X}{1-Y_T^2/(1-X)} \end{aligned} \right\} (QT) \quad (25)$$

Legegyszerűbb esetben, amikor a terjedés iránya megegyezik a mágneses tér irányával ( $\Theta = 0$ )

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 \pm Y} \quad (26)$$

Függőleges beesés esetén a teljes visszaverődésre az  $n^2 = 0$  egyenlet megoldásai a következők:

$$\begin{aligned}
X = 1 \quad f_o = f_N & \quad \text{ordinárius módus (O)} \\
X = 1 - Y \quad f_x^2 = f_N^2 + f_x f_B & \quad \text{extraordinárius módus (X)} \\
X = 1 + Y \quad f_z^2 = f_N^2 - f_x f_B & \quad z \text{ módus}
\end{aligned} \tag{27}$$

amik az egyes levágásokhoz ( $n^2 = 0$ ) tartozó levágási frekvenciák, míg az  $n^2 = \infty$  egyenlet megoldásai az elektrosztatikus plazmahullámokhoz tartozó rezonancia frekvenciákat reprezentálják [Bauer, 1973]. Itt  $f_N = \omega_N/2\pi$  az adott magassághoz tartozó plazmafrequenciát, míg  $f_B = \omega_B/2\pi$  az ugyanahhoz a magassághoz tartozó girofrequenciát jelenti.

#### 1.4.1. Az ionoszféra szondázás

Az ionoszféra rádióhullámokkal történő szondázása a legelső kísérleti technika volt az ionoszféra kutatásban. Az ionoszonda alapvetően egy változó frekvenciájú (1 MHz–20 MHz) radar, amely méri a rádiófrekvenciás impulzusok kibocsájtása és az ionoszférából való visszaérkezése között eltelt időt. Amióta ezt a technikát műholdakon is alkalmazzák, azóta megkülönböztethetjük az alulról történő, azaz Föld-bázisú valamint a felülről, azaz műholdról történő szondázást. Első esetben az ionoszféra legnagyobb elektronsűrűségű (F2 réteg) alatti részét, míg második esetben csak az e föltött elhelyezkedő részét lehet vizsgálni ezzel a módszerrel. Az ionoszonda által kibocsájtott rádiófrekvenciás impulzus vissza fog verődni az ionoszféra egy adott magasságából. Az impulzus kibocsájtása és a visszaérkezés között eltelt idő definiálja a *látszólagos magasságot* a következőképpen:

$$h' = \frac{1}{2}c\tau \tag{28}$$

ahol  $c$  a vákuumbeli fénysebesség. Ez a magasság nem egyezik meg a valódi magassággal, mert az ionoszférában a jel sebessége a csoportsebességgel egyezik meg:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} \tag{29}$$

A (fázis) törésmutató ( $n = c/v_f$ ) analógiájára a csoport törésmutató a következőképpen definiálható:

$$n' = \frac{c}{v_g} = n + \omega \frac{dn}{d\omega} \tag{30}$$

Ez a törésmutató az Appleton–Hartree formulával adható meg (21. egyenlet). A mágneses térrel átjárt plazmából való visszaverődés körülményeit a fentiekben tárgyaltam (27. egyenlet).

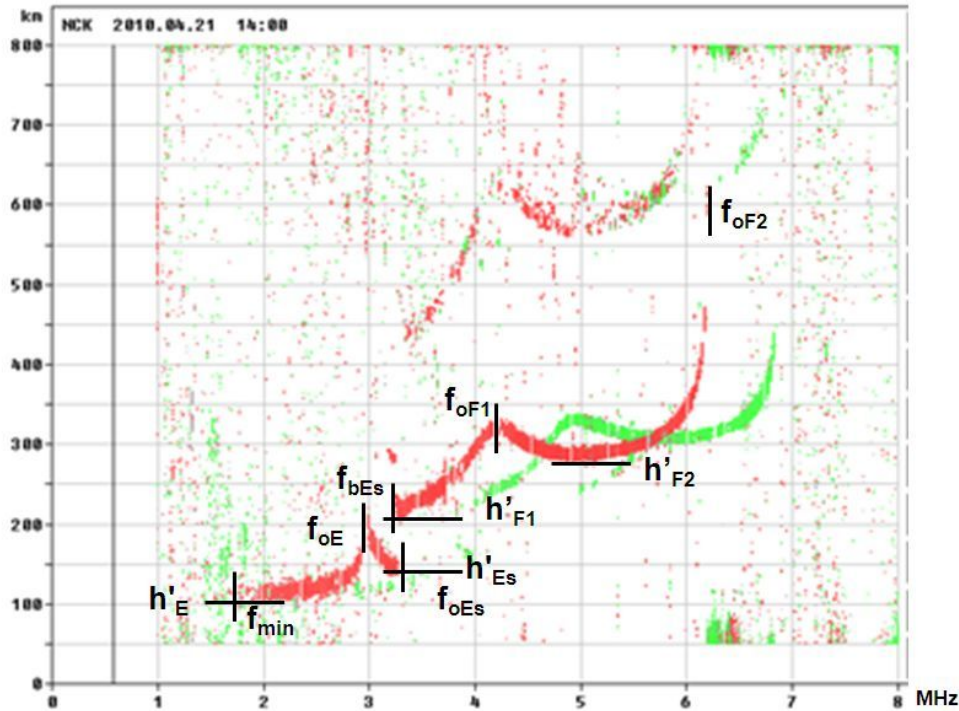
A kibocsájtás és a visszaérkezés között eltelt teljes időtartam:

$$\tau = 2 \int_0^h \frac{1}{v_g} dh \tag{31}$$

Ez alapján a látszólagos és a valódi magasság kapcsolata a következő képlettel adható meg:

$$h' = c \int_0^h \frac{1}{v_g} dh = \int_0^h n' dh \tag{32}$$

Az elektronsűrűség *valódi magasság profilja*,  $N(h)$ , az észlelt látszólagos magasság-frekvencia nyomvonalakból adható meg, amelyeket *ionogramoknak* nevezünk (14. ábra).



14. ábra. A Széchenyi István Geofizikai Observatórium ionoszondája által mért nappali ionogram. A függőleges vonalak az adott rétegek kritikus frekvenciáit, míg a vízszintes vonalak a rétegek látszólagos magasságait jelölik.

A valóságos magasság analízist az ordinárius (piros) nyomvonal, vagy akár az extraordinárius (zöld) nyomvonal alapján is el lehet végezni a megfelelő törésmutató felhasználásával. A föld bázisú ionoszondázás során főként az ordinárius módust szoktuk az elektronprofil analízisnél figyelembe venni. Az ionogramon az egyes rétegekhez tartozó vertikális aszimptoták a rétegek ún. *kritikus frekvenciái*, mivel ezek a legnagyobb frekvenciák, amik még az adott rétegekről verődnek vissza (függőleges beesés esetén), az ennél nagyobb frekvenciák áthatolnak az adott rétegen. Ha az ordinárius módot vesszük figyelembe, akkor a 27. egyenlet szerint  $f_o = f_N = \omega_N/2\pi$  és mivel a plazmafrekvencia  $\omega_N = \sqrt{\frac{Ne^2}{m\epsilon_0}}$  (ahol  $N$  az elektronsűrűség,  $e$  és  $m$  az elektron töltése és tömege,  $\epsilon_0$  pedig a vákuum permittivitása), ezért az adott réteghez tartozó kritikus (legnagyobb) frekvencia egyben a réteghez tartozó legnagyobb elektronsűrűséget is jelzi. Így például  $f_oF_2$  és  $f_xF_2$ , az  $F_2$  réteg ordinárius és extraordinárius kritikus frekvenciái, a réteg legnagyobb elektronsűrűségéhez:  $N_mF_2$ -höz tartoznak.

A kritikus frekvenciákhoz tartozó nagy látszólagos magasságok a jel késleltetésének az eredményei, ugyanis a csoport törésmutató ( $n'$ ) nagy, (mivel a csoportsebesség ( $v_g$ ) kicsi) azokon a helyeken, ahol a szondázó frekvencia a plazmafrekvencia közelébe tehető, mint a réteg elektronsűrűség csúcsai közelében, vagy általánosságban ahol  $dN/dz = 0$ . Az utóbbi feltétel nem csak a teljes elektronsűrűség abszolút maximuma (csúcsa) esetén teljesül, hanem az elektronsűrűség eloszlás lokális maximumai közelében is, így az ionosféra rétegeit jól el lehet különíteni, és az egyes rétegekhez mind tartozik egy kritikus frekvencia és egy látszólagos magasság (lásd 14. ábra).

Ahogy az a 14. ábrán is látszik, az ionogramról leolvasható ionoszférikus paraméterek a következők:

- $f_{min}$  – *minimum frekvencia*: Az ionoszférából való első visszaverődéshez tartozó frekvencia. Az  $f_{min}$ -nél kisebb frekvenciájú szondázó elektromágneses hullámok elnyelődnek az alsó ionoszférában.
- *Kritikus frekvenciák*:  $f_oE$ ,  $f_oF1$ ,  $f_oF2$  : Az E, F1 és F2 réteg legnagyobb elektronsűrűségéhez tartoznak.
- $f_oEs$  – *a sporadikus E réteg kritikus frekvenciája*: A háttér elektronsűrűségbe beágyazódott, a környezetüknél nagyobb elektronsűrűségű felhők maximális elektronsűrűségét reprezentálja.
- $f_bEs$  – *blanketing, azaz takaró frekvencia*: A réteg átlagos, háttér elektronsűrűségéhez tartozik.
- *Az egyes rétegekhez tartozó látszólagos magasságok*:  $h'E$ ,  $h'Es$ ,  $h'F1$ ,  $h'F2$

## 2. A zivatarok és az alsó ionoszféra közötti csatolási mechanizmusok elméleti háttere

A troposzférában kialakuló zivatarok és az ionoszféra között alapvetően két eltérő csatolási mechanizmust különböztethetünk meg: elektrodinamikai csatolás a zivatar és a benne létrejövő intenzív villámkisülésekhez kapcsolódó elektrosztatikus- és elektromágneses téren keresztül, amelynek látványos következményei az 1.2. fejezetben bemutatott felsőlégköri elektro-optikai emissziók, valamint mechanikai csatolás a troposzférikus folyamatok keltette s a semleges légkörben felfelé terjedő hullámok által. Ebben a fejezetben a két eltérő csatolási mechanizmus fizikai hátterét, valamint a hozzájuk kapcsolódó legfontosabb eddigi kutatási eredményeket fejtem ki részletesebben.

### 2.1. Mechanikai csatolás

A troposzférában kialakuló különböző meteorológiai folyamatok (hideg front, zivatar, konvektív rendszer) felfelé terjedő hullámokat kelthetnek, melyek elérve az ionoszférát befolyásolják annak tulajdonságait [Laštovička, 2006]. Ilyen hullámok a *planetáris hullámok*, *árapály hullámok*, *légköri gravitációs*, *avagy nehézségi* (Atmospheric Gravity Waves (AGWs)) *hullámok és infrahang hullámok* (Infrasound waves). A meteorológiai hatás fontos szerepet játszik az ionoszférában bekövetkező változásokban.

#### 2.1.1. Árapály hullámok

A légköri árapály hullámok főként a napsugárzás periodikus fűtésének, és nem a gravitációnak a következményei. Az ionoszférában észlelhető árapály periódusok: 24, 12 és nagyobb magasságokban 8 óra. Az ionoszférában az árapály hullámok az adott magasságban is kialakulhatnak, vagy alulról érkeznek, ezzel is közreműködve az alsó légkör–ionoszféra rendszer függőleges csatolásában. A D rétegben az elektronsűrűség napi változását főként a Nap zenittávolsága uralja. Az inkoherens scatter radar mérések már a 70-es években árapály rezgést mutattak ki a semleges légkörben, ami felelőssé tehető az E réteg reggeli és délután elektronsűrűségének különbségéért [Monro et al., 1976]. Az árapály hullámoknak a szélnyíráson keresztül fontos szerepük van a szporadikus E réteg kialakításában és fenntartásában. Ezt megerősíti, hogy az Arecibo inkoherens scatter radar mérései napos és félnapos periódusokat mutattak az Es képződésében [Haldoupis, 2011].

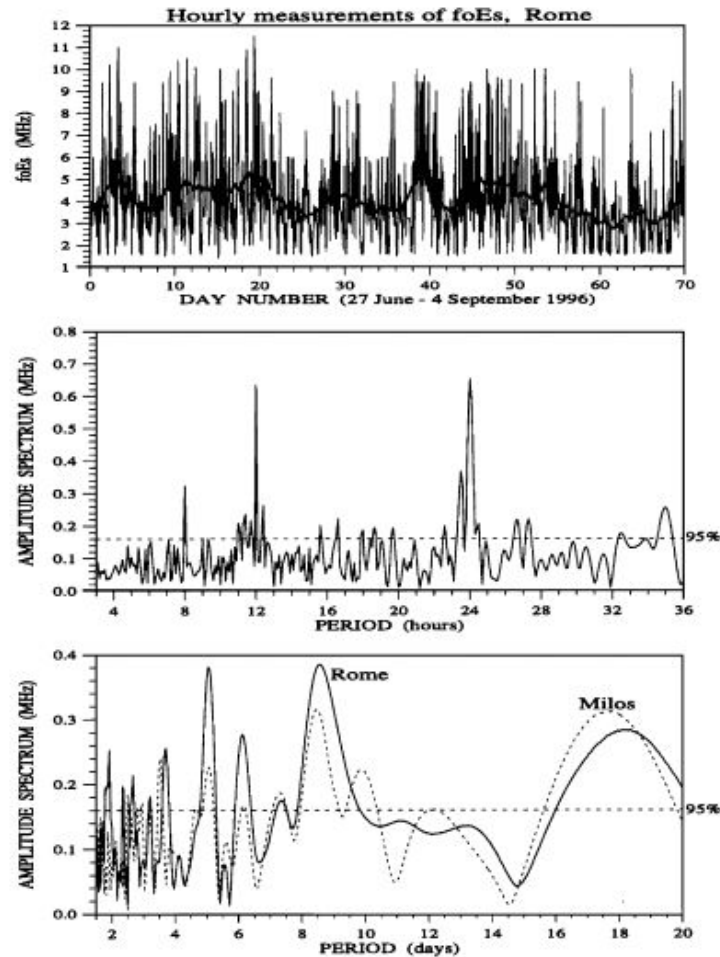
#### 2.1.2. Planetáris hullámok

A planetáris (Rossby) hullámok a globális légkörzés legnagyobb léptékű jelenségei, melyek általában ciklonokhoz, anticiklonokhoz társulnak. A semleges légkörben észlelt, troposzférikus eredetű planetáris hullámok  $\sim 110$  km-es magasságig is eljuthatnak, azonban közvetlen módon nem juthatnak el az F tartomány magasságáig. A 2–30 nap közötti periódusidejű planetáris hullámokat az ionoszféra minden magasságában megfigyelték:

- A D rétegben (a rádióhullámok abszorpcióján keresztül)
- E réteg magasságában ( $h'E$ ,  $f_oE_s$  paraméterekben)
- F tartományban ( $f_oF_2$ ,  $h'F$  paraméterekben)



Spektrumanalízisek alapján a planetáris hullámok tipikus paraméterei a következők: 2, 5, 10, 16 nap, azonban a planetáris hullámok spektruma nagyon változó, a periódusok nagyjából a légkör saját módusaival vannak összefüggésben [Laštovička, 2006]. A planetáris hullámok vizsgálatához hosszú idejű, folytonos észlelés szükséges.



15. ábra. Felső kép: A Rómában ( $41,9^\circ$  É,  $12,5^\circ$ ) 1996 június 27 és szeptember 4 között mért  $foEs$  paraméter időszora, a vastag vonal az  $foEs$  simított átlagát mutatja 75 órás futóátlagot használva. Középső kép: Az előző képen látható idősor spektrumanalízisének eredménye 3 és 36 óra között periódusidőkre. Alsó kép: A római és ugyanezen időszakhoz tartozó kréti (Milos,  $36,7^\circ$ ,  $24,5^\circ$ )  $foEs$  adatok spektrumanalízise 1,5–20 napos periódusidőket nézve.

Az alsó ionoszféra esetében erre adott lehetőséget a rádióhullámok abszorpciójának vizsgálata. Ennek lényege az ionoszféra alacsony (LF), közepes (MF) és magas (HF) frekvencián (100 kHz és 10 MHz között) történő folytonos ferde szondázása (A3 módszer). Pancheva és Laštovička nappal az alacsony és közepes, míg éjszaka magas rádiófrekvenciák abszorpciójában egy periodicitást mutattak ki, amely hasonló a semleges légkörben (szélben) tapasztalható periodicitáshoz, és nem köthető a nap, illetve a mágneses aktivitáshoz [Pancheva and Laštovička, 1989]. Később Laštovička és társai modellszámításokkal megmutatták, hogy a semleges légkörben mért planetáris hullámok megfelelően transzformálódnak az abszorpcióban tapasztalható planetáris hullámokká az alsó légkör ionizált komponenseinek köszönhetően [Laštovička et al., 1994].

Az E réteg magasságában a planetáris hullámokat 2 paraméter, a szporadikus E réteg kritikus frekvenciájának ( $foEs$ ), és az E réteg látszólagos magasságának ( $h'E$ ) változásával szokták vizsgálni. Az északi félteke ionoszonda hálózatának adatait vizsgálva 1970 október–december időszakban Cavalieri számolt be először a  $h'E$  paraméter planetáris hullámokkal egyező periódusú változásáról [Cavalieri, 1976]. Tsunoda és társai a szporadikus E rétegről visszaverődő radarjelek 5 napos periodicitásáról számoltak be, amely a semleges légköri planetáris hullámokhoz köthető [Tsunoda et al., 1998]. Haldoupis és Pancheva egy erős, 7 napos hullámaktivitást észleltek mind radar és műhold által mért szél adatokban, mind pedig az ionoszonda hálózat  $foEs$  paramétereiben, ami szintén azt mutatja, hogy a planetáris hullámoknak fontos szerepe lehet a szporadikus E réteg képződésében [Haldoupis and Pancheva, 2002].

Az 15. ábra jól szemlélteti az  $foEs$  paraméter árapály és a planetáris hullámok modulációjának köszönhető változásait római és kráta (Milos) ionoszonda adatok alapján. Az 1996 június 27 és szeptember 4 között mért  $foEs$  adatok jól mutatják a 24, 12, és 8 órás periódusú árapály hullámokhoz köthető csúcsokat (középső ábra), valamint az 5, 8-9, és 16-19 napos planetáris hullámokhoz tartozó csúcsokat (alsó ábra). Hasonló csúcsok jelentkeznek a Collm-ban (Németország) 95 km-es magasságban mért szél adatokban [Laštovička, 2006].

### 2.1.3. Légköri gravitációs hullámok

A gravitációs, avagy nehézségi hullámok elnevezés arra utal, hogy ezen hullámok kialakulásában a gravitációs (nehézségi) erőnek fontos szerepe van. Gravitációs hullámok alakulnak ki például abban az esetben, ha a szél áramlására merőlegesen egy hegyléc helyezkedik el, mely függőleges irányban felfelé tereli a légköri elemet, mely a gravitációs erőnek köszönhetően igyekszik visszatérni alapállapotába, így létrehozva az oszcillációt. A légköri gravitációs hullámok fontos szerepet játszanak az energia, és az impulzus transzportban, hozzájárulva a turbulenciához és a keveredéshez, közepes földrajzi szélességeken pedig a szélnyíráson keresztül a szporadikus E réteg alakításához. Emiatt a következő alfejezetben részletesen kitérek a légköri gravitációs hullámok fizikai hátterére.

Ezen hullámok leírásánál elhanyagoljuk a Föld görbületét, és a Coriolis erőt, valamint viszkózus, izoterm közelítést alkalmazunk. Eszerint a mozgásegyenlet:

$$\frac{D\mathbf{U}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \mathbf{g} \quad (33)$$

ahol  $\mathbf{U}$  a sebességet,  $p$  a nyomást,  $\mathbf{g}$  a gravitációs gyorsulást,  $D/Dt$  pedig a Stokes deriváltat jelenti ( $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{U}\nabla$ ), így a mozgásegyenlet:

$$\frac{\partial\mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{U}\nabla(\mathbf{U}) = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \mathbf{g} \quad (34)$$

Az adiabatikus állapotegyenlet, ami az energiamegmaradást is kifejezi:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{U}\nabla p = c^2 \left( \frac{\partial\rho}{\partial t} + \mathbf{U}\nabla\rho \right) \quad (35)$$

ahol  $\rho$  a sűrűséget,  $c$  pedig a hangsebességet jelöli. Valamint a tömegmegmaradás, azaz a kontinuitási egyenlet:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla(\rho\mathbf{U}) = 0 \quad (36)$$

Ezen egyenletrendszer megoldásai két féle hullámtípust fognak tartalmazni: akusztikus hullámok és gravitációs hullámok. Mindkét hullámtípusnak lehetnek változásai mind vízszintes, mind pedig függőleges irányban. Olyan koordináta-rendszert választunk, amelyben  $x$  a vízszintes fázisterjedés irányába mutat,  $z$  pedig a függőleges irányba.

A lineárisan rétegzett háttér sűrűség-, nyomás-, illetve sebességtől való eltérést a perturbációs számításnál használt alakban adjuk meg, azaz:

$$p = p_0 + p_1 \quad (37)$$

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 \quad (38)$$

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}_0 + \mathbf{U}_1 \quad (39)$$

ahol  $p_0, \rho_0$  és  $\mathbf{U}_0$  az nulladrendű tagok a háttérhez tartozó értékeket, míg  $p_1, \rho_1$  és  $\mathbf{U}_1$  elsőrendű tagok pedig az eltéréshez, perturbációhoz tartozó értékeket fejezik ki.

A perturbációk megoldásait hullámalakban keressük, így:

$$\frac{p_1}{p_0 P} = \frac{\rho_1}{\rho_0 R} = \frac{U_{1x}}{X} = \frac{U_{1y}}{Y} = \frac{U_{1z}}{Z} = A_0 \exp[i(\omega t - K_x x - K_y y - K_z z)] \quad (40)$$

ahol  $P, R, X, Y, Z$  az ún. polarizációs tagok.  $K$ -k a komplex hullámszámok, amik figyelembe veszik a különböző irányokba  $x, y, z$  történő erősítést, csillapítást. A hullámszám imaginárius része ezeket a növekedéseket, csökkenéseket tartalmazza, míg a valós része a szinuszos változások hullámhosszát.

Ha a 37 - 40 egyenleteket behelyettesítjük a mozgási, kontinuitási és állapotegyenletekbe, akkor a nulladrendre, ami a háttérhez tartozó változásokat fejezi ki, a következő egyenleteket kapjuk:

$$\frac{DU_{0x}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_0}{\partial x} \quad (41)$$

$$\frac{DU_{0z}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_0}{\partial z} + g \quad (42)$$

és mivel olyan koordináta-rendszert választottunk, amely a semleges széllel mozog, ezért  $\mathbf{U}_0 = 0$ ,

$$\frac{\partial p_0}{\partial t} = c^2 \frac{\partial \rho_0}{\partial t} \quad (43)$$

és

$$\frac{\partial \rho_0}{\partial t} = 0 \quad (44)$$

A 44. egyenletből látszik, hogy  $\rho_0$ -t időfüggetlennek tekinthetjük.

Izoterm, szél mentes és sík légkör esetén:

$$U_{0x} = U_{0z} = \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (45)$$

ekkor a mozgási, kontinuitási és az állapotegyenlet első rendű perturbációi a következő alakban adhatók meg:

$$\rho_0 \frac{\partial U_{1x}}{\partial t} = -\frac{\partial p_1}{\partial x} \quad (46)$$

$$\rho_0 \frac{\partial U_{1z}}{\partial t} = -\frac{\partial p_1}{\partial z} - g\rho_1 \quad (47)$$

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} + U_{1z} \frac{\partial p_0}{\partial z} = c^2 \left( \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + U_{1z} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} \right) \quad (48)$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + U_{1z} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} + \rho_0 \left( \frac{\partial U_{1x}}{\partial x} + \frac{\partial U_{1z}}{\partial z} \right) = 0. \quad (49)$$

Feltételezve, hogy a perturbált változók hullám (szinuszos) alakúak (lásd 40. egyenlet) négy lineáris egyenletet kaphatunk, négy változóval:  $p_1/p_0$ ,  $\rho_1/\rho_0$ ,  $U_{1x}$  és  $U_{1z}$ . Ezeket egy vektoregyenlet segítségével is megadhatjuk:

$$\begin{bmatrix} i\omega & 0 & 0 & -iK_x gH \\ 0 & i\omega & g & -iK_z gH - g \\ -iK_x & -\left(\frac{1}{H} + iK_z\right) & 0 & \\ 0 & \frac{\gamma-1}{H} & -i\omega\gamma & i\omega \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_{1x} \\ U_{1z} \\ \rho_1/\rho_0 \\ p_1/p_0 \end{bmatrix} = \mathbf{0} \quad (50)$$

Az 50. egyenletrendszernek akkor van nem triviális megoldása, ha a koefficiens mátrix determinánsa 0. Így a diszperziós reláció:

$$\omega^4 - \omega^2 c^2 (K_x^2 + K_z^2) + (\gamma - 1)g^2 K_x^2 + i\omega^2 \gamma g K_z = 0. \quad (51)$$

ahol  $\gamma = C_p/C_V$  fajhőhányados ( $C_p$  és  $C_V$  az állandó nyomás és az állandó térfogat mellett mért fajhő),  $c$  pedig a hangsebesség. Az (51.) diszperziós relációt elemezve látszik, hogy  $K_x$  és  $K_z$  nem lehet egyszerre tisztán valós, és nem egyenlő 0-val. A hullám amplitúdójában történő csökkenés, illetve növekedés csak vízszintes, vagy csak függőleges irányban következhet be. Feltételezzük, hogy vízszintes irányban nincs változás a hullám amplitúdójában, így  $K_x$  tisztán valós lesz. Ezt olyan módon jelöljük, hogy  $K_x = k_x$ . A diszperziós reláció egy negyedfokú egyenlet  $\omega$ -ra nézve, ha  $Im(K_z) = 1/2H$ , az 50. egyenletrendszernek négy független megoldása van. Ha az 51. diszperziós reláció három változót tartalmaz, azokat három diagramon ábrázolhatjuk [Beer, 1974]. A 16. a.) ábrán az  $\omega$  és  $k_z$  diszperziós diagramja látható konstans  $k_x$  esetén, míg a b.) ábra az  $\omega$  és  $k_x$  diszperziós diagramját mutatja konstans  $k_z$  esetén. A 17. ábra a  $k_x, k_z$  hullámszámokat mutatja konstans frekvencia értékek esetén. A  $k_x, k_z$  diagram egy adott frekvenciaérték esetén a terjedési felületeket adja meg.

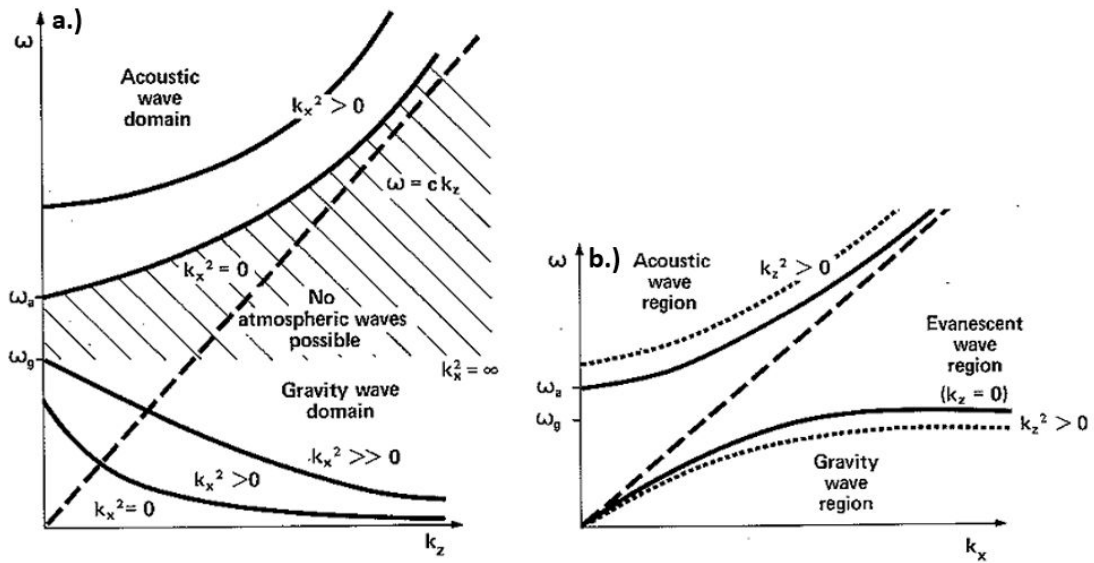
A diszperziós diagramokon két, egymástól jól elkülönülő régió látható. Az egyik azokat a hullámokat tartalmazza, amelyeknek a frekvenciája nagyobb, mint  $\omega_a$  akusztikus levágási frekvencia.

$$\omega_a = \frac{\gamma g}{2c} = \frac{c}{2H} \quad (52)$$

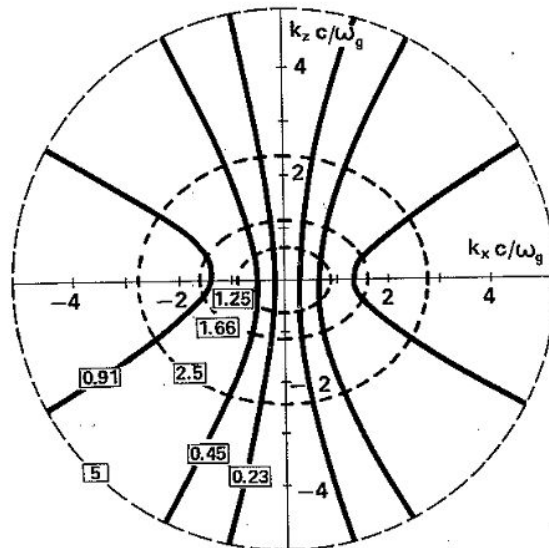
ahol  $H$  a skálamagasság ( $H = \frac{k_B T}{mg} = \frac{c^2}{\gamma g}$ ,  $k_B$  a Boltzmann-állandó). Azokat a hullámokat, amik teljesítik ezt a feltételt ( $f > \omega_a$ ) akusztikus (hang) hullámoknak nevezzük. A másik régió határát az ún. Brunt-Vaisala ( $\omega_g$ ) frekvencia jelöli ki.

$$\omega_g^2 = \frac{(\gamma - 1)g^2}{c^2} \quad (53)$$

Ezeket az alacsony frekvenciájú ( $f < \omega_g$ ), hosszú periódusú hullámokat légköri gravitációs hullámoknak nevezzük.



16. ábra. Diszperziós diagram konstans  $k_x$  esetén (a.), és konstans  $k_z$  esetén (b.) [Beer, 1974].



17. ábra. Konstans terjedési idő felületek (izovonalak), egy izoterm légkör esetén. A különböző módusok esetén fennálló  $\omega/\omega_g$  érték a téglalapokban van feltüntetve. Az akusztikus hullámokat a szaggatott vonalak, míg a gravitációs hullámokat folytonos vonalak jelzik [Beer, 1974].

Az 51. diszperziós relációnak ugyanaz a jelentése a légköri hullámok esetében, mint a (21) Appleton–Hartree egyenletnek a magnetoionos elméletben. A két diszperziós reláció hasonlóságát mutatja a 18. ábra [Beer, 1974].

Az 51. diszperziós reláció megadható  $\omega_a$  és  $\omega_g$  segítségével is, a hullámszámok valós része így:

$$k_z^2 = k_x^2 \left( \frac{\omega_g^2}{\omega^2} - 1 \right) + \frac{(\omega^2 - \omega_a^2)}{c^2} \quad (54)$$

vagy

$$k_x^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left[ \frac{\omega^2 - \omega_a^2 - c^2 k_z^2}{\omega^2 - \omega_g^2} \right] \quad (55)$$

Az 54. egyenletet átrendezve a következőt kapjuk:

$$\frac{k_x^2}{l^2} + \frac{k_z^2}{m^2} = 1 \quad (56)$$

ahol

$$l^2 = \left( \frac{\omega^2 - \omega_a^2}{\omega^2 - \omega_g^2} \right) \frac{\omega^2}{c^2} \quad (57)$$

és

$$m^2 = \frac{(\omega^2 - \omega_a^2)}{c^2} \quad (58)$$

Földünk légkörében,  $\gamma < 2$ , így az akusztikus levágási frekvencia mindig nagyobb, mint a Brunt–Vaisala frekvencia ( $\omega_a > \omega_g$ ). Valójában 200 km alatt a kétatomos ( $N_2, O_2$ ) gázok az uralkodóak, itt  $\gamma = 1.4$ . 400 km fölött pedig az egyatomos gázok válnak dominánssá, ekkor  $\gamma = 1.67$ , a köztes magasságban pedig e két érték között alakul.

A terjedési felületeket mutatja a 17. ábra. Az akusztikus hullámok esetében  $l^2 > 0$  és  $m^2 > 0$ , az azonos időtartamhoz tartozó felületek (hullámfrontok) pedig ellipsziszt formálnak. A gravitációs hullámok esetén  $l^2 > 0$ , de  $m^2 < 0$ , ezért az azonos időtartamhoz tartozó felületek hiperbola alakúak.

Ha  $\omega_a > \omega > \omega_g$ , akkor az 54. egyenlet átrendezve a következő alakú lesz:

$$\frac{k_x^2}{|l^2|} + \frac{k_z^2}{|m^2|} = -1 \quad (59)$$

ekkor nincs olyan  $k_x$  és  $k_z$  érték, amely kielégítené ezt az egyenletet úgy, hogy közben mindkettő valós. Az egyetlen hullámok, amelyek ebben a régióban létezhetnek az evaneszcens hullámok, amelyek vertikális hullámszáma nulla ( $k_z = 0$ ) (16 b.) ábra).

A légköri gravitációs hullámok periódusideje változó, alsó korlátot a lokális Brunt–Vaisala frekvencia szab, néhány perc és több óra közötti. A gravitációs hullámok esetében a csoportsebesség merőleges a fázissebességre. A hullám amplitúdója a magassággal növekedik a sűrűség csökkenése miatt. Függőleges irányba terjedő hullámok esetén a vízszintes hullámhossz tipikusan 10 és 100 km közé tehető. Forrásuk főként domborzati, vagy meteorológiai eredetű.

A gravitációs hullámok elérvén az ionosféra magasságát a fűtésen keresztül hatást gyakorolnak a veszteségi (rekombinációs) folyamatokra, így változásokat okozva az elektronsűrűségben. A gravitációs hullámok által okozott perturbációk (hőmérséklet változások) a következők szerint befolyásolják a rekombinációs folyamatokat:

Acoustic waves (isothermal atmosphere)		Radio waves	
Acoustic cutoff frequency	$\omega_a^2 = \frac{c^2}{4H^2}$	Plasma frequency	$\omega_N^2 = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m}$ (1b)
Vaisala-Brunt frequency	$\omega_g^2 = \frac{g}{H} \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)$	Gyrofrequency	$\omega_H^2 = \left(\frac{e}{m} B_0\right)^2$ (2b)
	$X = \left(\frac{\omega_a}{\omega}\right)^2$		$X = \left(\frac{\omega_N}{\omega}\right)^2$ (3b)
	$Y = \frac{\omega_g}{\omega}$		$Y = \frac{\omega_H}{\omega}$ (4b)
Refractive index with gravity	$\mu^2 = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \frac{1-X}{1-Y^2 \sin^2 \varphi}$ (5a)	Refractive index with magnetic field	$\mu^2 = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{2X(1-X)}{2(1-X) - Y^2 \sin^2 \theta \pm [Y^4 \sin^4 \theta + 4Y^2(1-X)^2 \cos^2 \theta]^{\frac{1}{2}}}$ (6b)
Refractive index with $\omega \gg \omega_g$	$\mu^2 = 1 - X$ (6a)	Refractive index with $\omega \gg \omega_H$	$\mu^2 = 1 - X$ (7a)
Vertical propagation ( $X < 1$ )	$\mu^2 = 1 - X$	Transverse propagation (ordinary wave)	$\mu^2 = 1 - X$ (7b)
Angle $\alpha$ between wave vector $k$ and the ray	$\tan \alpha = -\frac{Y^2 \sin \varphi \cos \varphi}{Y^2 \sin^2 \varphi - 1}$ (8a)	Angle $\alpha$ between wave vector $k$ and the ray	$\tan \alpha = \frac{Y^2 \sin \theta \cos \theta}{[Y^4 \sin^4 \theta + 4Y^2(1-X)^2 \cos^2 \theta]^{\frac{1}{2}}}$ (8b)
Group velocity ( $V_g$ ) with $Y \ll 1$	$V_g^2 = c^2(1-X)$ (9a)	Group velocity with $Y \ll 1$	$V_g^2 = c^2(1-X)$ (9b)

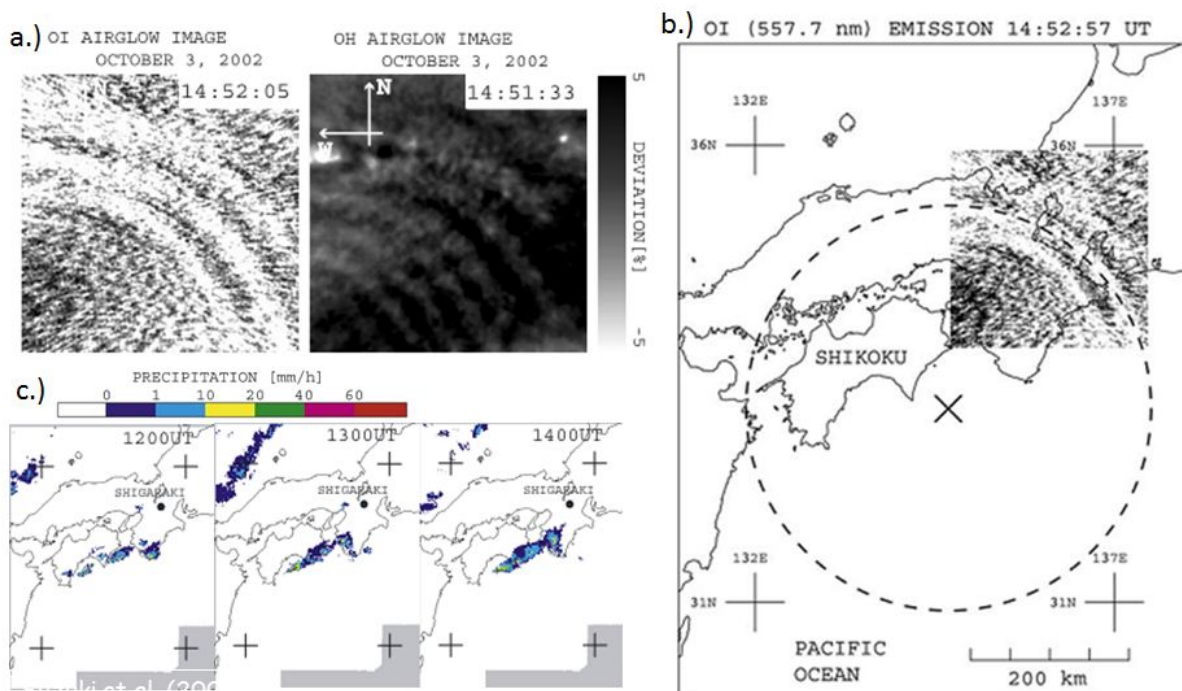
18. ábra. A légköri hullámok (izoterm légkör esetén), és a magnetoionos rádióhullámok összehasonlítása. [Beer, 1974].

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_0} = \frac{T_1^- \delta}{T_0^-} \quad (60)$$

ahol  $\alpha$  a rekombinációs koefficiens,  $T^-$  pedig az elektronok hőmérsékletét jelöli.

Másrészt, ha egy hullám halad keresztül az ionoszférán, az perturbálja a semleges részecskék sűrűségét. Az ionizált rétegek kialakulásának az alapja, hogy a nap sugárzása ionizálja a semleges részecskék egy bizonyos százalékát. Ilyen módon, ha fluktuációk keletkeznek a semleges részecskék sűrűségében, az az ionizációban is fluktuációkat eredményez [Beer, 1974].

Ezen felül, az 1.3.4. alfejezetben taglalt szélnyírásen keresztül a gravitációs hullámok beleszólnak a szporadikus E réteg képződésébe, a környezet, valamint az Es-t alkotó felhők elektronsűrűségének változásába.

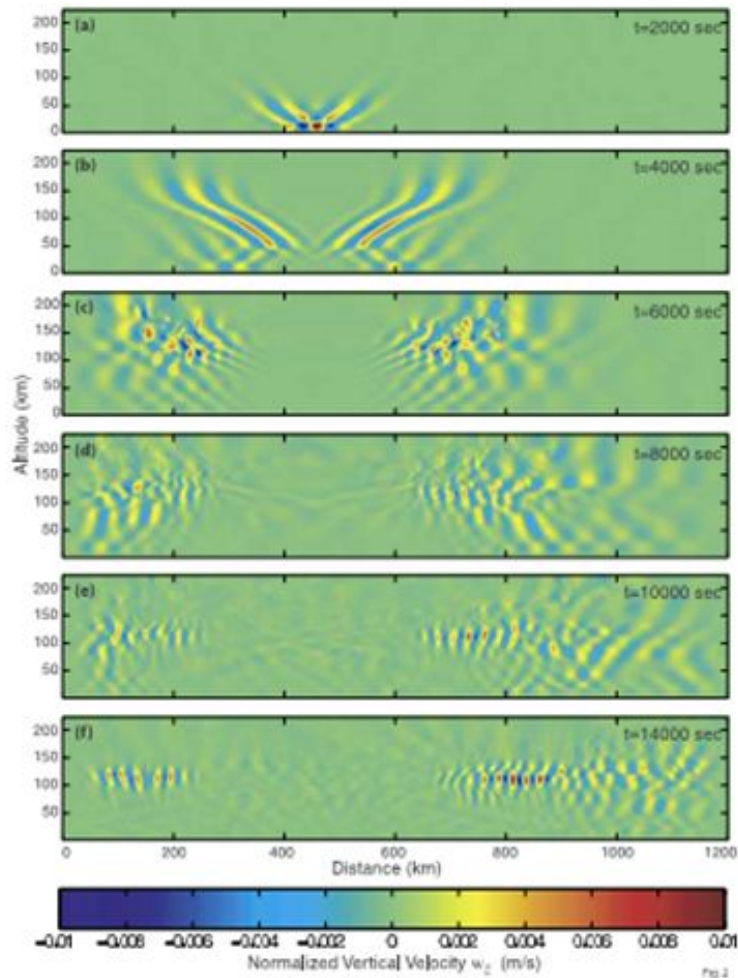


19. ábra. a.) Két különböző molekula (OI, OH) emissziós hullámhosszán készült légkörfény felvétel. Jól látszik a légköri gravitációs hullámok tipikus kör alakú struktúrája. b.) Az 557.7 nm-en (OI) készült felvétel alapján a hullámok forrása a japán Shikoku sziget közelében, a tenger felett helyezkedik el. c.) A radarképek alapján a felvétel idejét megelőző néhány órában egy markáns zivatar vonult át a területen [Suzuki et al., 2007].

A légköri gravitációs hullámokat gyakran zivatarok keltik [Medeiros et al., 2004], de az elektromos aktivitás nélküli hideg frontok hatására is kialakulhatnak [Sauli and Boška, 2001]. Az alsóbb légkörben lejátszódó meteorológiai folyamatok, valamint a mezoszférában terjedő légköri gravitációs hullámok kapcsolatát jól mutatják az éjszakai légkörfény (airglow) felvételek (lásd 19. ábra) [Suzuki et al., 2007]. Korsunova ionogramokat elemzett olyan napokon, amikor a légkörfény felvételek gravitációs hullám struktúrákat mutattak. Mind a szporadikus E réteg kritikus frekvenciájában  $foEs$ , mind pedig az E réteg látszólagos magasságában sikerült a gravitációs hullámokhoz köthető változásokat kimutatnia [Korsunova, 1991].



A numerikus szimulációk alapján a troposzférában keletkezett gravitációs hullámok akár a mezoszféra ( $z = 250$  km) magasságát is elérhetik [Vadas and Liu, 2011], továbbá Snively és Pasko eredményei alapján, a mezopauza magasságában megtörnek, azonban másodlagos rövidebb periódusú hullámokat hozhatnak létre, melyek a mezoszférában terjednek tovább (20. ábra) [Snively and Pasko, 2003].



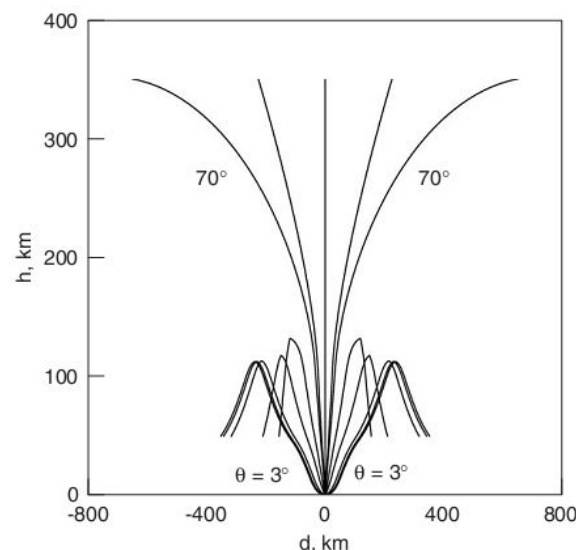
20. ábra. A troposzférában keltett gravitációs hullámok terjedése [Snively and Pasko, 2003] modellje alapján. Az ábrán a  $z$  irányú sebességvektor nagysága látható adott időpontokban.

Davis és Johnson a szporadikus E réteg kritikus frekvenciájának ( $foEs$ ) statisztikailag szignifikáns növekedését tapasztalták 6 órával a zivatar után, mely valószínűleg a zivatar által keltett gravitációs hullámok hatásának tudható be. Azonban nem találtak hasonló mértékű változást az elektromos aktivitással nem rendelkező alacsony nyomású meteorológiai rendszerek esetében, ami arra utal, hogy ez a lokális növekedés a szporadikus E réteg frekvenciájában a villám jelenlétéhez köthető. Ezen felül egy körülbelül 1 km-es csökkenést találtak a látszólagos magasságban a zivatar időpontját követően [Davis and Johnson, 2005]. Bourdillon és társai eredményei alapján ugyanakkor a gravitációs hullámok hatással vannak a szporadikus E réteg függőleges irányú mozgására is [Bourdillon et al., 1997]. A szuperponált epochák módszerének (superposed epoch analysis (SEA)) segítségével Kumar és munkatársai megmutatták, hogy a zivatar érkezésének

iránya szintén nagyon fontos. Abban az esetben, ha a gravitációs hullámok forrása elmentéses irányban helyezkedik el az átlagos semleges szél irányához képest a zivatar ionoszférára gyakorolt hatása dominánsabb [Kumar et al., 2009].

#### 2.1.4. Infrahang hullámok

Az infrahang hullámok az akusztikus hullámok csoportjába tartoznak, frekvenciájuk magasabb, mint az akusztikus levágási frekvencia (lásd előző fejezet). Periódusidejük 0.05 másodperc és 5 perc közötti, míg terjedési sebességük megegyezik a hangsebességgel. A hőmérséklet profil következtében az alsó és a középső légkörben, ahol a hőmérséklet alacsonyabb, mint a felszín közelében, a törésmutató 1-nél nagyobbá válik. Ennek következményeként, a föld felszínén kialakuló akusztikus hullámok energiájának legnagyobb része felfelé terjed a légkörben, az ionoszférába [Blanc, 1985]. Egy ilyen pontforrásból származó infrahang hullám terjedési sémáját mutatja a 21. ábra. Még ha az akusztikus sugár (terjedés iránya) kiindulási szöge mindössze  $3^\circ$ , akkor is egészen 100 km-es magasságig terjedhet az ionoszférában. S ha ez a kiindulási szög meghaladja a  $70^\circ$ -ot, akkor a hullám akár a 300 km-es magasságig is feljuthat. Ez azt jelenti, hogy az infrahang hullámok sokkal hatékonyabban szállítják az energiát az ionoszféra magasságába, mint a többi hullámtípus.



21. ábra. Egy felszíni pontforrásból származó infrahullámok irány szerinti terjedési sémája [Krasnov and Drobzheva, 2005]

Az energia nagy része átadódik a légkörnek, vagy visszaverődik  $\sim 100$  km magasan, ahol a légkör hőmérséklete hirtelen nő, így a törésmutató gyorsan csökken a magassággal. Hasonló, bár kisebb léptékű visszaverődés játszódik le a sztratoszféra ( $\sim 50$  km) közelében. Ennek megfelelően az infrahang hullámok a légköri hullámvezetőben terjednek, a földfelszín és a sztratoszférában (30–50 km) valamint a termoszférában (110–150 km) található, magasabb hőmérsékletű rétegek között. A hullámok terjedését a sztratoszféra–mezoszféra szélrendszer erősen befolyásolja, amely évszakos változást mutat, és elérheti akár a 100 m/s-os sebességet is. Az infrahang hullámokat kelthetik hurrikánok, viharok, ciklonok, vagy hidegfrontok, de akár vulkánkitörések, földrengések, vagy nukleáris robbantások következtében is kialakulhatnak [Laštovička, 2006].

Folyamatos HF Doppler észlelő rendszert használva Sindelarova és társai az ionoszférában mérhető hullámokat vizsgálták közép-európai konvektív rendszerek esetében. 2-5 perces periódusidővel rendelkező infrahang hullámokat észleltek kivételesen intenzív meteorológiai aktivitás esetén [Sindelarova et al., 2009]. A zivatarokon belül a legismertebb akusztikus hullámok a villámlást követő dörgések. Azonban a villámok, és a vörös lidércek is képesek infrahang hullámok generálására. Pasko kimutatta [Pasko, 2009], hogy a villámkisülést megelőző töltésfelhalmozódás a felhőben képes lokálisan csökkenteni a nyomást, aminek következtében egy nyomáshullám alakul ki a fővillámmal egyidőben. A villámok következtében kialakuló infrahullámok időtartama néhány másodperc, míg hatásuk, azaz a távolság, amin belül észlelni lehet a jelenséget  $< 60$  km. Míg a lidércek által keltett infrahang hullámok esetében az időtartam  $\sim$  néhányszor tíz másodperc, a távolság pedig néhány száz km [Farges and Blanc, 2010]. A jel időtartama a lidércek térbeli kiterjedésével van összefüggésben [Farges et al., 2005].

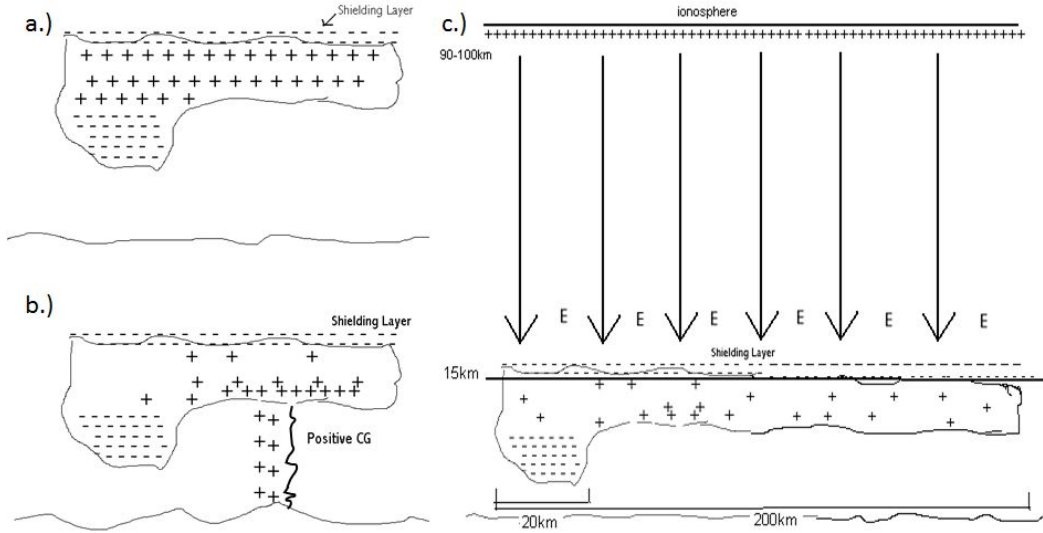
## 2.2. Elektrodinamikai csatolás

A zivatarok a villámkisüléseket követő, felettük kialakuló kvázi-elektrosztatikus, valamint az intenzív villámkisülések által kiváltott elektromágneses tereken keresztül kapcsolódhatnak az alsó ionoszférához. A zivatarfelhő fölött kialakuló terek gyorsítják a légkörben lévő szabad elektronokat, melyek a légkör semleges összetevőivel ütközve újabb energetikus részecskéket, a gerjesztésnek köszönhetően pedig felső légköri elektro-optikai emissziókat generálnak (vörös lidérc, gyűrűlidérc stb., lásd 1.2. alfejezet). A felgyorsított elektronok néhány eV-os, vagy a legenergetikusabbak akár MeV-os energiára is szert tehetnek (runaway elektronok). A következő fejezetben a kvázi-elektrosztatikus tér mechanizmus és az intenzív villámkisülésekhez tartozó elektromágneses impulzus (Electromagnetic Pulse, EMP) folyamat fizikai hátteréről lesz szó részletesebben. A fejezet végén pedig kitérek a folyamatokhoz kapcsolódó légkörkémi mechanizmusokra, és ezek hatására az alsó ionoszférában bekövetkező elektronsűrűség változásokra.

### 2.2.1. A kvázi-elektrosztatikus tér mechanizmus

A légkörben, mint dielektrikumban létrejövő elektrosztatikus tér élettartama megegyezik a közeg ún. dielektromos relaxációs idejével  $\tau_r = \varepsilon_0/\sigma(z)$  [Pasko et al., 1997], ahol  $\varepsilon_0$  a vákuum dielektromos állandója,  $\sigma(z)$  pedig a vezetőképesség, amely függ a magasságtól, lásd 4. egyenlet. A relaxációs idő  $\sim 0.1$  s 60 km-en,  $\sim 15 \mu\text{s}$  80 km-es magasságban. Ezzel szemben a zivatarfelhőben a töltések felhalmozódásához szükséges idő akár több tíz másodperc is lehet.

A zivatarfelhő fölött létrejövő erős kvázi-elektrosztatikus tér kialakulásának lépéseit szemlélteti a 22. ábra. A 22. a.) ábrán a zivatarfelhőben található töltések nagyléptékű eloszlása látható. A villámlás előtt a felhőben kialakuló dipól tér hatása nem érvényesül nagyobb magasságokban, a felhőhöz közeli tér töltések árnyékoló hatása miatt (árnyékoló réteg, Shielding Layer). Nagymennyiségű töltést elszállító villámkisülést követően (pl. pozitív felhő-föld villámkisülés esetén, 22. b. ábra), a fennmaradó töltések (negatív ez esetben) egy magasságtól függő kvázi-elektrosztatikus teret alakítanak ki a felhő fölött (22. c) ábra). A tér nagysága akár több száz V/m is lehet 60 km-es magasságban [Pasko et al., 1997], élettartama pedig megegyezik az adott magassághoz tartozó helyi relaxációs idővel. A kialakuló elektromos tér gyorsítja a környezetben lévő szabad elektronokat, ami esetlegesen optikai emisszióhoz, a felsőlégkörben kialakuló elektromos kisüléshez, vagy elektronsűrűség változásokhoz vezethet.



22. ábra. A kvázi-elektrosztatikus tér mechanizmus sematikus ábrája [web, d]

A felhőben lévő töltéseloszlás részletei nem érdekesek a villámkisülés után a felhő fölött kialakuló elektromos tér szempontjából, egyedül az elszállított töltés mennyisége számít. Ezt akár elképzelhetjük úgyis, hogy a semleges térhez képest ekkora mennyiségű elektromos töltés jelenik meg rövid idő alatt. Így azt kell kiszámítanunk, hogy a felhő tetején,  $z_d$  magasságban elhelyezkedő negatív töltések mekkora teret hoznak létre. A  $z_d$  magasság körülbelül megegyezik a kisülési csatorna hosszával. A fennmaradó negatív töltés mennyisége megegyezik a felhő–föld villám által elszállított töltésmennyiséggel, ami  $Q(t) = I_0 t$ , ahol  $I_0$  a villámkisülés (a fővillám és az azt követő folytonos áram) átlagos áramerőssége. A negatív töltésgóc egy monopól teret hozna létre, azonban a tér forrása jelen esetben a Föld felszíne fölött helyezkedik el, amit tökéletes vezetőnek tekintünk. A peremfeltételeket a tükörtöltések módszerének alkalmazásával elégíthetjük ki, azaz egy ugyanakkora mennyiségű pozitív töltést helyezünk el  $z_d$  távolságban a Föld felszíne alatt, így az elektromos tér alakja megegyezik a kvázi-sztatikus elektromos dipól terének szerkezetével.

A koordináta-rendszer középpontját a pozitív tükörtöltésnél vesszük fel,  $z$  tengely a két töltésgócot köti össze (azaz a függőleges kisülési csatorna mentén), felfelé mutat,  $x$  tengelyt a kisülési csatornára, azaz a  $z$  tengelyre merőlegesen vesszük. Így a tükörtöltés segítségével felírható az elektrosztatikus tér egyenlete:

$$E = -\nabla\Phi \quad (61)$$

ahol  $\Phi$  a skalárpotenciál a tér egy tetszőleges  $(x, z)$  pontján a következőképpen adható meg:

$$\Phi(x, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{Q(x=0, z=0, t)}{\sqrt{x^2 + z^2}} - \frac{Q(x=0, z=2z_d, t)}{\sqrt{x^2 + (z-2z_d)^2}} \right] \quad (62)$$

$$= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} I_0 t \left[ \frac{1}{\sqrt{x^2 + z^2}} - \frac{1}{\sqrt{x^2 + (z-2z_d)^2}} \right] \quad (63)$$

A tér forrásától távol ( $z_d \ll \sqrt{x^2 + z^2}$ ) a fenti egyenlet a következő lesz:

$$\Phi(x, z, t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Q(t)z_d}{r^2} \cos\Theta, \quad (64)$$

ahol  $\Theta$  a függőlegessel bezárt szög, és  $z = r\cos\Theta$ . A 61. egyenlet segítségével felírhatjuk a kvázi-elektrosztatikus tereket a forrástól távol:

$$E_r(r, \Theta, t) = -\frac{\partial\Phi}{\partial r} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{4Q(t)z_d}{r^3} \cos\Theta \quad (65)$$

$$E_\Phi(r, \Theta, t) = -\frac{1}{r} \frac{\partial\Phi}{\partial\Theta} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Q(t)z_d}{r^3} \sin\Theta \quad (66)$$

A legnagyobb elektromos tér közvetlenül a kisülés fölött alakul ki (ahol  $\Theta = 0$ ), így:

$$E_{max} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{4Q(t)z_d}{(h + z_d)^3}, \quad (67)$$

ahol  $h$  a földfelszín fölötti magasságot jelöli [Mika, 2007]. Ahogy az a 67. alapján látszik a kialakuló elektromos tér nagysága egy adott magasságban függ a semlegesített töltések mennyiségétől, ami a villámkisülés intenzitásának és időtartamának a függvénye ( $Q(t) = I_0t$ ), valamint attól a magasságtól ahonnan a töltések el lettek szállítva,  $z_d$ , azaz a kisülési csatorna hosszától. A töltésmennyiség, valamint a kisülési csatorna hosszának szorzatát töltésmomentumnak hívjuk:  $M = Qz_d$ . A fenti egyenletből látszik, hogy a villám töltésmomentuma kulcsfontosságú a kialakuló elektrosztatikus tér erősségének szempontjából. Ez alapján jól magyarázható a vörös lidércek és a pozitív felhő–föld villámok között észlelt kapcsolat [Sentman et al., 1995], [Lyons, 1996]. Általában a pozitív felhő–föld villámok nagyobb töltésmennyiséget szállítanak el nagyobb magasságból, mint negatív társaik, így nagyobb a töltésmomentumuk, ami erőteljesebb kvázi-elektrosztatikus teret eredményez a felsőléggörben. Hu és társai szerint a lidérc kialakulásához szükséges töltésmomentum  $\sim 120$  Ckm [Hu et al., 2002].

Ha az elektromos tér tér- és időbeli relaxációját is figyelembe akarjuk venni, akkor a következőképpen járunk el: feltételezzük, hogy az elektromos tér kvázistacionárius, a közeget pedig függőleges irányú vezetőképesség gradiens jellemzi. A Gauss-törvény szerint:

$$\nabla\mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (68)$$

ahol  $\rho$  a tértöltés sűrűsége. A töltéssűrűség és az áramsűrűség  $\mathbf{j} = \rho\mathbf{v} = \sigma\mathbf{E}$  segítségével felírjuk a kontinuitásai egyenletet:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = -\nabla\mathbf{j}, \quad (69)$$

ami a Gauss-törvény felhasználásával a következő alakba is írható:

$$\nabla\left(\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} + \frac{\sigma}{\epsilon_0}\mathbf{E}\right) = 0, \quad (70)$$

A vezetőképesség csak a magasságtól,  $z$ -től függ, és ha egydimenziós közelítést alkalmazunk ( $E = E_z$ ), akkor a 70. egyenlet integrálásával a jobb oldal  $z$ -től független lesz, és így csak az időtől ( $t$ ) fog függeni:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} + \frac{\sigma}{\varepsilon_0} E_z = f(t), \quad (71)$$

Ha az elektromos tér értéke állandó ( $E_0$ ) marad egy adott határon, akkor  $f(t)$  időfüggetlenné válik [Pasko et al., 1997]. A Coulomb erőter forrásaként  $z = 0$ -ba  $t = 0$ -kor  $\rho_s = \varepsilon_0 E_0$  felületi töltést helyezünk. Így  $f(t) = konst. = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} E_0$ , és a 71. egyenlet a következő lesz:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} + \frac{\sigma}{\varepsilon_0} E_z = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} E_0, \quad (72)$$

Ha  $t \rightarrow \infty$ , akkor megkapjuk a stacionárius megoldást.

$$E_z = \frac{\sigma_0}{\sigma} E_0, \quad (73)$$

Mivel 72. egyenlet egy elsőrendű inhomogén lineáris differenciálegyenlet, ezért a megoldás a hozzá tartozó homogén egyenlet megoldásának, valamint az inhomogén egyenlet egy partikuláris megoldásának összegéből fog állni. A homogén egyenlet:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} + \frac{\sigma}{\varepsilon_0} E_z = 0, \quad (74)$$

melynek megoldása:

$$E_z = E_0 e^{-\sigma/\varepsilon_0 t}. \quad (75)$$

Az általános gyakorlat szerint az inhomogén egyenlet (72.) megoldását a következő formában keressük:

$$E_z = E_0 e^{-\sigma/\varepsilon_0 t} \longrightarrow E_z = E_0(t) e^{-\sigma/\varepsilon_0 t} \quad (76)$$

Behelyettesítve ezt a 72. egyenletbe a partikuláris megoldás a következő:

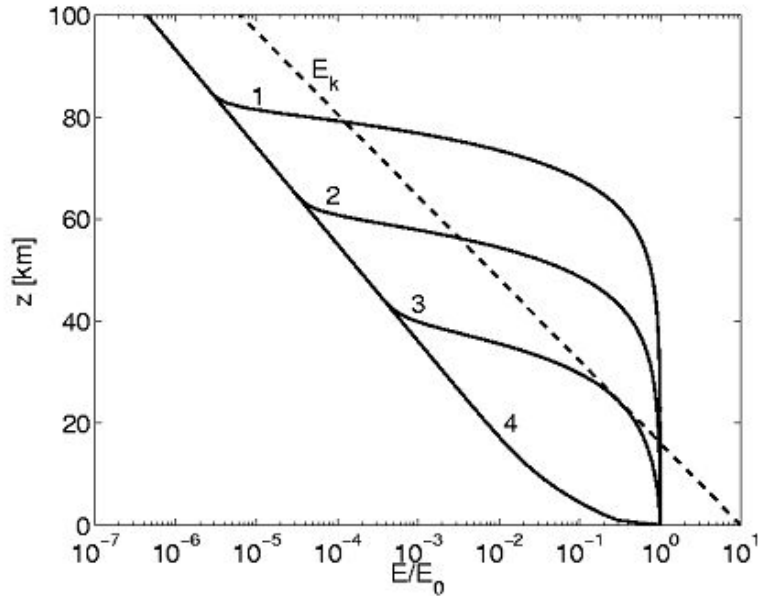
$$E = E_0 \frac{\sigma_0}{\sigma} \left( 1 - e^{-\sigma/\varepsilon_0 t} \right). \quad (77)$$

Az általános megoldás a homogén egyenlet megoldása 75. és a partikuláris megoldás 77. összegeként áll elő, amely átrendezés után:

$$E_z = E_0 \left( 1 - \frac{\sigma_0}{\sigma} \right) e^{-\sigma/\varepsilon_0 t} + E_0 \frac{\sigma_0}{\sigma}. \quad (78)$$

Minden magasságban az adott relaxációs időnek ( $\varepsilon_0/\sigma_z$ ) megfelelően csökken az elektromos tér, és megy át stacionárius (73. egyenlet) állapotba. Így  $E_z$  egy adott magasságban egy időtől független, valamint egy a relaxációs idővel csökkenő taggal jellemezhető. A 78. egyenlet szerint erősebb elektromos tér a környezet vezetőképesség profiljának nagyobb skálamagassága ( $H$ ) esetén valósulhat meg, mivel  $\sigma = \sigma_0 e^{z/H}$ . A 23. ábra az  $E_0$ -al normalizált elektromos tér magasságtól való függését mutatja (a 78. egyenlet alapján) a tér kialakulása után különböző karakterisztikus időpontokban, amik szintén normálva vannak a  $z = 0$  magassághoz tartozó relaxációs idővel ( $\tau_{r0} = \varepsilon_0/\sigma_0$ ) [Mika, 2007].

A légkörben lévő gázkiszülés tanulmányozása esetében egy nagyon fontos paraméter a kiszülés kialakulásához szükséges kritikus elektromos tér,  $E_k(z) = 3200N(z)/N_0$ , mértékegysége [ $kV/m$ ], ahol  $N(z)$  a semleges sűrűség  $z$  magasságban, míg  $N_0$  a felszínen [Pasko et al., 1997]. Első közelítésben a kritikus elektromos tér a magassággal exponenciálisan



23. ábra. Az  $E_0$ -al normalizált elektromos tér magasságtól való függése a tér kialakulása után különböző időpontokban (a 78. egyenlet alapján). 1:  $t/\tau_{r0} = 5 \times 10^{-5}$ , 2:  $t/\tau_{r0} = 5 \times 10^{-4}$ , 3:  $t/\tau_{r0} = 5 \times 10^{-3}$ , 4:  $t/\tau_{r0} = 1$ . A szaggatott vonal a kisülés kialakulásához szükséges kritikus elektromos teret jelzi, szintén  $E_0$ -al normálva. [Mika, 2007]

csökken, összhangban a semleges sűrűség magasság szerinti változásával. Ahogy az a 2.2.3. alfejezetben is látszik majd, mind a molekuláris oxigén ( $\nu_a$ ) elektronfelvétele ( $\nu_a$ , dissociative attachment), mind pedig az ionizáció mértéke ( $\nu_i$ ) az elektromos tér erősségétől függ. Abban az esetben, ha  $E < E_k$ ,  $\nu_i < \nu_a$  a molekuláris oxigén elektronfelvétele lesz a dominánsabb mechanizmus, ami elektronsűrűség csökkenéssel jár, míg ellenkező esetben ( $E > E_k$ ,  $\nu_i > \nu_a$ ) az ionizáció lesz a vezető folyamat, ami elektronsűrűség növekedést eredményez. Az  $E - 0$ -al normalizált kritikus elektromos tér magasság szerinti változása szintén fel van tüntetve a 23. ábrán. Ahogy az az ábrán is látszik,  $E_k$  gyorsabban csökken, mint a kvázi-elektrosztatikus tér, így a kialakuló tér (és így a forrásvillám) intenzitásától függően az meghaladhatja a kisüléshez szükséges elektromos teret egyes magasságokban. Például ahhoz, hogy kisülés alakuljon ki  $\sim 80$ - $85$  km-es magasságban, a töltésmomentumnak legalább  $150$ – $300$  Ckm-es értéket kell elérnie, míg  $50$  km-es magasság esetén ez az érték már  $8000$  Ckm [Fernsler and Rowland, 1996]. Amint az ismert, a légköri elektromos megfigyelések és laboratóriumi kísérletek alapján a kisülés fénykibocsátással jár, így jelen esetben ez vezethet az optikai emisszió és így a vörös lidércek kialakulásához. A mechanizmus elektronsűrűség növekedést is eredményezhet, ahhoz azonban nagyobb energia szükséges, mint a semleges légköri összetevők gerjesztéséhez (optikai emisszióhoz).

### 2.2.2. Az elektromágneses impulzus (EMP) mechanizmus

A villámkisülés során a legnagyobb áram a fővillám (return stroke, lásd 1.1.1. alfejezet) szakaszában folyik, mely általában  $50$ – $100$   $\mu$ s-ig tart [Uman, 2001]. Statisztikai elemzések alapján a fővillámok csúcsárama egy log-normális eloszlást mutat, a negatív villámok  $\sim 2$  %-a, míg a pozitív villámok  $20$  %-a haladja meg a  $100$  kA-es értéket [Berger et al., 1975]. A pozitív felhő–föld villámok mindössze  $5$  %-ában éri el a csúcsáram a  $250$  kA-es értéket. A fővillám során gyorsan változó áram egy elektromágneses impulzust (Electromagne-

tic Pulse, EMP) generál, melynek erőssége arányos a fővillám csúcsáramával. Mivel az EM impulzus időtartama kisebb, mint a közeg relaxációs ideje ( $t_{EMP} < \tau_r$ ), a légkör vezetőképessége nem elég nagy ahhoz, hogy árnyékolja a rövid ideig tartó teret. Így az eléri az ionoszféra magasságát, ahol gyorsítja a szabad elektronokat, melyek ütközve a semleges összetevőkkel optikai emissziót (gyűrűlidérc), vagy akár elektronsűrűség változást produkálhatnak. A villámkisülés keltette elektromágneses impulzusok elektromos terének matematikai leírásánál a következő idodalmakat használtam fel: [Fernsler and Rowland, 1996], [Jackson, 2004], [Mika, 2007].

A fővillám úgy modellezhető, mintha  $z$  tengely mentén áram folyna egy állandó sebességgel,  $v = \beta c$ :

$$I(x, z, t) = \beta c Q_z(x, z, t) = I_0 \delta(x) H(z) H(t - z/\beta c), \quad (79)$$

ahol  $I$  a fővillám árama,  $c$  a fénysebesség,  $Q_z$  az elszállított töltés,  $x$  a kisülési csatornától mért távolság, a csatornára merőleges irányban,  $\delta$  a Dirac delta függvény:

$$\delta(x) = \begin{cases} \infty, & \text{ha } x = 0 \\ 0, & \text{ha } x \neq 0 \end{cases}$$

és  $H$  a Heaviside (lépcsős) függvény

$$H(z) = \begin{cases} 0, & \text{ha } z < 0 \\ 1, & \text{ha } z \geq 0 \end{cases}$$

Hogy eleget tegyünk a töltésmegmaradásnak, egy további töltést kell elhelyezni a felszínen, a kisülés kiindulópontjában:

$$Q(x, z, t) = -I_0 t H(t) \delta(x) \delta(z). \quad (80)$$

Felírjuk az inhomogén EM hullámgörnyletet ([Jackson, 2004], 260. o.):

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \mathbf{j}, \quad (81)$$

ahol  $\mathbf{A}$  a vektorpotenciál ( $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ ), és  $\mathbf{j}$  az áramsűrűség. A fenti egyenlet megoldása ([Jackson, 2004], 197. o.):

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3 r' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}', t')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (82)$$

ahol  $t'$  az ún. késleltetési idő,  $t' = t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c} = t - t_0$ , ami a korábbi  $t_0$  időpontban,  $\mathbf{r}'$  helyen kibocsájtott és az  $\mathbf{r}$  helyen  $t$  időpontban észlelt jelhez tartozik. Mivel esetünkben az áram  $z$  tengely mentén folyik, ezért a 82. egyenlet  $(x, z)$  pontban a következőképpen néz ki:

$$\begin{aligned} A_z(x, z, t) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \frac{I(z', t - \sqrt{x^2 + (z - z')^2}/c)}{\sqrt{x^2 + (z - z')^2}} \\ &= I_0 \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{z_d} dz' \frac{1}{\sqrt{x^2 + (z - z')^2}} \\ &= I_0 \frac{\mu_0}{4\pi} \ln \left[ \frac{\sqrt{x^2 + (z - z_d)^2} + z_d - z}{\sqrt{x^2 + z^2} - z} \right] \end{aligned} \quad (83)$$



ahol a késleltetési idő  $t' = t - \sqrt{x^2 + (z - z')^2}/c = t - t_0$  és

$$z_d = \beta c(t - t_0) \quad (84)$$

a kisülés hossza, amely az  $(x, z)$  helyen,  $t$  időpontban észlelt teret kelti. Hasonlóan a skalárpotenciál,  $\Phi$  általános alakja ([Jackson, 2004], 261. o.):

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}', t')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (85)$$

ahol  $\rho$  a térfogati töltéssűrűség. A  $Q_z$ -re (79.) és  $Q$ -ra (79.) vonatkozó kifejezéseket 85-be helyettesítve a skalárpotenciál a következő lesz [Fernsler and Rowland, 1996]:

$$\Phi(r, t) = \frac{1}{\mu_0\epsilon_0} \frac{A(x, z, t)}{\beta c} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{I_0(t - r/c)}{r} H(t - r/c), \quad (86)$$

ahol  $r = \sqrt{x^2 + z^2}$  a kisülés kezdőpontjától való távolság. A forrástól távol ( $r \gg z_d$ ), a 83., 84. egyenletekre a következő közelítés alkalmazható [Fernsler and Rowland, 1996]:

$$A_z \simeq \frac{\mu_0}{4\pi} I_0 \frac{z_d}{r} \quad (87)$$

$$z_d \simeq \frac{\beta(ct - r)}{1 - \beta\cos\theta}, \quad (88)$$

ahol  $\theta$  a függőlegessel bezárt szög ( $\cos\theta = z/r$ ). Induljunk ki a Faraday–Lenz-törvényből:

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial B}{\partial t} = 0 \quad (89)$$

Mivel  $B = \nabla \times \mathbf{A}$ , ezért

$$\nabla \times \left( \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (90)$$

$\nabla \times (\dots) = 0$  esetén a zárójelben szereplő kifejezés valamilyen skalárfüggvény ( $\Phi$  skalárpotenciál) gradienseként írható fel, így az elektromos tér a következőképp fejezhető ki:

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \quad (91)$$

A forrástól távol az elektromos tér sugárirányú komponense  $1/r^2$  szerint csökken, sokkal gyorsabban, mint a tangenciális komponens  $E_\theta$  ( $\sim 1/r$ ) [Le Vine and Willett, 1992]. Az elektromos tér tangenciális komponense:

$$E_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + \frac{\partial A_z}{\partial t} \sin\theta. \quad (92)$$

Ebben az esetben  $E_\theta$  sokkal kevésbé függ  $\theta$ -tól, mint egy hagyományos dipól antenna esetében ([Fernsler and Rowland, 1996]), ezért az első tag elhanyagolható.  $A_z$ -t behelyettesítve 87-ből, néhány algebrai átalakítás után a következőt kapjuk:

$$E_\theta \simeq \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_0}{r} \frac{\partial z_d}{\partial t} \sin\theta = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\beta c I_0}{r} \frac{\sin\theta}{1 - \beta\cos\theta}. \quad (93)$$

Az előző levezetés, így a 93 egyenlet is abban a közelítésben érvényes, amikor nem vesszük figyelembe a földfelszín, mint jól vezető felület közelségét. Mivel a sugárzás forrása a Föld fölött található, ezért az előző fejezetben alkalmazott tükörtöltés módszerét kell segítségül hívnunk, és figyelembe kell venni a „tükör áram” által generált teret is. Függőleges kisülés esetében a fővillámnál a töltések a földből felfelé áramlanak, így a „tükör áram” által generált elektromos teret az  $I_0 \rightarrow -I_0$ ,  $\theta \rightarrow \theta - \pi$  transzformációk segítségével lehet leírni. A teljes sugárzási tér a forrás és a tükör tér összegeként írható fel:

$$\begin{aligned} E_\theta &= \frac{\mu_0 \beta c I_0}{4\pi r} \sin\theta \left[ \frac{1}{1 - \beta \cos\theta} + \frac{1}{1 - \beta \cos\theta} \right] \\ &= \frac{\mu_0 \beta c I_0}{4\pi r} \frac{2 \sin\theta}{1 - \beta^2 \cos^2\theta} \\ &= \frac{\mu_0 \beta c I_0}{4\pi z} \frac{\sin 2\theta}{1 - \beta^2 \cos^2\theta}, \end{aligned} \quad (94)$$

ahol  $z = r \cos\theta$ . A fenti egyenlet alapján könnyen belátható, hogy az elektromos tér zérus, ha  $\theta_{v_{min}} = 0$ , azaz közvetlenül a töltés fölött. Egy adott  $z = h$  magasságnál az a szög ( $\theta$ ), ami esetén az elektromos tér maximális, a  $\frac{\partial E_\theta}{\partial \theta} = 0$  egyenlet megoldásával adható meg. A maximális érték a következő  $\theta$  szög esetén adódik:

$$\theta_{v_{max}} = \cos^{-1} \left( \frac{1}{\sqrt{2 - \beta^2}} \right), \quad (95)$$

ami mindig kisebb, mint  $\pi/2$  és a fővillámban terjedő áram sebességének a függvénye (felhő–föld villámok esetén  $\beta \sim 0.07 - 0.5$  [Uman, 1984]). Például  $\beta \simeq 0.07$  esetén  $\theta_{v_{max}} \simeq 45^\circ$ , míg ha  $\beta \simeq 0.5$ ,  $\theta_{v_{max}} \simeq 41^\circ$ . A 95. egyenlet 94-be illesztésével megkaphatjuk a maximális elektromos teret:

$$E_{v_{max}}(h) = \frac{\mu_0 \beta c I_0 \gamma}{4\pi h}, \quad (96)$$

ahol  $\gamma = \sqrt{1 - \beta^2}$  az ún. relativisztikus Lorentz-faktor [Fernsler and Rowland, 1996].

Vízszintes kisülés esetén a forrás és tükör áramból származó elektromos terek ellentétes előjelűek, és ha a kisülés közel jön létre a felszínhez, tehát  $h_d \ll z_{d0}/\beta$  (ahol  $z_{d0}$  a kisülési csatorna hossza), gyakorlatilag kioltják egymást. Ha a kisülés nagyobb magasságban alakul ki,  $h_d \geq z_{d0}/\beta$ , a tükör áramhoz tartozó tér később érkezik meg az észlelés helyéhez, mint a forrás tere, ami egy két csúcsú elektromos teret eredményez. A kisülés fölött  $h = h_d + r \sin\theta$  magasságban elhelyezkedő pontban az elektromos térnek (93.) a következő szög esetén van maximuma ( $\theta$ -t ez esetben a horizonttól mérjük):

$$\theta_{h_{max}} = \cos^{-1} \left( \frac{\beta \gamma}{\gamma + 1} \right), \quad (97)$$

ahol  $\beta$  tipikusan 0.008 és 0.15 közötti [Uman, 2001].  $\beta \simeq 0.008$  esetén  $\theta_{h_{max}} \simeq 90^\circ$ , azaz a maximális elektromos tér közvetlenül a kisülés fölött található, míg  $\beta \simeq 0.15$  esetén  $\theta_{v_{max}} \simeq 85^\circ$  adódik [Mika, 2007]. A forrás áramból adódó maximális elektromos tér:

$$E_{h_{max}}(h) = \frac{\mu_0 I_0 c}{4\pi \beta (h - h_d)} \frac{\gamma}{\gamma + 1}. \quad (98)$$

A második csúcs a tükör áram által keltett elektromos térhez tartozik, melynek értéke [Fernsler and Rowland, 1996]:

$$E_{h_{max}}(h) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_0 c}{\beta(h - h_d)} \frac{\gamma}{\gamma + 1}. \quad (99)$$

Az előzőek alapján az EM impulzus majdnem merőlegesen érkezik az ionoszférába, ahonnan visszaverődik. A visszaverődő és az azt követő impulzus interferálhatnak egymással. Felhőn belüli villámok esetében, ahol a tér maximuma adott magasságban közel helyezkedik el a függőlegeshez képest, a visszaverődő és a beérkező hullám erősíti egymást, ami az elektromos tér erősségének megduplázódását is jelentheti. Függőleges kisüléseknél, amikor a beesési szög jelentős, a visszaverődő és a beérkező hullám iránya között nagy az eltérés, és így az elektromos tér erősítése gyengébb ez esetben. Következésképpen adott magasságban az impulzus által ugyanakkora térerősség kialakításához kétszer akkora csúcsáram szükséges a függőleges kisülések esetében, mint a felhőn belüli vízszintes kisüléseknél. Azonban meg kell jegyezni, hogy a megfigyelések szerint a villámok kisülési csatornáit nem pusztán függőlegesek, vagy vízszintesek, így az általuk keltett elektromágneses impulzusok eltérő összetett formákban előfordulhatnak.

Fernsler és Rowland ([Fernsler and Rowland, 1996]) számításai alapján légköri kisülés először abban a magasságban alakulhat ki, ahol az elektromos tér és a semleges alkotók koncentrációjának az aránya ( $E/N$ ) a legnagyobb, ez  $\sim 95$  km-re tehető. Ebben a magasságban az elektronlavinák (kisülés) kialakulásához szükséges legkisebb elektromos tér  $E_{min} \simeq 15$  V/m. A minimum csúcsáram, ami 95 km-en ekkora elektromos tér kialakításához szükséges függőleges kisülések esetében  $I_0 > 80$  kA ( $\beta = 0.5$ -öt véve), míg  $I_0 > 30$  kA vízszintes kisülési csatorna esetében. Általában véve ahhoz, hogy  $\sim 90$  km-es magasságban a gáz ionizációja és az emisszió jelentős mértékben megnövekedjen, a fővillám áramának meg kell haladnia a  $\sim 50$  kA-es értéket.

### 2.2.3. A kvázi-elektrosztatikus és az elektromágneses impulzus mechanizmusok által létrehozott terek légkörkémiai hatásai

Az előző két alfejezetben részletezett elektromágneses terek az általuk gyorsított elektronok légköri összetevőkkel való ütközésén keresztül kölcsönhatnak a felsőléggörrel. Alacsony energiák esetében az elektronok és a semleges összetevők ütközése rugalmas. Néhány eV-os energiánál a vibrációs és rotációs állapotok gerjesztődnek. Amikor a szabad elektronok ennél is nagyobb energiára tesznek szert, a mozgási energiájuk átadódik a kötött elektronoknak, így az ütközés elektron átmenetekhez és így fénykibocsátáshoz (emisszióhoz) vezethet (lidércek a kvázi-elektrosztatikus, míg gyűrűlidércek az EMP terek esetében). Még nagyobb energiák esetén a külső elektronok le is válhatnak az adott atomról, molekuláról az ütközés következtében, így ionizáció jöhet létre. Ha az elektromos tér nagyon erős, akkor az elektronok két ütközés között nyert energiája meghaladja az ütközéskor elveszített energiát, így sebességük növekedni fog, amely „elszaladó” (runaway) elektronokat eredményez.

Egy adott magasságban a plazmasűrűség dinamikus változását az ionizációs és a veszteségi folyamatok (elektronfelvétel, rekombináció) határozzák meg, melyet a kontinuitási egyenlettel tudunk megadni [Glukhov et al., 1992]:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \nu_i N_e + \nu_d N_i^- - \nu_a N_e - \nu_r N_e N_i^+ \quad (100)$$

ahol  $\nu_i, \nu_d, \nu_a, \nu_r$  az ionizációs, a elektron leadás (detachment), elektronfelvétel (attachment), rekombinációs koeficiensek, míg  $N_e, N_i^-, N_i^+$  az elektronok, negatív és pozitív ionok koncentrációja.

A kvázi-elektrosztatikus térnél az ionizációs koeficiens a következőképpen közelíthető [Papadopoulos et al., 1993]:

$$\nu_i = 7,6 \times 10^{-13} N x^2 f(x) e^{-4,7(1/x-1)}, \quad (101)$$

ahol

$$f(x) = \frac{1 + 6,3e^{-2,6/x}}{1,5}, \quad (102)$$

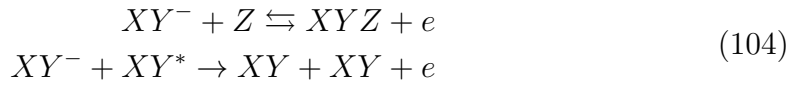
ahol  $x = E/E_k$ ,  $E_k$  a kisüléshez szükséges kritikus elektromos tér =  $3200N/N_0$  kV/m.

A másik elektronsűrűség növekedéssel járó folyamat az elektronleválás. Ebben az esetben negatív ionok veszítik el az elektronjukat kémiai reakciókon keresztül, melyek a következők lehetnek:

1. Foto-elektronleadás (photo-detachment)



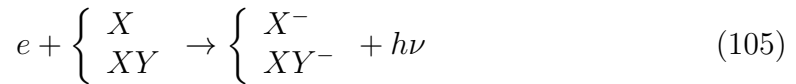
2. Ütközéses elektronleadás (collisional detachment)



ahol \* az adott molekula gerjesztett, metastabil állapotát jelzi. Az elektron leválási ráta csökken a magassággal, a semleges összetevők magassággal való csökkenésének következtében,  $\nu_d = 3 \times 10^{-18} N s^{-1}$  és  $\nu_d = 3 \times 10^{-16} N s^{-1}$  között változik, így főként a D réteg elektronsűrűségének alakulásában játszik szerepet, és  $\sim 80$  km fölött már elhanyagolhatóvá válik [Pasko and Inan, 1994]. Az egyes kémiai elemek reakciójához tartozó leválási koeficiens megtalálható: [Bauer, 1973], 92. o..

Az elektronfelvétel egy jelentős veszteségi folyamat az alsó ionoszférában. A következő elektronfelvételi reakciók valósulhatnak meg:

1. Sugárzási felvétel (radiative attachment)



2. Disszociatív elektronfelvétel (dissociative attachment)



3. Háromtest elektronfelvétel (three-body attachment)



ahol Z a harmadik ütközési partnert reprezentálja.

Az 1 eV-nál kisebb energiájú elektronok esetében a legfontosabb a molekuláris oxigén (háromtest típusú) elektronfelvétele:



míg a nagyobb energiájú elektronok esetében már a molekuláris oxigén disszociatív elektronfelvétele a domináns [Rodger et al., 1998]:



Ezek alapján az elektromos terek által gyorsított elektronok ütközése során a disszociatív elektronfelvétel, míg a tér relaxációja során, amikor ez elektronok már kisebb energiájúvá válnak (termalizálódnak), a háromtest elektronfelvétel lesz a fontosabb reakció. A disszociatív elektronfelvételhez tartozó koefficiens a következő formában adható meg:

$$\nu_a = \frac{N}{N_0} \sum_{i=0}^2 \alpha_i x^i, \quad (110)$$

ahol  $x = EN_0/N$  és  $\alpha_i$  konstansok [Pasko et al., 1997].  $E < E_k$  esetén a 110. egyenletre nem fizikai megoldást kapunk, ekkor a koefficiens a következőképpen lehet felírni [Pasko et al., 1997]:

$$\log\left(\frac{\nu_a N_0}{N}\right) = \frac{N}{N_0} \sum_{i=0}^3 \beta_i y^i, \quad (111)$$

ahol  $y = \log(EN_0/N)$  és  $\beta_i$  konstansok. Az egyes légkörkémi reakciókhoz tartozó elektronfelvételi koefficiensek megtalálhatóak: [Bauer, 1973], 92. o..

A rekombinációnak két jól elkülöníthető típusa van a földi légkörben, az elektron-ion rekombináció, ami egy elektron és egy ion semlegesítődését jelenti, valamint az ion-ion rekombináció, ekkor a töltésemlegesítődés egy pozitív és egy negatív ion reakciójának eredménye.

Az elektron-ion rekombinációnak is két típusát különböztethetjük meg:

1. Sugárzási rekombináció (radiative recombination)



2. Disszociatív rekombináció (dissociative recombination)



Előbbi alacsony elektronsűrűségnél, és a molekuláris összetevők hiányában, azaz nagyobb magasságok esetén jellemző. Az első reakcióhoz tartozik az ún. sugárzási rekombinációs koefficiens ( $\alpha_r$ ), ami  $10^{-12}$  cm<sup>3</sup>/s nagyságrendű (lásd [Bauer, 1973], 84. o.), mivel a rekombinációhoz szükséges idő  $\tau \simeq \frac{1}{\alpha_r N}$ , így e folyamathoz szükséges időtartam igen hosszú. Továbbá mivel mindig a rövidebb időtartamhoz tartozó légkörkémi folyamat dominál, így az atomos ion összetevők veszteségéért más folyamat a felelős. A disszociatív rekombinációhoz tartozó koefficiens mintegy 5 nagyságrenddel nagyobb ( $10^{-7}$  cm<sup>3</sup>/s), mint a sugárzási rekombinációs koefficiens ([Bauer, 1973], 85. o.), így ez az egyik legfontosabb veszteségi folyamat az ionoszférában.

Az alsó ionoszférában negatív ionok képződhetnek az elektronfelvételnek köszönhetően (lásd feljebb). Ezek pozitív ionokkal reakcióba lépve semlegesítődhetnek a következők szerint:



ahol a pozitív ion a semlegesítődést követően gerjesztett állapotba kerülhet. A felszabaduló energia a kialakuló semleges részecskék mozgási energiájához adódik hozzá. A rekombinációs koefficiens ( $\alpha_{nm}$ ) ez esetben  $10^{-7}$  cm<sup>3</sup>/s nagyságrendű (lásd [Bauer, 1973], 86. o.).

Az előző fejezetekben tárgyalt elektromos terek által gyorsított elektronok esetében a következő rekombinációs folyamatok a legfontosabbak:

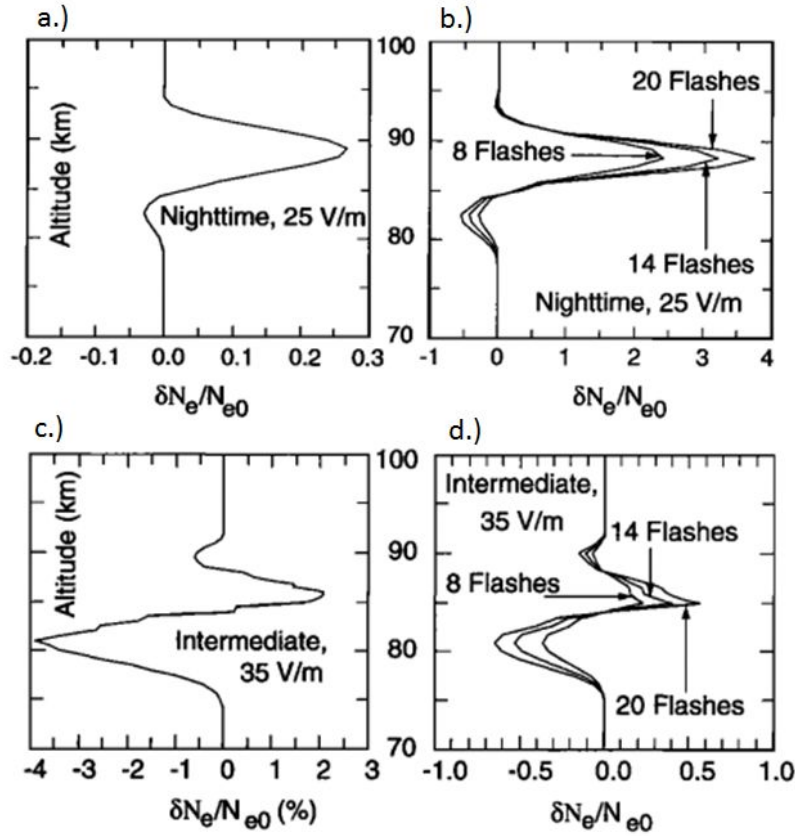


ahol a csillagok azt jelzik, hogy az atomok (akár különböző szintű) gerjesztett állapotban vannak. A rekombináció  $\sim 70$  km fölött az elektronfelvétellel egyenértékű veszteségi folyamat [Rodger et al., 1998], míg  $\sim 80$ -85 km fölött dominánssá válik.

Taranenko és társai modellszámításai alapján [Taranenko et al., 1993] a villámkisüléshez kapcsolódó elektromágneses sugárzás alapvető változásokat idézhet elő az alsó ionoszféra elektronsűrűségében ( $N_e$ ). Egy egyedülálló villámkisülés, melynek kezdeti amplitúdója  $E_{100} = 7$ –18 V/m-es elektromos teret produkál 100 km-es távolságban 1–30 %-os változást, míg ilyen erősségű villámlások sorozata akár  $> 300\%$ -os változást is produkálhat 75–95 km-es magasságtartományban. 79–86 valamint 92–95 km-es magasságtartományban elektronsűrűség csökkenés tapasztalható a disszociatív elektronfelvételnek köszönhetően (lásd 24. c.) - d.) ábra). Míg 86 és 92 km között egy jelentős elektronsűrűség növekedés jelentkezik az ionizáció következtében (lásd 24. ábra). Mivel egy zivatarban a villámkisülések rövidebb időközönként követik egymást, mint a D réteg relaxációs ideje, ezért az egymást követő villámkisülések hatása összeadódik, és így a változások még nagyobb léptékűek, akár a több 100 %-ot is elérhetik (lásd 24. b.) ábra). A villámok által generált elektromos sugárzáshoz kapcsolódó legjelentősebb változások az elektronsűrűségben az éjszakai órákban következnek be, de az átmeneti időszakokban (szürkület) is számottevőek (lásd 24. ábra). Míg nappali körülmények között az elektromágneses sugárzás energiája főként a molekulák gerjesztésére fordítódik, mivel a gerjesztéshez szükséges energia kisebb, mint amennyit az ionizáció megkövetel.

Az alacsony elektronsűrűség miatt a D rétegben bekövetkező irregularitások folyamatos észlelése nehéz feladat. A villámok rádiójelének időfüggő hullámformájának észlelésével jó képet kaphatunk az ionoszféra legalsó részéről [Jacobson et al., 2009]. A rádiójel karakterisztikája az ionoszféra tulajdonságaitól függ a visszaverődési pont környezetében, amely félúton helyezkedik el a villám és az észlelő között. Ezt a technikát alkalmazva Shao és társai egy elektronsűrűség csökkenést tapasztaltak a D rétegben ( $< 78$  km) zivatarok környezetében. Az észlelt csökkenés tér és időbeli eloszlása jól korrelál a villámszámmal. Így arra a következtetésre jutottak, hogy a villámok által generált EM sugárzáshoz kötődően az oxigén molekulák ( $O_2$ ) disszociatív elektronfelvétele felelős a változásért [Shao et al., 2013].

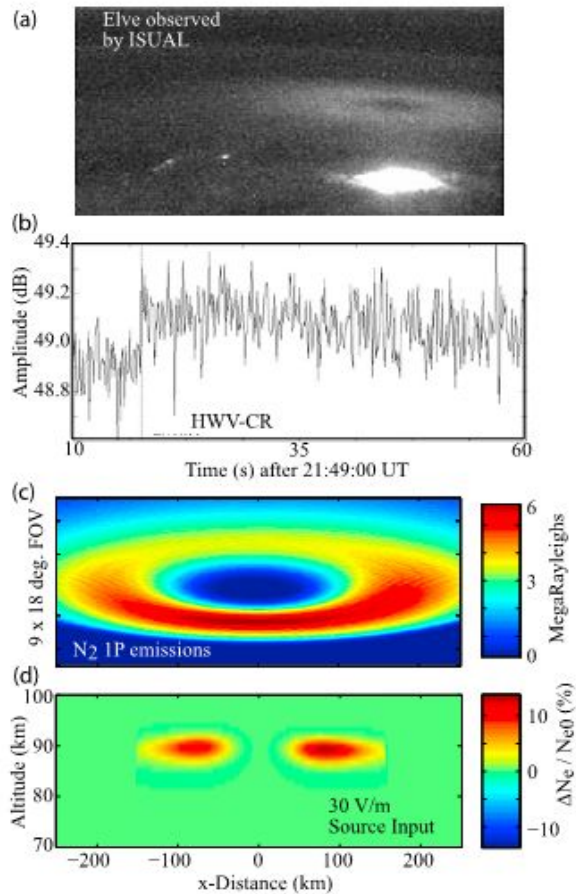
A D rétegben bekövetkező változások észlelésére a VLF technika az egyik legelterjedtebb módszer, mivel a VLF frekvenciasávban (3–30 kHz) a hullámok az alsó ionoszféráról



24. ábra. A a villámkisüléshez kapcsolódó elektromágneses sugárzás hatására az alsó ionoszférában bekövetkező elektronsűrűség változás. a.) Egy 25 V/m-es elektromos teret produkáló (70 km-es távolságban, ( $E_{70} = 25$  V/m) egyedülálló villámkiülés hatása az elektronsűrűsége éjszakai körülmények során. b.) Egymást követő ugyanolyan erősségű villámkiüések hatása az elektronsűrűsége, szintén éjszakai viszonyok között. c.)  $E_{70} = 35$  V/m-es elektromos teret produkáló egyedülálló villámkiülés hatása átmeneti (szürkület) időszakban. d.) Egymást követő, ugyanolyan erősségű villámkiüések hatása az elektronsűrűsége, szintén átmeneti időszakban ([Taranenko et al., 1993]).

verődnek vissza,  $\sim 60$  km-es magasságból nappali illetve  $\sim 85$  km-es magasságból az éjszakai ionoszféra esetében. Az utóbbi évtizedek legfontosabb VLF technikához kapcsolódó eredményeit foglalja össze az Inan és társai által készített tanulmány [Inan et al., 2010]. Én ezek közül csak párat emelnék ki. Mende és társai különböző hullámhosszokon figyeltek meg gyűrűlidérceket. Az észlelések alapján megbecsülték, hogy  $\sim 90$  km-es magasságban, azaz a gyűrűlidérc magasságában az elektromos tér  $\sim 12,7$  V/m, amihez átlagosan  $\sim 200$  elektron/cm<sup>3</sup>-es ionizáció tartozik. Ez volt a villám által generált EM impulzus következtében létrejövő ionizáció első közvetlen megfigyelése [Mende et al., 2005]. A gyűrűlidérc által okozott ionizáció VLF technikával történő észlelhetőségét Mika és társai írták le először [Mika et al., 2006]. A vizsgált gyűrűlidérc jelentős hányadához (5 föld bázisú észlelésből 5, míg 17 műholdról észlelt ELVES-ből 3) tartozott ún. „korai esemény” („early” events) a VLF adatokban. Egy ilyen eseményt mutat a 25. ábra, valamint a hozzá kapcsolódó elméleti modellek eredményét [Marshall et al., 2010]. A modellszámítások alapján egy 100 kA-es csúcsáramú villámkiülés  $E_{100} = 30$  V/m EM impulzust generál, aminek köszönhetően  $\sim 10$  % elektronsűrűségváltozás ( $10\% \Delta N_e / N_{e0}$ )

következik be 90 km-es magasságban (25. ábra). Továbbá Marshall és Inan modellezték az 50–133 kA-es csúcsáramú felfő–föld villámok (hozzájuk tartozó elektromos terek: 15–40 V/m) által kiváltott ionizáció mértékét, és azt tapasztalták, hogy csak a legerősebb villámkisülések (amik által okozott  $EMP > 30$  V/m) okoznak mérhető perturbációkat a VLF adatokban [Marshall and Inan, 2010].



25. ábra. a.) Az ISUAL műhold által észlelt gyűrűlidérc b.) Az ELVES eseményhez tartozó, Krétán HWV jelben észlelt korai VLF perturbáció ([Mika et al., 2006]), c.) A  $N_2$  P1 sávjához tartozó emisszió valamint d.) egy  $E_{100} = 30$  V/m-es (100 kA) villám EM impulzusa hatására ugyanabban a magasságban okozott ionizáció a modellszámítások alapján [Marshall et al., 2010].

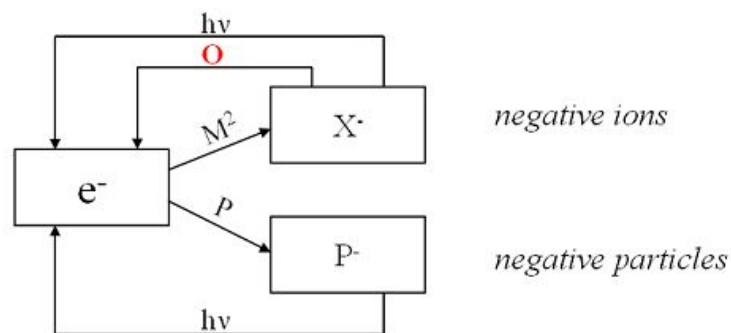
Haldoupis és társai észlelései alapján azok a pozitív felhő–föld villámkisülések, amelyek gyűrűlidérc és vörös lidérc kialakulásával is együtt járnak, hosszan tartó vezetőképesség és elektronsűrűség változást produkálnak a D rétegben [Haldoupis et al., 2012]. Ezek a VLF jelekben, amik áthaladnak a zavart területeken, hosszan tartó (15–45 perc) erőteljes perturbációként jeletkeznek. Ezt a típusú VLF perturbációt az angol szakirodalomban LORE-nak nevezik (mely a LOng Recovery Early VLF events rövidítése).

A villámkisülés által generált EM impulzusok – melyek a gyűrűlidérceket is keltik – D rétegre gyakorolt ionizációs hatása globális léptékeken is észlelhető. Toledo-Rodondo és társai az effektív visszaverődési magasság (D réteg magassága) változását vizsgálták az egész Földön a DEMETER műhold 4 éves VLF adatsora alapján. Az effektív magasság fordítottan arányos a föld–ionosféra hullámvezető ún. első levágási frekvenciájával, és



függ az elektronsűrűségtől, valamint a semleges részecskék sűrűségétől. A vizsgálatok legfontosabb eredménye, hogy az effektív visszaverődési magasság csökkenését tapasztalták az éjszaka folyamán az óceánok fölött, melyeket villámokhoz tartozó EM impulzusok által okozott ionizációval hozták összefüggésbe [Toledo-Redondo et al., 2012]. Mivel Chen és társai kimutatták, hogy a legerőteljesebb EM impulzusok, és így az általuk keltett gyűrűlidércek is gyakoribbak az óceáni területek fölött. Számításaik alapján a gyűrűlidércek közelében az alsó ionoszféra elektronsűrűség növekedése elérheti az 5 %-ot, ami az effektív visszaverődési magasság változásában észlelhető [Chen et al., 2008].

Az alsó ionoszférába alulról érkező nagyenergiájú részecskeprecipitációt HF koherens scatter radar adatokkal is lehet vizsgálni. A SuperDARN (Super Dual Auroral Radar Network) egy folyamatosan bővülő HF koherens scatter radar hálózat, melynek elsődleges célja alulról és felülről érkező erők hatására az ionoszférában folyó áramok vizsgálata [Lester, 2008]. A zivatarfelhők felől érkező részecskeprecipitáció a radar spektrum növekedését eredményezi. Ez a mérésekben ott jelentkezik, ahol a részecskebecsapódás elektronsűrűség növekedést okoz. Ha ez az E régióban következik be, akkor a jel erősödésére, míg ha a D régióban, akkor a jel gyengülésére számítunk a radar adatokban az észlelt jel megnövekedett elnyelésének következtében [Gauld et al., 2002]. Ahogy az előzőekben már volt róla szó, a D régióban az ilyen jellegű elektronsűrűség növekedést már többen kimutatták.



26. ábra. A negatív töltésű összetevők képződésének sematikus ábrája.  $M$ , a háttérsűrűséget,  $O$  az atomos oxigént,  $P$  pedig a nagyobb méretű részecskéket jelöli [Friedrich et al., 2012].

Friedrich és társai éjszakai rakéta mérésekkel vizsgálták a negatív és pozitív töltések arányát az alsó ionoszférában magasabb szélességeken, és nagy méretű (az elektronoktól eltérő) negatív töltéseket találtak [Friedrich et al., 2012]. Magasabb szélességeken az ionizáció fő forrása éjszaka a magnetoszférából érkező nagyenergiájú elektronok precipitációja. Mivel az ionoszféra kvázi-neutrális plazma, a negatív és pozitív töltéseknek egyensúlyban kell lenniük. Így az elektronoktól különböző negatív töltések ( $N^-$ ) számát úgy kaphatjuk meg, ha kivonjuk az elektronok számát a pozitív töltésekből ( $N^+$ ). A mezoszféra magasságában létrejövő negatív összetevők képződését mutatja a 26. sematikus ábra. A negatív töltések összességébe beletartoznak a szabad elektronok, negatív ionok, de ugyanakkor a negatívan töltött nagyobb méretű részecskék is, mint az aeroszok, vagy a meteorokból származó por. A fenti séma szerint a negatív ionok ( $X^-$ ) háromtest elektronfelvétel során keletkeznek (a folyamathoz tartozó koefficiens  $\beta$ ), amikor is az elektron ( $e$ ) összeütközik 2 semleges összetevővel ( $M^2$ ). A semlegesítődés az atomos oxigénnel való kémiai reakció következtében, valamint foto-elektronleadással történik. A nagyobb méretű negatív töltések képződése a semleges részecskék direkt

elektronfelvételével, míg semlegesítődések a pozitív ionokkal való ütközés során rekombinációval, vagy foto-elektronleadással történik. Fontos megemlíteni, hogy ezen nagyobb méretű részecskék töltésvételében és leadásában az atomos oxigén semmilyen szerepet nem játszik. Mivel az éjszaka során a nap sugárzásának hiányában a foto-elektronleadás elhanyagolható, ezért a negatív ionok semlegesítődése ion-ion rekombinációval történik, melyhez  $\alpha_i$  koefficiens tartozik. Az elektronsűrűség és a pozitív töltések számára a következő összefüggés írható fel:

$$N_e = \frac{N^+}{1 + \frac{\beta}{\alpha_i} \frac{M^2}{N^+}} \quad (116)$$

Más szavakkal nagyméretű negatív töltések hiányában,  $N^+$  és  $N_e$  száma ismert kellene, hogy legyen, mivel  $\frac{\beta}{\alpha_i}$  arány ismert és független a magasságtól. Rakétakísérletek során mérték a pozitív ionokat, és elektronokat és kiderült, hogy  $\frac{\beta}{\alpha_i}$  arány nagyban eltér a labormérések alapján várttól, ami így kísérletileg is kimutatta, hogy a mezoszféra plazmasűrűségének alakításában egy további elektronvesztési folyamat is közrejátszik, úgy mint a molekulánál nagyobb méretű részecskék elektronfelvétele. Ilyen nagyobb méretű részecskék például a meteorokból származó por [Friedrich et al., 2011]. Friedrich és társai éjszakai rakéta mérésekkel vizsgáltak töltött por részecskéket, elektronokat és ionokat, hogy alátámasszák ezt a hipotézist [Friedrich et al., 2012]. A rakéta mérések azt sugallják, hogy a gázok általi elektronfelvételen túl, mellyel hagyományosan magyarázni szokták a negatív ionok jelenlétét a mezoszférában, a nagy méretű por részecskék is felelősek az elektronsűrűség gyengítésében. Ezt jól mutatja az elektronok, valamint a nagyméretű töltött részecskék magasság szerinti struktúrájának antikorrrelációja. Továbbá ez esetben mérték az atomos oxigént is, és azt találták, hogy habár rombolja a negatív atomokat, nem befolyásolja a nagyobb méretű részecskék elektronfelvételét.

Ugyanazok az intenzív villámkisülések által generált EM impulzusok, melyek a felsőlégköri elektro-optikai emissziók kialakulásáért is felelősek, halvány fényjelenségeket hozhatnak létre az F réteg magasságában [Füllekrug et al., 2013]. Ha az F régiót nagy teljesítményű HF (2–10 MHz) rádióhullámokkal gerjesztjük, az különböző plazmainstabilitásokhoz vezethet. A részecske-hullám kölcsönhatás részecskegyorsítást eredményezhet, az így felgyorsított elektronok akár néhány 10 eV energiára is szert tehetnek [Gustavsson et al., 2005]. A nagyenergiájú elektronok a környezet részecskéivel ütközve gerjeszthetik azokat, és emissziót hozhatnak létre. A jelenséget mesterséges aurorának nevezzük. A lidércek és az őket keltő forrásvillámok HF tartományban is erős rádióhullámot sugároznak, így hasonló jelenséget várhatunk, mint az előzőekben leírt mesterséges aurora [Füllekrug et al., 2013].

Lay és társai GPS (Global Positioning System) mérőhálózat adatait felhasználva vizsgálták az ionoszféra teljes elektron tartalmának (Total Electron Content, TEC) változását nagyméretű éjszakai zivatarok környezetében [Lay et al., 2013]. Nagyléptékű, szabálytalan fluktuációkat észleltek a TEC-ben, melyek térbeli és időbeli változása kapcsolatba hozható az alant elvonuló zivatarrendszerrel. A zivatar közelében észlelt fluktuációk nagyobb frekvenciájúak, mint a távolabbiak. Zivatarmentes éjszakákon nem észleltek ilyen jellegű helyi fluktuációkat a TEC adatokban. Bár az észlelt fluktuációk mögött álló pontos fizikai mechanizmus még nem tisztázódott, Lay és társai úgy gondolják, hogy a zivatar által keltett légköri gravitációs hullámok, vagy a zivatar kiterjedt elektromos tere, esetleg a két mechanizmus együttes közrejátszása okozhatta a perturbációkat az ionoszféra elektron tartalmában.

### 3. Alkalmazott mérési rendszerek, adatok

A következő fejezetben a munkám során használt észlelési rendszereket és mérési adatokat részletezem.

#### 3.1. Villámmegfigyelő hálózatok

A legtöbb föld-bázisú villámmegfigyelő hálózat a villámok által generált rádióhullámok észlelésén alapul. A villámkisülés széles frekvenciatartományban rádióhullámokat sugároz a benne átfolyó áram változása révén. A villámészlelő berendezések LF (low frequency, 30–300 kHz) VHF (very high frequency, 30–300 MHz) frekvencia tartományokban működnek, a kommunikációhoz és a rádióközvetítéshez szükséges frekvenciasávok kihagyásával. Az alacsony frekvencián működő észlelési rendszerek a felhő–föld villámok fővillámához tartozó sugárzást észlelik. A magas frekvenciájú antennák a villámkisülés során zajló gyors töltésváltozásokat is képesek észlelni, mint például a lépcsőzetes előki-sülések a felhő–föld illetve a streamerek felhőn belüli villámok esetében.

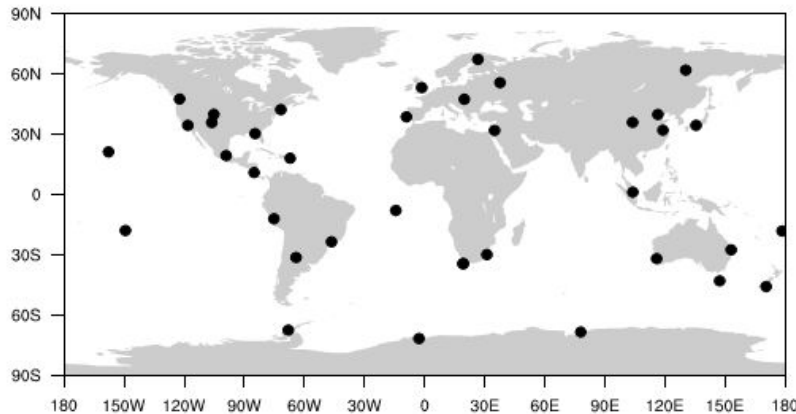
A villámmegfigyelő hálózatok különböző technikákat alkalmaznak a villám helyének és időpontjának meghatározásához. A leginkább elterjedt módszerek a beérkezési idő vizsgálata (time of arrival (TOA)) és az iránymeghatározás (direction finding (DF)). A TOA módszer esetében a jelek antennákhoz való beérkezési idejének pontos mérésére van szükség. A központi számítógép kiszámítja a különböző állomásokhoz tartozó beérkezési idők különbségét. Egy állomáspár esetén a két állomáshoz beérkező jel időkülönbsége meghatároz egy hiperbolát, amely áthalad a villámkisülés helyén. Az egyértelmű helyzet-meghatározáshoz legalább 2 állomáspár beérkezési időkülönbségét kell figyelembe vennünk. A villámkisülés földrajzi helyzetét a két hiperbola metszéspontja fogja megadni. Az iránymeghatározás (DF) módszer két egymásra merőleges mágneses hurokantennákon észlelt jelek arányának mérésével határozza meg a villám helyzetét. Az arány kizárólag a beérkező jelek azimutjától függ. A pontos helymeghatározáshoz legalább három iránymeghatározás mérésre van szükség.

A felhő–föld villámok csúcsáramát az antennák által észlelt elektromágneses tér nagysága alapján becsülik. A kalibráció mesterségesen létrehozott, különböző csúcsáramú kisülések által generált elektromágneses terek mérésén alapszik. Ezen mérések alapján a generált elektromágneses tér maximuma és a fővillám csúcsárama között lineáris kapcsolat áll fenn [Idone et al., 1993].

Kutatásaim során WWLLN (World Wide Lightning Location System) és a LINET európai villámmegfigyelő hálózat adatait használtam fel, melyeket a következőkben részletezek.

##### 3.1.1. WWLLN – World Wide Lightning Location System

A WWLLN villámdetektáló rendszer 50 intézet és egyetem összefogásával jött létre, a villámok helyének és időpontjának globális léptéken történő meghatározása érdekében. A WWLLN rendszer az előzőekben leírt módszerek közül a beérkezési idő (TOA) technikát használja, és VLF frekvenciasávban működik. A VLF hullámok föld-ionoszféra hullámvezetőben történő stabil terjedése és alacsony csillapodása következtében az észlelő állomások akár több ezer km-re is elhelyezkedhetnek egymástól. A WWLLN villámmegfigyelő hálózatot alkotó 38 állomás földrajzi elhelyezkedését mutatja a 27. ábra. A közép-európai megfigyelő állomás Budapesten, az Eötvös Loránd Tudományegyetem tején található.

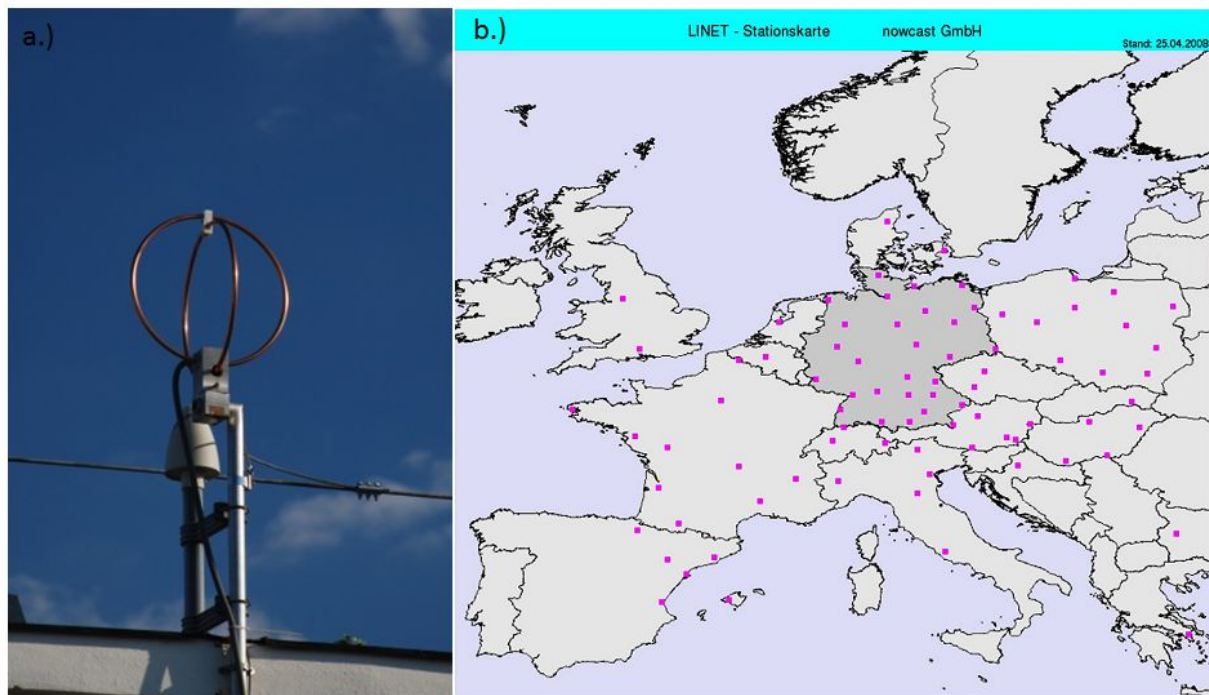


27. ábra. A WWLLN villámmegfigyelő hálózat állomásainak helyzete a térképen (2009-ben) [Friedrich et al., 2012].

A legtöbb föld-bázisú villámmegfigyelő hálózattal ellentétben a WWLLN felhő–föld és felhőn belüli villámokat is képes detektálni, amennyiben azok csúcsárama és a kisülési csatorna hossza megfelelően nagy mértékű [Friedrich et al., 2012]. A rendszer a felhő–föld villámok  $\sim 10\%$ -át képes detektálni. Az észlelési hatékonyság erősen függ a villámkisülés csúcsáramától és polaritásától, a  $\pm 35$  kA-es villámok mintegy  $10\%$ -át ( $-130$  kA esetén  $35\%$ -át), míg a kisebb ( $< 10$  kA) csúcskisülésű villámok mindössze  $2\%$ -át képes észlelni a rendszer [Friedrich et al., 2012]. Általánosságban elmondható, hogy a nagyobb csúcsáramú villámok nagyobb megbízhatósággal detektálhatóak, például 2005-ben a gyűrűlédérceket kiváltó villámok  $\sim 12\%$ -át észlelte a WWLLN globálisan [Rodger et al., 2006]. A villámok helymeghatározásának pontossága  $4.03$  km északi-déli, míg  $4.98$  km kelet-nyugati irányban [Friedrich et al., 2012].

### 3.1.2. LINET

A LINET nemzetközi európai villámmegfigyelő hálózat  $90$  tagból áll, és szinte egész Európát lefedi ( $\sim -10^\circ$ – $25^\circ$  hosszúsági fok,  $35^\circ$ – $66^\circ$  szélességi fok közötti területet). Az európai hálózat  $65$  taggal indult indult 2006 május 1-én (28. b.) ábra). Magyarországon  $5$  észlelési állomás található, Budapesten, Debrecenben, Szegeden, Pécsen és Sopronban a Geodéziai és Geofizikai Intézet tetején. Mindegyik vevőkészülék azonos, VLF/LF frekvenciatartományban észlel, és a villámok mágneses fluxusát méri két egymásra merőleges hurok segítségével (28. a.) ábra.). A mérőhálózat kiépítése Németországban, azon belül is München környékén kezdődött, az állomások ott vannak a legsűrűbben Európán belül. Két állomás távolsága Dél-Németországban nem haladja meg a  $200$  km-t. A villámkisülések helymeghatározása ez esetben is a beérkezési idők alapján történik. A hálózat előnye, hogy felhő–föld és felhőn belüli villámokat is tud észlelni, valamint a beérkezési idő módszer segítségével el is tudja őket különíteni egymástól, ezen felül a felhőn belüli villámok esetében a villámkisülés (fővillám) magasságát is megbecsülik. A LINET hálózat kis csúcskisülésű ( $< 5$  kA) villámok detektálására is képes. A helymeghatározás pontossága pedig a hálózat elemeinek összetett precíziós kombinálásával, valamint helyi korrekciók figyelembevételével kivételesen jónak mondható,  $\sim 150$  m [Betz et al., 2009].



28. ábra. A LINET európai villámmegfigyelő hálózat egy tagja (a.) és állomásainak földrajzi helyzete (2008 májusi állapot) (b.) [Betz et al., 2009].

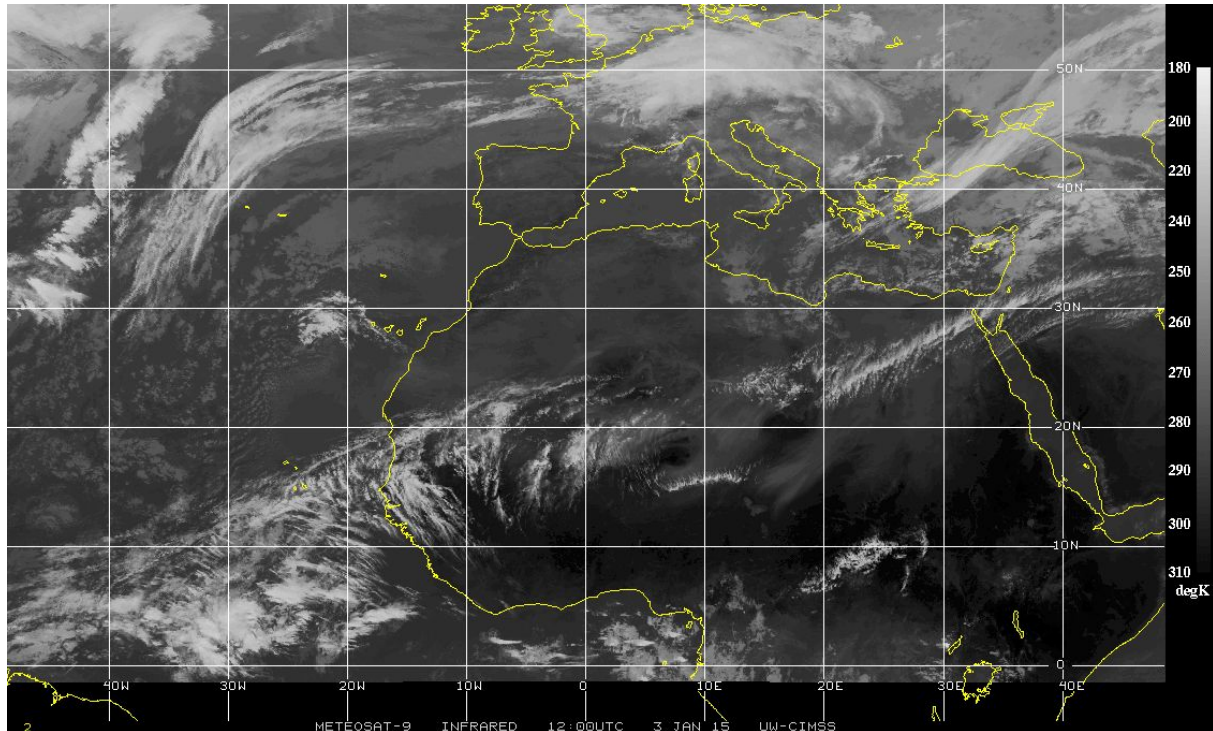
### 3.2. Meteosat–9 – Infravörös térképek

Az aktív Meteosat műholdak 2 generációja (Meteosat First Generation (MFG) és Meteosat Second Generation (MSG)) az egész Föld területéről szolgáltat képeket és adatokat az időjárás előrejelzéséhez. A Meteosat–8, –9, és –10 műholdak az egyenlítő fölött 36 000 km-es magasságban geostacionárius pályán keringenek. A Meteosat–10, melyet a Guianai Űrközpontban bocsátottak pályára 2012-ben, az elsődleges működő geostacionárius műhold, mely negyedóránként az egész Föld felületéről készít képeket. A Meteosat–9-et 2005-ben lőtték fel, „Rapid Scanning” üzemmódban működik, azaz 5 percnként készít felvételeket Európáról és Észak-Afrikáról. A Meteosat–8 műhold (mely 2002-ben került pályára) a másik két műhold biztonsági szolgáltatásaként (backup-jaként) üzemel. A Meteosat műholdak második generációja 2 fontos észlelési eszközt szállít: a SEVIRI (Spinning Enhanced Visible and InfraRed Imager) műszer 12 különböző spektrális csatornán készít felvételeket a Földről, a GERB (Geostationary Earth Radiation Budget) eszköz pedig a Föld látható–infravörös sugárzási egyenlegét hívatott tanulmányozni. A műholdak 15 percnként szolgáltatnak részletes képet Európáról, az Atlanti-Óceán északi feléről, valamint Afrikáról. A Meteosat műholdak elsődleges szerepe, hogy segítsenek felismerni és előre jelezni a gyorsan fejlődő szélsőséges időjárási körülményeket, mint például a heves zivatarok vagy a köd, legalább 6 órával az esemény bekövetkezése előtt.

#### SEVIRI

A SEVIRI (Spinning Enhanced Visible and InfraRed Imager) műszer 12 különböző spektrális csatornán tud felvételeket készíteni a Földről. Ezek közül 4 látható és közeli infravörös tartományba ( $0.4 - 1.6 \mu\text{m}$ ), míg 8 infravörös tartományba ( $3.9 - 13.4 \mu\text{m}$ ) esik. A 12 csatornának köszönhetően nagyon pontos képet kaphatunk a földi légkörben

zajló folyamatokról. A műszer a 8 infravörös csatorna segítségével folytonos információt szolgáltat a felhők hőmérséklet szerinti rétegződéséről, valamint a föld és a tenger felszínének hőmérsékletéről (29. ábra). Látható tartományban az egyik csatorna nagy térfelbontású (High Resolution Visible (HRV)), amely a nadír környékén 1 km-es, míg másutt 3 km-es felbontást jelent [web, g].



29. ábra. A Meteosat-9 műhold által Európáról és Észak-Afrikáról készített infravörös térképre egy példa. A jobb oldali skála az egyes színekhez tartozó hőmérsékleteket jelzi [web, h].

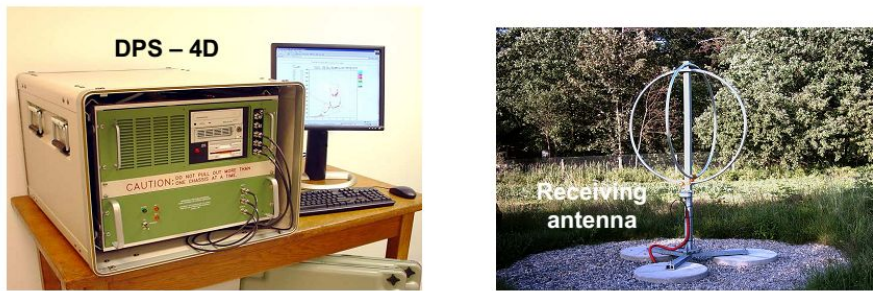
Olyan csatornák használatával, melyek szórják az ózont, vízpárát és a szén-dioxidot, a Meteosat műholdak lehetővé teszik a meteorológusok számára a légkör 3 dimenziós szerkezetének feltérképezését.

### 3.3. Ionoszondák

Az ionoszondázás elméleti hátterét és az ionogramról leolvasható ionoszférikus paraméterek fizikai jelentését már részletesebben kifejtettem az 1.4.1. fejezetben. A munkám során több ionoszféra szondázó állomás adatait használtam fel, ezeket részletezem a következő alfejezetben.

#### 3.3.1. DPS-4D, Pruhonice

A pruhonicei ionoszféra állomáson ( $50^\circ$  É,  $14,5^\circ$  K, Institute of Atmospheric Physics, Csehország) 1957 óta folynak ionoszféra megfigyelések. Jelenleg a DPS-4D digitális ionoszondával történik az ionoszondázás általában (standard módban) 15 percnként 0,05 MHz-es felbontással. Az adó antenna: 2 egymásra merőleges delta antenna, melyek 36 m magasak, a vevő készülék pedig 4 darab egymásra merőleges hurok antennából áll (30. ábra).



30. ábra. A bal oldalon a DPS-4D digitális ionoszonda berendezés, a jobb oldalon pedig a vevő hurok antennapár egyike.

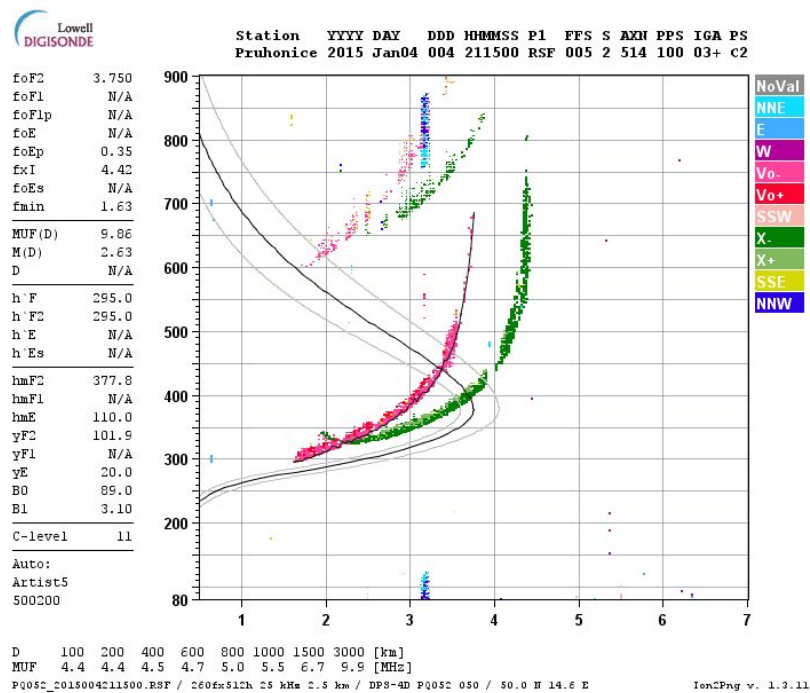
A Massachusetts Egyetem Lowell's Center for Atmospheric Research (UMLCAR) Központja kifejlesztett egy új, alacsony teljesítményű digitális ionoszondát: Digisonde Portable Sounder (DPS), amely valódi időben képes az észlelt rádió jelek feldolgozására és elemzésére.

A rendszer kompenzálja az alacsony teljesítményű adót (300 W – a többi rendszernél szokásos 10 kW-al szemben) fáziskódolt, digitálisan tömörített impulzus alkalmazásával. A különböző funkciók (adatgyűjtés, ellenőrzés, jelfeldolgozás, megjelenítés, tárolás és az adatok automatikus elemzése), mind egy egységes sokfeladatos (multi-tasking), több processzoros számítógépes rendszerbe lettek összesűrítve, míg az analóg áramkörök egyszerűsítve lettek a csökkentett adóteljesítmény, széles sáv szélességű eszközök, valamint a kereskedelemben kapható PC bővítőkártyák felhasználásával.

A DPS digitális ionoszondák kifejlesztésének a célja egy kis méretű függőleges ionoszféra szondázó berendezés létrehozása volt, mely automatikusan gyűjti és elemzi az adatokat akár távolról vezérelve. A DPS-el lehetővé vált az ionoszférából visszaverődött (vagy ferde beesés esetén megtört) és észlelt jel 7 legfontosabb észlelhető paraméterének a meghatározása:

1. Frekvencia
2. Magasság (függőleges szondázás esetén)
3. Amplitúdó
4. Fázis
5. Doppler-eltolódás és szórás
6. A beérkező jel beesési szögének meghatározása
7. A hullám polarizációja

A mérés eredményeként előálló ionogram a fentiekben felsorolt tulajdonságok 5 dimenziós megjelenítése (lásd 31. ábra): az x tengelyen a frekvencia látható, az y tengelyen a visszaverődés látszólagos magassága, a jel amplitúdója a pontok (pixelek) intenzitásában jelentkezik, a Doppler-eltolódás a színárnyalatokban, míg a hullám polarizációja a két eltérő színcsoportként (a piros-sárga-fehér színek, azaz a „meleg” színcsoport az ordinárius, míg a kék-zöld-szürke, azaz „hideg” színek az extraordinárius komponenshez tartoznak) [web, a].



31. ábra. A DPS–4D digitális ionoszonda méréseként előálló ionogramra egy példa. Az ábra részletesebb leírása megtalálható a szövegben [web, f].

### 3.3.2. AIS–INGV, DPS–4, Róma

A Római Ionoszférikus Obszervatórium (Istituto Nazionale Geofisica e Vulcanologia, 41,8° É, 12,5° K) az egyik legkorábbi a világon. 1949 óta folyik itt az ionoszféra folytonos megfigyelése, így az adatok már 5 napciklusnyi időszakot lefednek. Az évek során az obszervatórium különböző karakterisztikájú vertikális szondázó berendezésekkel lett felszerelve. Jelenleg 2 különálló ionoszonda működik:

- Egy DPS–4 típusú digiszonda, melyet az előző alfejezetben már ismertettem.
- 2002-től működik az Istituto Nazionale di Geofisica e Vulcanologia (INGV) intézet területén az AIS-INGV (Advanced Ionospheric Sounder) elnevezésű ionoszonda (32. ábra) [Zuccheretti et al., 2003]. Az Olaszországban szabadalmaztatott ionoszonda előnye, hogy kisebb teljesítmény mellett (< 250 W) is megtartja a megfelelő jel/zaj arányt. Az ionoszonda egy automatikus ionogram feldolgozó programmal is el lett látva (Autoscala), így valós időben szolgáltatja a legfontosabb ionoszférikus paramétereket.

A Római Ionoszférikus Obszervatórium antenna rendszere megfelel a különböző berendezések igényeinek: két pár dekametrikus antenna egymásra merőlegesen felállítva a vertikális és ferde szondázáshoz (32. ábra), amit 4 darab egymásra merőleges hurok antenna egészít ki a DPS–4 digiszonda vevőjeként [web, b].

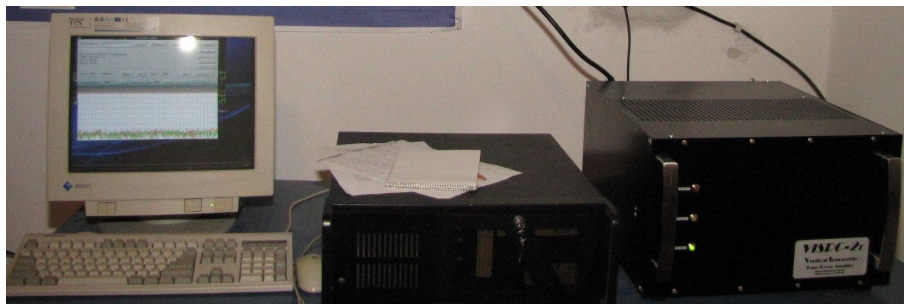




32. ábra. A bal oldalon a vertikális szondázásra szolgáló antennapár egyike, a jobb oldalon pedig az AIS-INGV digitális ionoszonda berendezés.

### 3.3.3. VISRC-2, Széchenyi István Geofizikai Obszervatórium

A nagyecenki Széchenyi István Geofizikai Obszervatórium (SZIGO,  $47,63^\circ$  É,  $16,72^\circ$  K) ionosféra állomásán 1996 óta folynak megfigyelések az IPS 42 típusú ionoszondával, 2007 óta pedig (a Lengyel Tudományos Akadémia Space Research Center által fejlesztett) VISRC-2 digitális ionoszondával (33. ábra).



33. ábra. A VISRC-2 digitális ionoszonda berendezés a Széchenyi István Geofizikai Obszervatóriumban.

A megfigyelési rendszer két, egymásra merőleges, 19 m magas delta antennából áll (lásd 34. ábra). Az egyik ezek közül csak vevőként szolgál, míg a másik adóantenna, az adás során ( $\sim 500 \mu\text{s}$  időtartam), majd ezt követően az is vevőként funkcionál. A két vevő antenna az ionoszférából visszaverődő elektromágneses hullámok polarizációjának észleléséhez szükséges. Az adás során a másik vevőantenna elektronikusan blokkolva van az érzékeny elektronika védelmének érdekében. A szondázás általában 1000 különböző frekvencián történik 1 MHz és 16 MHz között. Jelenleg az adó teljesítménye 500 W, habár az antenna rendszer eredetileg 10 kW-os adásra lett kifejlesztve.



34. ábra. A Széchenyi István Geofizikai Observatóriumban található antenna pár.

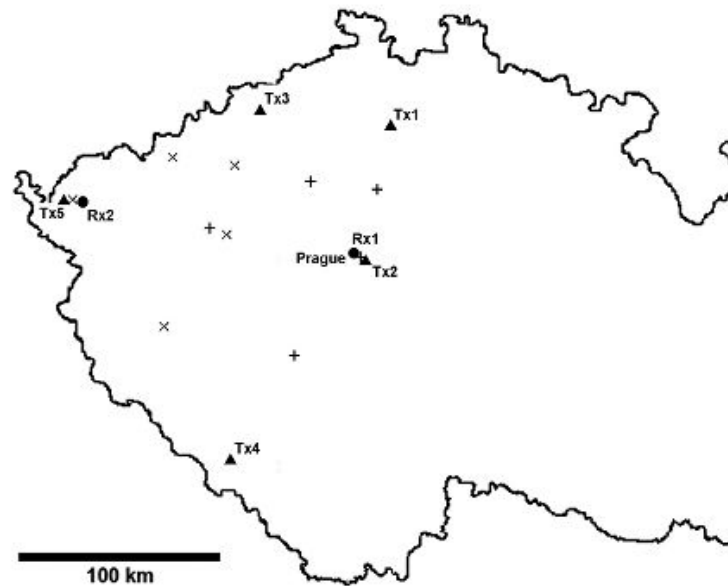
### 3.4. Doppler-eltolódáson alapuló mérőhálózat

A prágai Institute of Atmospheric Physics (IAP) intézet egy speciális szoftverrel ellátott HF Doppler szondázó észlelési rendszert épített ki Csehország nyugati felében. A megfigyelő hálózat öt adó- és két vevő állomásból áll (lásd 35. ábra). A megfigyelő rendszer 3,59 MHz-en működik, így a Doppler-eltolódásból következően 1 Hz 41,7 m/s-nak felel meg a következő közelítést alkalmazva:

$$\Delta f = -2f \frac{v}{c} \quad (117)$$

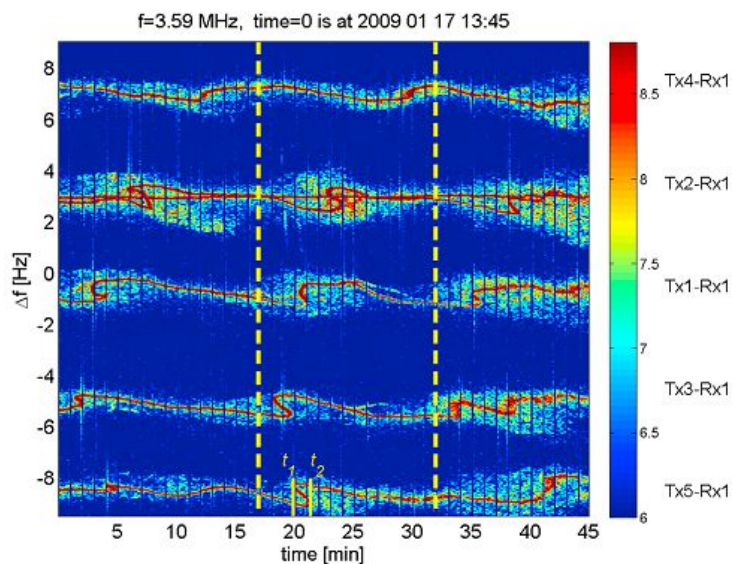
Az egyes adók frekvenciái egymáshoz képest 4 Hz-el el vannak tolva, ennek köszönhetően mindegyik adó jelét meg lehet jeleníteni egy közös Doppler-spektrogramon (36. ábra). A jel visszaverődésének magasságát, azaz, hogy adott esetben az ionoszféra melyik rétegéről verődött vissza a pruhonicei DPS-4D ionossonda által, a Doppler-méréssel közel egy időben észlelt ionogram alapján lehet megállapítani.

A folytonos Doppler megfigyelő hálózattal a 10 másodpercnél hosszabb periódusidejű jeleket lehet észlelni, így a meteorológiai rendszerek által keltett mind infrahang, mind pedig gravitációs hullámok megfigyelésére alkalmas [Sindelarova et al., 2009] [Chum et al., 2010]. A gravitációs hullámok hatása jellemzően S-alakú nyomvonalként jelentkezik a Doppler-spektrogramokon (36. ábra). A hullámok irányát és sebességét a különböző adó és vevő közötti pályákon keltett S alakú nyomok egymáshoz képesti eltolódásából, azaz időbeli eltérésekből lehet megállapítani. Az észlelési rendszerről valamint a sebesség és irány számításának részleteiről bővebb információ található a következő szakirodalomban: [Chum et al., 2010]. Chum és társai eredményei alapján az észlelt gravitációs hullámok



35. ábra. A Doppler megfigyelő hálózat állomásainak földrajzi helyzete Nyugat-Csehországban. A háromszögek az adók, míg a körök a vevők helyzetét jelzik. A plusz jelek, és az x-ek az 1-es, illetve a 2-es vevő és az adók közötti felezési pontokat jelzik, melyek a ferdén kibocsátott elektromágneses hullám valószínűsíthető visszaverődési helyei.

sebessége 100 és 200 m/s közötti. Az elemzett hullámok periódusideje tipikusan 10 és 30 perc közötti.

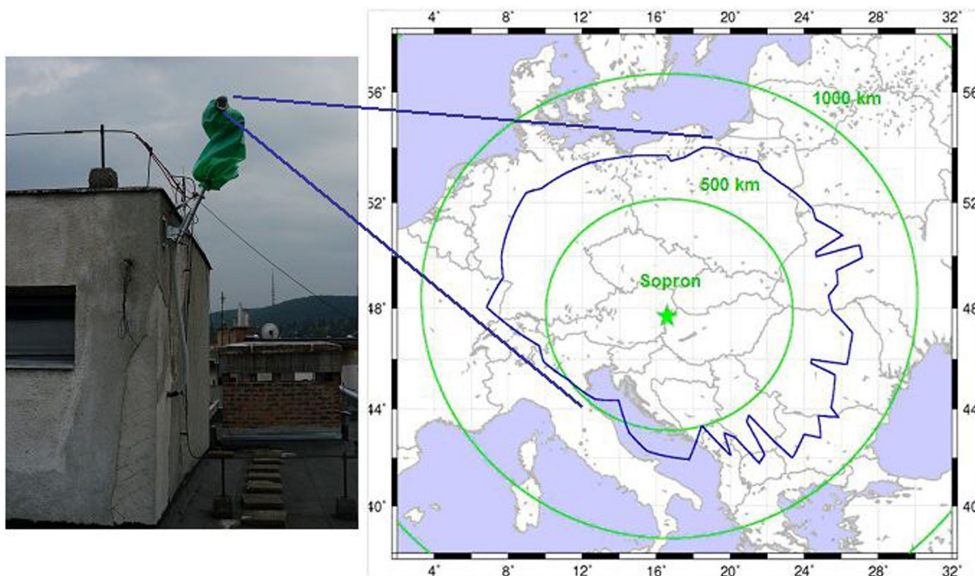


36. ábra. A Doppler-spektrogramra egy példa. Az ábra jól mutatja az 5 adó és a prágai vevő közötti pályákon egyidejűleg észlelt gravitációs hullámokhoz tartozó S alakú nyomvonalakat. A függőleges szaggatott vonalak a különböző gravitációs hullámokhoz tartozó S alakú jeleket különítik el. Egy adott hullámhoz tartozó jel eltérő időpontokban jelentkezik a különböző pályákon, melyből a hullám terjedési sebességét és irányát lehet megbecsülni. [Chum et al., 2010]

### 3.5. Felsőlégi elektro-optikai emissziók optikai megfigyelése

#### 3.5.1. Geodéziai és Geofizikai Intézet – Sopron

Magyarországon 2007-ben az Országos Tudományos Kutatási Alapprogramok (OTKA) „Geoelektromosság és változó Föld” c. tudományos iskolai projektjének keretében állt össze egy földbázisú megfigyelőrendszer, amelyet az MTA CSFK Geodéziai és Geofizikai Intézet tetején állítottak fel, és amellyel Közép-Európában, Sopron 500-600 km-es körzetében lehet optikai megfigyeléseket végezni (10. ábra). A látótávolság dél-nyugatra valamivel rövidebb a Soproni hegység miatt, észak-kelet felé pedig egyenetlen a város épületeinek köszönhetően. A térségben előforduló zivatarok a LINET villámészlelő rendszer segítségével követhetők nyomon.



37. ábra. A soproni Geodéziai és Geofizikai Intézet tetején található kamera és az általa vörös lidércek észlelésére alkalmas terület Közép-Európában.

Az optikai megfigyelési rendszer részei:

- WATEC 902H2 Ultimate analóg CCD kamera CCIR szabványú (monokróm, 25 váltott soros képkocka másodpercenként) változata
- Computar, nagy fénygyűjtőképességű (F0.8), 8 mm fókusztávolságú, aszférikus, DC auto-íriszes lencse (HG0808FCS-L)
- A felvételek észlelési idejének pontos megállapításához: PFD Systems KIWI OSD 2.0 időjel-megjelenítő
- Az analóg kamera képének digitalizálásához: Conceptronic Home Video Creator USB 2.0 digitalizáló berendezés, 720 × 576 pixel felbontású videofelvétel előállítására alkalmas
- Az események észlelése során a japán „UFO Capture” szoftver használata, amely a kamera által szolgáltatott képet valós időben elemzi, és csak akkor ment el egy meghatározott hosszúságú felvételt, amikor a kép tulajdonságai 2 képkocka között a beállított feltételek szerint megváltoztak.

### 3.5.2. Nydek, Csehország

Csehországban Nydek (49,67° É, 18,77° K) nevű településen felállított optikai észlelő rendszerrel figyelnek meg felsőlégköri elektro-optikai emissziókat egész Közép-Európában.

A megfigyelési rendszer részei:

- WATEC 902H2 Ultimate analóg CCD (CCIR) kamera Computar 8/1,3 lensével felszerelve
- Watec 910HX CCD kamera Computar 3,5-10,5 lensével ellátva
- UFO Capture szoftver
- A rendszer a számítógép (PC) időjelét használja az események időpontjának meghatározására
- Az analóg kamera képének digitalizálásához: Dazzle DVC 100 digitalizáló berendezés
- A kamera pozícionálása manuálisan történik.



38. ábra. A Nydek-ben felállított optikai észlelő rendszer.

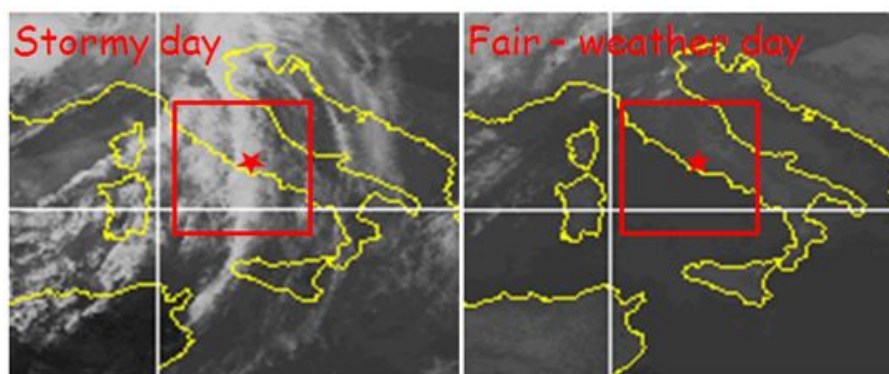
## 4. Statisztikai vizsgálatok

Doktori munkám során négy különböző statisztikai módszerrel vizsgáltam a zivatarok és az alsó ionoszféra közötti kapcsolatot: az első analízis során a szép idő és a zivataros időszakokra vonatkozó adatokat külön elemeztem, majd vettem össze. A második statisztikai elemzésben a szuperponált időszakok analízisét alkalmazva egy mesterséges „szupervihár” ionoszférára gyakorolt hatását vizsgáltam. Majd a korrelációs számítás segítségével elemeztem a zivatar aktivitásának és az alsó ionoszférában bekövetkező elektronsűrűség változásának a kapcsolatát. Végül a spektrálanalízis eszközeivel vizsgáltam az ezekre jellemző periódusokat.

### 4.1. Szép idő- és zivataros időszakra vonatkozó adatok elemzése

Az első elemzés során a troposzféra–alsó ionoszféra csatolási mechanizmust vizsgáltam a mediterrán térségben szporadikus E réteg (kritikus frekvencia, látszólagos magasság), valamint meteorológiai (villám, infra vörös kép) adatok segítségével. A vizsgálat során WWLLN (World Wide Lightning Location Network) villámadatokat, METEOSAT–9 műhold által készített infravörös térképeket, valamint a római ionoszonda állomás (41.9°, 12.5°) AIS szondája által óránként mért kritikus frekvencia ( $f_oE_s$ ) és látszólagos magasság ( $h'E_s$ ) adatokat használtam fel.

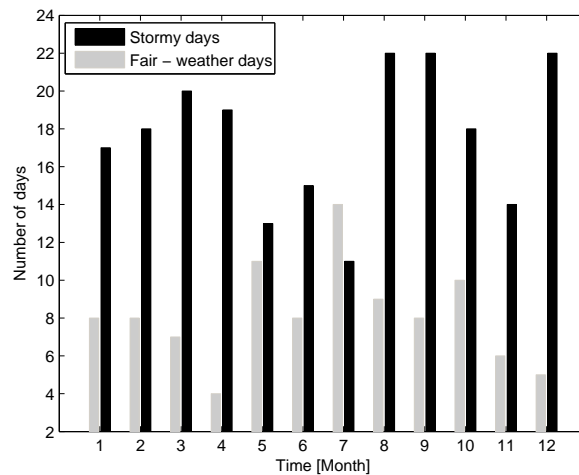
A vizsgálat első lépéseként meg kell becsülni azt az ionoszféra állomástól számított távolságot, amin belül figyelembe vesszük a villám adatokat, vagyis amelyen belül a zivatar okozta mechanikai és elektrodinamikai csatolás észlelhető léptékű lehet. Suzuki és társai légkörfény észlelései alapján a zivatar által keltett kör struktúrájú gravitációs hullámok sugara  $\sim 200$  km 85–96 km-es magasságtartományban (lásd 19. ábra) [Suzuki et al., 2007]. Másrészt Davis és társai azt találták, hogy az ionoszférának a zivatarjelenlétére adott válasza azonos 100 km-en belül és elhanyagolható ennél nagyobb távolságok esetén Davis and Johnson [2005]. Ezek alapján a vizsgálataim során a római ionoszféra állomás 200 km-es környezetében található villám adatokat vettem figyelembe. Az észlelési területet jól jelzik a 39. ábrán látható piros négyzetek.



39. ábra. A zivataros és a szép idő napok infravörös térképek alapján történő elkülönítésére egy példa. A bal oldali térképen látszik, ahogy egy hideg front vonul át a kijelölt területen (piros négyzet, középen a csillag a római ionoszonda állomás helyzetét jelzi), amíg a jobb oldali térképen egy szép idő napra láthatunk példát.

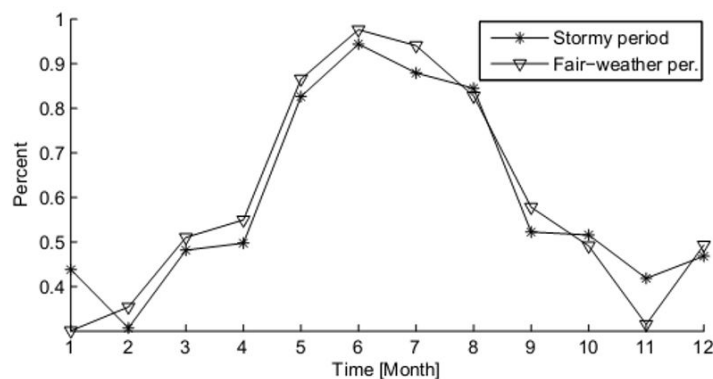
Az első statisztikai elemzés első lépéseként villám adatok, valamint infravörös térképek segítségével 2009 napjait 2 csoportba osztottam (39. ábra): zivataros (viharos) napok

(amikor a villám adatok és az infravörös képek alapján is zivatar volt Róma 200 km-es körzetében), valamint szép idő napokra (amikor villám adatok és az infravörös képek alapján semmilyen konvektív rendszer, hidegfront nem volt a területen). A 40. ábrán a zivataros és a szép idő napok számának havi változása látható 2009-ben.



40. ábra. A zivataros és a szép idő napok számának havi változása 2009-ben [Barta et al., 2013].

Ezután definiáltam a zivataros (viharos), valamint a szép idő időszakokat, utóbbi megegyezik a szép idő napokkal. A zivatarok keltette gravitációs hullámok vertikális sebessége általában 5 m/s [Liu et al., 1998], így kb. 5-6 órára van szükségük, hogy elérjék a szporadikus E réteg magasságát ( $\sim 100\text{--}120$  km). Ez alapján viharos időszaknak vettem a zivatar első villámától kezdődően, a zivatar utolsó villám időpontját követő 12 órával bezárólagos időszakot. Ezek után vizsgáltam a szporadikus E réteg kialakulásának gyakoriságát, valamint tulajdonságait (kritikus frekvencia ( $f_oE_s$ ), látszólagos magasság ( $h'E_s$ )) a két eltérő időszak esetében.

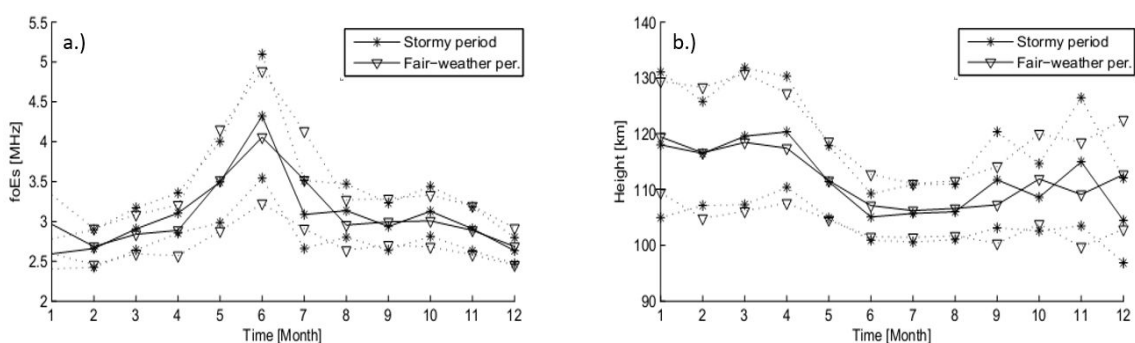


41. ábra. A szporadikus E réteg kialakulásának gyakorisága zivataros és szép idő időszakok esetében [Barta et al., 2013].

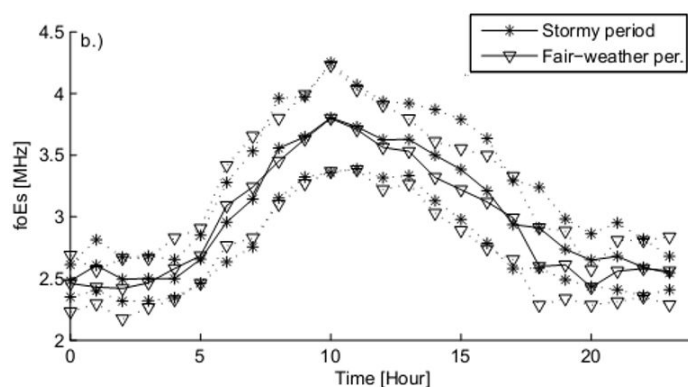
Első lépésben a szporadikus E réteg kialakulásának gyakoriságát vizsgáltam a zivataros időszakok és a szép idő időszakok esetében, az eredmény a 41. ábrán látható. Mint az

ábrán jól látható a két kialakulási gyakoriság csak néhány hónapban tért el 2009-ben, azonban semmiképp sem tekinthető jelentősnek az eltérés.

Ezt követően vizsgáltuk a szporadikus E réteg kritikus frekvenciájának, valamint a látszólagos magasságának változását 2009-ben a két csoport esetében. A 42. a.) ábrán jól látszik, hogy a kritikus frekvenciának van egy maximuma június hónapban mindkét csoport esetében. Ez a maximum könnyen értelmezhető, hiszen a kritikus frekvencia arányos a szporadikus E réteghez tartozó maximális elektronsűrűséggel, aminek értéke magasabb a nyári hónapokban, az északi féltekén az erőteljesebb napsugárzás ionizáló hatásának köszönhetően. Azonban sem a kritikus frekvencia (42. a.) ábra), sem a látszólagos magasság (42. b.) ábra) esetében nem találtunk statisztikailag szignifikáns eltérést.



42. ábra. a.) A kritikus frekvencia változása 2009-ben, b.) a látszólagos magasság változása 2009-ben. A pontozott vonal mindkét esetben az adott mennyiséghez tartozó szórást jelzi [Barta et al., 2013].



43. ábra. A kritikus frekvencia átlagos napi menete zivataros és szép idő időszakok esetében. (A pontozott vonalak a kritikus frekvenciákhoz tartozó szórásokat jelzik.) [Barta et al., 2013]

A 43. ábrán a szporadikus E réteg kritikus frekvenciájának átlagos napi menete látható a két csoport esetében. Mindkét csoportnál egy erőteljes maximum mutatkozik a nappali órákban a napsugárzás fotoionizáló hatása miatt, továbbá a délutáni órákban a viharos időszakhoz tartozó kritikus frekvencia nagyobb, azaz az elektronsűrűség megnövekszik a



zivataros időszakokban a délutáni órákban, azonban ez a különbség nem statisztikailag szignifikáns.

## Összefoglalás

Az első statisztikai elemzés során villám adatok, valamint infravörös térképek segítségével 2009 napjait 2 csoportba osztottam: zivataros napokra és szép idő napokra. A két időszakban vizsgáltam a szporadikus E réteg kialakulását, és tulajdonságait. A vizsgálat során WWLLN villámadatokat, METEOSAT–9 műhold által készített infravörös térképeket, valamint a római ionoszonda állomás ( $41.9^\circ$ ,  $12.5^\circ$ ) AIS szondája által óránként mért kritikus frekvencia (foEs) és látszólagos magasság (h'Es) adatokat használtam fel. Az első vizsgálat eredményeként nem találtam statisztikailag szignifikáns eltérést a szporadikus E réteg kialakulásának gyakoriságában, sem tulajdonságainak (foEs, h'Es) változásában a zivataros és a szép idő időszakok között. Ez alapján a zivatar jelenléte nem befolyásolja számottevően a szporadikus E réteg kialakulását, illetve viselkedését.

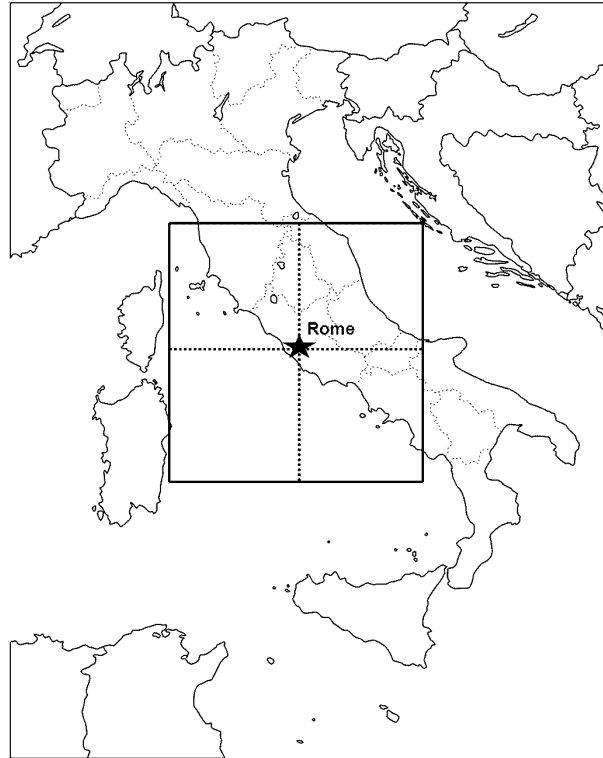
## 4.2. Szuperponált időszakok statisztikai analízis

A második elemzés során a szuperponált időszakok módszerének segítségével vizsgáltam a troposzféra–alsó ionoszféra csatolási mechanizmust a mediterrán térségben, szporadikus E réteg (kritikus frekvencia, látszólagos magasság) és villám adatok segítségével Róma 200 km-es környezetében 2009-ben (44. ábra). A vizsgálat során WWLLN (World Wide Lightning Location Network) villámadatokat, mint a zivatarkok nyomjelzőit, valamint a római ionoszféra szondázó állomás ( $41,9^\circ$  É,  $12,5^\circ$  K) DPS–42 szondája által óránként mért kritikus frekvencia (foEs) és látszólagos magasság (h'Es) adatokat használtam fel.

A vizsgálatok során a szuperponált epochák módszerével (Superposed Epoch Analysis, SEA) tanulmányoztam a kritikus frekvencia (foEs), valamint a látszólagos magasság (h'Es) változását a villám, mint referencia időpont előtti illetve az azt követő időszakban. Az elemzésben a 2009-ben a WWLLN által mért összes villám hatását vizsgáltam egyszerre, azaz az esetszám megegyezett a villámok számával: 37096. Ennek a módszernek az alkalmazása olyan helyzetet teremt, mintha egy gigantikus zivatar ionoszférára gyakorolt hatását tanulmányoznánk, azaz egy virtuális „szupervihart” modelleznénk.

A villámeloszlást mutatja a 45. alsó ábra. Az eloszlás maximumaként jelentkezik a nulla időpontban a 37096 villám összessége. Azonban  $\pm 24$  órakor másodlagos csúcsok figyelhetők meg. A mesterséges zivatar „kritikus időszakát”, a nulla időpont körüli  $\pm 25$  órát úgy választottam meg, hogy még belevettem ezeket a másodlagos csúcsokat. A kritikus frekvencia mesterséges zivatar előtti, illetve utáni időszakokban észlelt értékét hasonlítottam össze.

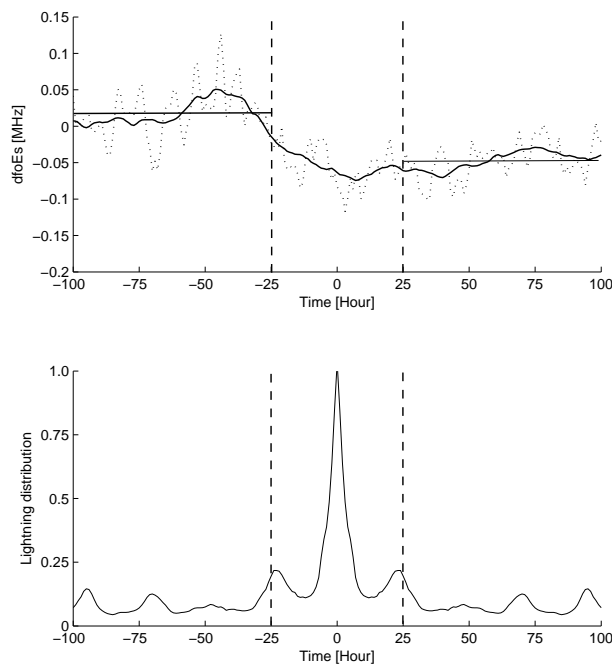
Mivel a frekvenciának van napi, valamint szezonális változása is, ezért az analízis első lépéseként kiszámoltam a kritikus frekvencia óránkénti átlagát a villámot megelőző és az azt követő 15 napban. A második lépésben meghatároztam az adott óra átlagától való eltérést a villám időpontja előtti, illetve azt követő első, második, harmadik stb. órában, így kaptam meg a kritikus frekvencia eltérés (dfoEs) értékét. Példaként, ha a villám időpontja előtti második óra délután 4 óra volt, akkor megnéztem, hogy az adott frekvencia adat milyen mértékben tér el az átlagos délután 4-órás frekvencia értékétől, és így tovább. Ugyanezeket a lépéseket végeztem el az összes villám esetén, és így mind a 37096 villám egyesített hatását tudtam vizsgálni egyszerre. Ezt az eljárást ismételtam meg a látszólagos magasság adatokra is.



44. ábra. A vizsgált terület: a római ionoszféraszondázó állomás ( $41,9^\circ$  É,  $12,5^\circ$  K) 200 km-es környezete. A harmadik vizsgálat során a területet négy részre osztottam a négy égtájnak megfelelően (északnyugat, északkelet, délnyugat, délkelet.) [Barta et al., 2014]

A következő vizsgálatokat végeztem el a szuperponált időszakok módszer felhasználásával:

- Az első elemzésben  $\pm 100$  órás időablakot véve vizsgáltam a szporadikus E réteg kritikus frekvenciájának ( $f_oE_s$ ), valamint látszólagos magasságának ( $h' E_s$ ) viruális zivatar előtti, illetve utáni időszakok átlagos értékének különbségét.
- Mivel mind a szporadikus E rétegnek [Whitehead, 1989], mind pedig a sztratoszféra–mezoszféra szélrendszerének, mely befolyásolhatja a közegen áthaladó hullámok terjedését van szezonális változása [Mingalev et al., 2012], ezért a szuperponált időszakok analízisét elvégeztem külön a négy évszak esetében is.
- Továbbá, amennyiben a zivatar haladási iránya és így az általa keltett gravitációs hullámok terjedésének az iránya is ellentétes a sztratoszféra–mezoszféra rendszerben uralkodó semleges szél irányával, a hullámok által okozott szélnyírás erőteljesebb lehet, ezért nagyobb hatást gyakorolhat a szporadikus E rétegre. Erre utal Kumar és társainak eredménye is [Kumar et al., 2009]. Az említett hatás azonosítása érdekében, a harmadik vizsgálat során négy részre osztottam a Róma körüli területet (44. ábra), és a négy égtájnak megfelelő szektorban jelentkező zivatarokra külön alkalmaztam a szuperponált epochák módszerét.
- A negyedik vizsgálat során, külön választottam a nappali és az éjszakai villámokat, és a két csoportra külön elvégeztem a szuperponált epochák analízist.



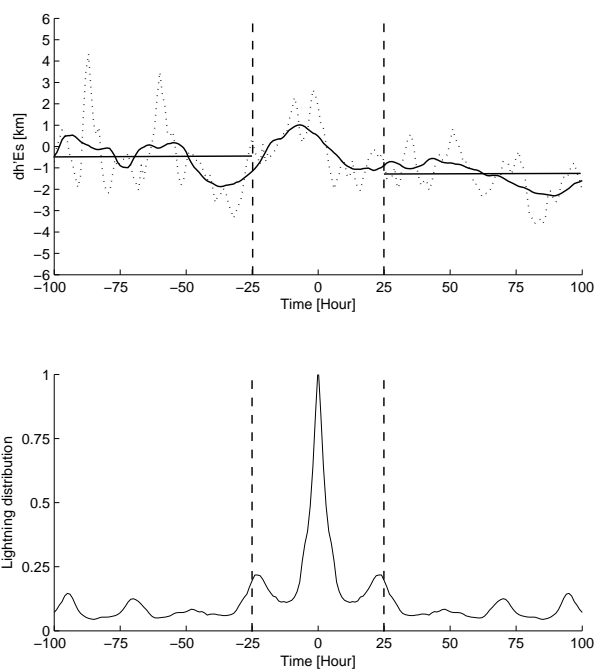
45. ábra. A kritikus frekvencia (dfoEs) változása a villám, mint referencia időpont előtti és utáni időszakban, alatta pedig a villámeloszlás. A felső ábrán a szaggatott vonal a dfoEs változását, a folytonos ennek simított átlagát, a két vízszintes szakasz pedig a virtuális zivatar időpontja előtti, illetve utáni időszak átlagát mutatják. A zivatarhoz tartozó „kritikus időszakot”  $\pm 25$  órának vettem (amelyet a függőleges szaggatott vonal jelez) [Barta et al., 2014].

#### 4.2.1. A szuperponált időszakok analízis eredménye $\pm 100$ órás időablakokat véve

Az első elemzésben  $\pm 100$  órás időablakot véve vizsgáltam a szporadikus E réteg kritikus frekvenciájának (dfoEs), valamint látszólagos magasságának (dh'Es) virtuális zivatar előtti, illetve utáni időszakra vonatkozó átlagos értékének különbségét.

A 45. ábrán látható a kritikus frekvencia (dfoEs) változása  $\pm 100$  órás időablak esetén, alatta pedig a villámeloszlás. Az esetszám megegyezik a nulla időpontban található villámok számával, azaz  $N = 37096$ . A dfoEs-ben már a virtuális zivatar időtartama alatt ( $\pm 25$  óra) csökkenés látható. A virtuális zivatart követő, és a zivatar előtti időszak átlagának összehasonlítása alapján ez a változás statisztikailag szignifikáns (lásd 1. táblázat). (Ebben a vizsgálatban statisztikailag szignifikánsnak tekintünk egy változást, ha a két időszak átlagának különbsége meghaladja a két időszak szórását.) Az észlelt csökkenés egy a villámokhoz, mint a zivatar nyomjelzőihez köthető elektronsűrűség csökkenés jele a szporadikus E rétegben.

A 46. ábrán a látszólagos magasság (dh'Es) változása a villám, mint referencia időpont előtti és utáni 100 órában, alatta pedig a villámeloszlás látható, mint a kritikus frekvencia esetében. A zivatar utáni időszak átlaga  $\sim 1$  km-el kevesebb, az azt megelőző időszak átlagához képest, hasonlóan Davis és Johnson eredményéhez [Davis and Johnson, 2005], ez a csökkenés azonban nem szignifikáns (2. táblázat).



46. ábra. A látszólagos magasság (dh'Es) változása a villám, mint referencia időpont előtti és utáni 100 órában, alatta pedig a villámeloszlás. A felső ábrán a szaggatott vonal a dh'Es változását, a folytonos ennek simított átlagát, a két vízszintes szakasz pedig a virtuális zivatar időpontja előtti, illetve utáni időszak átlagát mutatják. A zivatarhoz tartozó „kritikus időszakot”  $\pm 25$  órának vettem (amelyet a függőleges szaggatott vonal jelez) [Barta et al., 2014].

SEA $\pm 100$ órás időablak esetén	
Átlag (előtte)	Átlag (utána)
0,0195	-0,0470
Szórás (előtte)	Szórás (utána)
0,0352	0,0251
Különbség: 0,0665 $\rightarrow$ Szignifikáns különbség.	

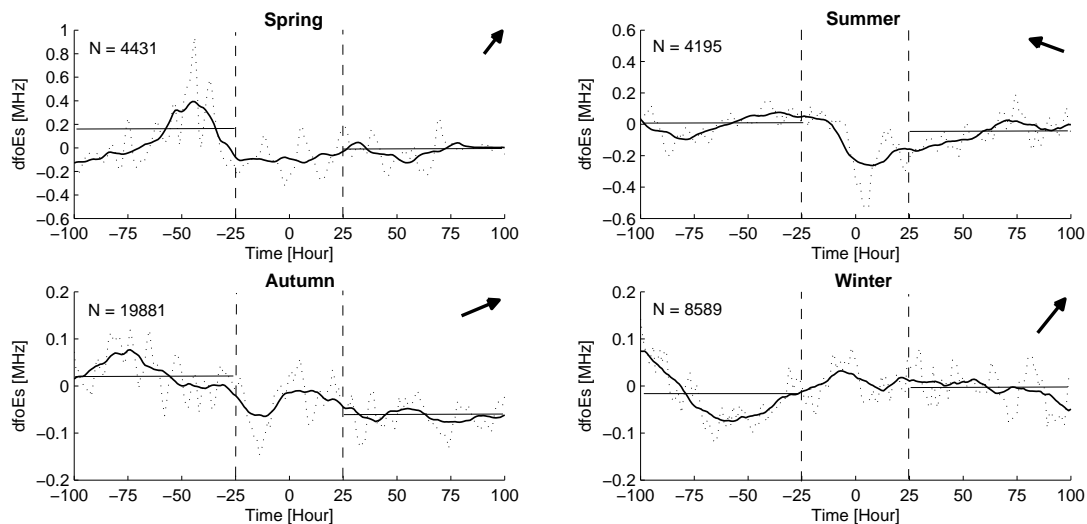
1. táblázat. A kritikus frekvenciára (dfoEs) elvégzett szuperponált időszakok analízis eredménye  $\pm 100$  órás időablakokat véve.

SEA $\pm 100$ órás időablak esetén	
Átlag (előtte)	Átlag (utána)
-0,4934	-1,7510
Szórás (előtte)	Szórás (utána)
2,2287	1,4679
Különbség: 1,2576 $\rightarrow$ Nem szignifikáns különbség.	

2. táblázat. A látszólagos magasságra (dh'Es) elvégzett szuperponált időszakok analízis eredménye  $\pm 100$  órás időablakokat véve.

#### 4.2.2. A szuperponált időszakok analízis eredménye különböző évszakok esetén

Mivel mind a szporadikus E rétegnek [Whitehead, 1989], mind pedig a sztratoszféra–mezoszféra szélrendszerének – amely befolyásolhatja a közegen áthaladó hullámok terjedését – van szezonális változása [Mingalev et al., 2012], ezért a szuperponált időszakok analízisét elvégeztem külön a négy évszak esetében is.



47. ábra. A kritikus frekvencia (dfoEs) változása a villám, mint referencia időpont előtti és utáni 100 órában a négy évszak esetén. Az ábrákon N az esetszámot, azaz az adott időszakban bekövetkező villámkisülések számát jelzi [Barta et al., 2014].

Az eredmény a 47. ábrán (kritikus frekvencia) illetve a 48. ábrán (látszólagos magasság) látható, ahol a nyilak az adott évszakban uralkodó sztratoszféra–mezoszféra szél irányát jelzik [Mingalev et al., 2012]. A kritikus frekvencia esetében a két átlag különbsége csak az őszi időszakban statisztikailag szignifikáns (3. táblázat), amikor az egy hónapban bekövetkező villámkisülések száma maximális a mediterrán térségben (lásd 49. ábra), azaz ekkor alakul ki a legtöbb zivatar. Következésképpen éves szinten ebben az időszakban várható a legjelentősebb hatása a zivataroknak a szporadikus E rétegre.

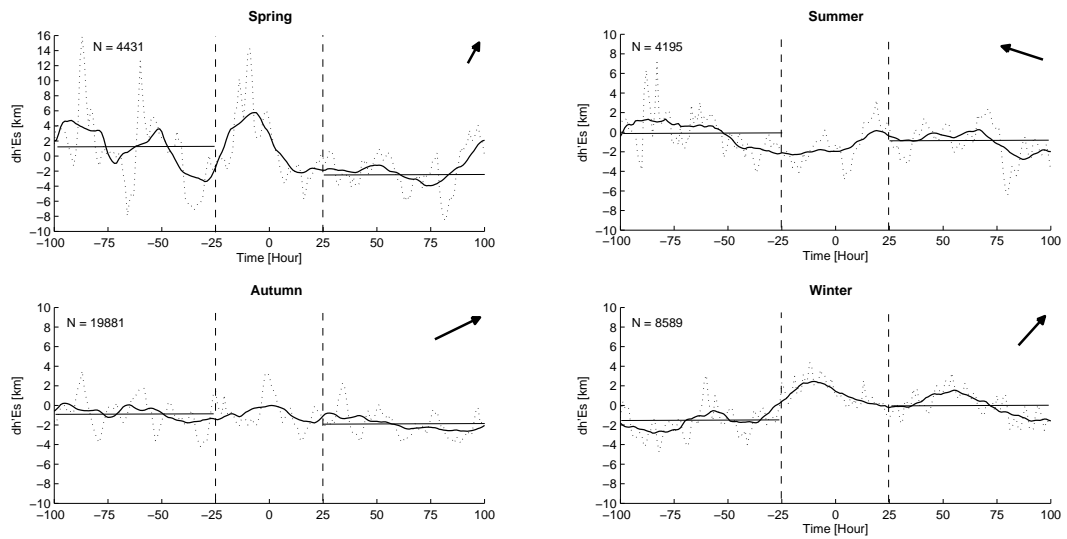
A látszólagos magasság esetében nem tapasztalható semmilyen, konkrétan az évszakhoz, vagy az aktuális szélirányhoz kötődő szignifikáns szisztematikus változás (4. táblázat). Legtöbb esetben ugyanúgy csökkenő trend jellemző a  $dh'Es$  értékeire, kivéve télen, ekkor a csökkenés helyett egy növekedés látható, azonban a zivatar előtti és utáni időszakok különbsége egyik esetben sem statisztikailag szignifikáns.

Tavaszi		Nyári	
Átlag (előtte)	Átlag (utána)	Átlag (előtte)	Átlag (utána)
0,0783	-0,0204	0,0004	-0,0583
Szórás (előtte)	Szórás (utána)	Szórás (előtte)	Szórás (utána)
0,2549	0,1047	0,0827	0,0902
Különbség: 0,0986 → Nem szign. kül.		Különbség: 0,0587 → Nem szign. kül.	
Őszi		Téli	
Átlag (előtte)	Átlag (utána)	Átlag (előtte)	Átlag (utána)
0,0288	-0,0644	-0,0238	-0,0041
Szórás (előtte)	Szórás (utána)	Szórás (előtte)	Szórás (utána)
0,0451	0,0308	0,0576	0,0418
Különbség: 0,0932 → Szignifikáns kül.		Különbség: 0,0196 → Nem szign. kül.	

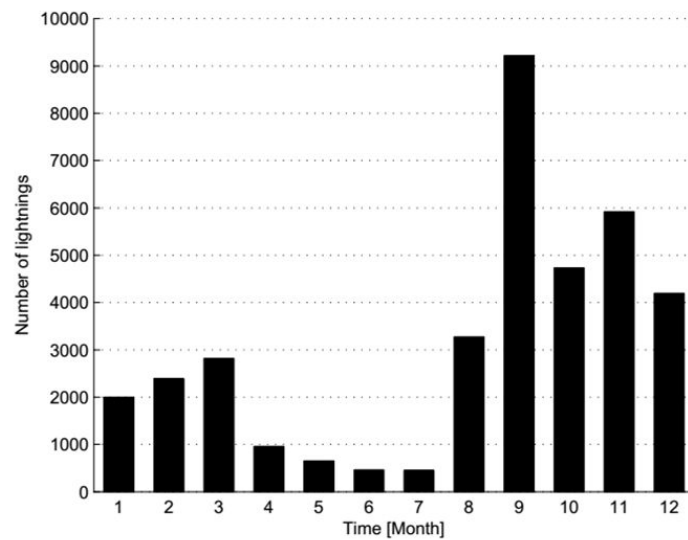
3. táblázat. A kritikus frekvenciára (dfoEs) elvégzett szuperponált időszakok analízis eredménye a négy évszakra külön-külön.

Tavaszi		Nyári	
Átlag (előtte)	Átlag (utána)	Átlag (előtte)	Átlag (utána)
0,9402	-1,8229	-0,0190	-1,0766
Szórás (előtte)	Szórás (utána)	Szórás (előtte)	Szórás (utána)
4,8226	2,7129	2,1139	1,8584
Különbség: 2,7631 → Nem szign. kül.		Különbség: 1,0576 → Nem szign. kül.	
Őszi		Téli	
Átlag (előtte)	Átlag (utána)	Átlag (előtte)	Átlag (utána)
-0,8297	-1,8992	-1,6548	-0,0311
Szórás (előtte)	Szórás (utána)	Szórás (előtte)	Szórás (utána)
1,6346	1,3204	1,5570	1,4107
Különbség: 1,0695 → Nem szign. kül.		Különbség: 1,5437 → Nem szign. kül.	

4. táblázat. A látszólagos magasságra (dh'Es) elvégzett szuperponált időszakok analízis eredménye a négy évszakra külön-külön.



48. ábra. A látszólagos magasság ( $dh'Es$ ) változása a villám, mint referencia időpont előtti és utáni 100 órában a négy évszak esetén [Barta et al., 2014].

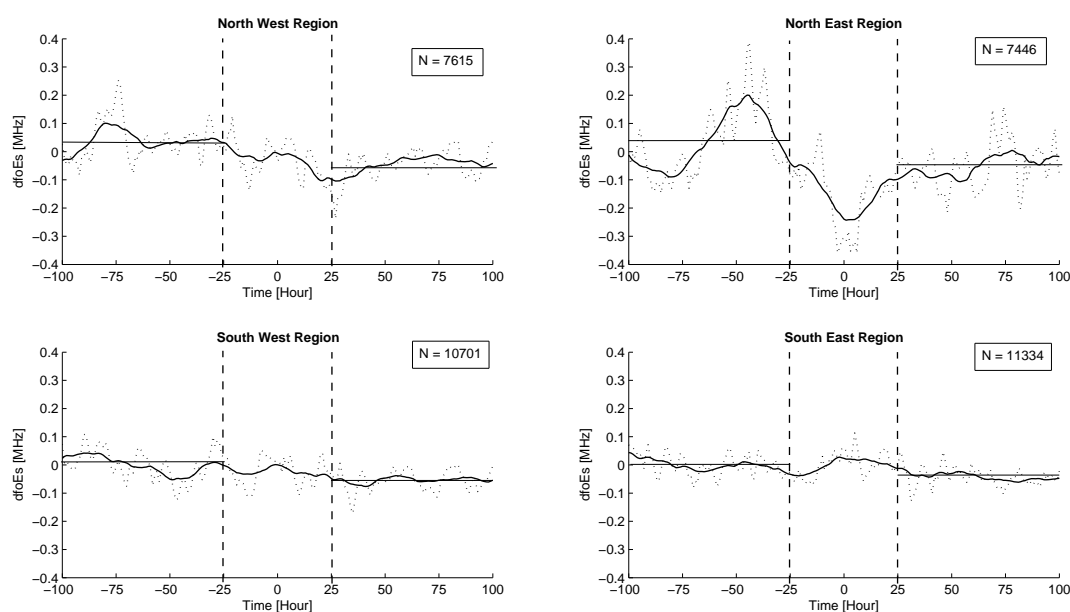


49. ábra. A villámaktivitás éves eloszlása a WWLLN mérései alapján 2009-ben [Barta et al., 2014].

### 4.2.3. A szuperponált időszakok analízis eredménye a négy égtáj esetén

Amennyiben a zivatar haladási iránya, és így az általa keltett gravitációs hullámok terjedésének az iránya is ellentétes, a sztratoszféra–mezoszféra rendszerben uralkodó semleges szél irányával a hullámok által okozott szélnyírás erőteljesebb lehet, és így nagyobb hatást gyakorolhat a szporadikus E rétegre. Erre utal Kumar és társainak eredménye is [Kumar et al., 2009].

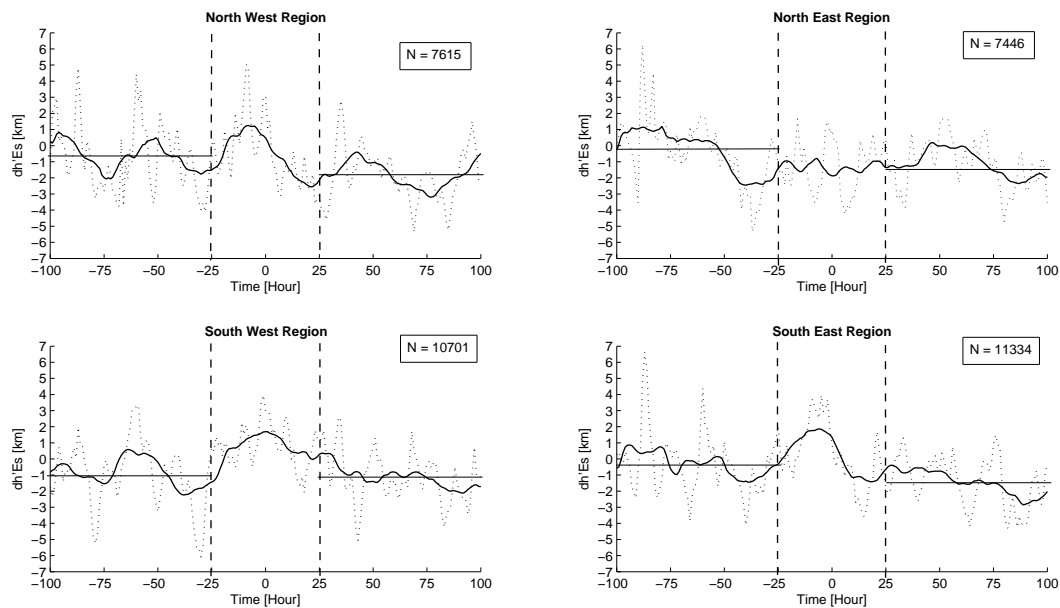
Ezen hatás vizsgálata érdekében, a harmadik elemzés során négy részre osztottam a Róma körüli területet (44. ábra), és a négy égtáj esetén megjelenő zivatarokra külön elvégeztem a szuperponált epochák analízisét. Az eredményeket az 50. és az 51. ábra szemlélteti. Mingalev és társai eredményei alapján az év legnagyobb részében a mediterrán térségben északkeleti az uralkodó szélirány, mint ahogy azt a 47. és a 48. ábrán is láthattuk már [Mingalev et al., 2012].



50. ábra. A kritikus frekvencia (dfoEs) változása a villám, mint referencia időpont előtti és utáni 100 órában a négy égtáj esetén [Barta et al., 2014].



Az analízis eredménye alapján a kritikus frekvencia virtuális zivatar utáni, és előtte lévő időszakban mért átlagának a különbsége akkor a legnagyobb (lásd 5. táblázat), ha a zivatar az északkeleti szektorban helyezkedik el, azaz iránya ellentétes az átlagos éves sztratoszféra–mezoszféra szélhez viszonyítva, az ionoszféraszondázó állomás szemszögéből (50. ábra). Ez a megállapítás összhangban van Kumar és társai [Kumar et al., 2009] eredményével, vagyis, hogy a zivatar hatása az ionoszférára akkor a legjelentősebb, ha a zivatar érkezési iránya ellentétes az átlagos semleges szélhez viszonyítva. Az általam erre a szektorra számított különbség azonban statisztikailag nem szignifikáns, mert a  $dfoEs$  értékek nagy szórást mutatnak a virtuális zivatart megelőző időszakban.



51. ábra. A látszólagos magasság ( $dh'Es$ ) változása a villám, mint referencia időpont előtti és utáni 100 órában a négy égtáj esetén [Barta et al., 2014].

A látszólagos magasság virtuális zivatar utáni értéke a zivatar előtti időszakhoz viszonyítva, egyik égtáj esetén sem mutat statisztikailag szignifikáns változást (6. táblázat, 51. ábra).

Északnyugat		Északkelet	
Átlag (előtte)	Átlag (utána)	Átlag (előtte)	Átlag (utána)
0,0380	-0,0465	0,0357	-0,0494
Szórás (előtte)	Szórás (utána)	Szórás (előtte)	Szórás (utána)
0,0705	0,0543	0,1295	0,0805
Különbség: 0,0845 → Szignifikáns kül.		Különbség: 0,0851 → Nem szign. kül.	
Délnyugat		Délkelet	
Átlag (előtte)	Átlag (utána)	Átlag (előtte)	Átlag (utána)
0,0024	-0,0545	0,0005	-0,0420
Szórás (előtte)	Szórás (utána)	Szórás (előtte)	Szórás (utána)
0,0550	0,0370	0,0385	0,0337
Különbség: 0,0569 → Szignifikáns kül.		Különbség: 0,0426 → Szignifikáns kül.	

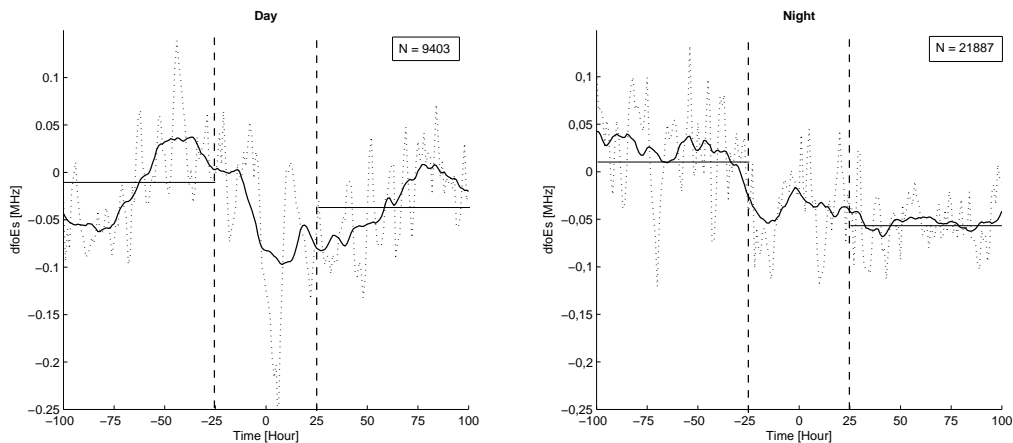
5. táblázat. A kritikus frekvenciára (dfoEs) elvégzett szuperponált időszakok analízis eredménye a négy égtáj esetén.

Északnyugat		Északkelet	
Átlag (előtte)	Átlag (utána)	Átlag (előtte)	Átlag (utána)
-0,7255	-1,8083	-0,3048	-1,1546
Szórás (előtte)	Szórás (utána)	Szórás (előtte)	Szórás (utána)
2,0989	1,6976	2,0677	1,4941
Különbség: 1,0829 → Nem szign. kül.		Különbség: 0,8498 → Nem szign. kül.	
Délnyugat		Délkelet	
Átlag (előtte)	Átlag (utána)	Átlag (előtte)	Átlag (utána)
-0,9917	-1,0938	-0,2868	-1,4290
Szórás (előtte)	Szórás (utána)	Szórás (előtte)	Szórás (utána)
2,0819	1,5834	1,9464	1,5502
Különbség: 0,1021 → Nem szign. kül.		Különbség: 1.1423 → Nem szign. kül.	

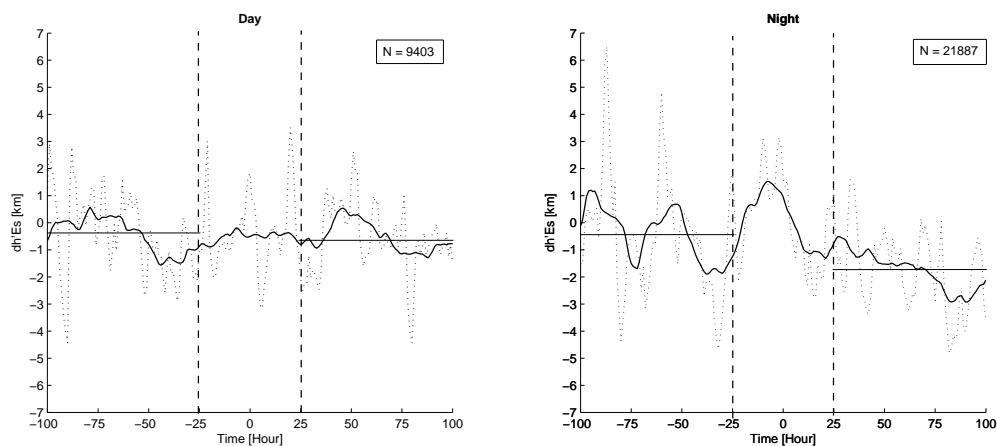
6. táblázat. A látszólagos magasságra (dh'Es) elvégzett szuperponált időszakok analízis eredménye a négy égtáj esetén.

#### 4.2.4. Szuperponált időszakok analízis nappali és éjszakai villámokra külön elvégezve

A nappali és éjszakai villámokra külön elvégzett szuperponált időszakok analízis eredményeit mutatja az 52. és az 53. ábra. A  $dfoEs$  értékeire mindkét esetben egy csökkenő trend a jellemző, ahogy ez az 52. ábrán is látszik, azonban a virtuális zivatar utáni, és előtti időszakok átlagának a különbsége csak az éjszakai esetben statisztikailag szignifikáns (7. táblázat). Ez alapján a zivatar és a szporadikus E réteg közötti csatolási mechanizmusok erőteljesebbek az éjszaka folyamán. A szporadikus E réteg alatt elhelyezkedő D réteg elektronsűrűsége nagyobb a nappali időszakban a napsugárzás fotoionizációja következtében. Emiatt a zivatar és az Es közötti elektrdinamikai energiacsatolás erőteljesebb az éjszakai órákban, amikor a D réteg elektronsűrűsége alacsonyabb.



52. ábra. A kritikus frekvencia ( $dfoEs$ ) változása a villám, mint referencia időpont előtti és utáni 100 órában nappali és éjszakai villámok esetén [Barta et al., 2014].



53. ábra. A látszólagos magasság ( $dh'Es$ ) változása a villám, mint referencia időpont előtti és utáni 100 órában nappali és éjszakai villámok esetén [Barta et al., 2014].

A virtuális magasság (dfoEs) változása is hasonló eredményt mutat, a két időszak átlagának a különbsége nagyobb az éjszakai órákban, azonban egyik esetben sem statisztikailag szignifikáns (7. táblázat, 53. ábra.).

Nappal		Éjszaka	
Átlag (előtte) -0,0127	Átlag (utána) -0,0336	Átlag (előtte) 0,0254	Átlag (utána) -0,0536
Szórás (előtte) 0,0533	Szórás (utána) 0,0465	Szórás (előtte) 0,0470	Szórás (utána) 0,0293
Különbség: 0,0209 → Nem szign. kül.		Különbség: 0,0790 → Szignifikáns kül.	

7. táblázat. A kritikus frekvenciára (dfoEs) elvégzett szuperponált időszakok analízis eredménye a nappali és az éjszakai villámokra.

Nappal		Éjszaka	
Átlag (előtte) -0,4361	Átlag (utána) -0,6391	Átlag (előtte) -0,4621	Átlag (utána) -1,7510
Szórás (előtte) 1,5446	Szórás (utána) 1,2768	Szórás (előtte) 2,2305	Szórás (utána) 1,4679
Különbség: 0,2029 → Nem szign. kül.		Különbség: 1,2889 → Nem szign. kül.	

8. táblázat. A látszólagos magasságra (dh'Es) elvégzett szuperponált időszakok analízis eredménye a nappali és az éjszakai villámokra.

#### 4.2.5. Összefoglalás

A második elemzés során a szuperponált időszakok módszerének segítségével vizsgáltam a troposzféra–alsó ionoszféra csatolási mechanizmust a mediterrán térségben szporadikus E réteg (kritikus frekvencia, látszólagos magasság), valamint villám adatok segítségével Róma 200 km-es környezetében 2009-ben. A vizsgálat során WWLLN (World Wide Lightning Location Network) villámadatokat, mint a zivatarok nyomjelzőit, valamint a római ionoszféra szondázó állomás (41.9°, 12.5°) AIS szondája által óránként mért kritikus frekvencia (foEs) és látszólagos magasság (h'Es) adatokat használtam fel. Ennek a módszernek az alkalmazása olyan helyzetet teremt, mintha egy gigantikus zivatar ionoszférára gyakorolt hatását tanulmányoznánk, azaz egy virtuális szupervihart modellezzünk.

Az első elemzésben  $\pm 100$  órás időablakot véve vizsgáltam a szporadikus E réteg kritikus frekvenciájának (dfoEs), valamint látszólagos magasságának (dh'Es) virtuális zivatar előtti, illetve utáni időszakra vonatkozó átlagos értékének különbségét. A dfoEs-ben már a virtuális zivatar időtartama alatt csökkenés tapasztalható. A virtuális zivatart követő, és a zivatar előtti időszak átlagának összehasonlítása alapján ez a változás statisztikailag szignifikáns. Az észlelt csökkenés egy, a villámokhoz, mint a zivatar nyomjelzőihez köthető elektronsűrűség csökkenés jele a szporadikus E rétegben. A látszólagos magasság zivatar utáni időszakra vonatkoztatott átlaga  $\sim 1$  km-el kevesebb az azt megelőző időszak átlagához képest, ez a csökkenés azonban nem szignifikáns.

Mivel mind a szporadikus E rétegnek [Whitehead, 1989], mind pedig a sztratoszféra–mezoszféra szélrendszerének – mely befolyásolhatja a közegen áthaladó hullámok terjedését – van szezonális változása [Mingalev et al., 2012], ezért a szuperponált időszakok

analízisét elvégeztem külön a négy évszak esetében is. A kritikus frekvencia esetében a két átlag különbsége csak az őszi időszakban statisztikailag szignifikáns, amikor az egy hónapban bekövetkező villámkisülések száma maximális a mediterrán térségben. Következésképpen éves szinten ebben az időszakban várható a legjelentősebb hatása a zivataroknak a szporadikus E rétegre.

A harmadik vizsgálat során négy részre osztottam a Róma körüli területet, és a négy égtáj esetén megjelenő zivatarokra külön elvégeztem a szuperponált epochák analízisét, annak érdekében, hogy megvizsgáljam, a zivatar érkezésének iránya befolyásolja-e az ionoszférára gyakorolt hatásának a mértékét. Az analízis eredménye alapján a kritikus frekvencia virtuális zivatar utáni, és azt megelőző időszakban mért átlagának a különbsége akkor a legnagyobb, ha a zivatar az északkeleti szektorban helyezkedik el, azaz iránya ellentétes az átlagos éves sztratoszféra–mezoszféra szélhez viszonyítva, az ionoszféraszondázó állomás szemszögéből. Ez a különbség azonban statisztikailag nem szignifikáns, mert a dfoEs értékek nagy szórást mutatnak a virtuális zivatart megelőző időszakban.

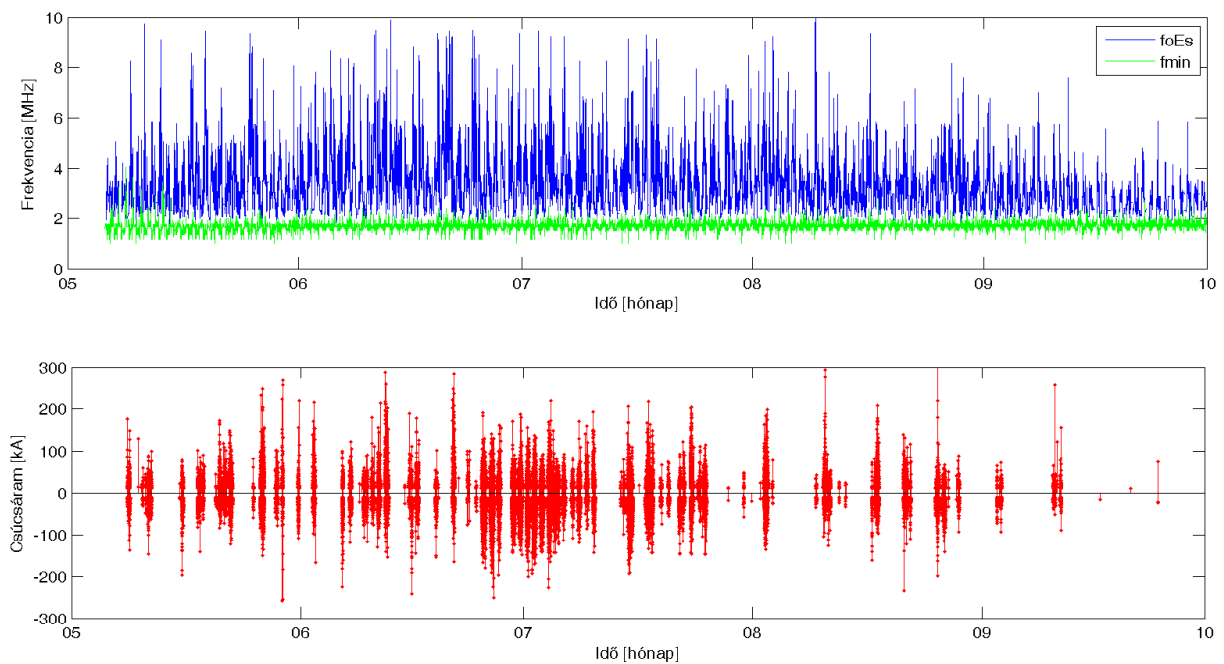
A nappali és éjszakai villámokra külön elvégzett szuperponált időszakok analízis eredménye alapján a dfoEs értékeire mindkét esetben egy csökkenő trend a jellemző, azonban a virtuális zivatar utáni, és előtti időszakok átlagának a különbsége csak az éjszakai esetben statisztikailag szignifikáns. Ez alapján a zivatar és a szporadikus E réteg közötti csatolási mechanizmusok erőteljesebbek az éjszaka folyamán, amikor az Es alatt elhelyezkedő D réteg elektronsűrűsége alacsonyabb.

Az is megállapítható, hogy a 4.2.2., 4.2.3 és 4.2.4. alfejezetekben tárgyalt eredmények több esetben (lásd 50. ábra (északkeleti irány), 51. ábra (északnyugati és délnyugati irány), 52. ábra (nappal) és 53. ábra. (éjjel)) periódikus (2-4 nap) változást is mutatnak, melyek a jelen analízisben szórásnövelő hatásként jelennek meg. Meg kell azonban jegyezni, hogy ezek a periódusok a planetáris hullámok periódustartományába tartoznak és fizikai tartalommal rendelkező változások is lehetnek. Azonban ezen periódikus változások eredetének vizsgálata nem képezi a jelen analízis tárgyát, a kutatás egy lehetséges jövőbeni irányát jelenti.

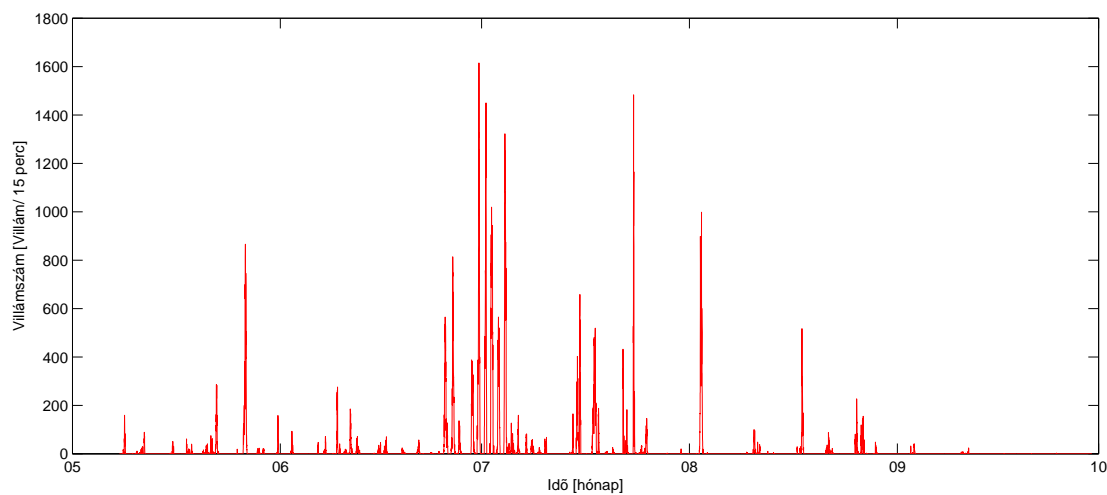
### 4.3. Korrelációszámítás

A harmadik statisztikai elemzés során a zivatar aktivitása és az alsó ionoszféra közötti kapcsolat erősségét a korrelációszámítás segítségével vizsgáltam. A vizsgálat során a pruhonicei ionoszféra állomás (50° É, 14,5° K) DPS-4D digiszondája által negyedóránként mért ionoszféra paramétereket ( $f_{min}$ ,  $f_{oEs}$ ,  $f_{bEs}$ ), valamint a LINET európai villámfigyelő hálózat által a szondázó állomás 200 km-es környezetében 2009 nyarán észlelt villám adatokat használtam fel. Az 54. ábrán az  $f_{min}$  és az  $f_{oEs}$  paraméter változása, valamint a LINET európai villámfigyelő hálózat által észlelt villámok láthatóak 2009. május 8. és szeptember 30. között.

Mivel a DPS-4D digiszonda negyedóránként készít ionogramot, az ionoszférikus adatok negyedórás felbontásban érhetőek el, ezért a zivatar aktivitást a negyedóránként bekövetkező villámkisülések számával definiáltam. A számítási kapacitás korlátossága miatt, az elemzések során csak 10 kA-nél nagyobb csúcsáramú villámkisüléseket vettem figyelembe. Ez nem csorbítja az elemzések relevanciáját, ugyanis a szakirodalom szerint az egyedi villámkisülések közül csak a legintenzívebbek (csúcsáram > 100 kA) okoznak mérhető változásokat az alsó ionoszférában [Marshall and Inan, 2010], [Marshall et al., 2010]. Az 55. ábrán a 2009. május 8. és szeptember 30. között negyedóránként bekövetkező, 10 kA-nél nagyobb csúcsáramú villámok száma látható.



54. ábra. A pruhonicei DPS-4D digiszonda által mért  $f_{min}$  és  $f_{oEs}$  ionoszférikus paraméter változása 2009. május 8 és szeptember 30 között, valamint a LINET európai villámfigyelő hálózat által ugyanezen időszakban a szondázó állomás 200 km-es környezetében észlelt villámok.



55. ábra. A negyedóránként bekövetkező, 10 kA-nél nagyobb csúcsáramú villámok száma 2009. május 8. és szeptember 30. között a LINET európai villámfigyelő hálózat mérései alapján.

Először a 2009 nyarán észlelt 10 legintenzívebb zivatarra végeztem el a korrelációs számítást. Ezen zivatarok legaktívabb időszakában a villámszám meghaladta az 550 villám/negyedórát (55. ábra).

Az első ilyen zivatar 2009. 05. 26-án vonult keresztül a közép-európai térségen. Az analízis első lépéseként referenciaként kiválasztottam ezen időpont körül 10 olyan napot, amikor egy villámot sem észlelt a LINET az adott térségben, azaz a villámszám 0 volt az adott nap minden negyedórájában. Ezen 10 referencianap adatait véve kiszámoltam az ionoszférikus paraméterek ( $f_{min}$ ,  $f_{oEs}$ ,  $f_{bEs}$ ) negyedóránkénti átlagát. Ezt követően vettem a zivataros nap negyedóránként mért ionoszféra paramétereinek átlagostól vett eltérését, így mindegyik paraméterre külön megkaptam a különbség értékeket ( $\Delta f_{min}$ ,  $\Delta f_{oEs}$ ,  $\Delta f_{bEs}$ ). Az analízis utolsó lépéseként összehasonlítottam a villámszámot az átlagtól való eltérés mértékével az egyes ionoszféra paraméterek esetében: kirajoltam a változók pontfelhő (scatter plot) diagramját, kiszámoltam a villámszám és az egyes ionoszférikus paraméterek átlagtól való eltérésének lineáris korrelációs (vagy Pearson-féle) együttható értékét. A korrelációs együttható értékének számítását a MATLAB program segítségével végeztem, az alábbi képlet alapján:

$$r = \frac{n \sum_{i=1}^n x_i y_i - \sum_{i=1}^n x_i \sum_{i=1}^n y_i}{\sqrt{\left( n \sum_{i=1}^n x_i^2 - \left( \sum_{i=1}^n x_i \right)^2 \right) \left( n \sum_{i=1}^n y_i^2 - \left( \sum_{i=1}^n y_i \right)^2 \right)}} \quad (118)$$

$$= \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}},$$

ahol  $x_1, x_2, \dots, x_n$  és  $y_1, y_2, \dots, y_n$  a két változóra vett mintát jelölik. Az  $r$  értéke dimenzió nélküli szám és a  $[-1, 1]$  zárt intervallumban helyezkedik el:  $-1$  esetén (maximális) negatív,  $+1$  érték esetén (maximális) pozitív korrelációról beszélünk. Ha az  $r = 0$ , akkor a vizsgált két változó kapcsolatát korrelálatlanoknak nevezzük. Ha a változók korrelálatlanok még nem jelenti azt, hogy a változók függetlenek is egymástól.

Az eljárást megismételtem mind a 10 kiválasztott zivatar esetében. A kiválasztott zivatark, valamint a hozzá tartozó referencianapok dátumait a 9. táblázat tartalmazza.

Végül összesítettem az egyes zivatark esetén előálló villámszám–adott ionoszféra paraméter átlagtól való eltérésének értékeit, és az összesített értékpárookra (villámszám– $\Delta f_{min}$ , villámszám– $\Delta f_{oEs}$ , villámszám– $\Delta f_{bEs}$ ) is elvégeztem a korrelációs számítást.

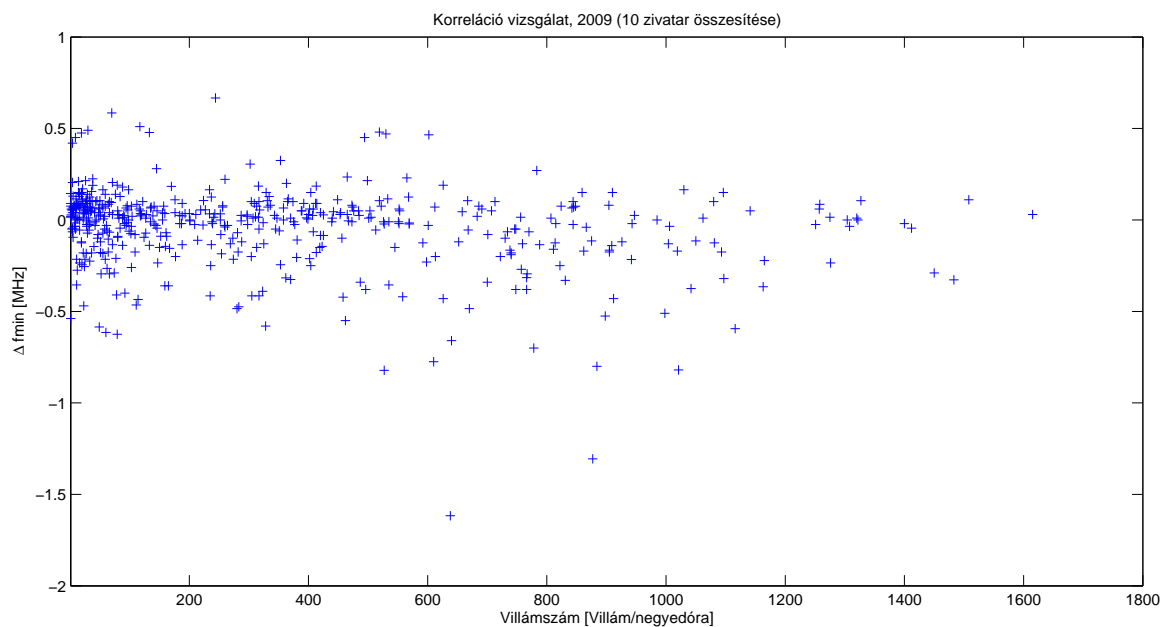
A villámszám– $\Delta f_{min}$  ( $f_{min}$  paraméter átlagostól való eltérése) értékpárok pontfelhő diagramját mutatja az 56. ábra. Ahogy az ábrán is látszik a  $\Delta f_{min}$  értékek a 0 érték körül meglehetősen szórnak. A korrelációs együttható alapján nagyon gyenge a korreláció a villámszám és a  $\Delta f_{min}$  között,  $r = -0,1982$ .

Az 57. ábra a villámszám– $\Delta f_{oEs}$  értékpárok pontfelhő diagramját ábrázolja. Az ábrán látható, hogy nagyobb villámszámok esetén a pontok inkább a nulla vonal alatt helyezkednek el, azaz az átlagtól való eltérés inkább negatív, ami az átlagosnál kisebb elektronsűrűséget jelez a szporadikus E rétegben. Azonban ez a kapcsolat, vagyis a zivatar aktivitásának a hatása az Es elektronsűrűségére nagyon gyenge,  $r$  mindössze  $-0,1616$ .

A villámszám– $\Delta f_{bEs}$  értékpárok pontfelhő diagramja látható az 58. ábrán. A  $\Delta f_{bEs}$  értékek ez esetben is meglehetősen szórnak a 0 érték körül. A korrelációs együttható alapján pedig nagyon gyenge a kapcsolat a villámszám és a  $\Delta f_{bEs}$  között,  $r = 0,0227$ .

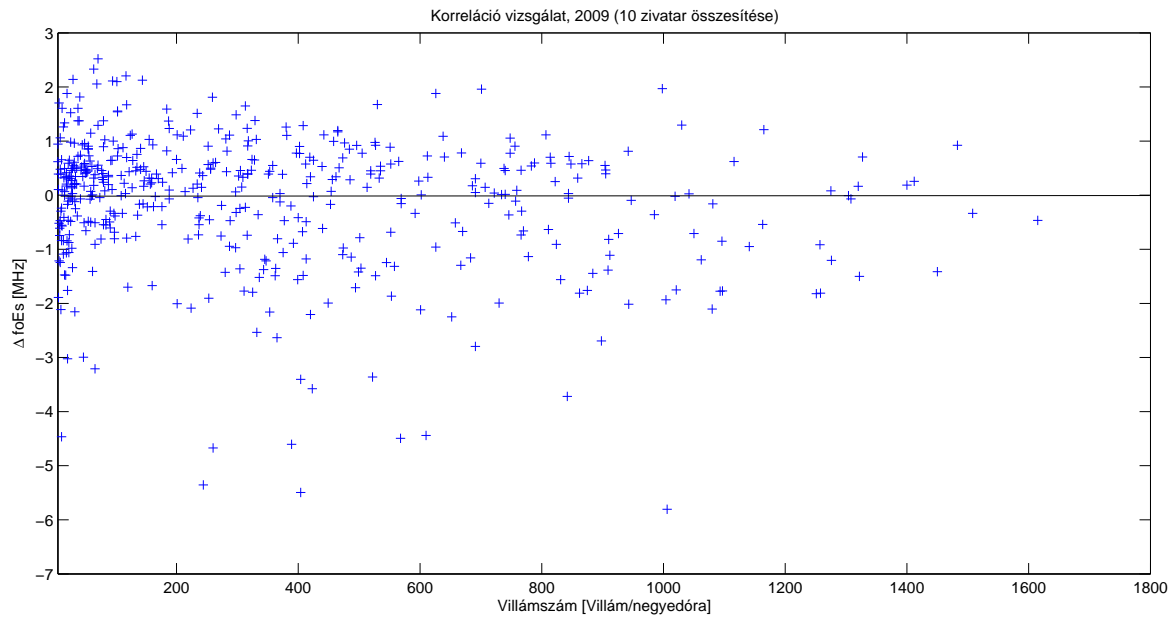
Zivatar dátuma	Referencianapok
2009. 05. 26.	05. 19., 05. 23., 05. 24., 05. 25., 05. 27., 05. 30., 06. 03., 06. 04., 06. 05., 06. 08.
2009. 06. 25.	06. 03., 06. 04., 06. 05., 06. 13., 06. 14., 06. 17., 06. 18., 06. 20., 06. 22., 06. 28.
2009. 06. 26.	06. 03., 06. 04., 06. 05., 06. 13., 06. 14., 06. 17., 06. 18., 06. 20., 06. 22., 06. 28.
2009. 06. 30.	06. 13., 06. 14., 06. 17., 06. 18., 06. 20., 06. 22., 06. 28., 07. 11., 07. 13., 07. 21.
2009. 07. 01.	06. 13., 06. 14., 06. 17., 06. 18., 06. 20., 06. 22., 06. 28., 07. 11., 07. 13., 07. 21.
2009. 07. 02.	06. 13., 06. 14., 06. 17., 06. 18., 06. 20., 06. 22., 06. 28., 07. 11., 07. 13., 07. 21.
2009. 07. 04.	06. 13., 06. 14., 06. 17., 06. 18., 06. 20., 06. 22., 06. 28., 07. 11., 07. 13., 07. 21.
2009. 07. 15.	07. 11., 07. 12., 07. 13., 07. 21., 07. 26., 07. 27., 07. 28., 07. 29., 07. 31., 08. 01.
2009. 07. 23.	07. 11., 07. 12., 07. 13., 07. 21., 07. 26., 07. 27., 07. 28., 07. 29., 07. 31., 08. 01.
2009. 08. 02.	07. 26., 07. 27., 07. 28., 07. 29., 07. 31., 08. 01., 08. 04., 08. 05., 08. 06., 08. 07.

9. táblázat. A korrelációs számításához kiválasztott zivatarok dátumai, valamint a hozzá tartozó referencianapok (hónap, nap).

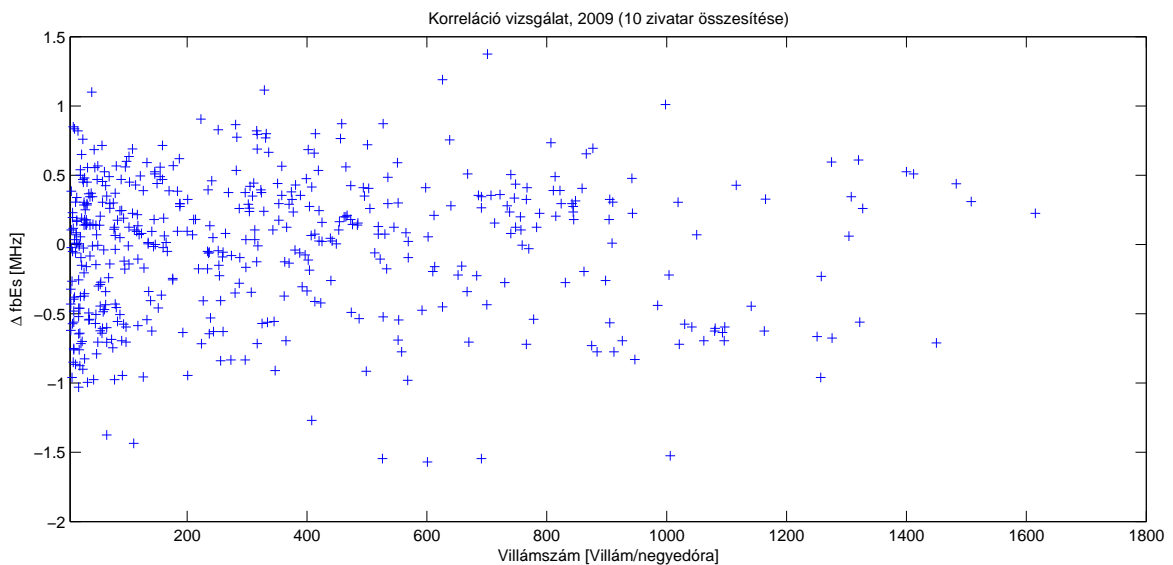


56. ábra. A villámszám– $\Delta f_{\min}$  értékpárok pontfelhő diagramja.





57. ábra. A villámszám– $\Delta foEs$  értékpárok pontfelhő diagramja.



58. ábra. A villámszám– $\Delta fbEs$  értékpárok pontfelhő diagramja.

A szakirodalomban ismertetett vizsgálatok ([Taranenko et al., 1993], [Toledo-Redondo et al., 2012], [Lay et al., 2013]), valamint az előző fejezetben leírt szuperonált időszakok analízis eredményei azt mutatják, hogy a zivatarok és az alsó ionoszféra között a csatolás erőteljesebb az éjszaka folyamán. Ezért a korrelációs számítást elvégeztem külön éjszakai zivatarokra is, azaz olyan esetekre, amikor a zivatar maximális villámszáma meghaladta a 100 villám/negyedórát az éjszakai időszakban (világidő szerint 19:00 és 02:59 között).

Zivatar dátuma	Referencianapok
2009. 05. 26.	05. 19., 05. 23., 05. 24., 05. 25., 05. 27., 05. 30., 06. 03., 06. 04., 06. 05., 06. 08.
2009. 06. 25.	06. 03., 06. 04., 06. 05., 06. 13., 06. 14., 06. 17., 06. 18., 06. 20., 06. 22., 06. 28.
2009. 06. 26.	06. 03., 06. 04., 06. 05., 06. 13., 06. 14., 06. 17., 06. 18., 06. 20., 06. 22., 06. 28.
2009. 07. 17-18.	07. 11., 07. 12., 07. 13., 07. 21., 07. 26., 07. 27., 07. 28., 07. 29., 07. 31., 08. 01.
2009. 08. 02.	07. 26., 07. 27., 07. 28., 07. 29., 07. 31., 08. 01., 08. 04., 08. 05., 08. 06., 08. 07.
2009. 08. 17.	08. 07., 08. 08., 08. 13., 08. 14., 08. 15., 08. 16., 08. 19., 08. 20., 08. 23., 08. 24.
2009. 08. 25.	08. 16., 08. 19., 08. 20., 08. 23., 08. 24., 08. 29., 08. 30., 08. 31., 09. 01., 09. 02.

10. táblázat. A korrelációs számításához kiválasztott éjszakai zivatarok dátumai, valamint a hozzá tartozó referencianapok (hónap, nap).

2009. május 8. és szeptember 30. között 8 ilyen zivatar volt, melyek dátumait, valamint az adott zivatarhoz tartozó referencianapokat a 10. táblázat tartalmazza. A táblázatban szereplő éjszakai zivatarokon kívül még 2009. 07. 22-én hajnalban (01:30–04:00) vonult át egy intenzív zivatar a területen, legaktívabb időszakában a villámszám meghaladta a 400 villám/negyedórát, ami az éjjeli/hajnali zivatarok esetében nagyon ritka. Azonban ebben az időszakban a szporadikus E réteg eltűnt, azaz elektronsűrűsége a detektálhatósági határ alá csökkent, így foEs, fbEs adatok hiányában nem állt módomban ezt az eseményt is bevenni a statisztikába.

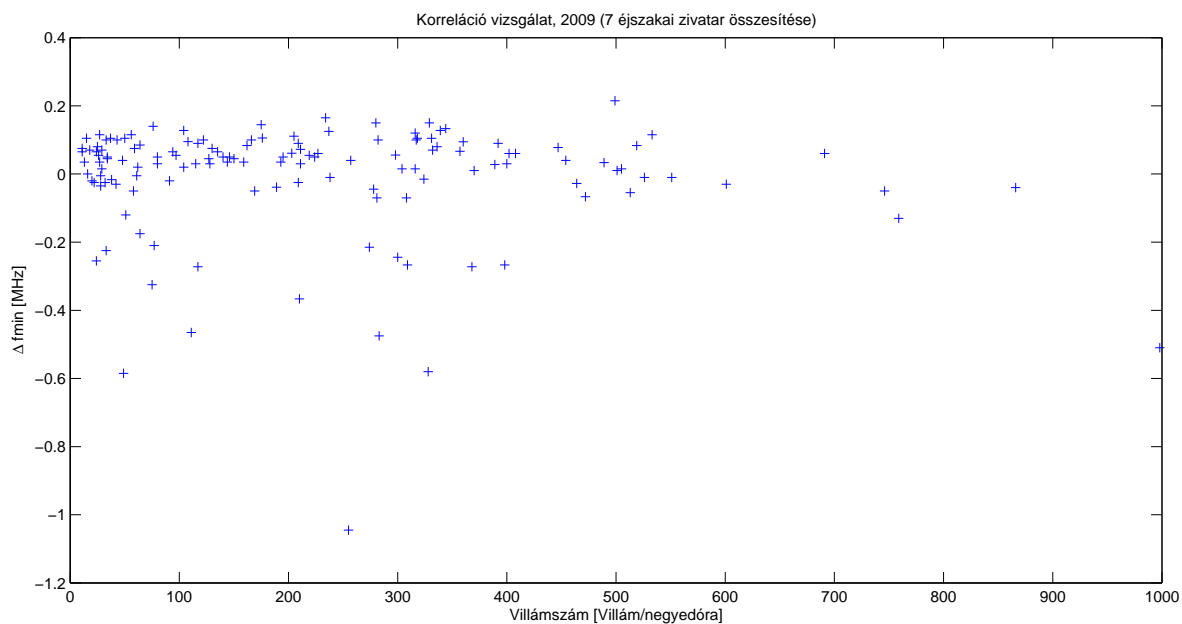
Az éjszakai zivatarok esetében is a  $\Delta f_{\min}$  értékek a 0 érték körül helyezkednek el, ahogy ez a villámszám– $\Delta f_{\min}$  értékpárok pontfelhő diagramján is látszik (59. ábra). A korrelációs együttható alapján nagyon gyenge a kapcsolat a zivatar aktivitása és az  $f_{\min}$  paraméter átlagtól való eltérése között,  $r$  mindössze  $-0,1116$ .

A villámszám– $\Delta f_{\text{foEs}}$  értékpárok pontfelhő diagramját mutatja a 60. ábra éjszakai zivatarok esetén. Ez esetben is elmondható, hogy a 0 értékhez képest negatív irányba nagyobb a pontok szórása, azaz az átlagos elektronsűrűségtől való eltérések nagyobbak negatív irányban. Azonban a lineáris korrelációs együttható alapján a két változó kapcsolata ez esetben is nagyon gyenge,  $r = -0,0188$ .

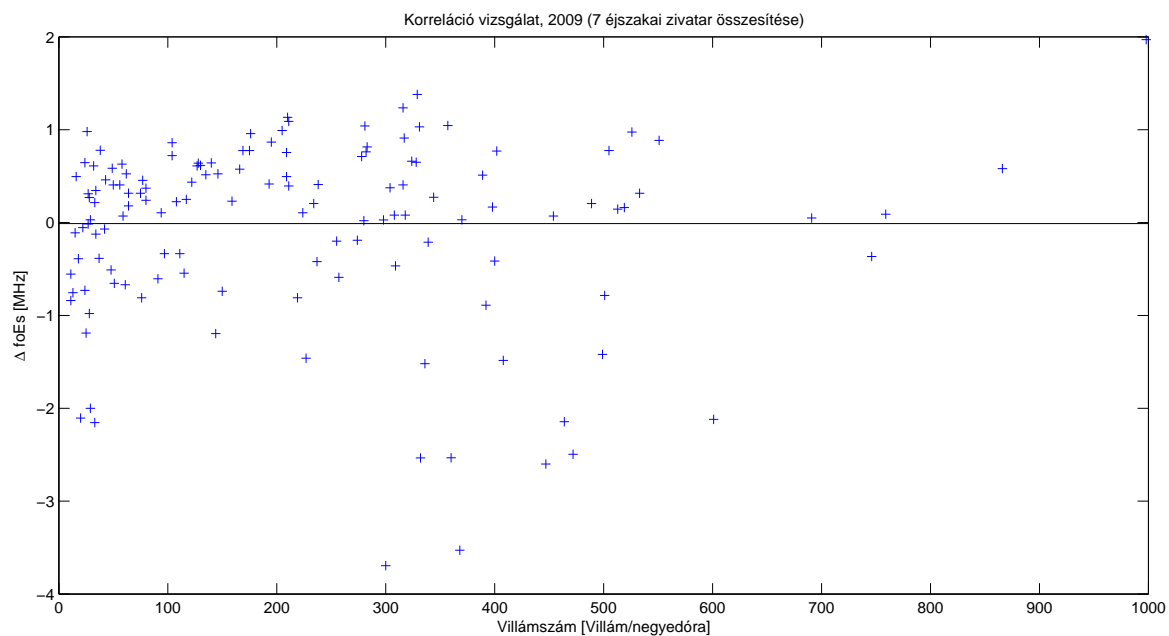
A villámszám– $\Delta f_{\text{fbEs}}$  értékpárok pontfelhő diagramja látható a 61. ábrán az éjszakai zivatarok esetében. A  $\Delta f_{\text{fbEs}}$  értékek ez esetben is szórnak a 0 érték körül, bár negatív irányba nagyobbak tűnik a szórás. Azonban a korrelációs együttható alapján nagyon gyenge a kapcsolat a villámszám és a  $\Delta f_{\text{fbEs}}$  között,  $r = -0,0322$ .

#### 4.3.1. Összefoglalás

A harmadik statisztikai elemzés során a zivatar aktivitása és az alsó ionoszféra közötti kapcsolat erősségét a korrelációs számítás segítségével vizsgáltam. A vizsgálat során a pruhonicei ionoszféra állomás ( $50^\circ$  É,  $14,5^\circ$  K) DPS–4D digiszondája által negyedóránként mért ionoszféra paramétereket ( $f_{\min}$ , foEs, fbEs), valamint a LINET európai villámmegfigyelő hálózat által a szondázó állomás 200 km-es környezetében 2009 nyarán észlelt villám ada-



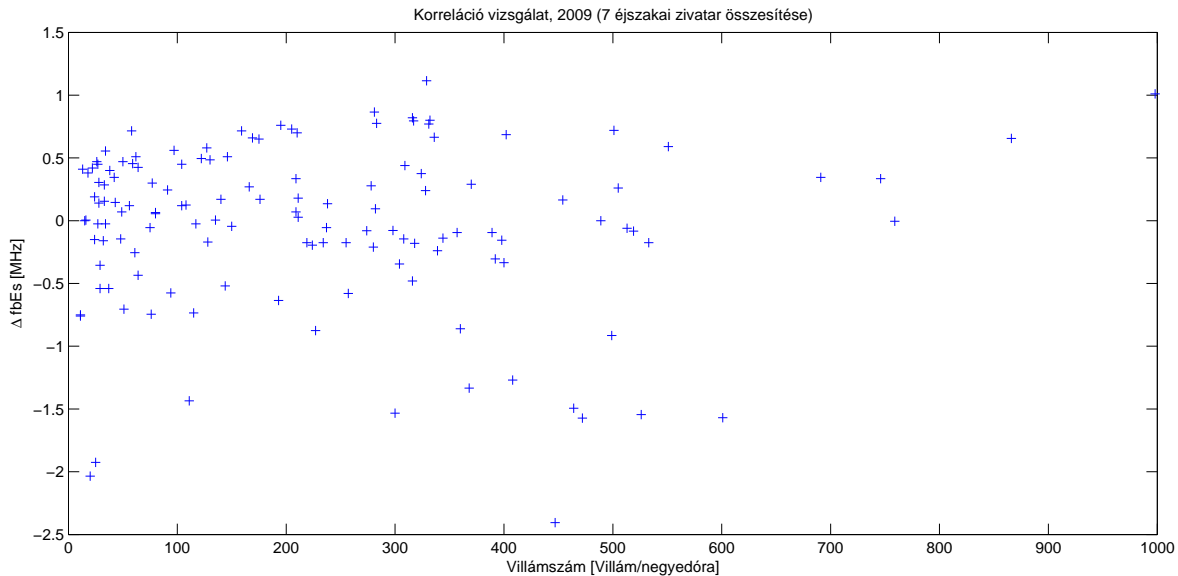
59. ábra. A villámszám– $\Delta f_{\min}$  értékpárok pontfelhő diagramja éjszakai zivatarok esetén.



60. ábra. A villámszám– $\Delta f_{oEs}$  értékpárok pontfelhő diagramja éjszakai zivatarok esetén.

tokat használtam fel. A zivatar aktivitást a negyedóránként bekövetkező villámkisülések számával definiáltam.

Először a 2009 nyarán észlelt 10 legintenzívebb zivatarra végeztem el a korrelációszámítást. Ezen zivatarok legaktívabb időszakában a villámszám meghaladta az 550



61. ábra. A villámszám– $\Delta fbEs$  értékpárok pontfelhő diagramja éjszakai zivatarok esetén.

villám/negyedórát. Az analízis során összehasonlítottam a villámszámot az ionoszférikus paraméterek 10 napra vonatkoztatott átlagtól való eltéréseivel ( $\Delta fmin$ ,  $\Delta foEs$ ,  $\Delta fbEs$ ), kirajoltam a változók pontfelhő diagramját, és meghatároztam a villámszám és az egyes ionoszférikus paraméterek átlagtól való eltéréseinek lineáris korrelációs együtthatóját.

A  $\Delta fmin$  értékek a 0 érték körül helyezkednek el, a korrelációs együttható alapján nagyon gyenge a kapcsolat a villámszám és az  $fmin$  paraméter átlagostól vett eltérése között,  $r = -0,1982$ . A villámszám– $\Delta foEs$  értékpárok pontfelhő diagramja alapján nagyobb villámszámok esetén a pontok inkább a nulla vonal alatt helyezkednek el, azaz az átlagtól való eltérés inkább negatív, ami az átlagosnál kisebb elektronsűrűséget jelez a szporadikus E rétegben. Azonban ez a kapcsolat, vagyis a zivatar aktivitásának a hatása az Es elektronsűrűségére nagyon gyenge,  $r$  mindössze  $-0,1616$ . A  $\Delta fbEs$  értékek meglehetősen szórnak a 0 érték körül, a korrelációs együttható alapján pedig nagyon gyenge a kapcsolat a villámszám és a  $\Delta fbEs$  között,  $r = 0,0227$ .

A szakirodalomban ismertetett vizsgálatok ([Taranenko et al., 1993], [Toledo-Redondo et al., 2012], [Lay et al., 2013]), valamint az előző fejezetben leírt szuperponált időszakok analízis eredménye azt mutatja, hogy a zivatarok és az alsó ionosféra között a csatolás erőteljesebb az éjszaka folyamán. Ezért a korrelációs számítást elvégeztem külön éjszakai zivatarokra is. 2009. május 8. és szeptember 30. között 7 olyan zivatar volt, amelynek maximális villámszáma meghaladta a 100 villám/negyedórát az éjszakai időszakban.

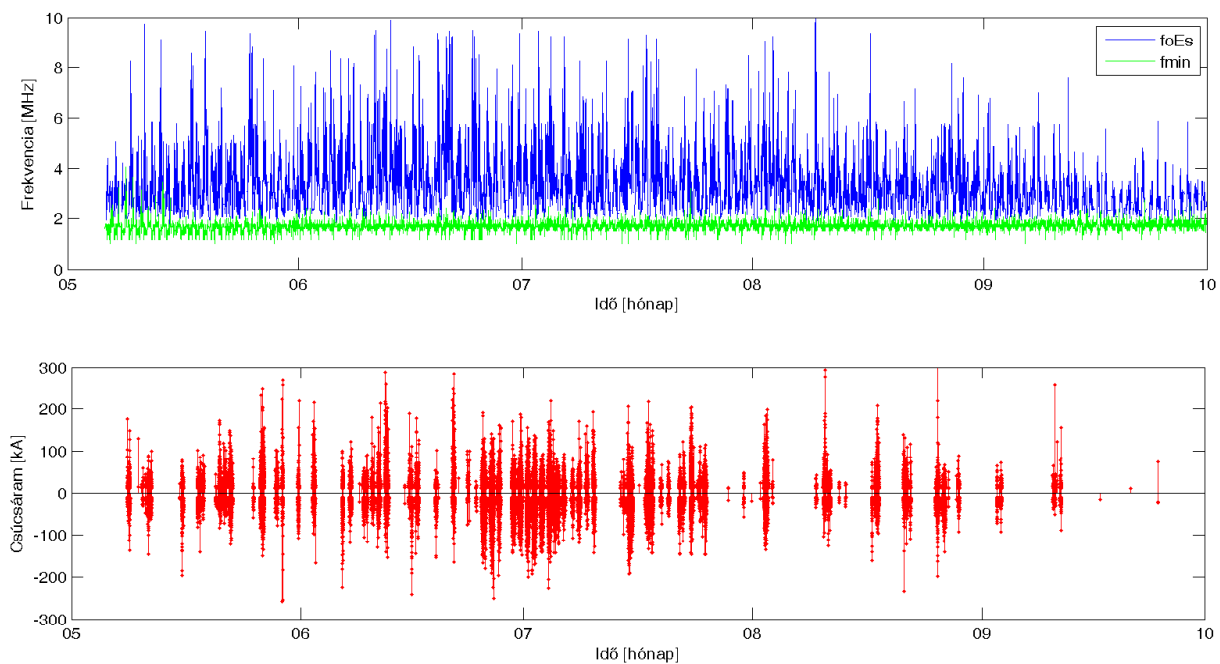
Az éjszakai zivatarok esetében is a  $\Delta fmin$  értékek a 0 érték körül helyezkednek el, és a korrelációs együttható alapján nagyon gyenge a kapcsolat a zivatar aktivitása és az  $fmin$  paraméter átlagtól való eltérése között,  $r$  mindössze  $-0,1116$ . A villámszám– $\Delta foEs$  értékpárok pontfelhő diagramja alapján ez esetben is elmondható, hogy az átlagos elektronsűrűségtől való eltérések nagyobbak negatív irányban. Azonban a lineáris korrelációs együttható alapján a két változó kapcsolata ez esetben is nagyon gyenge,  $r = -0,0188$ . A  $\Delta fbEs$  értékek az éjszakai esetben is szórnak a 0 érték körül, bár negatív irányban nagyobbak tűnik a szórás. Viszont ez esetben is nagyon gyenge a kapcsolat a villámszám és a  $\Delta fbEs$  között,  $r = -0,0322$ .

#### 4.4. Spektrálanalízis

A negyedik statisztikai elemzés során a 2009 nyarán (május 8.–szeptember 30.) észlelt ionoszférikus paraméterek ( $f_{min}$ ,  $f_oEs$ ,  $f_bEs$ ,  $h'Es$ ), valamint a LINET villám adatokból származtatott villámszám (negyedóránkénti villámok száma) spektrális analízisét végeztem el a két idősor legjellemzőbb periódusainak vizsgálata céljából. A vizsgálat során a pruhonicei ionoszféra állomás ( $50^\circ$  É,  $14,5^\circ$  K) DPS–4D digiszondája által negyedóránként mért ionoszféra paramétereket ( $f_{min}$ ,  $f_oEs$ ,  $f_bEs$ ,  $h'Es$ ), valamint a LINET európai villámfigyelő hálózat által a szondázó állomás 200 km-es környezetében észlelt villám adatokat használtam fel.

Az időben változó jelenségek vizsgálatára a geofizikában régóta elterjedt eszköz a Fourier-analízis, melynek segítségével az időtartományban mért jel frekvenciatartománybeli (spektrális) jellemzése végezhető. Széles körben alkalmazott eszköz a diszkrét idősorok Fourier-analízisében a DFT (diszkrét Fourier-transzformáció), illetve annak számítógépi környezetre specializált változata, az FFT. Az idősorok spektrális analíziséhez a Fourier-transzformációt (FFT) alkalmaztam a MATLAB programcsomag felhasználásával.

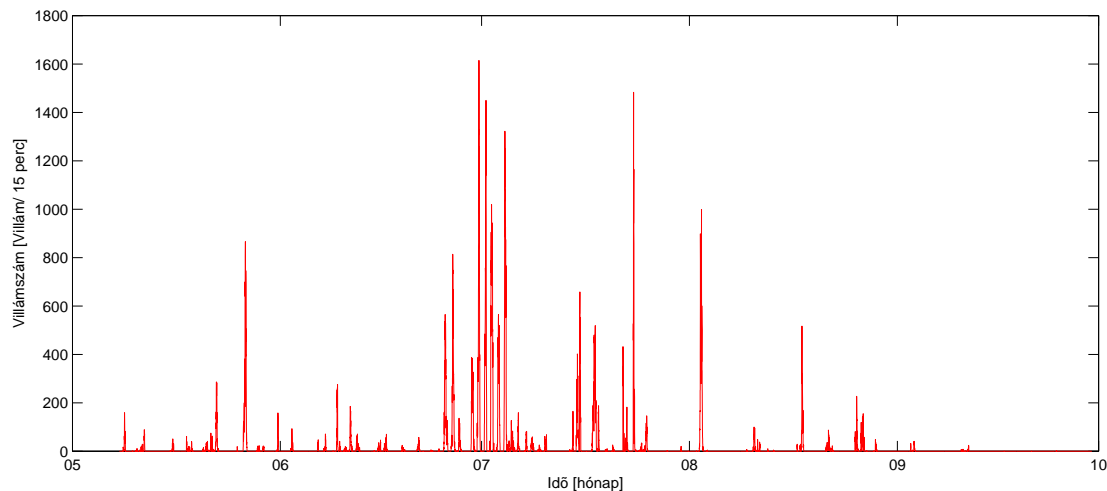
A 62. ábrán a két idősor, pontosabban az  $f_{min}$  és az  $f_oEs$  paraméter változása, valamint a LINET európai villámfigyelő hálózat által észlelt villámok láthatóak 2009. május 8. és szeptember 30. között (ugyanaz, mint az 54. ábra, csak a szemléltetés kedvéért szerepel itt is).



62. ábra. A pruhonicei DPS–4D digiszonda által mért  $f_{min}$  és  $f_oEs$  ionoszférikus paraméter változása 2009. május 8 és szeptember 30 között, valamint a LINET európai villámfigyelő hálózat által ugyanezen időszakban a szondázó állomás 200 km-es környezetében észlelt villámok.

Az ionoszférikus paraméterek esetében egyenletesen mintavételezett idősorról van szó, a DPS–4D digiszonda negyedóránként készít ionogramokat, így az adatok negyedórás

felbontásban érhetőek el. A villámok esetén azonban a villámkisülések szabálytalan időközönként jönnek létre a zivatarfelhőben, ezért ahhoz, hogy a villámadatokra is alkalmazni tudjam a diszkrét Fourier-transzformációt, át kell térnem standard mintavételi rendszerre. Ezen oknál fogva a zivatar aktivitást a negyedóránként bekövetkező villámkisülések számával definiáltam, így megkapva a villámszám/negyedóra standard mintavételezésű idősort (63. ábra). Ahogy az előző statisztikai vizsgálatnál, ez esetben is csak a 10 kA-nél nagyobb csúcsáramú villámkisüléseket vettem figyelembe.

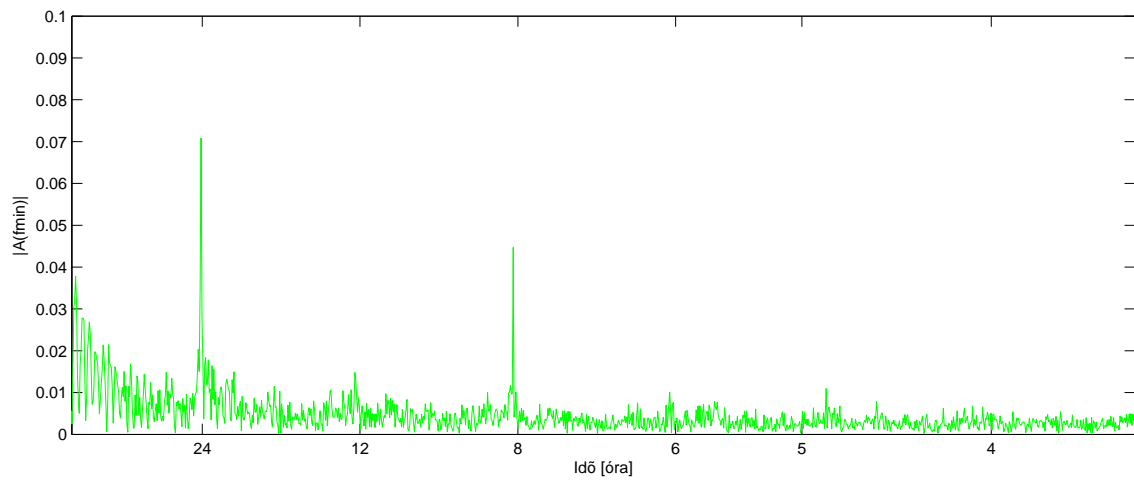


63. ábra. A negyedóránként bekövetkező, 10 kA-nél nagyobb csúcsáramú villámok száma 2009. május 8. és szeptember 30. között a LINET európai villámfigyelő hálózat mérései alapján.

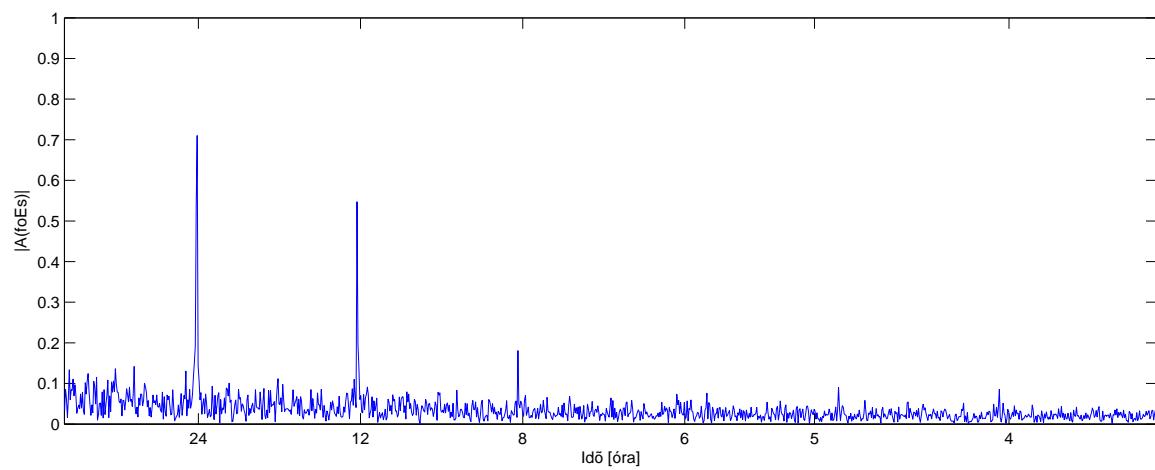
Az ionoszférikus paraméterek spektrális vizsgálatának eredményét ábrázolja a 64. ábra. Látható, hogy a legfontosabb három csúcs közel azonos frekvenciákon mutatkozik az  $f_{min}$  (a.),  $f_{oEs}$  (b.) és az  $f_{bEs}$  (c.) paraméter esetében is. Az ionosféra paraméterek legfontosabb frekvenciacsúcsait, valamint a hozzá tartozó periódusidőket mutatja a 11. táblázat. Mindhárom paraméter esetén a legfontosabb periódusidők  $\sim 24$ ,  $\sim 12$  és  $\sim 8$  óra, amelyek megfelelnek a légköri árapály hullámok napos, félnapos és harmadnapos periódusidejének.

Mint ahogy arról már a 2.1.1. fejezetben esett szó, az árapály hullámoknak a szélnyíráson keresztül nagyon fontos szerepük van a szporadikus E réteg kialakításában és fenntartásában. Ezt támasztja alá, hogy az  $f_{oEs}$  és  $f_{bEs}$  paraméter spektrális analizésében az Arecibo inkoherens scatter radar által kimutatott napos és félnapos periódusokon túl, még a harmadnapos csúcs is megjelenik [Mathews, 1998]. Az árapály hullámok Es alakításában játszott jelentőségét mutatja, hogy a látszólagos magasság spektrálanalizésének eredményében is ez a 3 csúcs ( $\sim 24$ ,  $\sim 12$  és  $\sim 8$  óra) dominál (11. táblázat), bár ez esetben a félnapos csúcs a legmarkánsabb (65. ábra).

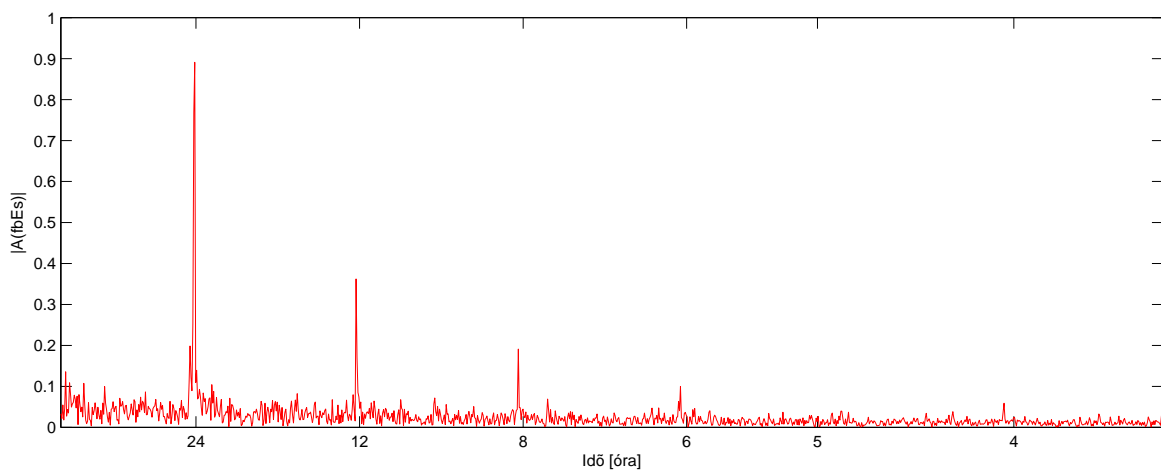
Az  $f_{min}$  paraméter az abszorpción keresztül jó mutatója a D réteg elektronsűrűség változásainak. A D réteg napi változását főként a Nap zenittávolsága uralja, amely magyarázza az erőteljes 24 órás csúcsot. Érdekes, hogy a félnapos csúcs kevésbé markáns, míg a harmadnapos csúcs ismét nagyon jelentős a spektrálanalizés eredménye alapján (64. a.) ábra). A szakirodalom szerint a 8 órás periódus főként nagyobb magasságokra jellemző [Laštovička, 2006].



(a) fmin



(b) foEs

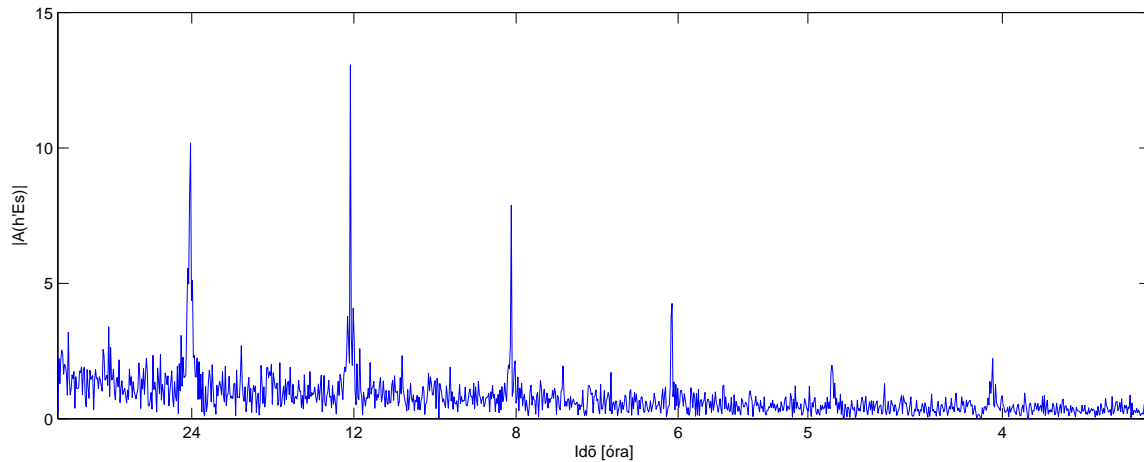


(c) fbEs

64. ábra. Az fmin (a.), az foEs (b.) és az fbEs (c.) paraméter amplitúdó spektruma.

	$f_1$ [Hz]	$T_1$ [óra]	$f_2$ [Hz]	$T_2$ [óra]	$f_3$ [Hz]	$T_3$ [óra]
fmin	$1,148 * 10^{-5}$	24,19	$2,276 * 10^{-5}$	12,2	$3,438 * 10^{-5}$	8,07
foEs	$1,141 * 10^{-5}$	24,34	$2,289 * 10^{-5}$	12,1	$3,438 * 10^{-5}$	8,07
fbEs	$1,148 * 10^{-5}$	24,19	$2,289 * 10^{-5}$	12,1	$3,438 * 10^{-5}$	8,07
h'Es	$1,148 * 10^{-5}$	24,19	$2,289 * 10^{-5}$	12,1	$3,438 * 10^{-5}$	8,07
Villámszám	$1,14 * 10^{-5}$	24,36	$2,343 * 10^{-5}$	11,85	$3,578 * 10^{-5}$	7,76

11. táblázat. A spektrálanalíz eredménye: az egyes paraméterek, a villámszám legjelentősebb frekvencia csúcsai ( $f_1, f_2, f_3$ ) és a hozzájuk tartozó periódusidők ( $T_1, T_2, T_3$ ).

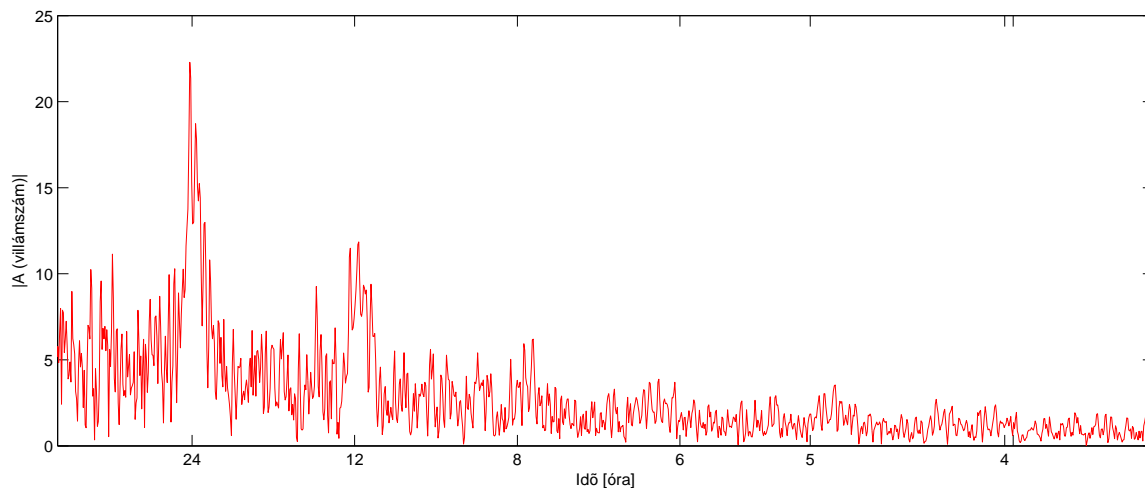


65. ábra. A szporadikus E réteg látszólagos magasságának ( $h'Es$ ) amplitúdó spektruma.

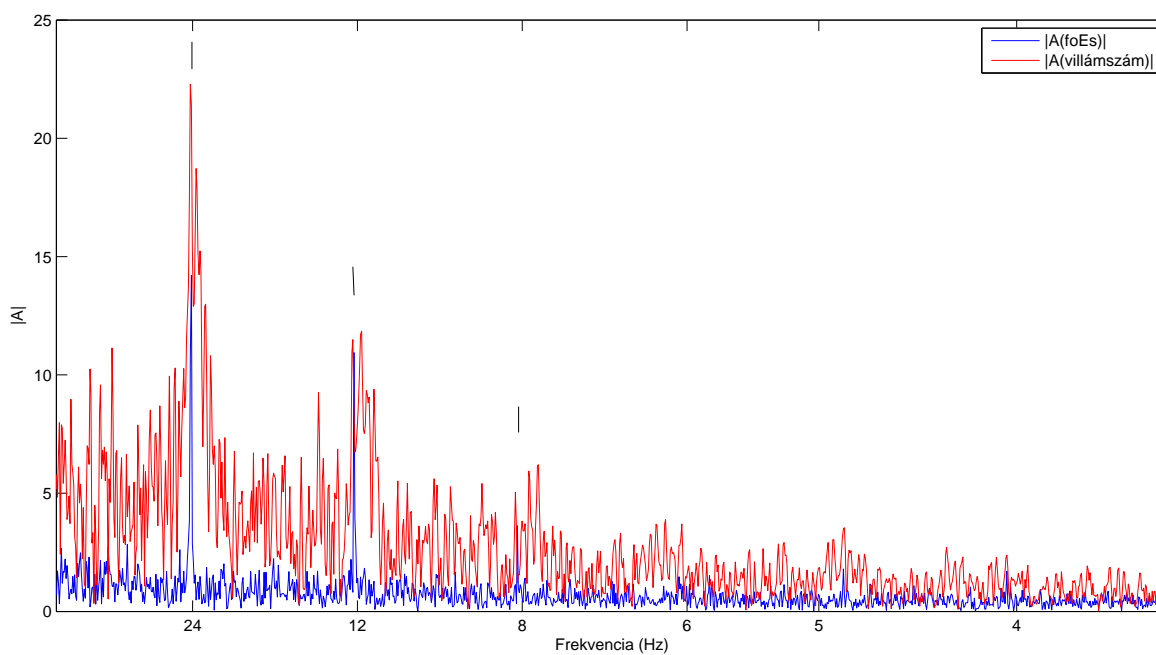
A légköri árapály hullámokra jellemző napos, félnapos és harmadnapos csúcsok, a zivataraktivitás mértékére bevezetett villámszám amplitúdó spektrumában is megjelennek (11. táblázat), bár a spektrum elkentebb, a csúcsok nem olyan élesek, mint az ionoszféra paraméterek esetében (66. ábra). Összehasonlításképpen az foEs paraméter és a villámszám spektrálanalízisének eredményét mutatja a 67. ábra.

A spektrálanalízis eredményei alapján mind az ionoszférikus paraméterekben (fmin, foEs, fbEs, h'Es), mind pedig a zivataraktivitás mértékeként definiált villámszámban a legfontosabb periódusidők  $\sim 24$ ,  $\sim 12$  és  $\sim 8$  óra, amelyek megfelelnek a légköri árapály hullámok napos, félnapos és harmadnapos periódusidejének. Ez arra utal, hogy az árapály hullámok fontos szerepet játszhatnak mind az alsó ionoszféra elektronsűrűségének, mind pedig a zivatarok kialakulásának, intenzitásának változásában. Az ionoszférában észlelt árapály hullámok egy része, az adott magasságban is kialakulhat, míg jelentős hányaduk alulról érkezik, ezzel is közreműködve az alsó légkör–ionoszféra rendszer függőleges energia csatolásában [Laštovička, 2006], [Karami et al., 2012]. Ezen felül az árapály hullámoknak megfelelő periódusok megjelenését az ionoszférikus paraméterek spektrumában okozhatja a  $\sim 12$  órás komponensnél az ózon koncentrációjának a csökkenése, amelyet a zivatarfelhő feletti elektromos térben gyorsított elektronok  $N_2$  disszociációját (termikus disszociáció) előidéző hatása hoz létre, amely, NO formájában az ózon koncentrációjának a csökkenéséhez vezethet. A felgyorsított, nagy energiájú elektronok az oxigén molekula  $O_2$  disszociációja útján járulhatnak hozzá a  $\sim 24$  órás komponensek megjelenéséhez [Bencze, 1992]. Azonban az analízis eredménye alapján nem állapítható meg egyértelmű ok-okozati





66. ábra. A zivataraktivitás mértékére bevezetett villámszám (villám/negyedóra) amplitúdó spektruma.



67. ábra. Az foEs paraméter és a zivataraktivitás mértékére bevezetett villámszám (villám/negyedóra) amplitúdó spektruma. A fekete függőleges szakaszok az foEs paraméter csúcsfrekvenciáit jelzik.

kapcsolat a zivatarokban és az alsó ionoszféra paraméterekben megjelenő azonos spektrális csúcsokra vonatkozóan.

#### 4.4.1. Összefoglalás

A negyedik statisztikai elemzés során a 2009 nyarán (május 8.–szeptember 30.) észlelt ionoszférikus paraméterek ( $f_{min}$ ,  $f_oEs$ ,  $f_bEs$ ,  $h'Es$ ), valamint a LINET villám adatokból származtatott villámszám (óránkénti villámok száma) spektrális analízisét végeztem el a két idősor legjellemzőbb periódusainak vizsgálata céljából. A vizsgálat során a pruhonicei ionoszféra állomás ( $50^\circ$  É,  $14,5^\circ$  K) DPS-4D digiszondája által negyedóránként mért ionoszféra paramétereket ( $f_{min}$ ,  $f_oEs$ ,  $f_bEs$ ,  $h'Es$ ), valamint a LINET európai villámmegfigyelő hálózat által a szondázó állomás 200 km-es környezetében észlelt villám adatokat használtam fel.

Az idősorok spektrális analíziséhez a Fourier-transzformációt (FFT) alkalmaztam, a MATLAB programcsomag segítségével. Mivel a villámkisülések szabálytalan időközönként jönnek létre a zivatarfelhőben, ahhoz, hogy a villámadatokra is alkalmazni tudjam a diszkrét Fourier-transzformációt, át kellett térnem standard mintavételi rendszerre. Ezen oknál fogva a zivatar aktivitást a negyedóránként bekövetkező villámkisülések számával jellemeztem, így megkapva a villámszám/negyedóra standard mintavételezésű idősort.

A spektrálanalízis eredményei alapján mind az ionoszférikus paraméterekben ( $f_{min}$ ,  $f_oEs$ ,  $f_bEs$ ,  $h'Es$ ), mind pedig a villámszámban a legfontosabb periódusidők  $\sim 24$ ,  $\sim 12$  és  $\sim 8$  óra, amelyek megfelelnek a légköri árapály hullámok napos, félnapos és harmadnapos periódusidejének. Ez arra utal, hogy az árapály hullámok fontos szerepet játszhatnak mind az alsó ionoszféra elektronsűrűségének, mind pedig a zivatarok kialakulásának, intenzitásának változásában. Ezen felül az árapály hullámoknak megfelelő periódusok megjelenését az ionoszférikus paraméterek spektrumában okozhatja a zivatarfelhő feletti elektromos térben gyorsított elektronok  $N_2$  és  $O_2$  disszociációját előidéző hatása. Azonban az analízis eredménye alapján nem állapítható meg egyértelmű ok-okozati kapcsolat a zivatarokban és az alsó ionoszféra paraméterekben megjelenő azonos spektrális csúcsokra vonatkozóan.

## 5. Esettanulmányok

”One of the major ingredients for professional success in science is luck. Without this, forget it.”

*Leon Lederman*

A szakirodalom alapján az egyedi villámkisülések következtében az ionoszférában bekövetkező változások időtartama maximum 20–40 perc [Haldoupis et al., 2012]. Mivel általában az ionosondázó berendezések standard üzemmódban legsűrűbben negyedóránként készítenek ionogramokat, ezért elengedhetetlen a zivatarok és az alsó ionoszféra közötti elektrodinamikai csatolási mechanizmusok esettanulmányokon keresztül történő vizsgálata. Az esettanulmányokhoz kampányméréseket folytattunk, melyek során a negyedórás, félórás standard mintavételezés helyett percenként, illetve két percentént készítettünk ionogramokat. A zivataros időszakban folytatott sűrű mintavételezésű kampányméréseink egyedülállóak a maguk nemében, a zivatartevékenységhez kapcsolódó ilyen jellegű vizsgálatokat még nem folytattak a szakirodalom alapján. A Csehország nyugati felében kiépített Doppler-eltolódáson alapuló észlelési hálózat segítségével a zivatarok és az ionoszféra közötti mechanikai csatolást tudjuk vizsgálni. A sűrűbb mintavételezésű ionoszférikus paraméterek, és a Doppler mérőhálózat adatainak együttes analízisével így mindkét csatolási mechanizmus tanulmányozható.

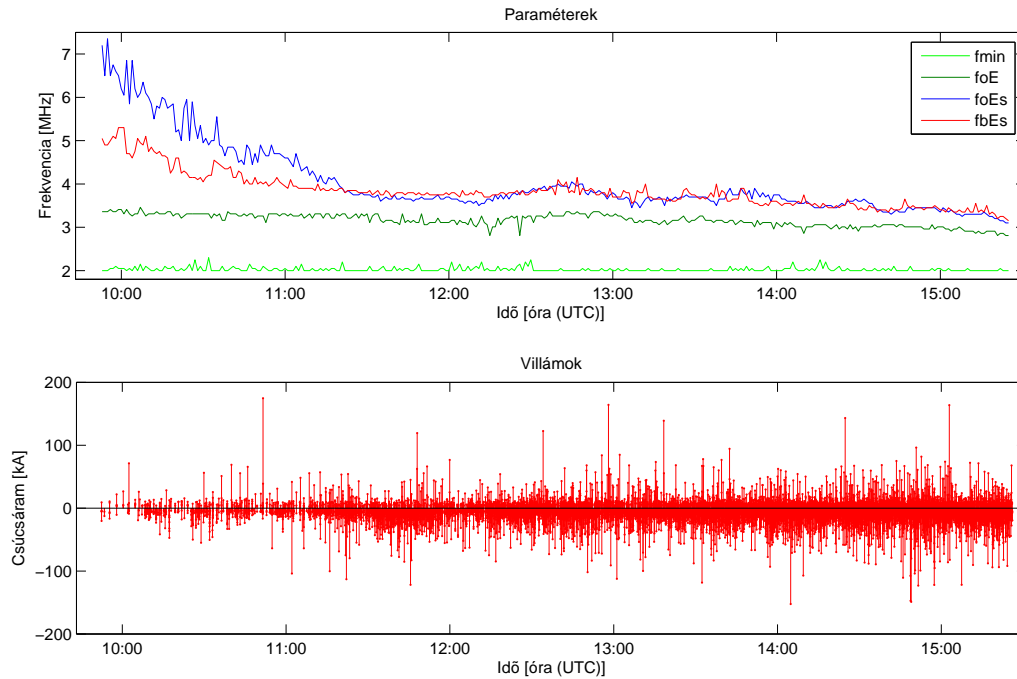
### 5.1. I. esettanulmány, 2013. 05. 29.

Az első esettanulmányra 2013. 05. 29-én került sor, a nappali órákban (10:00–16:00) egy heves zivatar vonult át Csehországon. Az esettanulmány során a pruhonicei ionoszféra állomás ( $50^\circ$  É,  $14,5^\circ$  K) DPS–4D digiszondája által percenként mért ionoszféra paramétereket ( $f_{min}$ ,  $f_oE_s$ ,  $f_bE_s$ ), a LINET európai villámmegfigyelő hálózat által a szondázó állomás 200 km-es környezetében aznap észlelt villám adatokat, és a nyugat-csehországi Doppler megfigyelő hálózat adatait használtam fel. Az ionoszféra paraméterek DPS–4D digiszonda által percenként készített ionogramokról történő leolvasását kézzel ellenőriztem.

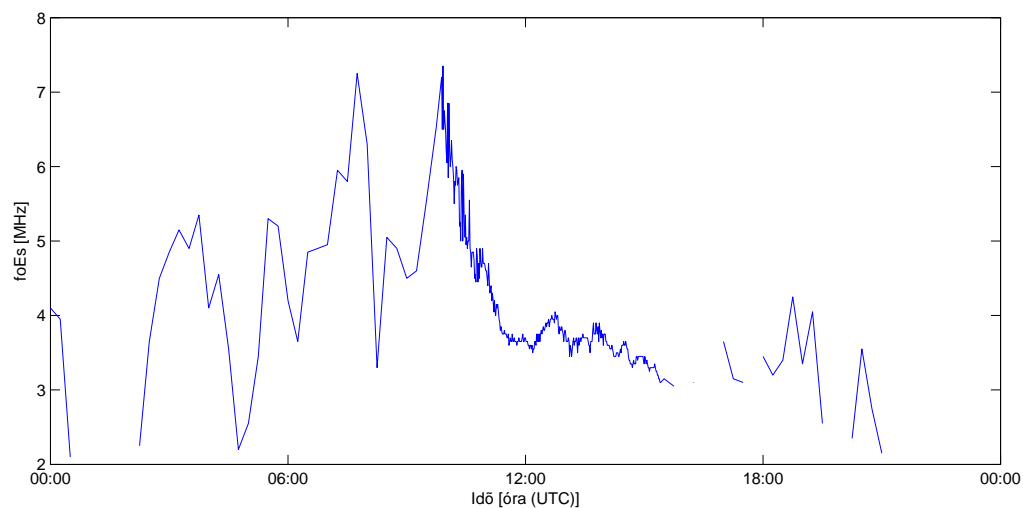
Az ionoszféra paraméterek ( $f_{min}$ ,  $f_oE$ ,  $f_oE_s$ ,  $f_bE_s$ ) változása a kampánymérés alatt és a LINET villámmegfigyelő hálózat által ugyanebben az időszakban észlelt villámok láthatóak a 68. ábrán. A kampány időszaka alatt az  $f_{min}$  paraméterben tapasztalható néhány csúcs, amely a D réteg rövid ideig (1-2 perc) tartó elektronsűrűség növekedésére utal, azonban ezek időpontjait összevetve a villámadatokkal elmondható, hogy nincs egybeesés az észlelt csúcsok és a legnagyobb csúcsáramú villámok között (68. ábra).

Az  $f_oE_s$  paraméter csökken a zivatar első óráiban, majd 3,5–4 MHz körüli érték körül alakul egészen a kampányidőszak végéig. Ha az  $f_oE_s$  egész napos változását nézzük, akkor látható, hogy a zivatar kezdete előtt is van egy  $\sim 7$  MHz-es csúcs, majd egy hirtelen csökkenő időszak (69. ábra). Az  $f_oE_s$  paraméter az esettanulmányt megelőző, és azt követő 5 napban (2013. 05. 24.–2013. 06. 03.) lévő átlagos változásának vizsgálata alapján 10 és 15 óra között csökkenő trend a jellemző, és az átlagos értékek  $\sim 3,5$ –4 MHz körüliek ebben az időszakban (70. ábra). Ezek alapján a zivatar aktivitás ebben az esetben nem változtatja meg számottevő mértékben az  $f_oE_s$  paraméter értékeit, azaz nincs hatással a szporadikus E rétegben bekövetkező elektronsűrűség változásokra.

A zivatar által generált felfelé terjedő mechanikai hullámok ionoszférára gyakorolt esetleges hatása a Csehország nyugati felében kiépített Doppler megfigyelő hálózattal

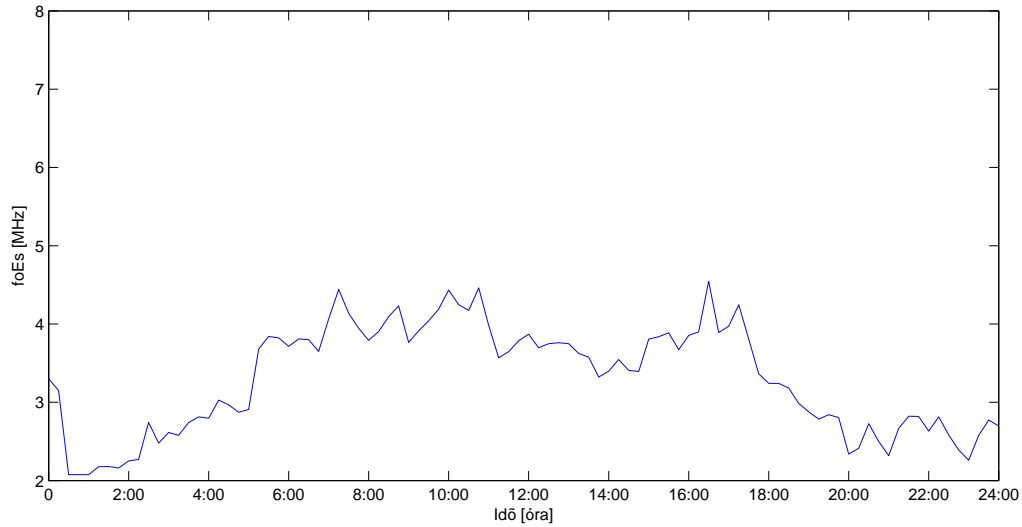


68. ábra. Az ionoszféra paraméterek változása (felső ábra), és a LINET villámmegfigyelő hálózat által észlelt villámok (alsó ábra) a kampánymérés időszaka alatt. Az alsó ábrán a villámok időpontja, csúcsárama és polaritása van feltüntetve.

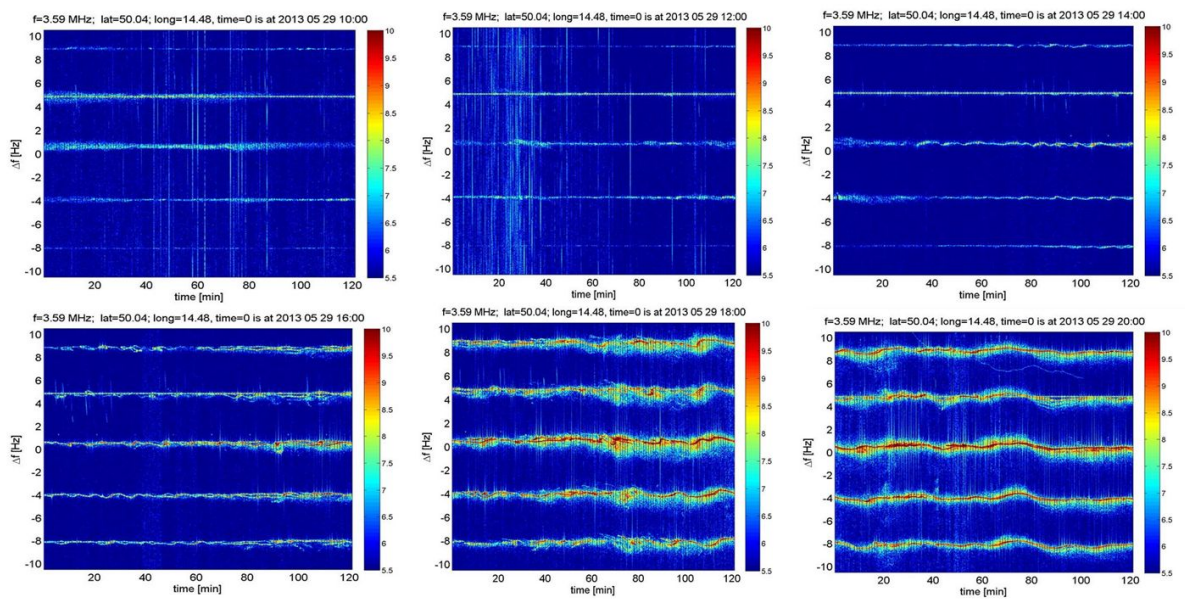


69. ábra. Az foEs paraméter változása 2013. 05. 29-én.

észlelhető. A zivatarok által keltett gravitációs hullámok hatása nem azonnal jelentkezik az ionoszférában – akár néhány óra is beletelik, mire elérik a 100–300 km-es magasságtartományt – ezért a Doppler spektrogramokat a kampánymérés időszaka alatt és az azt követő néhány órában vizsgáltam (71. ábra). A délutáni és kora esti órákban, 16:00 és 20:00 között a gravitációs hullámokra jellemző S alakú nyomvonalak figyelhetőek meg.



70. ábra. Az foEs paraméter átlagos napi menete az esettanulmány körüli 10 nap (2013. 05. 24–28., 2013. 05. 30.–06. 03.) DPS–4D digiszonda negyedórás mérései alapján.



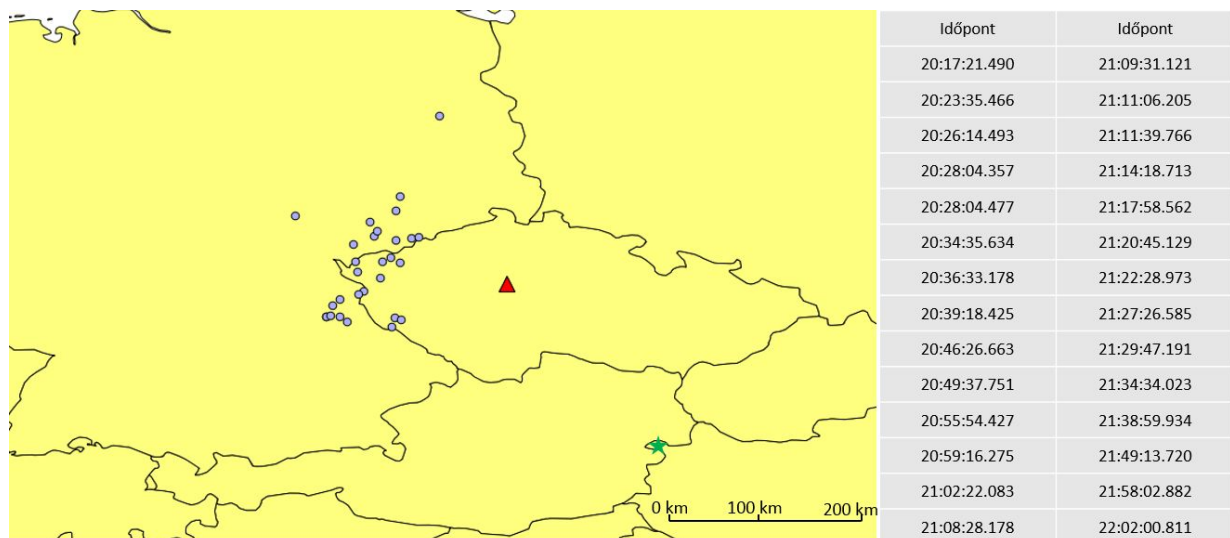
71. ábra. A nyugat-csehországi Doppler észelési hálózat spektrogramja a kampánymérés időszaka alatt, valamint az azt követő néhány órában (2013. 05. 29. 10:00 és 22:00 között).

A különböző adó és vevő közötti pályákon keltett S alakú nyomok egymáshoz képesti eltolódásának analízise alapján az észlelt gravitációs hullámok északnyugati irányba terjednek (azimut  $\sim 290\text{--}345^\circ$ ), eszerint és az S alakú jelek mérete alapján a gravitációs hullámok forrása kicsit távolabb, déli irányban helyezkedett el az észlelési hálózathoz képest. Így ezek forrása nem lehetett a zivatar, mely Csehország északi részén, és Németország-Lengyelország déli területein vonult keresztül.

## 5.2. II. esettanulmány, 2013. 06. 20.

2013. 06. 20-án délután, este egy délnyugati irányból érkezett egy nagy méretű zivatar (szupercella) és vonult át Csehország nyugati részén. Az esettanulmány során a pruhonicei (50° É, 14,5° K) DPS-4D digiszonda által percenként mért ionoszféra paraméterek (fmin, foEs, fbEs), a LINET által a szondázó állomás 200 km-es környezetében aznap észlelt villám adatok, és a nyugat-csehországi Doppler megfigyelő hálózat adatainak együttes analízisére került sor. Az ionoszféra paraméterek DPS-4D digiszonda által percenként készített ionogramokról történő leolvasását kézzel ellenőriztem.

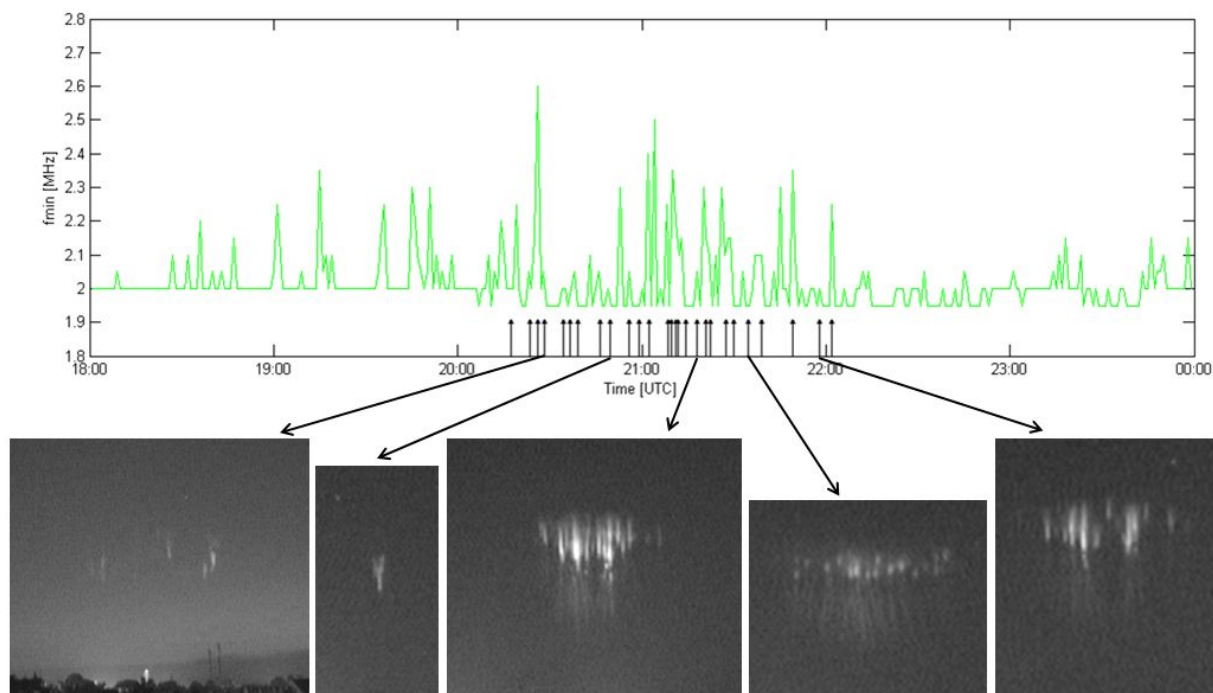
Este 20:17 és 22:02 között 30 vörös lidércet sikerült megfigyelni a soproni Geodéziai és Geofizikai Intézet tetején található kamerával. Az észlelési időszak a szürkület beállta után ~ 20:10-kor kezdődött, az első lidérc megfigyelésére 20:17-kor került sor. Az észlelt lidércek időpontjait, és a forrásvillámok földrajzi helyzetét mutatja a 72. ábra. A vörös lidércek egyidejű megfigyelése a sűrű mintavételezésű inoszondázásokkal egyedülálló lehetőséget biztosít az elektrodinamikai csatolás, ezen belül a lidérceket is kiváltó kvázi-elektrosztatikus tér mechanizmus által gyorsított elektronok ionoszférára gyakorolt hatásának vizsgálatára.



72. ábra. Az észlelt lidércek időpontjai (jobb oldali táblázat), a forrásvillámok (lila pontok), a pruhonicei ionoszondázó állomás (piros háromszög), és a soproni Geodéziai és Geofizikai Intézet (zöld csillag) földrajzi helyzete.

A 73. ábra az észlelt lidércek időpontjait szemlélteti néhány példával, valamint az fmin paraméter változását a kampánymérés időszaka alatt. Az fmin paraméter értéke a kampány során néhány alkalommal kiugróan megnövekedett. Mivel az abszorpción keresztül az fmin jó indikátora a D rétegben bekövekező elektronsűrűség változásoknak, így az észlelt csúcsok a D réteg elektronsűrűségének hirtelen, rövid idejű (1–3 perc) megnövekedésére utalnak. Ezen elektronsűrűség anomáliák nagyobbak és gyakoribbak voltak abban az időszakban, amikor vörös lidércek alakultak ki a zivatar fölött (~ 20:10–22:02, lásd 73. ábra). Néhány csúcs jelentkezik már azelőtt is (19:00–19:50), azonban abban az időszakban az észlelési körülmények még nem voltak megfelelőek a lidércek detektálásához. A zivatarnak azon szakaszában viszont, amikor már nem alakultak ki lidércek nem látunk ilyen kiugró csúcsokat az fmin paraméterben, amiből arra következtethetünk, hogy ezek az elektronsűrűség anomáliák a lidércekhez, illetve a lidérceket is kiváltó

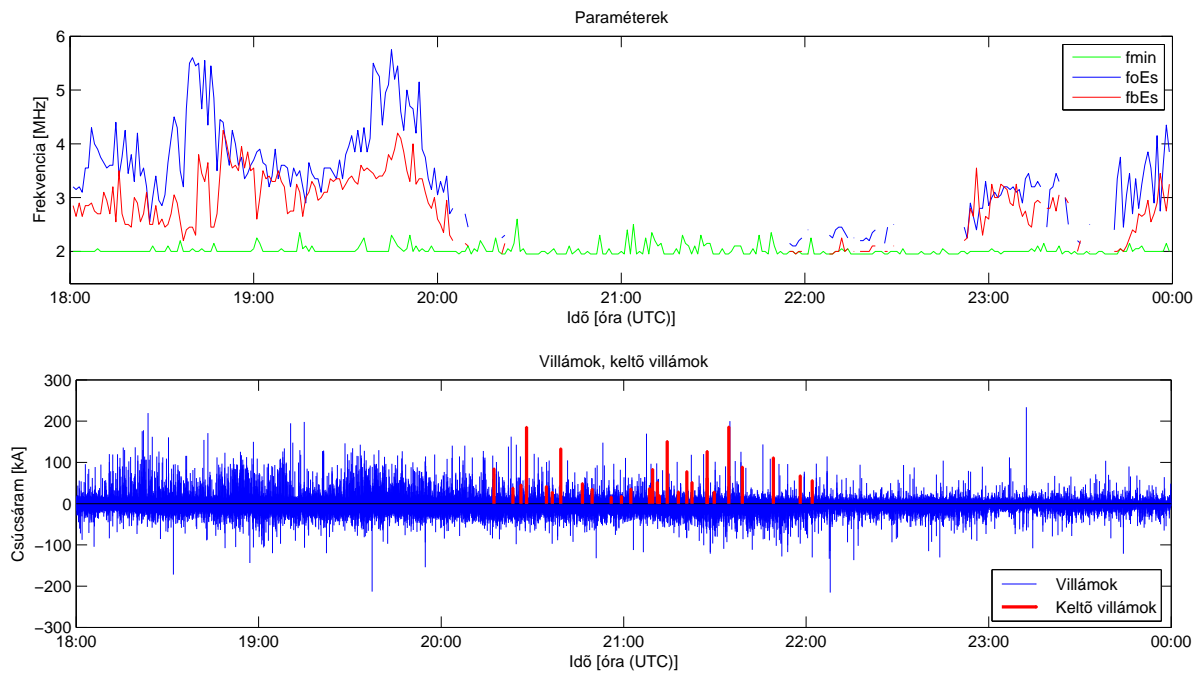
kvázi-elektrosztatikus tér mechanizmus által gyorsított elektronok ionizáló hatásához köthetnek.



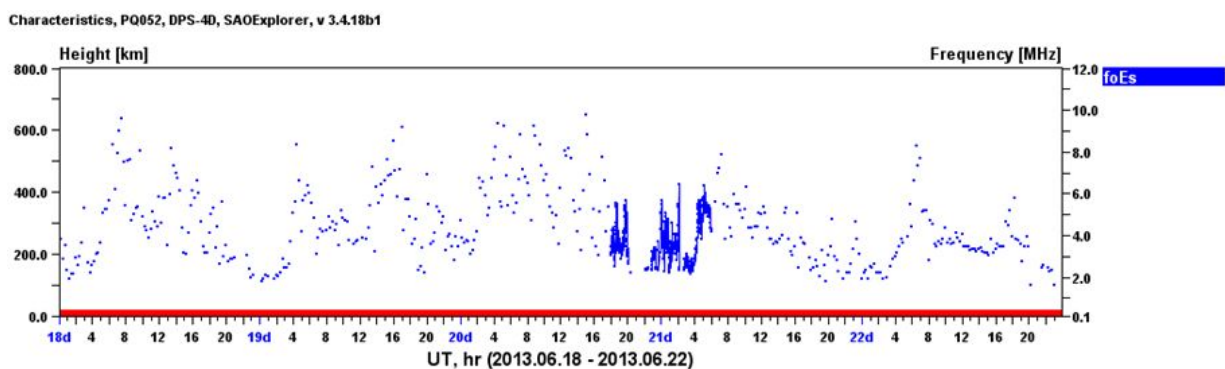
73. ábra. Az észlelt lidércek időpontjai (fekete nyíl), és alatta néhány példa, valamint az  $f_{min}$  paraméter változása a kampányidőszakban (18:00–24:00).

Az ionoszféra paraméterek ( $f_{min}$ ,  $f_oE_s$ ,  $f_bE_s$ ) kampánymérés ideje alatt tapasztalt változását és a LINET villámmegfigyelő hálózat által ugyanebben az időszakban észlelt villámokat mutatja a 74. ábra. Az alsó ábrán a piros vonalak a vörös lidércek keltő villámait jelzik, azaz azokat a villámokat, amelyeket követően kialakult a kvázi-elektrosztatikus tér a zivatar fölött és az ezáltal gyorsított elektronok gerjesztő hatásaként létrejöttek a Sopronból észlelt emissziók. Mint már arról többször esett szó, az  $f_oE_s$  paraméter a szporadikus E réteg maximális elektronsűrűségére utal, a következő összefüggés szerint:  $f_p \approx 8980\sqrt{N_e}$ , ahol  $f_p$  Hz-ben, az elektronsűrűség ( $N_e$ ) pedig  $1/cm^3$ -ben van megadva.

A 74. ábrán látható, hogy a vörös lidércek észlelése, és az  $f_{min}$  paraméterben jelentkező csúcsok időszakában ( $\sim 20:10$ – $22:10$ ) a szporadikus E réteg eltűnik, azaz a réteg elektronsűrűsége az ionoszondázási technikával történő detektálási határ alá csökken, és ezt követően is alacsony, illetve csak lassan nő az elektronsűrűség a rétegben (22:00–24:00). Azon célból, hogy kiderüljön, hogy ez az elektronsűrűség csökkenés valóban a zivatarhoz kapcsolódik-e, vizsgáltam az  $f_oE_s$  paraméter változását a kampányt megelőző és az azt követő 2 napban (75. ábra), valamint kiszámoltam az  $f_oE_s$  paraméter átlagos napi változását a kampányt megelőző és azt követő 5 nap adatai felhasználásával (76. ábra). Ezek alapján, habár az  $f_oE_s$  paraméter általában alacsony a kampánnyal megegyező időszakban (18:00–24:00 között), a szporadikus E réteg eltűnése, azaz elektronsűrűségének a detektálási küszöb alá történő csökkenése csak a zivatar időszakában tapasztalható.

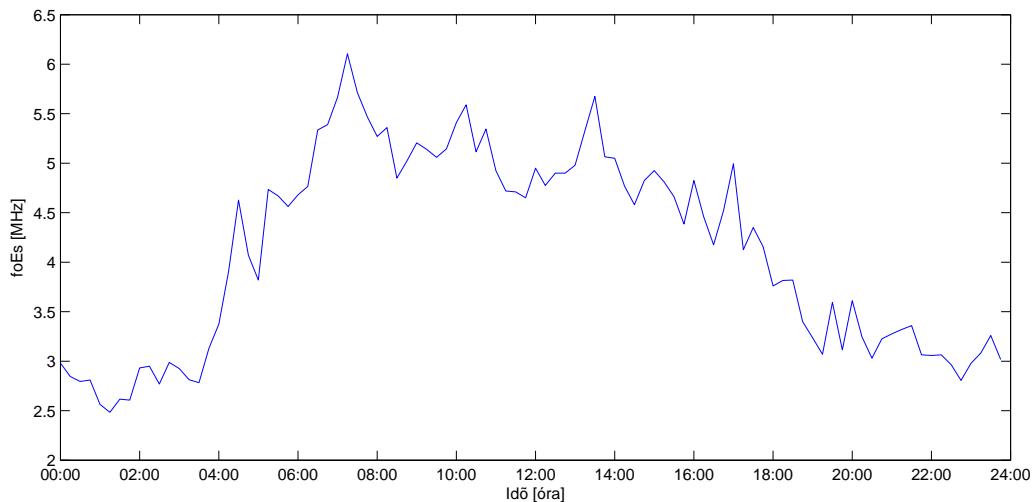


74. ábra. Az ionoszféra paraméterek ( $f_{min}$ ,  $f_oE_s$ ,  $f_bE_s$ ) változása és a LINET villámfigyelő hálózat által észlelt villámok a kampány mérési időszaka alatt (2013. 06. 20. 18:00–24:00). Az alsó ábrán a vörös lidércek keltő villámait pirossal jelöltem.



75. ábra. Az  $f_oE_s$  paraméter változása 2013. 06. 18–23. között a pruhonicei DPS-4D digiszonda mérései alapján.



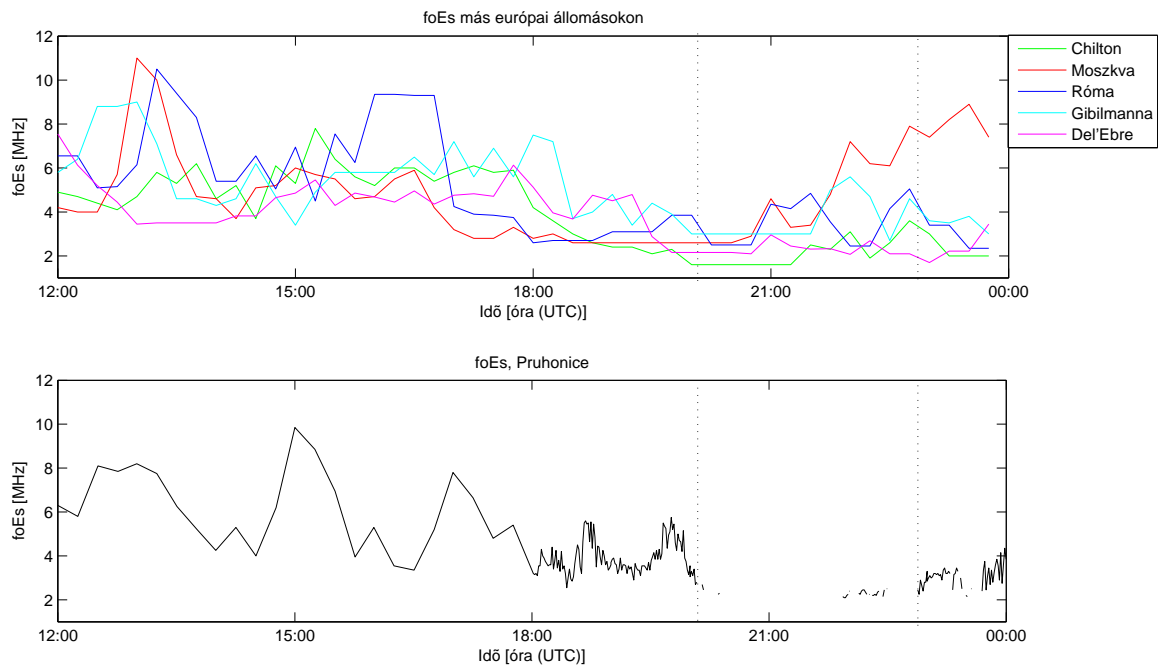


76. ábra. Az foEs paraméter átlagos napi menete a 2013. 06. 15-19., 21-25. időszakok adatai alapján.

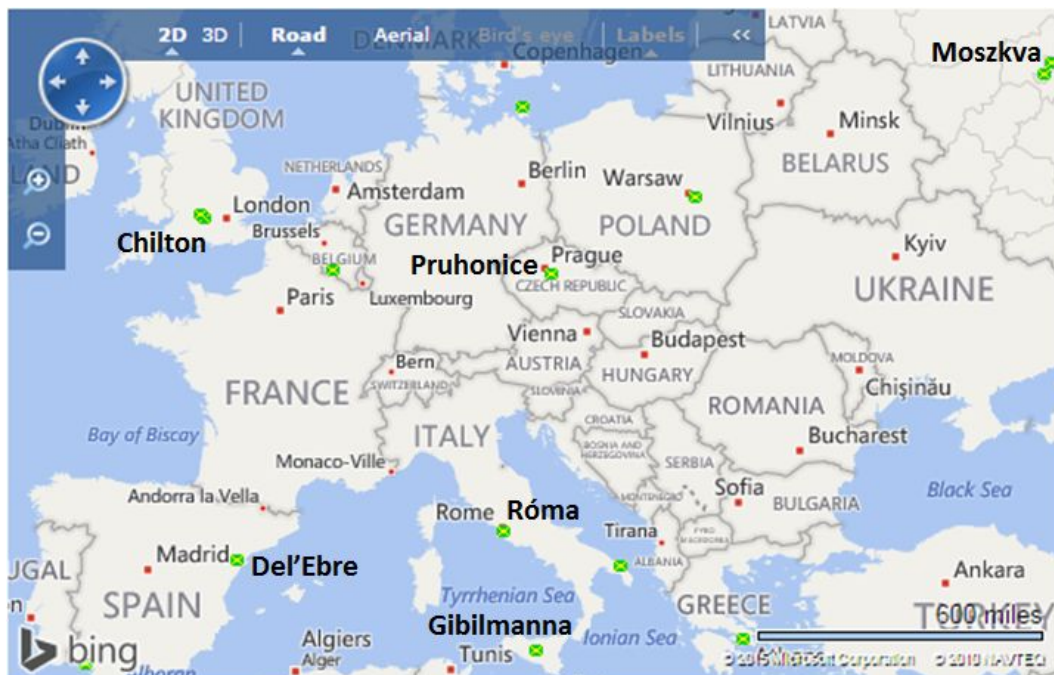
Ezen felül megvizsgáltam, hogy a szporadikus E réteg kampány során tapasztalt elektronsűrűség csökkenése regionális, vagy lokális léptékű. Ehhez más európai ionoszonda állomások ugyanabban az időszakban mért foEs adatait elemeztem. Az öt kiválasztott ionoszondázó állomás, és a pruhonicei digiszonda ugyanabban az időszakban mért adatait, valamint az állomások földrajzi helyzetét mutatja a 77. ábra. Az egyes állomások esetében az foEs paraméter 2013. 06. 20-án 12:00 és 24:00 között mért változása látható. Látható, hogy általában véve egész Európában alacsony volt az foEs értéke a kampány estéjén, a Chilton-i állomás esetén 2 MHz alá csökkent, azonban a réteg eltűnése csak a pruhonicei állomás adataiban jelentkezik, ami azt jelzi, hogy az elektronsűrűség csökkenés egy lokális hatás eredménye.

Általában az Es réteg elektronsűrűségének vesztését eredményezheti a magasságának csökkenése, ugyanis az a semleges összetevők, és így a rekombináció mértékének növekedésével jár. Ezért vizsgáltam az foEs, fbEs, valamint a h'Es értékeinek változását 2013. 06. 20-án, egész nap (78. ábra). Látható, hogy a délelőtt folyamán a réteg látszólagos magassága kisebb volt, mint a kampány időszakában (este), valamint hogy az Es eltűnése előtt a h'Es növekedése tapasztalható, így ez esetben az elektronsűrűség csökkenése semmiképp sem magyarázható a réteg magasságának csökkenésével.

Tehát összegezve a szporadikus E réteg kampányidőszak során észlelt nagy mértékű elektronsűrűség csökkenése nem jellemző a kampányt megelőző, és azt követő napokon ugyanabban az időszakban, valamint ez a csökkenés egy lokális hatás eredménye, és nem magyarázható az Es magasságának csökkenésével. Ez alapján az elektronok számának fogyatkozása a zivatarhoz kötődő csatolási mechanizmusok eredménye.

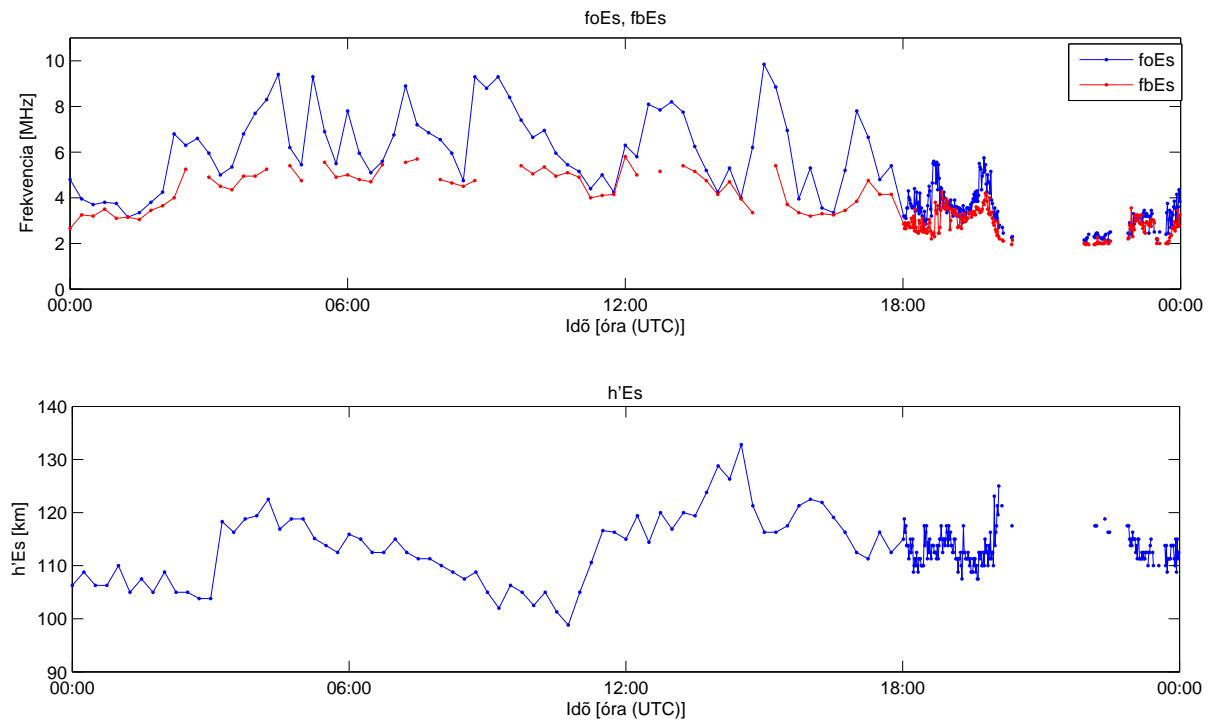


(a)



(b)

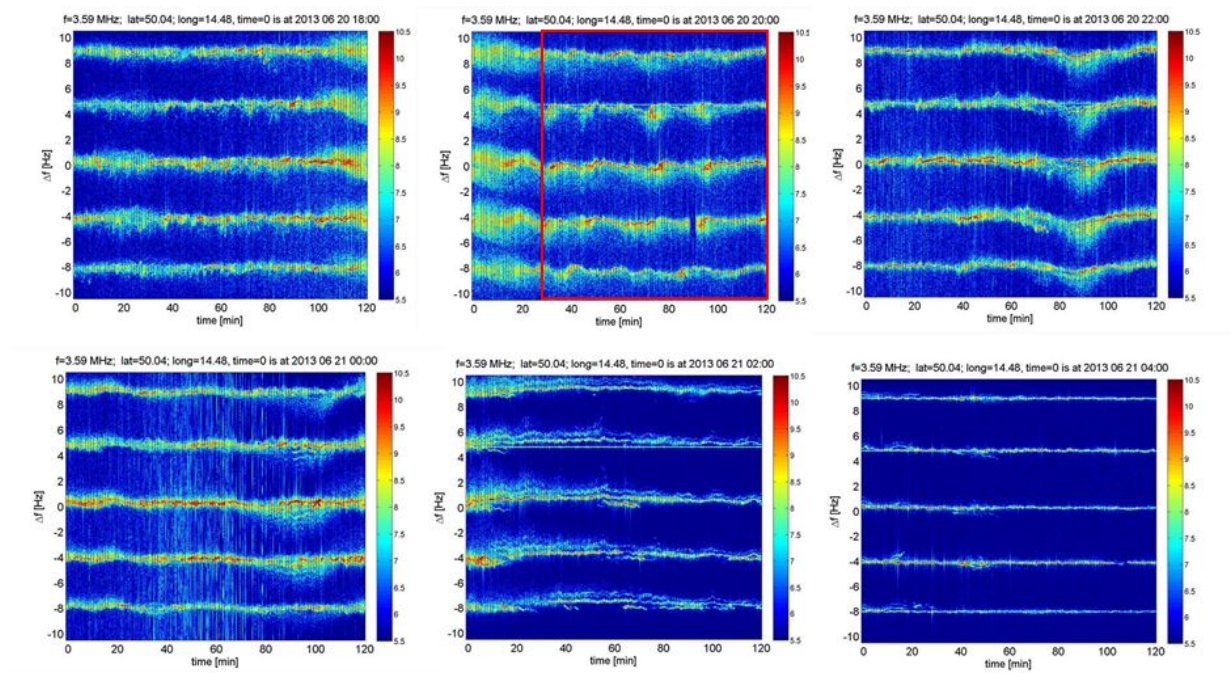
77. ábra. Az foEs paraméter változása különböző európai állomások (Chilton, Moszkva, Róma, Gibilmanna, Del'Ebre), és a pruhonicei ionoszonda adatok alapján 2013. 06. 20-án (a.), valamint az állomások földrajzi helyzete (b.).



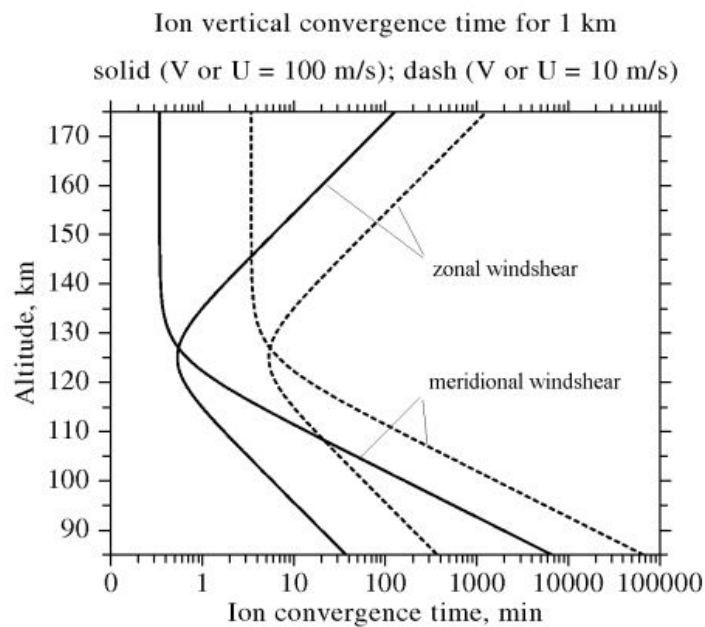
78. ábra. Az foEs, fbEs, h'Es paraméterek változása 2013. 06. 20-án.

Az átvonuló zivatar és az ionoszféra közötti mechanikai csatolást a kampánymérés időszaka alatt és az azt követő néhány órában észlelt Doppler-spektrogramok segítségével vizsgáltam (79. ábra). A Doppler adatok karakterisztikája (3–5 perces infrahanghullámok (néhány esetben 18:00–21:40, 22:20–23:10), valamint rövid periódusú gravitációs hullámok (20:30–22:00)) azt sugallja, hogy a hullámok forrása viszonylag lokális. A 20:30 és 22:00 közötti időszakot választottuk részletesebb elemzés céljából (piros téglalap a 79. ábrán), mivel ekkor a légköri gravitációs hullámok tipikus S alakú jelei szép tisztán látszódnak a mérésben. A különböző adó és vevő közötti pályákon keltett S alakú nyomok egymáshoz képesti eltolódásának analízise alapján az észlelt gravitációs hullámok északkeleti irányba terjedtek (azimut  $\sim 45^\circ$ ). Eszerint a gravitációs hullámok forrása valószínűleg a zivatar lehetett, amely délnyugatról érkezett és Csehország nyugati részén haladt keresztül.

A szélnyírási mechanizmus elmélete alapján a felső E réteg magasságában ( $> 110$  km) a szporadikus E réteg gyorsan formálódik, mert az ionok konvergenciájához szükséges idő rövid ( $< 1$  perc, 80. ábra). Ebben a magasságtartományban a zivatar által keltett gravitációs hullámok építeni, ugyanakkor rombolni is tudják a szporadikus E réteget a szélnyíráson keresztül. A kampány során az Es magassága meghaladta a 110 km-t, ezért ebben esetben valószínűsíthető, hogy a réteg elektronsűrűségének nagy léptékű csökkenésében a zivatar által keltett gravitációs hullámok romboló hatása is szerepet játszott.



79. ábra. A nyugat-csehországi Doppler észelési hálózat spektrogramja a kampánymérés időszaka alatt, valamint az azt követő néhány órában (2013. 06. 20. 18:00 és 06. 21. 06:00 között). A második spektrogramon a piros téglalap a részletesebb elemzésre kiválasztott időszakot jelzi.



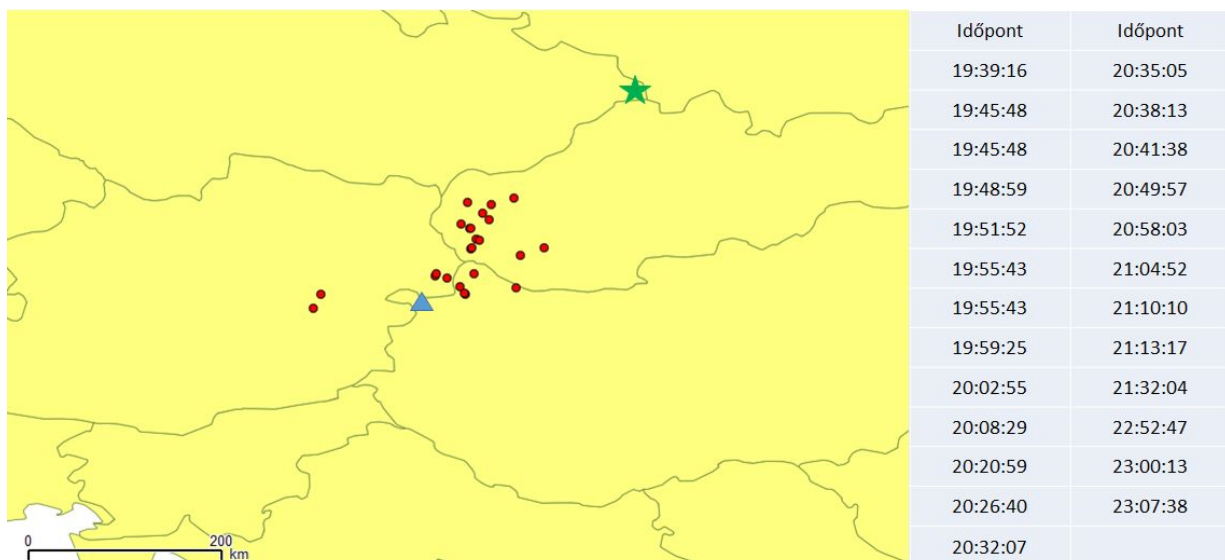
80. ábra. Az ionkonvergenciához szükséges idő a magasság függvényében zonális és meridiionális szélnyírás mechanizmus esetén (a folytonos vonalak az erős, míg a szaggatott a gyenge szél esetét jelzi) [Haldoupis, 2011].

### 5.3. III. esettanulmány, 2014. 07. 30.

2014 első felében a VISRC-2 ionoszonda hardveres és szoftveres fejlesztésére került sor, biztosítva a sűrűbb (2 perces) mintavételezést és így kampánymérések lehetőségét. A mérések közül egy, az előzőhöz nagyon hasonló eset került kiválasztásra a harmadik esettanulmányhoz: 2014. 07. 30-án egy nagyméretű zivatar (szupercella) haladt át a dunántúli térségen, mely fölött (20:00-23:30) 25 lidércet figyeltek meg Nydek-ből, Csehországból.

Az esettanulmány során a nagycentki ionoszféra állomás (47,63° É, 16,72° K) VISRC-2 ionoszdója által 2 percenként mért ionoszféra paramétereket ( $f_{min}$ ,  $f_oE_s$ ,  $f_bE_s$ ), és a LINET európai villámmegfigyelő hálózat által a szondázó állomás 200 km-es környezetében aznap észlelt villám adatokat használtam fel. Az ionogramok feldolgozását, az ionoszféra paraméterek VISRC-2 ionoszonda által 2 percenként készített ionogramokról történő leolvasását kézzel végeztem el.

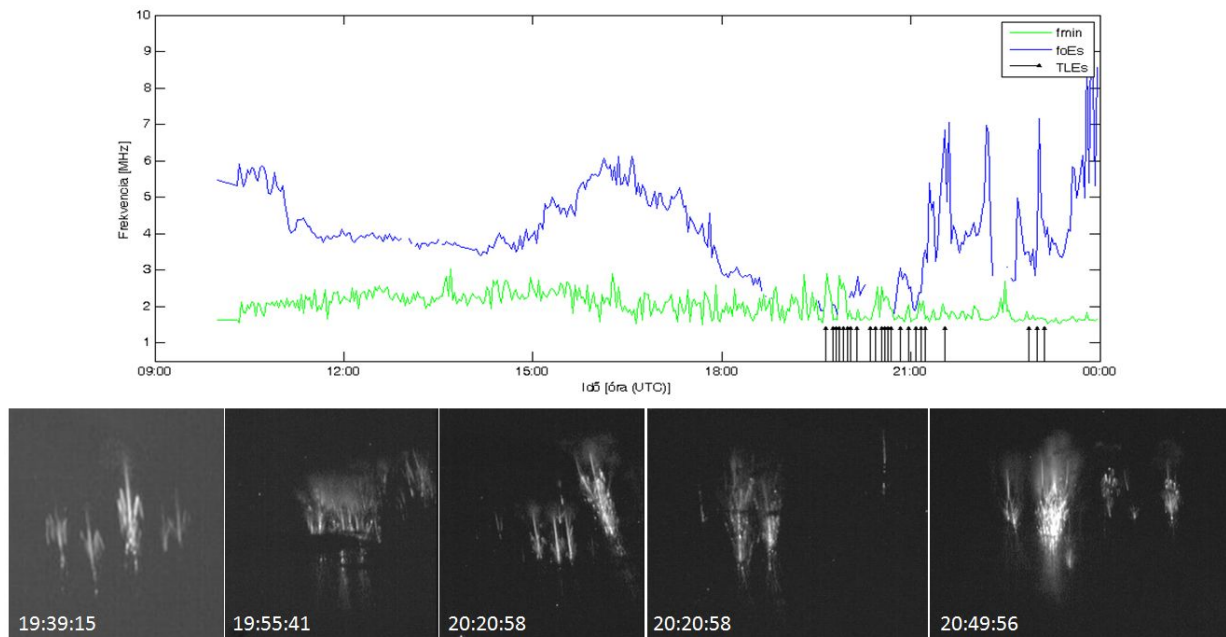
Este 20:00 és 23:30 között 25 vörös lidércet figyeltek meg a Nydek-ben felállított kamerával. Az észlelési időszak a szürkület beállta után ~ 19:10-kor kezdődött, az első lidérc megfigyelésére 19:39-kor került sor. Az észlelt lidércek időpontjait és az UFO Analyzer nevű szoftver számításai alapján becsült földrajzi helyzetét mutatja a 81. ábra.



81. ábra. Az észlelt lidércek időpontjai (jobb oldali táblázat), a lidércek becsült földrajzi helyzete az UFO Analyzer nevű szoftver számításai alapján (piros pontok), a nagycentki ionoszdázó állomás (kék háromszög) és a nydek-i vörös lidérc megfigyelő kamera (zöld csillag) helyzete.

A 82. ábra az észlelt lidércek időpontjait szemlélteti néhány példával, valamint az  $f_{min}$ ,  $f_oE_s$  paraméterek változását a kampánymérés időszaka alatt. Az ábrán látható, hogy az  $f_{min}$  paraméter értéke ez esetben is néhány alkalommal kiugróan megnövekedett a kampány során, amely az alsó ionoszféra (D-,E réteg) elektronsűrűségének rövid idejű (néhány perc) növekedésére utal. Ezen elektronsűrűség anomáliák (néhány kivételtől eltekintve) a lidércek megfigyelésének fő időszakában (19:30–21:30), illetve röviddel azt megelőzően (19:00–19:30) voltak a leggyakoribbak és legnagyobb léptékűek.

Az ionoszféra paraméterek ( $f_{min}$ ,  $f_oE_s$ ,  $f_bE_s$ ) kampánymérés ideje alatt tapasztalt változását és a LINET villámmegfigyelő hálózat által ugyanebben az időszakban észlelt villámokat mutatja a 83. ábra. Mivel a nydek-i lidérc-észlelő rendszer nincs GPS-el



82. ábra. Az észlelt lidércek időpontjai (fekete nyíl), és alatta néhány példa, valamint az  $f_{min}$  és az  $f_{oEs}$  paraméter változása a kampányidőszakban (11:00–24:00).

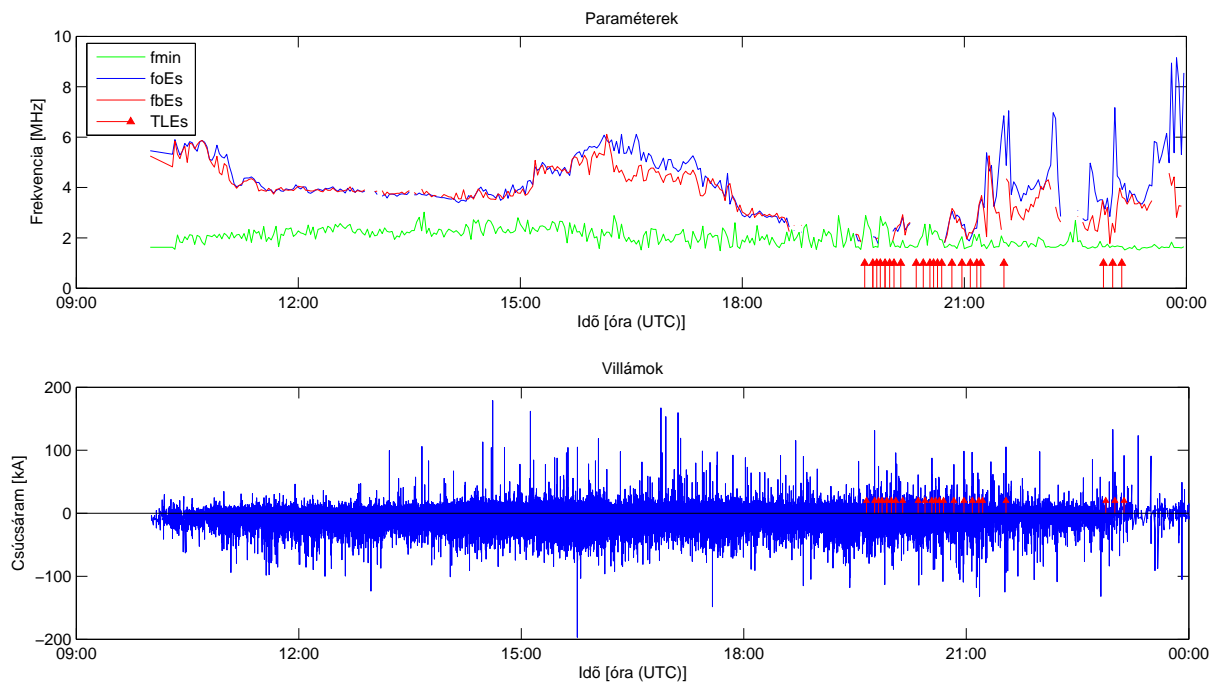
szinkronizáva, csak a számítógép órajelét használja, így időbeli pontossága  $\sim 1$  másodperc, ezért ez esetben a vörös lidércek forrásvillámának meghatározása nem volt lehetséges. Az alsó és felső ábrán a piros nyilak a vörös lidércek észlelési rendszer alapján rögzített időpontjait jelzik.

Az, hogy az  $f_{min}$  paraméterben észlelt csúcsok inkább a vörös lidércek megfigyelésének időszakában jelentkeznek arra utal, hogy a rövid idejű elektronsűrűség növekedések előidézésében inkább a lidérceket is kiváltó kvázi-elektrosztatikus tér mechanizmus játszott szerepet mintsem a legnagyobb csúcsáramú villámokhoz tartozó elektromágneses impulzus mechanizmus. Szóval ezen elektronsűrűség anomáliák a kvázi-elektrosztatikus tér mechanizmus által gyorsított elektronok ionizáló hatásához kötődhetnek.

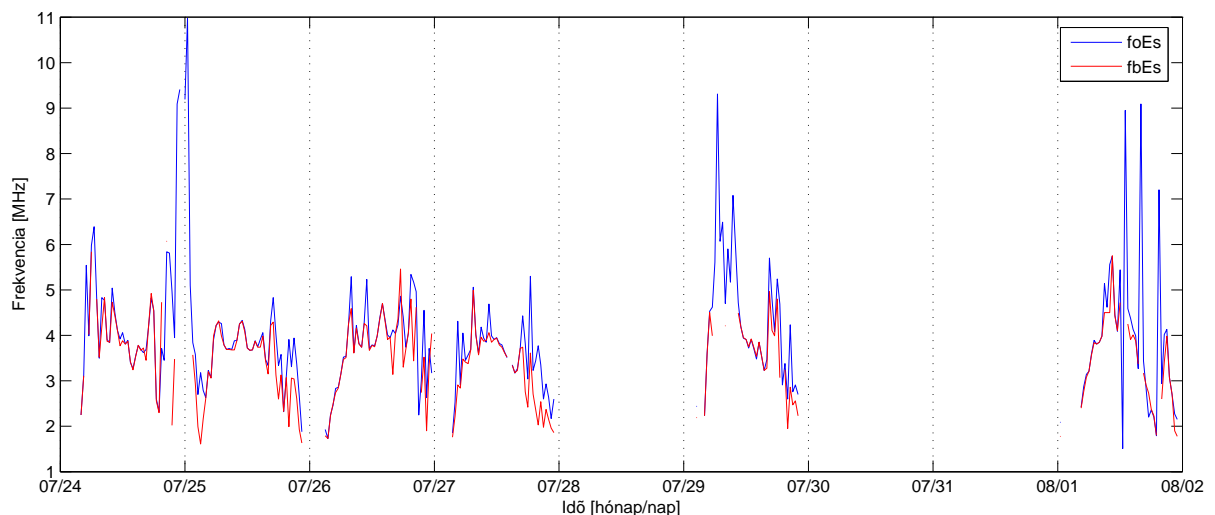
A 82. és a 83. ábrán látható, hogy az  $f_{min}$  paraméterben jelentkező csúcsok időszakában ( $\sim 19:00-21:10$ ,  $\sim 22:30$ ) a szporadikus E réteg eltűnik, azaz a réteg elektronsűrűsége az ionoszondázási technikával történő detektálási határ alá csökken.

Ez esetben is megvizsgáltam az  $f_{oEs}$  paraméter változását a kampányt megelőző (2014. 07. 24–27., 29) és az azt követő (2014. 08. 01.) napokban (84. ábra). Továbbá kiszámoltam az  $f_{oEs}$  paraméter átlagos napi változását a kampányt megelőző és azt követő 5 olyan nap adatai felhasználásával, amikor nem volt zivatar tevékenység (85. ábra). Az eredmények alapján az  $f_{oEs}$  paraméter általában alacsony az esti órákban ( $< 4$  MHz, 18:00–22:00 között), azonban a réteg eltűnése, azaz elektronsűrűségének ilyen léptékű csökkenése csak a zivatar időszakában tapasztalható.

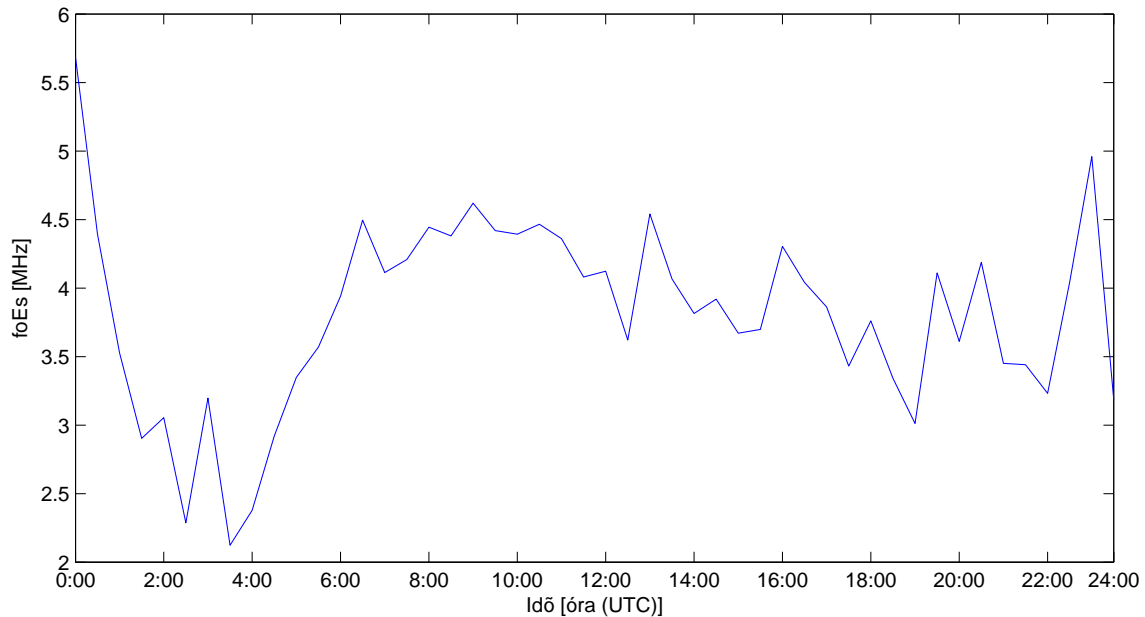
Ismét vizsgáltam, hogy a réteg eltűnése, azaz elektronsűrűségének detektálhatósági határ alá történő csökkenése regionális, vagy lokális léptékű. Öt különböző európai ionoszonda állomás  $f_{oEs}$  adatait vettem össze a nagyecenki ionoszonda által mért értékekkel 2014. 07. 30-án 12:00 és 24:00 között (86. ábra). Az ábrán látszik, hogy egész Európában alacsony volt az  $f_{oEs}$  értéke az esti órákban, azonban a réteg eltűnése csak a nagyecenki állomás adataiban jelentkezik. Ez alapján az elektronsűrűség csökkenés egy lokális hatás



83. ábra. Az inoszféra paraméterek ( $f_{min}$ ,  $f_oE_s$ ,  $f_bE_s$ ) változása, a megfigyelt lidércek időpontjai és a LINET villámfigyelő hálózat által észlelt villámok a kampánymérés időszaka alatt (2014. 07. 30. 11:00–22:00). Az alsó ábrán a vörös lidércek észlelésének időpontjait pirossal jelöltem.



84. ábra. Az  $f_oE_s$ ,  $f_bE_s$  paraméterek változása a kampányt megelőző (2014. 07. 24–27., 29) és az azt követő (2014. 08. 01.) olyan napokban, amikor nem volt zivatartevékenység.



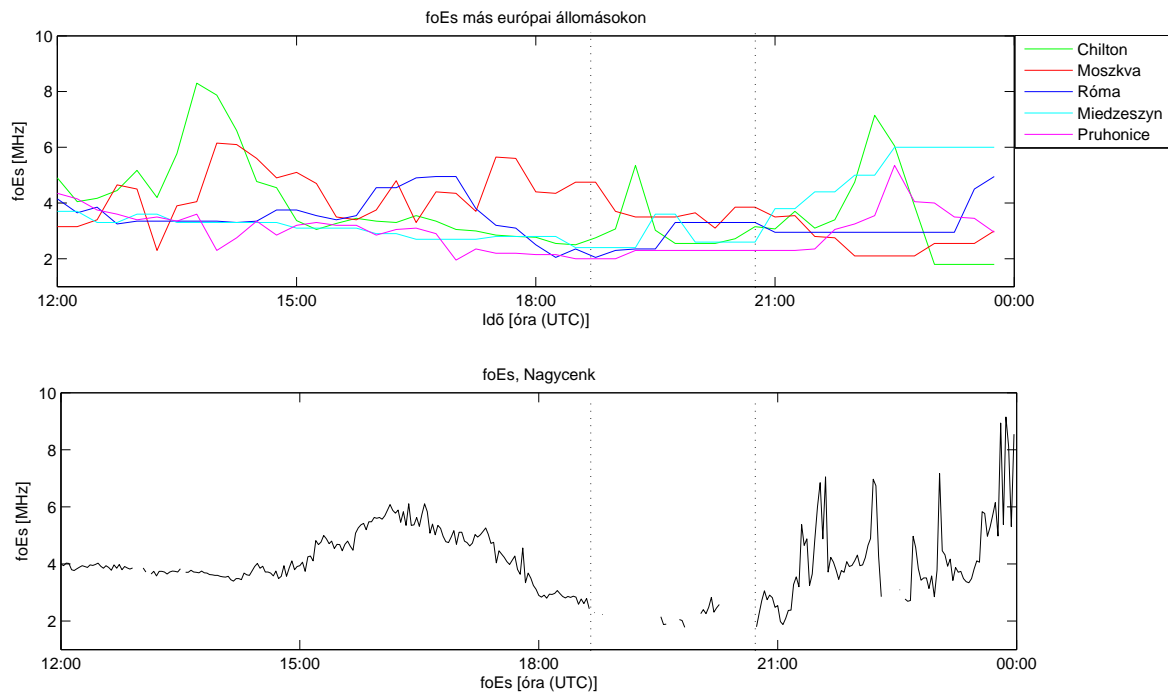
85. ábra. Az foEs paraméter átlagos napi változása a kampányt megelőző, és azt követő 5 olyan nap adatai alapján, amikor nem volt zivatarkevékenység.

eredménye lehet. Éjfél körül növekedés tapasztalható néhány állomás esetében, amely a nagycentri adatokban is mutatkozik.

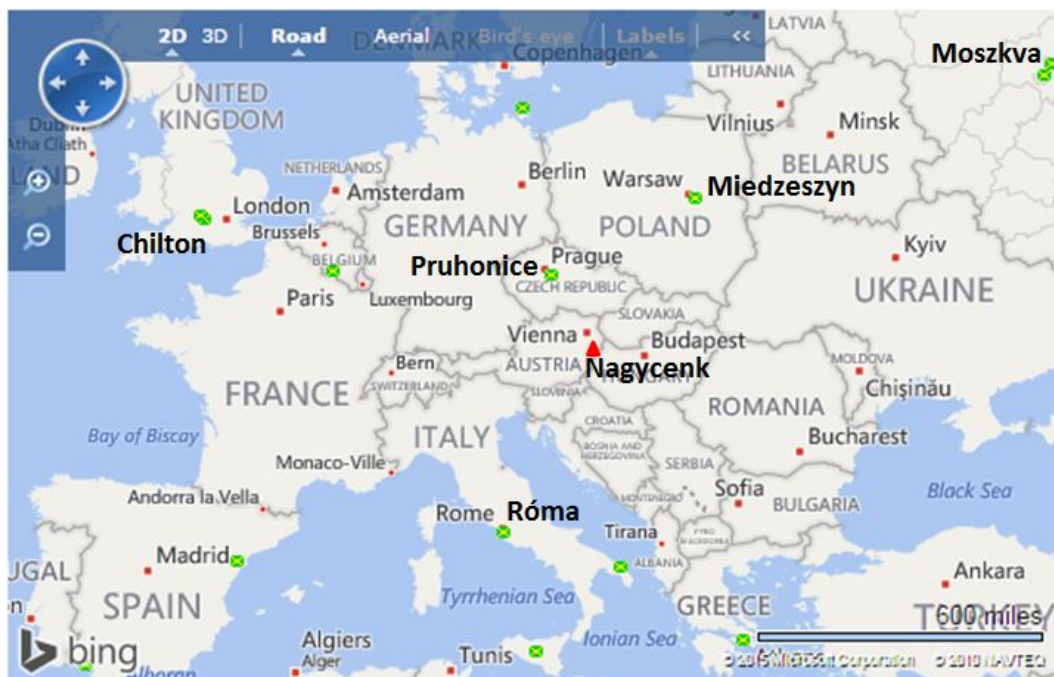
Ez esetben is vizsgáltam az foEs, fbEs, valamint a h'Es értékeinek változását a kampány során 2014. 07. 30-án (78. ábra), hogy megállapítsam, hogy az elektronsűrűség csökkenés pusztán a réteg magasság változásának következményeként magyarázható-e. Bár kora délután valóban megfigyelhető egy erőteljes magasságcsökkenés, azonban 15:00 után egészen az Es eltűnéséig a réteg látszólagos magassága  $\sim 90$  km körül alakul. Ezt követően pedig 105 km-es magasságon jelenik meg újra, és a nagyobb magasság ellenére ekkor még nagyon alacsony az foEs értéke ( $\sim 2-3$  MHz), ami alacsony elektronsűrűséget jelent. Ez alapján az elektronsűrűség csökkenése nem magyarázható pusztán a réteg magasságának csökkenésével, vagyis egy további mechanizmus közreműködése okozhatja a rendkívül alacsony elektronsűrűséget ez esetben.

Összegezve a szporadikus E réteg a kampány során esti órákban észlelt eltűnése, azaz nagy mértékű elektronsűrűség csökkenése nem jellemző a kampányt megelőző, és azt követő napokon ugyanebben az időszakban. Továbbá ez az alacsony elektronsűrűség egy lokális hatásnak tudható be, és nem pusztán a réteg magasság csökkenésének az eredménye. Ez alapján az elektronok számának fogyatkozása a zivatarhoz kötődő csatolási mechanizmus eredménye lehet.



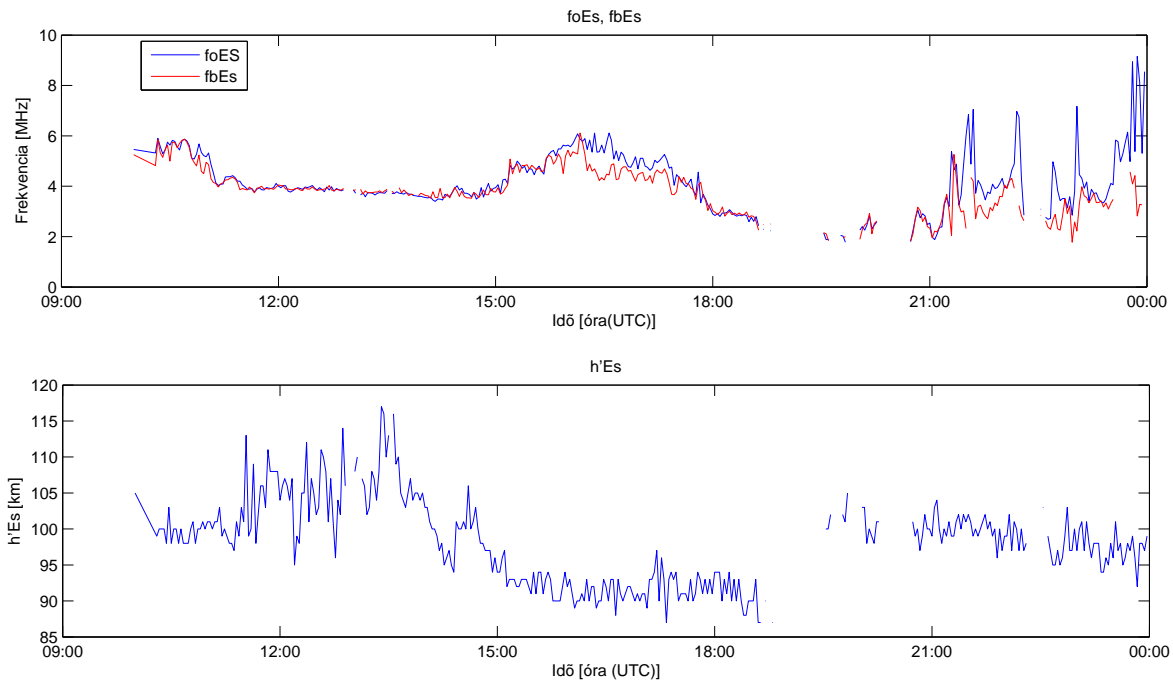


(a)



(b)

86. ábra. Az foEs paraméter változása különböző európai állomások (Chilton, Moszkva, Róma, Miedzeszyn, Pruhonice), és a nagycenki ionoszonda adatok alapján 2013. 06. 20-án (a.), valamint az állomások földrajzi helyzete (b.).



87. ábra. Az foEs, fbEs, h'Es paraméterek változása 2014. 07. 30-án a kampány során.

## 5.4. Összefoglalás, diszkusszió

A szakirodalom alapján az egyedi villámkisülések következtében az ionoszférában létrejövő leghosszabb változások időtartama 20–40 perc [Haldoupis et al., 2012]. Mivel általában az ionoszondázó berendezések maximum negyedórás felbontásban adnak információt az ionoszféra állapotáról elengedhetetlen a zivatarok és az alsó ionoszféra közötti elektrodinamikai csatolási mechanizmusok sűrűbb mintavételezésű kampánymérésekkel történő vizsgálata. Három kampánymérés adatait használtam fel az esettanulmányokhoz, melyek során a negyedórás, félórás standard mintavételezés helyett percenként, illetve két percenként készítettünk ionogramokat. A zivataros időszakban folytatott sűrű mintavételezésű kampányméréseink egyedülállóak a maguk nemében, a zivatar-tevékenységhez kapcsolódó ilyen jellegű vizsgálatok még nem történtek a szakirodalom alapján. A Csehország nyugati felében kiépített Doppler-eltolódáson alapuló észlelési hálózat segítségével a zivatarok és az ionoszféra közötti mechanikai csatolást lehet vizsgálni. A sűrűbb mintavételezésű ionoszférikus paraméterek, és a Doppler mérőhálózat adatainak együttes analizálásával így mindkét csatolási mechanizmus tanulmányozható.

Az átvonuló zivatarokhoz kapcsolódó kampánymérések helye és időpontja:

- I. esettanulmány: Pruhonice, Csehország, 2013. 05. 29., 10:00–16:00
- II. esettanulmány: Pruhonice, Csehország, 2013. 06. 20., 18:00–24:00
- III. esettanulmány: SZIGO, Nagycenk, Magyarország, 2014. 07. 30., 11:00–24:00

Az első két esettanulmány során a pruhonicei ionoszféra állomás ( $50^\circ$  É,  $14,5^\circ$  K) DPS-4D digiszondája által percenként mért ionoszféra paramétereket (fmin, foEs, fbEs) és a nyugat-csehországi Doppler megfigyelő hálózat adatait használtam fel. Az ionoszféra

paraméterek DPS-4D digiszonda által percenként készített ionogramokról történő leolvasását kézzel ellenőriztem. A harmadik esettanulmány során a nagycenti ionoszféra állomás (47,63° É, 16,72° K) VISRC-2 ionoszondája által 2 percenként mért ionoszféra paramétereket ( $f_{min}$ ,  $f_oE_s$ ,  $f_bE_s$ ) használtam. Az ionogramok feldolgozását, az ionoszféra paraméterek ionogramokról történő leolvasását kézzel végeztem el. Továbbá mindhárom esettanulmánynál a LINET európai villámmegfigyelő hálózat által a szondázó állomás 200 km-es környezetében aznap észlelt villám adatokat vizsgáltam.

2013. 06. 20-ai zivatar fölött este 20:17 és 22:02 között 30 vörös lidércet sikerült megfigyelni Sopronból, míg 2014. 07. 30-án 20:00 és 23:30 között 25 vörös lidércet figyeltek meg a Nydek-ben található kamerával. Az észlelési időszakok a szürkület beállta után kezdődtek, és az első vörös lidérc megfigyelésére nem sokkal (10–20 perccel) az észlelési időszak kezdete után került sor.

Az  $f_{min}$  paraméter értéke a kampányok során néhány alkalommal kiugróan megnövekedett. Mivel az abszorpción keresztül az  $f_{min}$  jó indikátora az alsó ionoszférában (D-, éjszaka esetén D és E rétegben) bekövekező elektronsűrűség változásoknak, így az észlelt csúcsok az elektronsűrűség hirtelen, rövid idejű (1–3 perc) megnövekedésére utalnak. Ezen elektronsűrűség anomáliák nagyobbak, és gyakoribbak voltak azokban az időszakokban, amikor vörös lidérc alakult ki a zivatarok fölött (06. 20-án ~ 20:10–22:02, lásd 73. ábra, valamint 07. 30-án 19:30 és 21:30 között, lásd 82. ábra).

Az éjszakai zivatarok azon szakaszában, amikor nem figyeltek meg lidérceket a zivatarok fölött, továbbá a nappali zivatar esetében az  $f_{min}$  paraméterben észlelt csúcsok ritkábbak, és kisebb mértékűek. Az  $f_{min}$  paraméter változásait összevetettem a LINET európai villámmegfigyelő hálózat adataival (időpont, polaritás, csúcsáram) mindhárom esetben, és nem találtam időbeli egyezést a legnagyobb csúcsáramú villámkisülések és az  $f_{min}$ -ben jelentkező csúcsok között. Az, hogy az észlelt csúcsok inkább a vörös lidérc megfigyelésének időszakában jelentkeznek arra utal, hogy ezek előidézésében inkább a lidérceket is kiváltó kvázi-elektrosztatikus tér mechanizmus játszott szerepet, mintsem a legnagyobb csúcsáramú villámokhoz tartozó elektromágneses impulzus mechanizmus. Szóval ezen rövid idejű elektronsűrűség növekedések a kvázi-elektrosztatikus tér mechanizmus által gyorsított elektronok ionizáló hatásához kötődhetnek.

Ahogy arról már az 1.4.1. alfejezetben esett szó, az  $f_{min}$  az ionoszférából való első visszaverődéshez tartozó frekvencia. Az ennél kisebb frekvenciájú szondázó elektromágneses hullámok elnyelődnek az alsó ionoszférában. Mivel a visszaverődött szondázó elektromágneses hullám frekvenciája megegyezik az ionoszféra adott magasságában lévő plazmafrequenciával:

$$f = f_p = \frac{\omega_p}{2\pi} \quad (119)$$

és a plazmafrequencia ( $\omega_p$ ) arányos az elektronsűrűséggel ( $N_e$ ) a következők szerint:

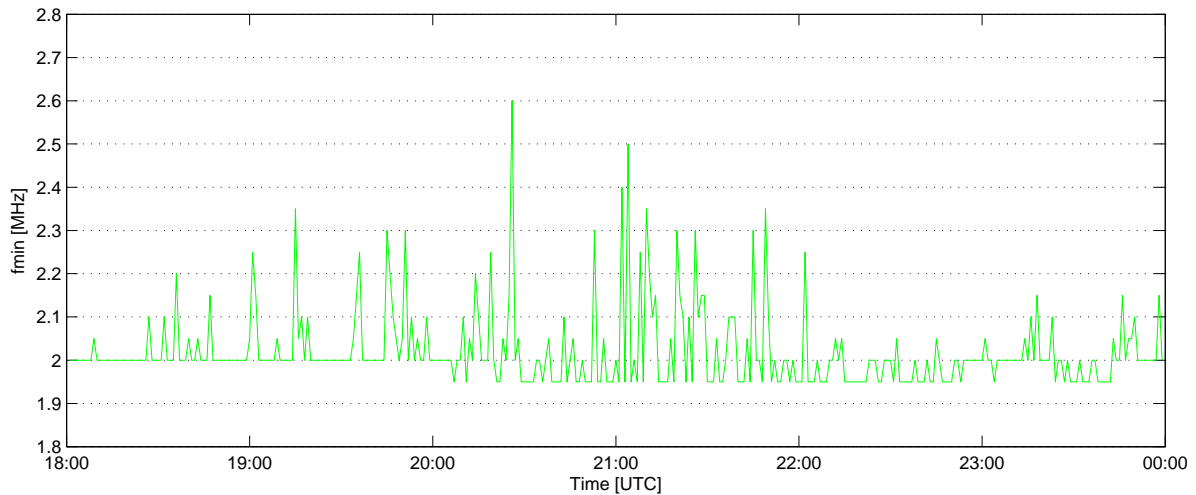
$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 N_e}{m_e \varepsilon_0}} \quad (120)$$

ahol  $e$  az elektromos töltés,  $m_e$  pedig az elektron tömege. Az alsó ionoszférában található hideg plazma esetében ez alapján a plazmafrequencia számszerű értéke:

$$f_p \approx 8980 \sqrt{N_e} \quad (121)$$

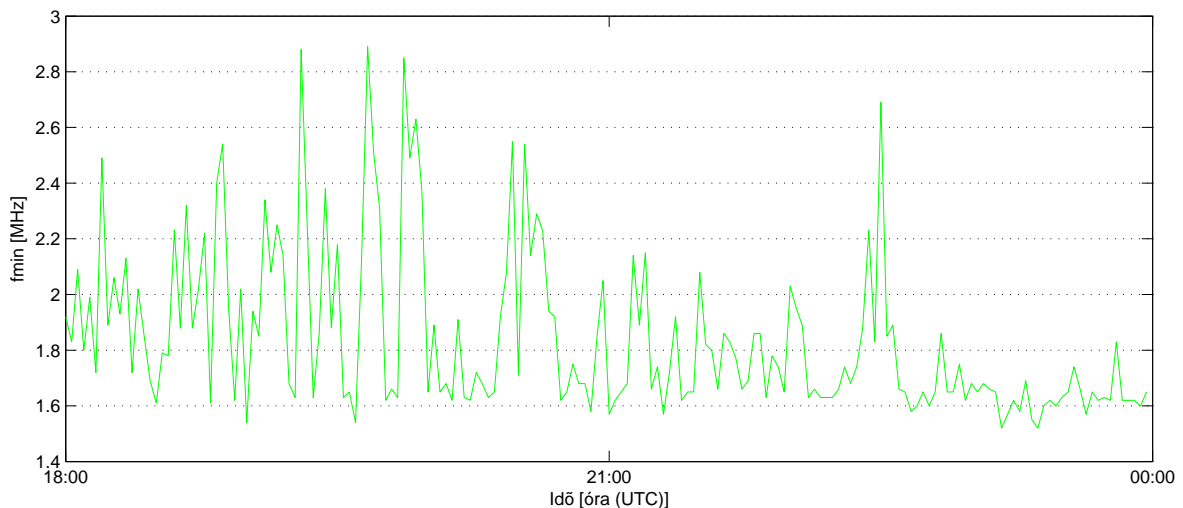
ahol  $f_p$  Hz-ben, az elektronsűrűség ( $N_e$ ) pedig  $1/cm^3$ -ben van megadva.

Ez alapján az  $f_{min}$  paraméter változásából (az észlelt csúcsokból) megbecsülhető az alsó ionoszférában bekövetkező elektronsűrűség változás. Eszerint a 2013. 06. 20-án este 18:00 és 24:00 között az  $f_{min}$  paraméterben észlelt csúcsok 0,2–0,5 MHz-es frekvenciaváltozást mutatnak (88. ábra), ami  $\sim 5 \times 10^2$ – $4,64 \times 10^3$   $1/cm^3$ -es, azaz  $\sim 1$ – $9\%$ -os elektronsűrűség változást jelent.



88. ábra. Az  $f_{min}$  paraméter változása 2013. 06. 20-án 18:00 és 24:00 között a kampány során.

Míg 2014. 07. 30-án este 18:00 és 24:00 között észlelt csúcsok 0,4–1,2 MHz-es frekvencia változást jeleznek (89. ábra), ami  $\sim 2 \times 10^3$ – $1,78 \times 10^4$   $1/cm^3$ -es, azaz  $\sim 6$ – $56\%$ -os elektronsűrűség változásnak felel meg.



89. ábra. Az  $f_{min}$  paraméter változása 2014. 07. 30-án 18:00 és 24:00 között.

Az I., nappali esettanulmány folyamán az  $f_oE_s$  paraméter csökken a zivatar első óráiban, majd 3,5–4 MHz körüli érték körül alakul egészen a kampányidőszak végéig. Ezt

a változást összevettem a kritikus frekvencia esettanulmányt megelőző, és azt követő 5 napon (2013. 05. 24.–2013. 06. 03.) lévő átlagos értékeivel ugyanebben az időszakban, és nem találtam jelentős eltérést. Ez alapján a zivatar aktivitás ebben az esetben nem változtatja meg számottevő mértékben az foEs paraméter értékeit, azaz nincs hatással a szporadikus E rétegben bekövetkező elektronsűrűség változásokra.

A másik két (II. és III.) esti esettanulmány során az foEs paraméter nagymértékű csökkenése tapasztalható. Sőt abban az időszakban, amikor az fmin paraméterben a csúcsok jelentkeznek (06. 20-án  $\sim$  20:10–22:02 és 07. 30-án 19:30 és 21:30 között) a szporadikus E réteg eltűnik, azaz a réteg elektronsűrűsége az ionoszondázási technikával történő detektálási határ alá csökken (lásd 74., 83. ábra).

Azon célból, hogy kiderüljön, hogy ez az elektronsűrűség csökkenés valóban a zivatarhoz kapcsolódik-e, vizsgáltam az foEs paraméter változását a kampányokat megelőző és az azokat követő napokban, valamint kiszámoltam az foEs paraméter átlagos napi változását a kampányt megelőző, és az azt követő 5 olyan nap adatai felhasználásával, amikor nem volt zivartartevékenység. Ezek alapján a szporadikus E réteg a kampány során esti órákban észlelt nagy mértékű elektronsűrűség csökkenése nem jellemző a kampányt megelőző, és azt követő napokon ugyanebben az időszakban.

A kritikus frekvencia változását összevettem más európai ionoszonda állomások ugyanabban az időszakban mért foEs adataival. Habár általában véve egész Európában alacsony volt az foEs értéke 2013. 06. 20-án és 2014. 07. 30-án este, azonban a réteg eltűnése csak a pruhonicei- (II. esettanulmány), illetve a nagyeceni állomás (III. esettanulmány) adataiban jelentkezik, ami azt jelzi, hogy az elektronsűrűség csökkenés egy lokális hatás eredménye.

Továbbá vizsgáltam a szporadikus E réteg látszólagos magasságának változását a két esetben, és a vizsgálat eredményei szerint a rendkívül alacsony elektronsűrűség nem magyarázható pusztán az Es magasságának csökkenésével.

Ez alapján az elektronok számának fogyatkozása a zivatarhoz kötődő csatolási mechanizmus eredménye lehet.

A II. esettanulmány során az átvonuló zivatar és az ionoszféra közötti mechanikai csatolást a kampánymérés időszaka alatt és az azt követő néhány órában észlelt Dopplerspektrogramok segítségével vizsgáltam (79. ábra). A Doppler adatok karakterisztikája (3–5 perces infrahanghullámok, valamint rövid periódusú gravitációs hullámok) azt sugallja, hogy a hullámok forrása viszonylag lokális. A 20:30 és 22:00 közötti, részletesebb analízisre kiválasztott időszakban a légköri gravitációs hullámok tipikus S alakú jelei tisztán látszódnak a spektrogramokon. Ezen S alakú nyomok különböző adó és vevő közötti pályákon való megjelenésének egymáshoz képesti eltolódása alapján az észlelt gravitációs hullámok északra terjedtek (azimut  $\sim 45^\circ$ ). Így a gravitációs hullámok forrása valószínűleg a zivatar lehetett, amely délnyugatról érkezett és Csehország nyugati részén haladt keresztül.

A szporadikus E réteg elektronsűrűség csökkenését (eltűnését) magyarázó lehetséges fizikai mechanizmusok:

### 1. A zivatar által keltett légköri gravitációs hullámok hatása

A szélnyírási mechanizmus elmélete alapján a felső E réteg magasságában ( $> 110$  km) a szporadikus E réteg gyorsan formálódik, mert az ionok konvergenciájához szükséges idő rövid ( $< 1$  perc, 80. ábra). Ebben a magasságtartományban a zivatar által keltett gravitációs hullámok építeni, ugyanakkor rombolni is tudják a szporadikus E réteget a szélnyíráson keresztül. A 2013. 06. 20-i kampány során (18:00 és

23:00 között) az Es magassága meghaladta a  $\sim 110$  km-t (78. ábra), ezért ez esetben valószínűsíthető, hogy a réteg elektronsűrűségének nagy léptékű csökkenésében a zivatar által keltett gravitációs hullámok romboló hatása játszott szerepet.

## 2. A molekuláris oxigén és a meteoroktól származó por és füst részecskék elektronfelvétele

A kvázi-elektrosztatikus és elektromágneses impulzus mechanizmusok által felgyorsított elektronok légkörkémiai hatásait, elektronsűrűségben okozott változásait részletesen tárgyaltam a 2.2.3. alfejezetben. Taranenko és társai modellszámításai alapján [Taranenko et al., 1993] a villámkisülésekhez kapcsolódó elektromágneses sugárzás akár több 100 %-os elektronsűrűség változást is produkálhat 75–95 km-es magasságtartományban. 86 és 92 km között egy jelentős elektronsűrűség növekedés jelentkezik az ionizáció következtében (lásd 24. ábra). Míg 79–86 valamint 92–95 km-es magasságtartományban elektronsűrűség csökkenés tapasztalható a molekuláris oxigén disszociatív elektronfelvételének köszönhetően.

Hasonló eredményre jutottak Marshall és társai akik az ún. pókvillámok – ismétlődő intenzív felhőn belüli villámok, melyekhez néhány földbe csapó pozitív villám társul – alsó ionoszférára gyakorolt hatását modellezték [Marshall et al., 2008]. A vörös lidércek gyakran ezeket a pókvillámokat követően alakulnak ki. A modell eredményei alapján a molekuláris oxigén elektronfelvétele nem minden esetben társul emisszióval, vagy ionizációval, mivel az elektronfelvételhez szükséges energia ( $\sim 5$  eV) kevesebb, mint a gerjesztéshez ( $\sim 7,5$  eV), vagy az ionizációhoz (15,6 eV) [Marshall et al., 2008].

Friedrich és társai rakétakísérletekkel kimutatták, hogy a mezoszféra plazmasűrűségének alakításába egy további elektronveszteségi folyamat is közrejátszik, úgy mint a molekulánál nagyobb méretű részecskék elektronfelvétele [Friedrich et al., 2012]. Ilyen nagyobb méretű részecskék például a meteorokból származó por, és füst részecskék (meteoric smoke particles, MSP). A rakéta mérések azt sugallják, hogy a gázok általi elektronfelvételen túl a nagy méretű por és füst részecskék is felelősek az elektronsűrűség gyengítéséért. Annak ellenére, hogy a füst részecskék koncentrációja csak néhány ezer  $cm^3$ -ként, elektronfelvételük hatására bekövetkező elektronveszteség összemérhető a molekuláris oxigénével [Friedrich et al., 2011]. Ugyanakkor ezen elektronfelvételnél az atomos oxigén nem rombolja az MSP anionokat, nem úgy, mint az  $O_2^-$  esetében. A negatívan töltött meteorikus eredetű füst részecskék jelenlétét a légkörben (70–90 km-es magasságtartományában) alacsony szélességeken rakétakísérletekkel [Gelinas et al., 1998], továbbá az Arecibo radar méréseivel (85 és 92 km között) igazolták [Fentzke et al., 2009].

Ezek alapján a szporadikus E réteg elektronsűrűségének 2014. 07. 30-án este tapasztalt drasztikus csökkenéséért a molekuláris oxigén  $O_2$ , valamint a meteorikus eredetű por és füst részecskék a zivatarhoz kapcsolódó kvázi-elektrosztatikus és elektromágneses impulzus terek által felgyorsított elektronok felvétele tehető felelőssé. Mivel ekkor a szporadikus E réteg  $\sim 90$ -95 km-es magasságban helyezkedett el (87. ábra).

## 3. A D- és E réteg abszorpció növekedése

A kvázi-elektrosztatikus és elektromágneses impulzus mechanizmusok által felgyorsított elektronok a modellszámítások alapján jelentős elektronsűrűség növekedést

produkálnak a felső D- és az E réteg magasságában az ionizáció következtében [Taranenko et al., 1993], [Marshall et al., 2008]. A megnövekedett elektronsűrűség következményeként megnő az alsó ionoszféra abszorpciója (ezt mutatják az  $f_{min}$  paraméterben észlelt csúcsok), és így a szondázó elektromágneses hullámok elnyelődnek az alsó ionoszférában, és nem verődnek vissza a szporadikus E rétegről. Ezt tükrözi, hogy az  $f_{min}$  paraméter értéke gyakran meghaladja az  $E_s$  eltűnése előtti és utáni időszakban mért  $f_oE_s$  értékét (pl. 2014. 07. 30-án 19:00 és 20:40 között).

## 6. Összefoglalás, tézisek

Doktori munkám tárgya a zivatar tevékenységhez kapcsolódó mind elektromos, mind mechanikai troposzféra–ionoszféra csatolási mechanizmusok vizsgálata, a zivatar hatására az ionoszférában létrejövő perturbációk megismerése, a folyamatok fizikai hátterének mélyebb megértése.

A troposzférában kialakuló zivatarok és az ionoszféra között alapvetően két eltérő csatolási mechanizmust különböztethetünk meg: elektrodinamikai csatolás a zivatar és a benne létrejövő intenzív villámkisülésekhez kapcsolódó elektrosztatikus és elektromágneses téren keresztül, amelynek látványos következményei az ún. felsőlégköri elektro-optikai emissziók, valamint mechanikai csatolás a meteorológiai folyamatok keltette és a semleges légkörben felfelé terjedő hullámok által.

Vizsgálataim során a 90–120 km-es magasságban bekövetkező változásokra fókuszáltam, mely magasságtartományról az egyéb észlelési technikák korlátozottsága miatt az ionoszondázás segítségével kaphatunk információt. Doktori dolgozatomban komplex vizsgálatokon keresztül: különböző statisztikai módszerek felhasználásával, valamint esettanulmányok segítségével tanulmányoztam a zivatarok és az alsó ionoszféra közötti csatolási mechanizmusokat a mediterrán (Róma) és a közép-európai (Prága és Sopron) térségben. Vizsgálataim során különböző villámmegfigyelő hálózatok (WWLLN, LINET), több ionoszonda állomás (Róma, Pruhonice, Nagycenk), és a Nyugat-Csehországban található Doppler-eltolódáson alapuló mérőhálózat adatait használtam fel.

A dolgozat elején összefoglaltam a témához kapcsolódó legfontosabb alapvető ismereteket. Bemutattam a globális légköri elektromos áramkört és elemeit, a villámkisülések legfontosabb jellemzőit és a zivatarok fölött kialakuló felsőlégköri elektro-optikai emissziók különböző típusait. Ismertettem az ionoszféra legfontosabb tulajdonságait, részletesen kitérve a szporadikus E (Es) réteg kialakulási mechanizmusára, változásaira. Majd áttekintést adtam a magnetoionos elméletről és a vizsgálataim során használt észlelési technikáról, az ionoszondázásról.

Részletesen tárgyaltam a zivatarok és az alsó ionoszféra közötti csatolási mechanizmusok elméleti hátterét és a témához kapcsolódó szakirodalmat. Ismertettem a meteorológiai rendszerek által keltett és a semleges légkörben felfelé terjedő különböző hullámtípusokat majd áttértem a villámkisülések következtében a zivatarok felett kialakuló kvázi-elektrosztatikus és elektromágneses terek, és a hozzájuk kapcsolódó részecskegyorsítási mechanizmusok leírására. Ezt követően pedig bemutattam a terek által felgyorsított elektronok légkörkémi hatását, az alsó ionoszféra elektronsűrűségében ezáltal okozott változásokat.

A vizsgálati módszerek és az eredmények részletezése előtt kitértem a felhasznált adatok és az észlelési rendszerek leírására.

A vizsgálataim során alkalmazott módszerek és adatok:

- Az első statisztikai elemzés során villám adatok, valamint infravörös térképek segítségével 2009 napjait 2 csoportba osztottam: zivataros napokra, valamint szép idő napokra, és a két időszakban vizsgáltam a szporadikus E réteg kialakulását, és tulajdonságait. A vizsgálat során WWLLN villámadatokat, METEOSAT–9 műhold által készített infravörös térképeket, valamint a római ionoszonda állomás (41,9° É, 12,5° K) AIS szondája által óránként mért kritikus frekvencia (foEs) és látszólagos magasság (h'Es) adatokat használtam fel.
- A második elemzés során a szuperponált időszakok módszerének segítségével vizsgáltam a troposzféra–alsó ionoszféra csatolási mechanizmust a mediterrán térségben



2009-ben mért szporadikus E réteg (kritikus frekvencia, látszólagos magasság), valamint villám adatok segítségével. A vizsgálat során a római ionoszféra szondázó állomás (41,9° É, 12,5° K) AIS szondája által óránként mért kritikus frekvencia (foEs) és látszólagos magasság (h'Es) adatokat, valamint a WWLLN (World Wide Lightning Location Network) villámmegfigyelő hálózat 2009-ben a római ionoszféra szondázó állomás 200 km-es környezetében mért összes villám (37096) adatait használtam fel.

Ennek a módszernek az alkalmazásával a  $\sim 37000$  villám ionoszférára gyakorolt egyesített hatását tudtam vizsgálni, azaz egy virtuális szupervihar modellezéséről van szó. A virtuális zivatar időtartamának meghatározásához vizsgáltam a villám-eloszlást. Az eloszlás maximumaként jelentkezik a nulla időpontban a 37096 villám összessége. A mesterséges zivatar „kritikus időszakát”, a nulla időpont körül ( $\pm 25$  óra) úgy választottam meg, hogy még belevettem az eloszlásban jelentkező másodlagos csúcsokat. A vizsgálatok során a kritikus frekvencia, illetve a látszólagos magasság mesterséges zivatar előtti, illetve utáni időszakokban észlelt átlagos értékét hasonlítottam össze.

- A harmadik statisztikai elemzés során a zivatar aktivitása és az alsó ionoszféra közötti kapcsolat erősségét a korrelációs számítás segítségével vizsgáltam. A vizsgálat során a pruhonicei ionoszféra állomás (50° É, 14,5° K) DPS-4D digiszondája által negyedóránként mért ionoszféra paramétereket ( $f_{min}$ , foEs, fbEs), valamint a LINET európai villámmegfigyelő hálózat által a szondázó állomás 200 km-es környezetében 2009 nyarán észlelt villám adatokat használtam fel. A zivatar aktivitást a negyedóránként bekövetkező villámkisülések számával definiáltam.

Először a 2009 nyarán észlelt 10 legintenzívebb zivatarra végeztem el a korrelációs számítást. Ezen zivatarok legaktívabb időszakában a villámszám meghaladta az 550 villám/negyedórát. Az analízis során összehasonlítottam a villámszámot az ionoszférikus paraméterek 10 napra vonatkoztatott átlagtól való eltéréseivel ( $\Delta f_{min}$ ,  $\Delta foEs$ ,  $\Delta fbEs$ ), kirajzoltam a változók pontfelhő diagramját, és meghatároztam a villámszám és az egyes ionoszférikus paraméterek átlagtól való eltéréseinek lineáris korrelációs együtthatóját.

Az előző pontban leírt szuperponált időszakok módszerével végzett analízis eredménye azt mutatja, hogy a zivatarok és az alsó ionoszféra között a csatolás erőteljesebb az éjszaka folyamán, ezért a korrelációs számítást elvégeztem külön éjszakai zivatarokra is. 2009. május 8. és szeptember 30. között 7 olyan zivatar volt, amelynek maximális villámszáma meghaladta a 100 villám/negyedórát az éjszakai időszakban.

- A negyedik statisztikai elemzés során a 2009 nyarán (május 8. - szeptember 30.) észlelt ionoszférikus paraméterek ( $f_{min}$ , foEs, fbEs, h'Es) valamint a LINET villám adatokból származtatott villámszám (negyedóránkénti villámok száma) spektrális analízisére végeztem el a két idősor legjellemzőbb periódusainak vizsgálata céljából. A vizsgálat során a pruhonicei ionoszféra állomás (50° É, 14,5° K) DPS-4D digiszondája által negyedóránként mért ionoszféra paramétereket ( $f_{min}$ , foEs, fbEs, h'Es), valamint a LINET európai villámmegfigyelő hálózat által a szondázó állomás 200 km-es környezetében észlelt villám adatokat használtam fel. Az idősorok spektrális analíziséhez a Fourier-transzformációt (FFT) alkalmaztam a MATLAB programcsomag segítségével.

- A szakirodalom alapján az egyedi villámkisülések következtében az ionoszférában létrejövő leghosszabb változások időtartama 20–40 perc. Mivel általában az ionoszondázó berendezések maximum negyedórás felbontásban adnak információt az ionoszféra állapotáról szükséges volt a zivatarok és az alsó ionoszféra közötti elektrodinamikai csatolási mechanizmusok sűrűbb mintavételezésű kampánymérésekkel történő vizsgálata.

Három kampánymérés adatait használtam fel az esettanulmányokhoz, melyek során a negyedórás, félórás standard mintavételezés helyett percenként, illetve két percenként készültek ionogramok. A zivataros időszakban az ionoszondákkal elvégzett sűrű mintavételezésű kampánymérések egyedülállóak a maguk nemében, a zivatar-tevékenységhez kapcsolódó ilyen jellegű vizsgálatok még nem történtek a szakirodalom alapján. A Csehország nyugati felében kiépített Doppler-eltolódáson alapuló észlelési hálózat segítségével a zivatarok és az ionoszféra közötti mechanikai csatolást lehet tanulmányozni. A sűrűbb mintavételezésű ionoszférikus paraméterek, és a Doppler mérőhálózat adatainak együttes analízisével így mindkét csatolási mechanizmus hatását tudtam vizsgálni.

Az átvonuló zivatarokhoz kapcsolódó kampánymérések helye és időpontja:

- I. esettanulmány: Pruhonice, Csehország, 2013. 05. 29., 10:00–16:00
- II. esettanulmány: Pruhonice, Csehország, 2013. 06. 20., 18:00–24:00
- III. esettanulmány: SZIGO, Nagycenk, Magyarország, 2014. 07. 30., 11:00–24:00

Az első két esettanulmány során a pruhonicei ionoszféra állomás ( $50^\circ$  É,  $14,5^\circ$  K) DPS–4D digiszondája által percenként mért ionoszféra paramétereket ( $f_{min}$ ,  $f_oE_s$ ,  $f_bE_s$ ) és a nyugat-csehországi Doppler megfigyelő hálózat adatait használtam fel. Az ionoszféra paraméterek DPS–4D digiszonda által percenként készített ionogramokról történő automatikus leolvasását manuálisan ellenőriztem. A harmadik esettanulmány során a nagycenki ionoszféra állomás ( $47,63^\circ$  É,  $16,72^\circ$  K) VISRC–2 ionoszondája által 2 percenként mért ionoszféra paramétereket ( $f_{min}$ ,  $f_oE_s$ ,  $f_bE_s$ ) használtam. Az ionogramok feldolgozását, az ionoszféra paraméterek ionogramokról történő leolvasását manuálisan végeztem el. Továbbá mindhárom esettanulmánynál a LINET európai villámmegfigyelő hálózat által a szondázó állomás 200 km-es környezetében aznap észlelt villám adatokat vizsgáltam.

2013. 06. 20-ai zivatar fölött este 20:17 és 22:02 között 30 vörös lidércet sikerült megfigyelni Sopronból, míg 2014. 07. 30-án 20:00 és 23:30 között 25 vörös lidércet figyeltek meg a Nydek-ben (Csehország) felállított kamerával. A felsőlégköri elektrooptikai emissziók kampánymérések során történt észlelése kivételes lehetőséget biztosított az elektrodinamikai csatolási mechanizmusok vizsgálatára.

A doktori munka eredményeit a következő tézisekben foglalom össze:

1. A szporadikus E réteg kialakulásának gyakoriságában, valamint tulajdonságainak ( $f_oE_s$ ,  $h'E_s$ ) változásában nem találtam statisztikailag szignifikáns eltérést a zivataros és a szép idő időszakok között. Ez alapján megállapítottam, hogy a zivatar jelenléte nem befolyásolja számottevően a szporadikus E réteg kialakulását, illetve viselkedését.

2. Az foEs statisztikailag szignifikáns csökkenését mutattam ki a szuperponált időszakok módszerével a virtuális zivatart követő és a zivatar előtti időszakokra jellemző átlagos értékeinek összehasonlítása alapján. Ez a villámokhoz, mint a zivatar nyomjelzőihez köthető elektronsűrűség csökkenés jele a szporadikus E rétegben. A vizsgálataimmal igazoltam, hogy a réteg látszólagos magassága nem mutat statisztikailag szignifikáns változást.
  - a.) A külön a négy évszakra elvégzett szuperponált epochák analízise alapján kimutattam, hogy az foEs-ben jelentkező csökkenés csak az őszi időszakban statisztikailag szignifikáns. Éves eloszlást tekintve az egy hónapban bekövetkező villámkisülések száma ősszel maximális a mediterrán térségben, így ebben az időszakban várható a legjelentősebb hatása a zivataroknak a szporadikus E rétegre.
  - b.) A nappali és éjszakai zivatarokra elvégezve a vizsgálatot először bizonyítottam, hogy a szporadikus E réteg elektronsűrűségének szignifikáns csökkenése csak az éjszakai zivatarokra jellemző.
3. A korrelációs számítás segítségével 519 mintát megvizsgálva demonstráltam, hogy szignifikáns kapcsolat nem mutatható ki a zivataraktivitás és az ionoszférikus paraméterek zivatarmentes napok átlagától való eltérése között. További 134, csak éjszakai minta analízisével megmutattam, hogy a zivataraktivitás és az ionoszféra paraméterek átlagától való eltéréseinek kapcsolata az éjszakai esetben sem szignifikáns.
4. Elsőként szerveztem olyan mérési kampányokat, amelyben a megfigyelési rendszerek (LINET villámmegfigyelő hálózat, sűrűbb mintavételezésű ionoszondatai adatok, Doppler eltolódáson alapuló megfigyelő hálózat) együttes használatával lehetővé vált egyedi eseményeken keresztül mind a mechanikai, mind az elektrodinamikai csatolási mechanizmusok komplex fizikai vizsgálata.
  - a.) 55 esemény egyedi vizsgálata alapján először figyeltem meg, hogy elektro-optikai emisszióval járó villámkisülést az esetek túlnyomó többségében, 70-80 %-ban az  $f_{min}$  paraméter 1-3 percig tartó megemelkedése követ.
  - b.) A megfigyelési kampány technikai körülményei által lehetővé tett mindkét zivataridőszak esetében megvizsgáltam a szporadikus E réteg elektronsűrűségében beálló változást és ennek eredményeként egyedi események közvetlen megfigyelésével is alátámasztottam, hogy a szporadikus E réteg elektronsűrűsége lecsökken a zivatar során.

## 7. A témában folytatott vizsgálatok lehetséges jövőbeni iránya

- A zivataraktivitásban és az ionoszférikus paraméterekben jelentkező közös periodikus változások fázisviszonyainak elemzése a csatolási mechanizmusok időbeli lefolyásának vizsgálata céljából.
- A spektrálanalízis kiterjesztése napos, vagy annál hosszab periódusú változások kimutatására.
- Az éjszakai kampánymérések során az  $f_{min}$  paraméterben talált csúcsok és a LINET villámadatok részletesebb vizsgálata. Az észlelt csúcsok időszakában a villámszám (villám/perc), villámok polaritásának és típusának (felhő–föld vagy felhőn belüli) elemzése a pontosabb fizikai mechanizmus feltárása céljából.
- Villámok töltésmomentuma és  $f_{min}$ -ben jelentkező csúcsok között közvetlen statisztikai kapcsolatot feltárni.
- További éjszakai zivatarok idején végzett esettanulmányok a szporadikus E réteggel kapcsolatos eredmény (zivatar-tevékenységhez kötődő elektronsűrűség csökkenés) megerősítése céljából.
- A dolgozat eredményei segítenek a zivatarok és az ionoszféra közötti csatolási mechanizmusok teljesebb megértésében, illetve hozzájárulhatnak a zivatar (villámaktivitás) alsó ionoszférára gyakorolt hatását leíró modellek pontosításához.

## 8. A dolgozatban használt rövidítések

AGW	–	Atmospheric Gravity Wave: Légköri gravitációs hullám
ELVES	–	<b>E</b> missions of <b>L</b> ight and <b>V</b> ery Low Frequency Perturbations due to <b>E</b> lectromagnetic Pulse Sources: Gyűrűlidérc
EM	–	Elektromágneses
EMP	–	Electromagnetic Pulse: Elektromágneses impulzus
Es	–	Szporadikus E réteg
FEOE	–	Felsőlégtéri elektro-optikai emisszió
GPS	–	Global Positioning System: Globális Helymeghatározó Rendszer
HF	–	High Frequency: Rövidhullám (3–30 MHz)
IAP	–	Institute of Atmospheric Physics (Csehország)
INGV	–	Istituto Nazionale di Geofisica e Vulcanologia (Olaszország)
LF	–	Low Frequency: Hosszúhullám (30–300 kHz)
MF	–	Medium Frequency: Középhullám (300–3000 kHz)
QE	–	Quasi-electrostatic: Kvázi-elektrosztatikus
SZIGO	–	Széchenyi István Geofizikai Observatórium
VHF	–	Very High Frequency: Ultrarövidhullám (30–300 MHz)
VLF	–	Very Low Frequency: Nagyon alacsony frekvencia (3–30 kHz)
WWLLN	–	World Wide Lightning Location Network

## A. Függelék

### Ábrák jegyzéke

1.	A „szép idő” területeken mérhető elektromos tér [Le Monnier, 1752]. . . . .	8
2.	A globális légköri elektromos áramkör sematikus ábrája [Bencze et al., 1982].	9
3.	A szép idő területeken mérhető elektromos tér és a globális villámtevékenység napi változása világidőben [Whipple and Scrase, 1936]. . . . .	9
4.	A vezetőképesség, az elektromos tér és az elektromos potenciál ( $\Phi$ ) magasság szerinti változása 50 km-es magasságig [Mika, 2007]. . . . .	10
5.	A negatív a.) és pozitív b.) polaritású villámok sematikus ábrája. Az ábrák jobb oldalán található skála a töltéscentrumok tengerszint feletti magasságát mutatja km-ben. . . . .	11
6.	A zivatarfelhők fölött kialakuló felsőlégköri elektro-optikai emissziók . . . . .	12
7.	Egy 2010 augusztusában Sopronból megfigyelt vörös lidérc, a kép alján pedig a soproni hegység a nagyjából 60 m magas TV toronnyal. A jelenség az észlelő helytől 100-120 km távolságban elhelyezkedő zivatar fölött alakult ki. . . . .	14
8.	A hőmérséklet és a plazmasűrűség magasság szerinti változása közepes szélességeken [Kelley, 1989]. . . . .	15
9.	A nappali ionoszféra és a semleges légkör összetétele tömegspektrométerrel végzett mérések alapján [Rishbeth and Garriott, 1969]. . . . .	16
10.	Az ionoszféra vezetőképességének magasság szerinti változása [Johnson, 1961]. . . . .	18
11.	A semleges közeg mozgási sebességének és irányának a változása a magassággal az alsó ionoszférában [Bencze, 1970]. . . . .	19
12.	A zonális (felül) és a meridionális (alul) szél nyírás hatására bekövetkező függőleges ion mozgás mechanizmusának vázlatos ábrája [Haldoupis, 2011].	21
13.	A sporadikus E réteg átlagos plazmasűrűségét jelző, fbEs paraméter szezonális és napi változása közepes szélességeken [Rawer, 1962]. . . . .	21
14.	A Széchenyi István Geofizikai Observatórium ionoszondája által mért nappali ionogram. A függőleges vonalak az adott rétegek kritikus frekvenciáit, míg a vízszintes vonalak a rétegek látszólagos magasságait jelölik. . . . .	26
15.	Felső kép: A Rómában (41,9° É, 12,5 °) 1996 június 27 és szeptember 4 között mért foEs paraméter idősora, a vastag vonal az foEs simított átlagát mutatja 75 órás futóátlagot használva. Középső kép: Az előző képen látható idősor spektrumanalízisének eredménye 3 és 36 óra között periódusidőkre. Alsó kép: A római és ugyanezen időszakhoz tartozó krétai (Milos, 36,7 °, 24,5 °) foEs adatok spektrumanalízise 1,5–20 napos periódusidőket nézve. . . . .	29
16.	Diszperziós diagram konstans $k_x$ esetén (a.), és konstans $k_z$ esetén (b.) [Beer, 1974]. . . . .	33
17.	Konstans terjedési idő felületek (izovonalak), egy izoterm légkör esetén. A különböző módusok esetén fennálló $\omega/\omega_g$ érték a téglalapokban van feltüntetve. Az akusztikus hullámokat a szaggatott vonalak, míg a gravitációs hullámokat folytonos vonalak jelzik [Beer, 1974]. . . . .	33
18.	A légköri hullámok (izoterm légkör esetén), és a magnetoionos rádióhullámok összehasonlítása. [Beer, 1974]. . . . .	34

19. a.) Két különböző molekula (OI, OH) emissziós hullámhosszán készült légkörfény felvétel. Jól látszik a légköri gravitációs hullámok tipikus kör alakú struktúrája. b.) Az 557.7 nm-en (OI) készült felvétel alapján a hullámok forrása a japán Shikoku sziget közelében, a tenger felett helyezkedik el. c.) A radarképek alapján a felvétel idejét megelőző néhány órában egy markáns zivatar vonult át a területen [Suzuki et al., 2007]. . . . . 36
20. A troposzférában keltett gravitációs hullámok terjedése [Snively and Pasco, 2003] modellje alapján. Az ábrán a z irányú sebességvektor nagysága látható adott időpontokban. . . . . 37
21. Egy felszíni pontforrásból származó infrahullámok irány szerinti terjedési sémája [Krasnov and Drobzheva, 2005] . . . . . 38
22. A kvázi-elektrosztatikus tér mechanizmus sematikus ábrája [web, d] . . . . 40
23. Az  $E_0$ -lal normalizált elektromos tér magasságtól való függése a tér kialakulása után különböző időpontokban (a 78. egyenlet alapján). 1:  $t/\tau_{r0} = 5 \times 10^{-5}$ , 2:  $t/\tau_{r0} = 5 \times 10^{-4}$ , 3:  $t/\tau_{r0} = 5 \times 10^{-3}$ , 4:  $t/\tau_{r0} = 1$ . A szaggatott vonal a kisülés kialakulásához szükséges kritikus elektromos teret jelzi, szintén  $E_0$ -lal normálva. [Mika, 2007] . . . . . 43
24. A a villámkisüléshez kapcsolódó elektromágneses sugárzás hatására az alsó ionoszférában bekövetkező elektronsűrűség változás. a.) Egy 25 V/m-es elektromos teret produkáló (70 km-es távolságban, ( $E_{70} = 25$  V/m) egyedülálló villámkiülés hatása az elektronsűrűsége éjszakai körülmények során. b.) Egymást követő ugyanolyan erősségű villámkiülések hatása az elektronsűrűsége, szintén éjszakai viszonyok között. c.)  $E_{70} = 35$  V/m-es elektromos teret produkáló egyedülálló villámkiülés hatása átmeneti (szürkület) időszakban. d.) Egymást követő, ugyanolyan erősségű villámkiülések hatása az elektronsűrűsége, szintén átmeneti időszakban ([Taranenko et al., 1993]). . . . . 51
25. a.) Az ISUAL műhold által észlelt gyűrűlidérc b.) Az ELVES eseményhez tartozó, Krétán HWV jelben észlelt korai VLF perturbáció ([Mika et al., 2006]), c.) A  $N_2$  P1 sávjához tartozó emisszió valamint d.) egy  $E_{100} = 30$  V/m-es (100 kA) villám EM impulzusa hatására ugyanabban a magasságban okozott ionizáció a modellszámítások alapján [Marshall et al., 2010]. . . . . 52
26. A negatív töltésű összetevők képződésének sematikus ábrája. M, a háttérsűrűséget, O az atomos oxigént, P pedig a nagyobb méretű részecskéket jelöli [Friedrich et al., 2012]. . . . . 53
27. A WWLLN villámmegfigyelő hálózat állomásainak helyzete a térképen (2009-ben) [Friedrich et al., 2012]. . . . . 56
28. A LINET európai villámmegfigyelő hálózat egy tagja (a.) és állomásainak földrajzi helyzete (2008 májusi állapot) (b.) [Betz et al., 2009]. . . . . 57
29. A Meteosat-9 műhold által Európáról és Észak-Afrikáról készített infravörös térképre egy példa. A jobb oldali skála az egyes színekhez tartozó hőmérsékleteket jelzi [web, h]. . . . . 58
30. A bal oldalon a DPS-4D digitális ionoszonda berendezés, a jobb oldalon pedig a vevő hurok antennapár egyike. . . . . 59
31. A DPS-4D digitális ionoszonda méréseként előálló ionogramra egy példa. Az ábra részletesebb leírása megtalálható a szövegben [web, f]. . . . . 60

32. A bal oldalon a vertikális szondázásra szolgáló antennapár egyike, a jobb oldalon pedig az AIS-INGV digitális ionoszonda berendezés. . . . . 61
33. A VISRC-2 digitális ionoszonda berendezés a Széchenyi István Geofizikai Observatóriumban. . . . . 61
34. A Széchenyi István Geofizikai Observatóriumban található antenna pár. . . . . 62
35. A Doppler megfigyelő hálózat állomásainak földrajzi helyzete Nyugat-Csehországban. A háromszögek az adók, míg a körök a vevők helyzetét jelzik. A plusz jelek, és az x-ek az 1-es, illetve a 2-es vevő és az adók közötti felezési pontokat jelzik, melyek a ferdén kibocsátott elektromágneses hullám valószínűsíthető visszaverődési helyei. . . . . 63
36. A Doppler-spektrogramra egy példa. Az ábra jól mutatja az 5 adó és a prágai vevő közötti pályákon egyidejűleg észlelt gravitációs hullámokhoz tartozó S alakú nyomvonalakat. A függőleges szaggatott vonalak a különböző gravitációs hullámokhoz tartozó S alakú jeleket különítik el. Egy adott hullámhoz tartozó jel eltérő időpontokban jelentkezik a különböző pályákon, melyből a hullám terjedési sebességét és irányát lehet megbecsülni. [Chum et al., 2010] . . . . . 63
37. A soproni Geodéziai és Geofizikai Intézet tetején található kamera és az általa vörös lidércek észlelésére alkalmas terület Közép-Európában. . . . . 64
38. A Nydek-ben felállított optikai észlelő rendszer. . . . . 65
39. A zivataros és a szép idő napok infravörös térképek alapján történő elkülönítésére egy példa. A bal oldali térképen látszik, ahogy egy hideg front vonul át a kijelölt területen (piros négyzet, középen a csillag a római ionoszonda állomás helyzetét jelzi), amíg a jobb oldali térképen egy szép idő napra láthatunk példát. . . . . 66
40. A zivataros és a szép idő napok számának havi változása 2009-ben [Barta et al., 2013]. . . . . 67
41. A szporadikus E réteg kialakulásának gyakorisága zivataros és szép idő időszakok esetében [Barta et al., 2013]. . . . . 67
42. a.) A kritikus frekvencia változása 2009-ben, b.) a látszólagos magasság változása 2009-ben. A pontozott vonal mindkét esetben az adott mennyiséghez tartozó szórást jelzi [Barta et al., 2013]. . . . . 68
43. A kritikus frekvencia átlagos napi menete zivataros és szép idő időszakok esetében. (A pontozott vonalak a kritikus frekvenciákhoz tartozó szórásokat jelzik.) [Barta et al., 2013] . . . . . 68
44. A vizsgált terület: a római ionoszféraszondázó állomás (41,9° É, 12,5° K) 200 km-es környezete. A harmadik vizsgálat során a területet négy részre osztottam a négy égtájnak megfelelően (északnyugat, északkelet, délnyugat, délkelet.) [Barta et al., 2014] . . . . . 69
45. A kritikus frekvencia ( $f_{oE_s}$ ) változása a villám, mint referencia időpont előtti és utáni időszakban, alatta pedig a villámeloszlás. A felső ábrán a szaggatott vonal a  $f_{oE_s}$  változását, a folytonos ennek simított átlagát, a két vízszintes szakasz pedig a virtuális zivatar időpontja előtti, illetve utáni időszak átlagát mutatják. A zivatarhoz tartozó „kritikus időszakot”  $\pm 25$  órának vettem (amelyet a függőleges szaggatott vonal jelez) [Barta et al., 2014]. . . . . 71



46.	A látszólagos magasság (dh'Es) változása a villám, mint referencia időpont előtti és utáni 100 órában, alatta pedig a villámeloszlás. A felső ábrán a szaggatott vonal a dh'Es változását, a folytonos ennek simított átlagát, a két vízszintes szakasz pedig a virtuális zivatar időpontja előtti, illetve utáni időszak átlagát mutatják. A zivatarhoz tartozó „kritikus időszakot” $\pm 25$ órának vettem (amelyet a függőleges szaggatott vonal jelez) [Barta et al., 2014]. . . . .	72
47.	A kritikus frekvencia (dfoEs) változása a villám, mint referencia időpont előtti és utáni 100 órában a négy évszak esetén. Az ábrákon N az esetszámot, azaz az adott időszakban bekövetkező villámkisülések számát jelzi [Barta et al., 2014]. . . . .	73
48.	A látszólagos magasság (dh'Es) változása a villám, mint referencia időpont előtti és utáni 100 órában a négy évszak esetén [Barta et al., 2014]. . . . .	75
49.	A villámaktivitás éves eloszlása a WWLLN mérései alapján 2009-ben [Barta et al., 2014]. . . . .	75
50.	A kritikus frekvencia (dfoEs) változása a villám, mint referencia időpont előtti és utáni 100 órában a négy égtáj esetén [Barta et al., 2014]. . . . .	76
51.	A látszólagos magasság (dh'Es) változása a villám, mint referencia időpont előtti és utáni 100 órában a négy égtáj esetén [Barta et al., 2014]. . . . .	77
52.	A kritikus frekvencia (dfoEs) változása a villám, mint referencia időpont előtti és utáni 100 órában nappali és éjszakai villámok esetén [Barta et al., 2014]. . . . .	79
53.	A látszólagos magasság (dh'Es) változása a villám, mint referencia időpont előtti és utáni 100 órában nappali és éjszakai villámok esetén [Barta et al., 2014]. . . . .	79
54.	A pruhonicei DPS-4D digiszonda által mért $f_{min}$ és $f_{oEs}$ ionoszférikus paraméter változása 2009. május 8 és szeptember 30 között, valamint a LINET európai villámfigyelő hálózat által ugyanezen időszakban a szondázó állomás 200 km-es környezetében észlelt villámok. . . . .	82
55.	A negyedóránként bekövetkező, 10 kA-nél nagyobb csúcsáramú villámok száma 2009. május 8. és szeptember 30. között a LINET európai villámfigyelő hálózat mérései alapján. . . . .	82
56.	A villámszám- $\Delta f_{min}$ értékpárok pontfelhő diagramja. . . . .	84
57.	A villámszám- $\Delta f_{oEs}$ értékpárok pontfelhő diagramja. . . . .	85
58.	A villámszám- $\Delta f_{bEs}$ értékpárok pontfelhő diagramja. . . . .	85
59.	A villámszám- $\Delta f_{min}$ értékpárok pontfelhő diagramja éjszakai zivatarok esetén. . . . .	86
60.	A villámszám- $\Delta f_{oEs}$ értékpárok pontfelhő diagramja éjszakai zivatarok esetén. . . . .	87
61.	A villámszám- $\Delta f_{bEs}$ értékpárok pontfelhő diagramja éjszakai zivatarok esetén. . . . .	88
62.	A pruhonicei DPS-4D digiszonda által mért $f_{min}$ és $f_{oEs}$ ionoszférikus paraméter változása 2009. május 8 és szeptember 30 között, valamint a LINET európai villámfigyelő hálózat által ugyanezen időszakban a szondázó állomás 200 km-es környezetében észlelt villámok. . . . .	89
63.	A negyedóránként bekövetkező, 10 kA-nél nagyobb csúcsáramú villámok száma 2009. május 8. és szeptember 30. között a LINET európai villámfigyelő hálózat mérései alapján. . . . .	90

64.	Az $f_{min}$ (a.), az $f_{oEs}$ (b.) és az $f_{bEs}$ (c.) paraméter amplitúdó spektruma.	91
65.	A szporadikus E réteg látszólagos magasságának ( $h'Es$ ) amplitúdó spektruma.	92
66.	A zivataraktivitás mértékére bevezetett villámszám (villám/negyedóra) amplitúdó spektruma.	93
67.	Az $f_{oEs}$ paraméter és a zivataraktivitás mértékére bevezetett villámszám (villám/negyedóra) amplitúdó spektruma. A fekete függőleges szakaszok az $f_{oEs}$ paraméter csúcsfrekvenciáit jelzik.	93
68.	Az ionoszféra paraméterek változása (felső ábra), és a LINET villámfigyelő hálózat által észlelt villámok (alsó ábra) a kampánymérés időszaka alatt. Az alsó ábrán a villámok időpontja, csúcsárama és polaritása van feltüntetve.	96
69.	Az $f_{oEs}$ paraméter változása 2013. 05. 29-én.	96
70.	Az $f_{oEs}$ paraméter átlagos napi menete az esettanulmány körüli 10 nap (2013. 05. 24-28., 2013. 05. 30.–06. 03.) DPS-4D digiszonda negyedórás mérései alapján.	97
71.	A nyugat-csehországi Doppler észelési hálózat spektrogramja a kampánymérés időszaka alatt, valamint az azt követő néhány órában (2013. 05. 29. 10:00 és 22:00 között).	97
72.	Az észlelt lidércek időpontjai (jobb oldali táblázat), a forrásvillámok (lila pontok), a pruhonicei ionoszonduzó állomás (piros háromszög), és a soproni Geodéziai és Geofizikai Intézet (zöld csillag) földrajzi helyzete.	98
73.	Az észlelt lidércek időpontjai (fekete nyíl), és alatta néhány példa, valamint az $f_{min}$ paraméter változása a kampányidőszakban (18:00–24:00).	99
74.	Az ionoszféra paraméterek ( $f_{min}$ , $f_{oEs}$ , $f_{bEs}$ ) változása és a LINET villámfigyelő hálózat által észlelt villámok a kampánymérés időszaka alatt (2013. 06. 20. 18:00–24:00). Az alsó ábrán a vörös lidércek keltő villámait pirossal jelöltem.	100
75.	Az $f_{oEs}$ paraméter változása 2013. 06. 18–23. között a pruhonicei DPS-4D digiszonda mérései alapján.	100
76.	Az $f_{oEs}$ paraméter átlagos napi menete a 2013. 06. 15–19., 21–25. időszakok adatai alapján.	101
77.	Az $f_{oEs}$ paraméter változása különböző európai állomások (Chilton, Moszkva, Róma, Gibilmanna, Del'Ebre), és a pruhonicei ionossondu adatok alapján 2013. 06. 20-án (a.), valamint az állomások földrajzi helyzete (b.).	102
78.	Az $f_{oEs}$ , $f_{bEs}$ , $h'Es$ paraméterek változása 2013. 06. 20-án.	103
79.	A nyugat-csehországi Doppler észelési hálózat spektrogramja a kampánymérés időszaka alatt, valamint az azt követő néhány órában (2013. 06. 20. 18:00 és 06. 21. 06:00 között). A második spektrogramon a piros téglalap a részletesebb elemzésre kiválasztott időszakot jelzi.	104
80.	Az ionkonvergenciához szükséges idő a magasság függvényében zonális és meridionális szélnyírási mechanizmus esetén (a folytonos vonalak az erős, míg a szaggatott a gyenge szél esetét jelzi) [Haldoupis, 2011].	104
81.	Az észlelt lidércek időpontjai (jobb oldali táblázat), a lidércek becsült földrajzi helyzete az UFO Analyzer nevű szoftver számításai alapján (piros pontok), a nagycentki ionossonduzó állomás (kék háromszög) és a nydek-i vörös lidérc megfigyelő kamera (zöld csillag) helyzete.	105
82.	Az észlelt lidércek időpontjai (fekete nyíl), és alatta néhány példa, valamint az $f_{min}$ és az $f_{oEs}$ paraméter változása a kampányidőszakban (11:00–24:00).	106

83.	Az inoszféra paraméterek ( $f_{min}$ , $f_oEs$ , $f_bEs$ ) változása, a megfigyelt lidércek időpontjai és a LINET villámfigyelő hálózat által észlelt villámok a kampánymérés időszaka alatt (2014. 07. 30. 11:00–22:00). Az alsó ábrán a vörös lidércek észlelésének időpontjait pirossal jelöltem. . . . .	107
84.	Az $f_oEs$ , $f_bEs$ paraméterek változása a kampányt megelőző (2014. 07. 24–27., 29) és az azt követő (2014. 08. 01.) olyan napokban, amikor nem volt zivatartevékenység. . . . .	107
85.	Az $f_oEs$ paraméter átlagos napi változása a kampányt megelőző, és azt követő 5 olyan nap adatai alapján, amikor nem volt zivatartevékenység. . . . .	108
86.	Az $f_oEs$ paraméter változása különböző európai állomások (Chilton, Moszkva, Róma, Miedzeszyn, Pruhonice), és a nagyecenki ionoszonda adatok alapján 2013. 06. 20-án (a.), valamint az állomások földrajzi helyzete (b.). . . . .	109
87.	Az $f_oEs$ , $f_bEs$ , $h'Es$ paraméterek változása 2014. 07. 30-án a kampány során. . . . .	110
88.	Az $f_{min}$ paraméter változása 2013. 06. 20-án 18:00 és 24:00 között a kampány során. . . . .	112
89.	Az $f_{min}$ paraméter változása 2014. 07. 30-án 18:00 és 24:00 között. . . . .	112

## Táblázatok jegyzéke

1.	A kritikus frekvenciára ( $dfoEs$ ) elvégzett szuperponált időszakok analízis eredménye $\pm 100$ órás időablakokat véve. . . . .	72
2.	A látszólagos magasságra ( $dh'Es$ ) elvégzett szuperponált időszakok analízis eredménye $\pm 100$ órás időablakokat véve. . . . .	72
3.	A kritikus frekvenciára ( $dfoEs$ ) elvégzett szuperponált időszakok analízis eredménye a négy évszakra külön-külön. . . . .	74
4.	A látszólagos magasságra ( $dh'Es$ ) elvégzett szuperponált időszakok analízis eredménye a négy évszakra külön-külön. . . . .	74
5.	A kritikus frekvenciára ( $dfoEs$ ) elvégzett szuperponált időszakok analízis eredménye a négy égtáj esetén. . . . .	78
6.	A látszólagos magasságra ( $dh'Es$ ) elvégzett szuperponált időszakok analízis eredménye a négy égtáj esetén. . . . .	78
7.	A kritikus frekvenciára ( $dfoEs$ ) elvégzett szuperponált időszakok analízis eredménye a nappali és az éjszakai villámokra. . . . .	80
8.	A látszólagos magasságra ( $dh'Es$ ) elvégzett szuperponált időszakok analízis eredménye a nappali és az éjszakai villámokra. . . . .	80
9.	A korrelációs számításához kiválasztott zivatarak dátumai, valamint a hozzá tartozó referencianapok (hónap, nap). . . . .	84
10.	A korrelációs számításához kiválasztott éjszakai zivatarak dátumai, valamint a hozzá tartozó referencianapok (hónap, nap). . . . .	86
11.	A spektrálanalízis eredménye: az egyes paraméterek, a villámszám legjelentősebb frekvencia csúcsai ( $f_1$ , $f_2$ , $f_3$ ) és a hozzájuk tartozó periódusidők ( $T_1$ , $T_2$ , $T_3$ ). . . . .	92

## Hivatkozások

- a. URL "<http://umlcar.uml.edu/DPS.htm>".
  - b. URL "[http://roma2.rm.ingv.it/en/facilities/ionospheric\\_observatories/4/rome\\_ionospheric\\_observatory](http://roma2.rm.ingv.it/en/facilities/ionospheric_observatories/4/rome_ionospheric_observatory)".
  - c. URL "<http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/query.do?group=Iono>".
  - d. URL "<http://earthweb.ess.washington.edu/space/AtmosElec/spriteinfo.html>".
  - e. URL "<http://eurosprite.blogspot.com>".
  - f. URL "<http://digisonda.ufa.cas.cz/latestFrames.htm>".
  - g. URL "<http://www.eumetsat.int/website/home/Satellites/CurrentSatellites/Meteosat/index.html>".
  - h. URL "<http://tropic.ssec.wisc.edu/real-time/europe/images/irm7.GIF>".
- S. F. Abarca, K. L. Corbosiero, and T. J. Galarneau. An evaluation of the worldwide lightning location network (wwlln) using the national lightning detection network (nldn) as ground truth. *Journal of Geophysical Research*, 115:D18206, 2010.
- E. O. Astrom. On waves in an ionized gas. *Arkiv. Fysik.*, 2:443, 1950.
- C. P. Barrington-Leigh and U. S. Inan. Elves triggered by positive and negative lightning discharges. *Geophysical Research Letters*, 26:683–686, 1999.
- C. P. Barrington-Leigh, U. S. Inan, and M. Stanley. Identification of sprites and elves with intensified video and broadband array photometry. *Journal of Geophysical Research*, 106:1741–1750, 2001.
- V. Barta, C. Scotto, M. Pietrella, V. Sgrigna, L. Conti, and Satori G. A statistical analysis on the relationship between thunderstorms and the sporadic e layer over rome. *Astron.Nachr. /AN*, 334(9):968–971, 2013.
- V. Barta, M. Pietrella, C. Scotto, P. Bencze, and Satori G. Thunderstorm-related variations in the sporadic e layer around rome. *Acta Geoddaetica et Geophysica*, 49(4):10 p., 2014.
- S. J. Bauer. *Physics of Planetary Ionospheres*. Springer-Verlag, 1973.
- T. Beer. *Theory of atmospheric waves*. ADAM HILGER LTD, 1974.
- P. Bencze. *Az alsó ionoszféra fizikai folyamatai*, volume 3. MTA, 1970.
- P. Bencze. *Levegőkémia*. Erdészeti és Faipari Egyetem, Erdőmérnöki Kar, MTA Geodéziai és Geofizikai Intézet, 1992.

- P. Bencze, Gy. Major, and E. Mészáros. *Légeköri elektromosság*. Akadémiai Kiadó, 1982.
- K. Berger, R. B. Anderson, and H. Kroninger. Parameters of lightning flashes. *Electra*, 80:223–237, 1975.
- Hans D. Betz, Kersten Schmidt, Pierre Laroche, Patrice Blanchet, Wolf P. Oettinger, Eric Defer, Z. Dziewit, and J. Konarski. Linet—an international lightning detection network in europe. *Atmospheric Research*, 91(2–4):564 – 573, 2009. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0169809508002305>.
- E. Blanc. Observations in the upper atmosphere of infrasonic waves from natural or artificial sources: a summary. *Annales Geophysicae*, 3:673 – 688, 1985.
- A. Bourdillon, E. Lefur, C. Haldoupis, Y. Le Roux, J. Menard, and J. Delloue. Decameter mid-latitude sporadic-e irregularities in relation with gravity waves. *Annales Geophysicae*, 15:925 – 934, 1997.
- D.J. Cavalieri. Travelling planetary-scale waves in the e region ionosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 38:965 – 974, 1976.
- A. B. Chen, C. L. Kuo, Y-J. Lee, H. T. Su, R. R. Hsu, J. L. Chern, H. U. Frey, S. B. Mende, Y. Takahashi, H. Fukunishi, Y. S. Chang, T. Y. Liu, and L. C. Lee. Global distributions and occurrence rates of transient luminous events. *Journal of Geophysical Research*, 113:A08306, 2008.
- J. Chum, T. Sindelarova, Lastovicka J., F. Hruska, D. Buresova, and J. Base. Horizontal velocities and propagation directions of gravity waves in the ionosphere over the czech republic. *Journal of Geophysical Research*, 115:A11322, 2010.
- C. A. Coulomb. *Mém.Math.Phys.(Paris)*, 1785. URL [www.scopus.com](http://www.scopus.com).
- C. J. Davis and C. G. Johnson. Lightning-induced intensification of the ionospheric sporadic e layer. *Nature*, 435:799 – 801, 2005.
- T. Farges and E. Blanc. Characteristics of infrasound from lightning and sprites near thunderstorm areas. *Journal of Geophysical Research*, 115:A00E31, 2010.
- T. Farges, E. Blanc, A. Le Pichon, T. Neubert, and H. Allin. Identification of infrasound produced by sprites during the sprite2003 campaign. *Journal of Geophysical Research*, 32:L01813, 2005.
- J.T. Fentzke, D. Janches, I. Strelnikova, and M. Rapp. Meteoric smoke particle properties derived using dual-beam arecibo uhf observations of d-region spectra during different seasons. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 71:1982–1991., 2009.
- R. F. Fernsler and H. L. Rowland. Models of lightning-produced sprites and elves. *Journal of Geophysical Research*, 101:29653–29662, 1996.
- M. Füllekrug, E. A. Mareev, and M. J. Rycroft. *Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges*, volume 225 of *NATO Science Series, II. Mathematics, Physics and Chemistry*. Springer, 2006.

- M. Füllekrug, D. Diver, J.-L. Pinçon, A. D.R. Phelps, A. Bourdon, C. Helling, E. Blanc, F. Honary, R. G. Harrison, J.-A. Sauvaud, J.-B. Renard, M. Lester, M. Rycroft, M. Kosch, R. B. Horne, S. Soula, and S. Gaffet. Energetic charged particles above thunderclouds. *Surveys in Geophysics*, 34(1):1–41, 2013. ISSN 0169-3298. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s10712-012-9205-z>.
- M. Friedrich, M. Rapp, J. M. C. Plane, and K. M. Torkar. Bite-outs and other depletions of mesospheric electrons. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 73: 2201 – 2211., 2011.
- M. Friedrich, M. Rapp, T. Blix, U.-P. Hoppe, K. Torkar, S. Robertson, S. Dickson, and K. Lynch. Electron loss and meteoric dust in the mesosphere. *Annales Geophysicae*, 30:1495 – 1501, 2012.
- H. Fukunishi, Y. Takahashi, M. Kubota, K. Sakanoi, U. S. Inan, and W. A. Lyons. Elves: Lightning-induced transient luminous events in the lower ionosphere. *Geophysical Research Letters*, 23:2157–2160, 1996.
- J. Gauld, T. Yeoman, J. Davies, S. Milan, and F. Honary. Superdarn radar hf propagation and absorption response to the substorm expansion phase. *Annales Geophysicae*, 20: 1631 – 1645., 2002.
- L. J. Gelinas, J. Lynette, K. A. Lynch, M.C. Kelley, S. Collins, S. Baker, and J.S. Friedman. First observation of meteoritic charged dust in the tropical mesosphere. *Geophysical Research Letters*, 25:4047–4050, 1998.
- V. S. Glukhov, V. P. Pasko, and U. S. Inan. Relaxation of transient lower ionospheric disturbances caused by lightning-whistler-induced electron precipitation bursts. *Journal of Geophysical Research*, 97:16971–16979, 1992.
- B. Gustavsson, T. Sergienko, M. Kosch, Rietveld M., B. Brándström, T. Leyser, B. Is-ham, P. Gallop, T. Aso, M. Ejiri, T. Grydeland, C. LaHoz, K. Kaila, J. Jussila, and Holma H. The electron energy distribution during hf pumping, a picture painted with all colors. *Annales Geophysicae*, 23:1747 – 1754, 2005.
- C. Haldoupis. *A tutorial review on Sporadic E Layers*, pages 381–394. IAGA Special Sopron Book Series 2. Springer Science + Business Media, 2011.
- C. Haldoupis and D. Pancheva. Planetary waves and midlatitude sporadic e layers: strong experimental evidence for a close relationship. *Journal of Geophysical Research*, 107 A6, 2002.
- C. Haldoupis, M. Cohen, B. Cotts, E. Arnone, and Inan U. Long-lastingd -region ionospheric modifications, caused by intense lightning in association with elve and sprite pairs. *Geophysical Research Letters*, 39:L16801, 2012.
- M. J. Heavner, D. D. Sentman, D. R. Moudry, and E. M. Wescott. Sprites, blue jets, and elves: Optical evidence of energy transport across the stratopause. *Atmospheric Science Across the Stratopause, AGU monograph*, 123:69–82, 2000.
- W. Y. Hu, S. A. Cummer, and Lyons W. A. Lightning charge moment changes for the initiation of sprites. *Geophysical Research Letters*, 29:1279, 2002.

- V. P. Idone, A. B. Saljoughy, R. W. Henderson, P. K. Moore, and R. B. Pyle. A reexamination of the peak current calibration of the national lightning detection network. *Journal of Geophysical Research*, 98:18323 – 18332, 1993.
- U. S. Inan, S. A. Cummer, and R. A. Marshall. A survey of elf/vlf research of lightning-ionosphere interactions and causative discharges. *Journal of Geophysical Research*, 115:A00E36, 2010.
- J. D. Jackson. *Klasszikus elektrodinamika*. TypoTEX, 2004.
- A. R. Jacobson, X-M. Shao, and R. Holzworth. Full-wave reflection of lightning long-wave radio pulses from the ionospheric d region: Numerical model. *Journal of Geophysical Research*, 114:A03303, 2009.
- F. Johnson. *Satellite Environment Handbook*. Stanford University Press, 1961.
- K. Karami, S. Ghader, A. A. Bidokhti, M. Joghataei, A. Neyestani, and A. Mohammadabadi. Planetary and tidal wave-type oscillations in the ionospheric sporadic e layers over tehran region. *Journal of Geophysical Research*, 117:A04313, 2012.
- M. C. Kelley. *The Earth's Ionosphere: Plasma Physics and Electrodynamics*. Academic Press Inc., 1989.
- L. P. Korsunova. Wave-like disturbances in sporadic-e layer parameters at middle latitudes. *Geomagnetizm i Aeronomia (Geomagnetism and Aeronomy)*, 31:192 – 194, 1991.
- V.M. Krasnov and Ya.V. Drobzheva. The acoustic field in the atmosphere and ionosphere caused by an underground nuclear explosion. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 67(10):913 – 920, 2005.
- V. V. Kumar, M. L. Parkinson, P. L. Dyson, and G. B. Burns. The effects of thunderstorm-generated atmospheric gravity waves on mid-latitude f-region drifts. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 71:1904 – 1915, 2009.
- J. Laštovička. Forcing of the ionosphere by waves from below. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 68:479 – 497, 2006.
- J. Laštovička, A. Ebel, and A. Ondraškova. On the transformation of planetary waves of tropospheric origin into waves in radio wave absorption in the lower ionosphere. *Studia Geophysica et Geodaetica*, 38:71 – 81, 1994.
- E. H. Lay, X.-M. Shao, and C. S. Carrano. Variation in total electron content above large thunderstorms. *Geophysical Research Letters*, 40(10):1945–1949, 2013. URL <http://dx.doi.org/10.1002/grl.50499>.
- L. Le Monnier. Observations sur l'électricité de l'air. *Histoire de l'Académie royale des sciences*, pages 233–243, 1752. URL [www.scopus.com](http://www.scopus.com).
- D. M. Le Vine and J. C. Willett. Comment on the transmission-line model for computing radiation from lightning. *Journal of Geophysical Research*, 97:2601–2610, 1992.
- M. Lester. Superdarn: a network approach to geospace science in the 21st century. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 70:2309 – 2323., 2008.

- W. Linss. *Meteoro. Zeits.*, 4:345–352, 1887.
- J. Y. Liu, C. C. Hsiao, L. C. Tsai, C. H. Liua, F. S. Kuo, H. Y. Luec, and C. M. Huang. Vertical phase and group velocities of internal gravity waves derived from ionograms during the solar eclipse of 24 october 1995. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 60:1679 – 1686., 1998.
- W. A. Lyons. Sprite observations above the u.s. high plains in relation to their parent thunderstorm systems. *Journal of Geophysical Research*, 101:29641–29652, 1996.
- W. A. Lyons. *The meteorology of transient luminous events - an introduction and overview*. Springer, 2006.
- R. A. Marshall and U. S. Inan. Two dimensional frequency domain modeling of lightning emp induced perturbations to vlf transmitter signals. *Journal of Geophysical Research*, 115:A00E29, 2010.
- R. A. Marshall, U. S. Inan, and T. W. Chevalier. Early vlf perturbations caused by lightning emp-driven dissociative attachment. *Geophysical Research Letters*, 35:L21807, 2008.
- R. A. Marshall, U. S. Inan, and V. S. Glukhov. Elves and associated electron density changes due to cloud to ground and intracloud lightning discharges. *Journal of Geophysical Research*, 115:A00E17, 2010.
- J.D. Mathews. Sporadic e: current views and recent progress. *J. Atmos Solar-Terr. Phys.*, 60:413, 1998.
- V. Mazur, X.-M. Shao, and P. R. Krehbiel. “spider” lightning in intracloud and positive cloud-to-ground flashes. *Journal of Geophysical Research*, 103:19811–19822, 1998.
- A. F. Medeiros, H. Takashi, P. P. Batista, D. Gobbi, and M. J. Taylor. Observsation of atmospheric gravity waves using airglow all-sky ccd imager at cachoeira paulista, brazil (231s, 451w). *Geofisica Internacional*, 43:29 – 39, 2004.
- and Rairden R. L. Mende, S. B., G. R. Swenson, and W. A Lyons. Sprite spectra; n2 1 pg band identification. *Geophysical Research Letters*, 22:2633–2636, 1995.
- S. B. Mende, H. U. Frey, R. R. Hsu, H. T. Su, A. B. Chen, L. C. Lee, D. D. Sentman, Y. Takahashi, and H. Fukunishi. D region ionization by lightning induced electro magnetic pulses. *Journal of Geophysical Research*, 110:A11 312, 2005.
- Á. Mika. *Very Low Frequency EM Wave Studies of Transient Luminous Events in the Lower Ionosphere*. PhD thesis, University of Crete, 2007.
- A. Mika, C. Haldoupis, T. Neubert, R. R. Su, H. T. Hsu, R. J. Steiner, and R. A. Marshall. Early vlf perturbations observed in association with elves. *Ann. Geophys.*, 24:2179 – 2189., 2006.
- I.V. Mingalev, V. S. Mingalev, and G. I. Mingaleva. Numerical simulation of the global neutral wind system of the earth’s middle atmosphere for different seasons. *Atmosphere*, 3:213 – 228, 2012.



- P.E. Monro, J.S. Nisbet, and T.L. Stick. Effects of tidal oscillations in the neutral atmosphere on electron densities in the e region. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 38:523 – 528, 1976.
- T. Neubert, M. Rycroft, T. Farges, E. Blanc, O. Chanrion, E. Arnone, A. Odzimek, N. Arnold, C.-F. Enell, E. Turunen, T. Bösinger, Á. Mika, C. Haldoupis, R. J. Steiner, O. van der Velde, S. Soula, P. Berg, F. Boberg, P. Thejll, B. Christiansen, M. Ignaccolo, M. Füllekrug, P. T. Verronen, J. Montanya, and N. Crosby. Recent results from studies of electric discharges in the mesosphere. *Surveys in Geophysics*, 29(2):71–137, 2008.
- D. Pancheva and J. Laštovička. *Solar or meteorological control of lower ionospheric fluctuations (2–15 and 27 days) in middle latitudes.*, pages 210–214. 1989.
- K. Papadopoulos, G. Milikh, A. Gurevich, A. Drobot, and R. Shanny. Ionization rates for atmospheric and ionospheric breakdown. *Journal of Geophysical Research*, 98:17591–17596, 1993.
- V. P. Pasko. Mechanism of lightning-associated infrasonic pulses from thunderclouds. *Journal of Geophysical Research*, 114:D08205, 2009.
- V. P. Pasko and U. S. Inan. Recovery signatures of lightning-associated vlf perturbations as a measure of the lower ionosphere. *Journal of Geophysical Research*, 99:17523–17537, 1994.
- V. P. Pasko, U. S. Inan, T. F. Bell, and Y. N. Taranenko. Sprites produced by quasi-electrostatic heating and ionization in the lower ionosphere. *Journal of Geophysical Research*, 102:4529–4561, 1997.
- J. A. Ratcliffe. *The Magneto - Ionic Theory and its Applications to the Ionosphere.* Cambridge: University Press, 1969.
- K. Rawer. *Structure of Es at Temperate Latitudes*, page 319. Pergamon Press, 1962.
- H. Rishbeth and O. K. Garriott. *Introduction to Ionospheric Physics.* Academic Press, 1969.
- C. J. Rodger, O. A. Molchanov, and N. R. Thomson. Relaxation of transient ionization in the lower ionosphere. *Journal of Geophysical Research*, 103:6969–6975, 1998.
- C. J. Rodger, S. Werner, J. B. Brundell, E. H. Lay, N. R. Thomson, R. H. Holzworth, and R. L. Dowden. Detection efficiency of the vlf world-wide lightning location network (wwlln): initial case study. *Annales Geophysicae*, 24:3197 – 3214, 2006.
- P. Sauli and J. Boška. Tropospheric events and possible related gravity wave activity effects on the ionosphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 63:945 – 950, 2001.
- D. D. Sentman, E. M. Wescott, D.L. Osborne, D. L. Hampton, and M. J. Heavner. Preliminary results from the sprites94 aircraft campaign: 1. red sprites. *Geophysical Research Letters*, 22(10):1205–1208, 1995.
- X-M. Shao, E. H. Lay, and A. R. Jacobson. Reduction of electron density in the nighttime lower ionosphere in response to a thunderstorm. *Nature Geoscience*, 6:29 – 33, 2013.

- T. Sindelarova, D. Buresova, J. Chum, and F. Hruska. Doppler observations of infrasonic waves of meteorological origin at ionospheric heights. *Advances in Space Research*, 43: 1644 – 1651, 2009.
- J. B. Snively and V. P. Pasko. Breaking of thunderstorm-generated gravity waves as a source of short-period ducted waves at mesopause altitudes. *Geophysical Research Letters*, 30(24):2254, 2003.
- M. Stanley, P. Krehbiel, M. Brook, C. Moore, and W. Rison. High speed video of initial sprite development. *Geophysical Research Letters*, 26:3201–3204, 1999.
- H.T. Su, Hsu R.R., Chen A.B., Wang Y.C., Hsiao W.S., Lai W.C., Lee L.C., Sato M., and Fukunishi H. Gigantic jets between a thundercloud and the ionosphere. *Nature*, 423:974–976, 2003.
- S. Suzuki, K. Shiokawa, Y. Otsuka, T. Ogawa, K. Nakamura, and T. Nakamura. A concentric gravity wave structure in the mesospheric airglow images. *Journal of Geophysical Research*, 112, 2007.
- Y. N. Taranenkov, U. S. Inan, and T. F. Bell. Interaction with the lower ionosphere of electromagnetic pulses from lightning: heating, attachment, and ionization. *Geophysical Research Letters*, 20:1539 – 1542, 1993.
- W. Thomson. Electricity atmospheric. *Nichols Encyclopedia*, 1860.
- S. Toledo-Redondo, M. Parrot, and A. Salinas. Variation of the first cut-off frequency of the earth-ionosphere waveguide observed by demeter. *Journal of Geophysical Research*, 117:A04321, 2012.
- R.T. Tsunoda, M. Yamamoto, K. Igarashi, K. Hocke, and S. Fukao. Quasi-periodic radar echoes from midlatitude sporadic e and role of the 5-day planetary wave. *Geophysical Research Letters*, 25:469 – 472, 1998.
- M. A. Uman. *Lightning*. Dover Publications, Inc., 1984.
- M. A. Uman. *The Lightning Discharge*. Dover Publications, Inc., 2001.
- S. L. Vadas and H. Liu. *Neutral Winds and Densities at the Bottomside of the F layer from Primary and Secondary Gravity Waves from Deep Convection*, pages 131–140. 2011.
- O. A. van der Velde, J. Bór, J. Li, S. Cummer, E. Arnone, F. Zanotti, M. Fullekrug, C. Haldoupis, S. Naitamor, and T. Farges. Multi-instrumental observations of a positive gigantic jet produced by a winter thunderstorm in europe. *J. Geophys. Res.*, 115 (D24301), 2010.
- O. H. Jr. Vaughan and B. Vonnegut. Recent observations of lightning discharges from the top of a thundercloud into the clear air above. *J. Geophys. Res.*, 94:13179–13182, 1989.
- H. Volland. *Atmospheric Electrodynamics*. Springer-Verlag, 1984.
- E. M. Wescott, D. man, D. Osborne, Hampton D., and M. Heavner. Preliminary results from the sprites94 aircraft campaign: 2. blue jets. *Geophysical Research Letters*, 22 (10):1209–1212, 1995.

- E. M. Wescott, D. D. Sentman, M. J. Heavner, D. L. Hampton, W. A. Lyons, and T. Nelson. Observations of ‘columniform’ sprites. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 60:733–740, 1998.
- E. M. Wescott, D. Sentman, H. C. Stenbaek-Nielsen, P. Huet, M. J. Heavner, and D. R. Moudry. New evidence for the brightness and ionization of blue starters and blue jets. *Journal of Geophysical Research*, 106(21):21549–21554, 2001.
- F. J. W. Whipple. On the association of the diurnal variation of electric potential gradient in fine weather with the distribution of thunderstorms over the globe. *Q.J.R.Meteorol.Soc.*, 55(229):1–17, 1929. URL [www.scopus.com](http://www.scopus.com).
- F. J. W. Whipple and F. J. Scrase. *Met. Off. Geophys.*, (68), 1936.
- J.D. Whitehead. The formation of the sporadic e layer in the temperate zones. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 20:49, 1961.
- J.D. Whitehead. Recent work on midlatitude and equatorial sporadic e. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 51:401, 1989.
- C. T. R. Wilson. On the comparative efficiency as condensation nuclei of positively and negatively charged ions. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, 193:289, 1900.
- C. T. R. Wilson. Investigations on lightning discharges and on the electric field of thunderstorms. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, 221:73–115, 1920.
- C. T. R. Wilson. The electric field of a thunderstorm and some of its effects. *Proc R Soc Lond*, 37:32D, 1925.
- E. Zuccheretti, G. Tutone, S. Sciacca, C. Bianchi, and B. J. Arokiasamy. The new ais-ingv digital ionosonde. *Annales Geophysicae*, 46:647 – 659, 2003.