

# Az Einstein Teleszkóp magyarországi helyszínfelmérése és szeizmikus vizsgálata

DOKTORI DISSZERTÁCIÓ

Somlai László Ábel

Témavezető: Dr. Vasúth Mátyás Zsolt; Belső témavezető Dr.  
Gál Tamás



2023

Pécsi Tudományegyetem, Fizika Doktori Iskola  
Sokrészesekés rendszerek fizikája program

# Tartalomjegyzék

<b>1. Bevezető</b>	<b>1</b>
<b>2. Elméleti összefoglaló</b>	<b>10</b>
2.1. Gravitációs hullámok és szerepük a fizikában . . . . .	10
2.1.1. Gravitációs hullámok forrásai . . . . .	13
2.2. Newtoni zaj . . . . .	15
2.3. Alapvető számolások, származtatott mennyiségek . . . . .	18
2.4. Einstein Teleszkóp helyszínvizsgálata . . . . .	20
2.4.1. Mátrai helyszín leírása . . . . .	22
<b>3. Mátrai helyszín felmérése</b>	<b>25</b>
3.1. Adatfeldolgozási sémák . . . . .	26
3.1.1. Rövid és köztes átlagolások . . . . .	26
3.1.2. Problémák a módusszal . . . . .	28
3.2. Új mennyiségek megadása . . . . .	29
3.2.1. Medián . . . . .	32
3.2.2. <i>rms</i> értékek származtatása . . . . .	35
3.3. RUN-1 összefoglalása . . . . .	36
3.3.1. Metodológia . . . . .	39
3.3.2. Napi és évszakos változások vizsgálata . . . . .	41
3.3.3. Éves és évszakos változások . . . . .	43
3.3.4. GU02-es állomás vizsgálata . . . . .	47
3.4. Korai észlelhetőség vizsgálata . . . . .	52
<b>Összegzés</b>	<b>55</b>
<b>Summary</b>	<b>56</b>
<b>Tézispontok</b>	<b>57</b>

<b>New Scientific Results</b>	<b>60</b>
<b>Köszönetnyilvánítás</b>	<b>62</b>
<b>Irodalomjegyzék</b>	<b>62</b>

# 1. fejezet

## Bevezető

A XVII. század elején Galilei megfigyelte a Jupiter holdjait, ezzel új korszakot nyitva meg a megfigyelő csillagászatban, forradalmasította azt. Kezdetét vette a teljes elektromágneses spektrumból jövő, rádió-, mikrohullám-, gamma- és röntgendetektorokkal való megfigyelés, egyúttal az Univerzum pontosabb megfigyelése és megértése is. Minden új spektrum-tartomány egy új jelenséget vagy forrást tárt fel, így tudhattuk meg, hogy a gravitációs kölcsönhatás játssza a legnagyobb szerepet a legnagyobb luminozitású eseményeknél<sup>1</sup> –, mint a kvazárok, gamma-kitörések és a pulzárok –, továbbá azt is, hogy az elektromágneses kölcsönhatás számára az Univerzumunk nagyjából 96 százaléka láthatatlan [1].

Einstein általános relativitáselmélete a XX. század egyik legsikeresebb fizikai elméletei közé tartozik. Egyik predikciója, hogy dinamikus rendszerek gravitációs terekben energiát sugároznak ki gravitációs sugárzás formájában. Vagyis az általános relativitáselméletben, gyenge gravitációs tér esetén, a téridő geometriai viszonyait megadó mértéktenzor kicsiny változásaira, hullámegyenlet adódik. Az Einstein egyenletekből megmutatható, hogy a gravitációs hullámok vezető rendű járuléka a forrás kvadrupól-nyomatékának időbeli változása. A kvadrupól-formula segítségével megmutatható, hogy az észlelhető nagyságú gravitációs hullámok keltéséhez, nagy tömegű test(ek) relativisztikus mozgása szükséges. Az ilyen hullámokat az anyag egészének nem gömbszimmetrikus mozgása hozza létre, például nagy tömegű csillagok egymás körüli keringése spirális pályán. Gravitációs hullámok forrása lehet például két összeolvadó fekete lyuk vagy egy neutroncsillag, amely felszínén egy kis "hegy" található, így akár egy test is a lehet forrás.

A gravitációs hullámok gyengén hatnak kölcsön az anyaggal – ellentétben az elektromágneses sugárzással –,<sup>2</sup> így a forrástól a megfigyelőig nagyjából változatlanul jutnak el.

---

<sup>1</sup>Az ismert négy kölcsönhatás közül.

<sup>2</sup>További különbség, hogy míg a gravitációs hullám hullámhossza összemérhető vagy nagyobb, mint az öt keltő rendszer mérete, addig az elektromágneses sugárzás hullámhossza tipikusan kisebb.

Ezt befolyásoló effektus lehet például a kozmológiai állandó, amelynek hatását a [2] cikkben vizsgáltam. Ez megnehezíti a földi megfigyelő számára a hullámok detektálását is.

Az egyik legfontosabb gravitációs hullámforrások az összeolvadó kettősök. Ezek olyan rendszerek, amelyeket fekete lyukak és/vagy neutroncsillagok alkotnak, az összeolvadás után pedig egy fekete lyuk vagy neutroncsillag jön létre. Különösen figyelemre méltó kutatási potenciálja van annak az eshetőségnek, amikor a végállapot is neutroncsillag lesz. Ekkor nemcsak a közeledési és összeolvadási szakasz szolgáltat információt a két kezdeti neutroncsillag állapotegyenletéről, hanem a lecsengés is, ami az összeolvadás után, de még a stabil állapot elérése előtti fázis. A gravitációs hullámok vizsgálata ezért elengedhetetlen az univerzumunk jobb megértéséhez.

Az 1960-as években Joseph Weber volt az első, aki egy rezonáns rüddetektor segítségével próbált gravitációs hullámokat észlelni. Russell Hulse és Joseph Taylor 1993-ban fizikai Nobel-díjat kaptak a két neutroncsillagból álló kettős felfedezéséért, amely közvetett bizonyíték volt a gravitációs hullámok létezésére. A gravitációs hullámok első észlelésére több, mint húsz évet kellett várni [3]<sup>3</sup>, ami teljesen új ablakot nyitott az ismert Univerzumunk tanulmányozására.

2015. szeptember 14-én a két LIGO detektor először észlelt gravitációs hullámokat<sup>4</sup>. Az összeolvadás során két fekete lyuk  $-36_{-4}^{+5}$  és  $29_{-4}^{+4}$  naptömegű – olvadt össze, létrehozva egy  $-62_{-4}^{+4}$  naptömegű – fekete lyukat. Az észlelt jelalak az (1.1) ábrán látható. Az első észlelt neutroncsillag-kettős összeolvadását három detektor együttesen mérte 2017. augusztus 17-én [5]. Az első észlelés óta eltelt közel nyolc évben nagyjából 90 hullámot sikerült észlelni [6].

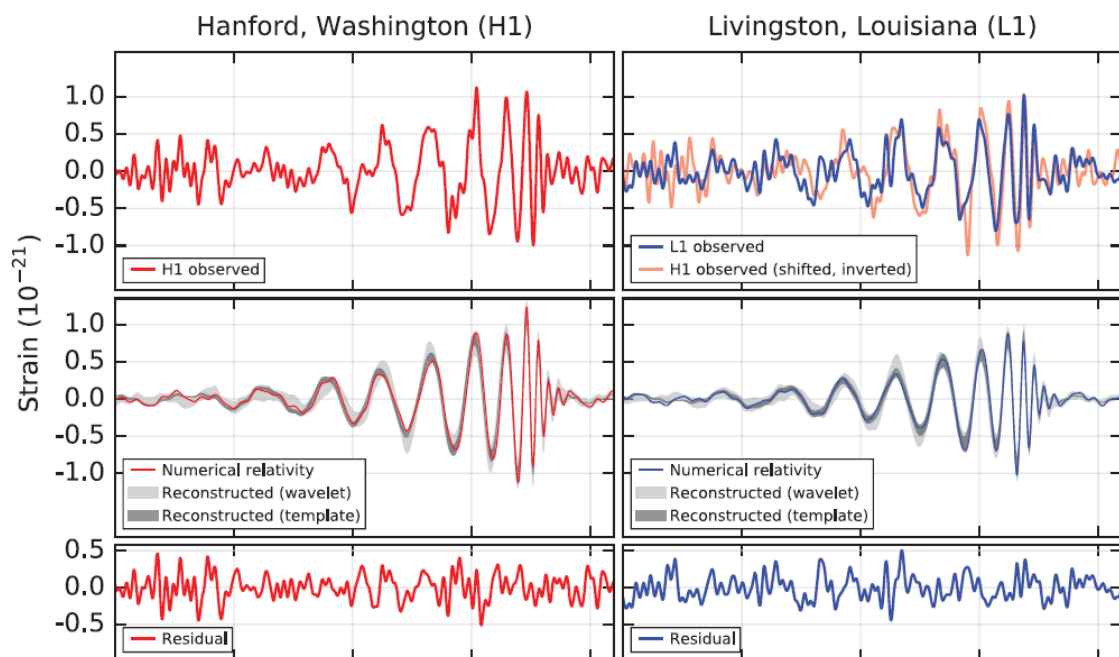
A technológia fejlődésének köszönhetően, egyre érzékenyebb műszerek jöttek létre. Napjainkban "L"-alakú, km-es karhosszú, lézeres interferométerek segítségével tudunk gravitációs hullámokat észlelni, mint az európai GEO600 és a Virgo, a két amerikai LIGO és a japán KAGRA detektorok.

A gravitációs hullámok megváltoztatják a pontok közötti távolságot – a téridő metrikájának megváltoztatásával –, miközben maguk a pontok nyugalomban maradnak. Ilyen effektus kimutatására a Michelson-interferométerek kiválóan alkalmasak (a mérési elvet az 1.2 ábra szemlélteti). A kettéosztott lézersugár a gravitációs hullámok miatt fáziseltolódást szenved az interferométer két karjának mentén, amely kimutatható az interferenciaképen. Az effektus megnöveléséhez Fabry-Perot-rezonátorokat használnak, így

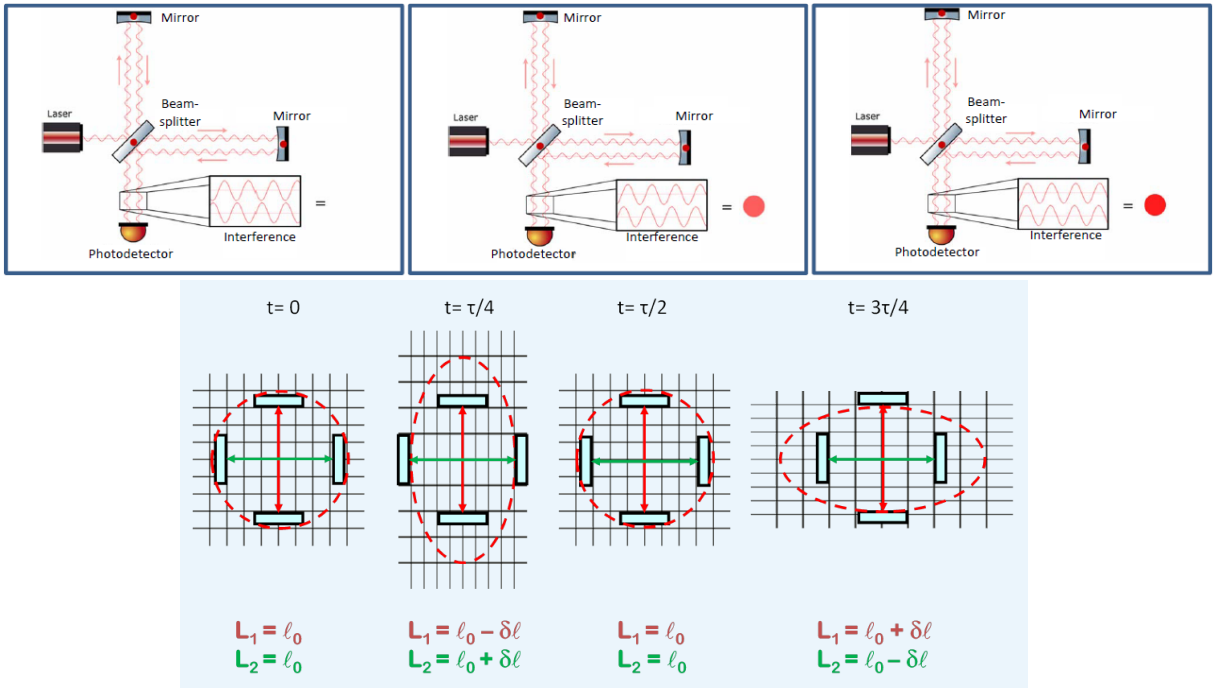
---

<sup>3</sup>2017-ben Kip Thorne-t, Barry Barish-t és Rainer Weiss-t fizikai Nobel-díjjal tüntették ki a LIGO detektor megépítésében és a hullámok detektálásában elért eredményeiknek elismeréseként. Ebben az évben detektálták az első neutroncsillag-kettős által keltett gravitációs hullámot is [4].

<sup>4</sup>A Virgo detektor ekkor épp felújítás alatt volt, így csak két detektor észlelte a hullámot.



1.1. ábra. A GW150914-es gravitációs hullám észlelt jelei. A bal felső ábrán a Hanford-i, a jobb felsőn a Livingston-i LIGO által észlelt jel látható, a 35-350 Hz tartományban vetített hullámformák. A folytonos vonalak a GW150914 paramétereitől számított GH-ok numerikusan számolt hullámformái. Az árnyékolás a 90 százalékos hitelességi tartományok két független hullámforma-rekonstrukció alapján. A harmadik sorban pedig a szűrt hullámforma és jel különbsége látható (lásd [3] 1. ábrája).



1.2. ábra. A felső ábrán a Michelson-interferométer sematikus ábrája látható, három különböző interferenciaállapotban. Az alsó ábrán a gravitációs hullám által okozott távolságváltozást szemlélteti egy periódus során (lásd [1] 3. és 4. ábrája).

meget többszörözve az úthosszt.

A GH detektálásánál több technikai nehézséggel szembesülünk: a több kilométer hosszúságú karok vákuumrendszere; a tesztömegeként funkcionáló tükrök – elsősorban szeizmikus – izolálása; valamint a megfelelő erősségű lézer létrehozása. A jelenlegi és tervezett detektorok esetén fellépő főbb zajokat az (1.3) és az (1.4) ábra foglalja össze.

A gravitációshullám-detektoroknak köszönhetően már nemcsak az elektromágneses kölcsönhatás alapján tudjuk vizsgálni a távoli objektumokat, hanem a gravitációs hullámok által – fénysebességgel – továbbított információkat is észlelni lehet [3].

A feljavított – Advanced – Virgo és LIGO érzékenysége elérheti 200 Mpc távolság esetén, a közel naptömegű kettős neutroncsillagok detektálását. Az alsó érzékenységi határ megszabja az érzékelhető teljes tömeget, ezért a detektorok további fejlesztése elkerülhetetlen. Egy ilyen, úgynevezett 3. generációs gravitációshullám-detektor lenne az Einstein Teleszkóp (ET) [1].

A ET jelenlegi célkitűzése az, hogy a frekvenciaérzékenységet  $1\text{ Hz}$ -re csökkentse és egy nagyságrenddel növelje az amplitúdóérzékenységet. Ez lehetőséget ad arra, hogy új forrásokat találjunk és kozmológiai távolságokban tudjuk vizsgálni a kettősöket, továbbá lehetőség nyílik arra, hogy akár évente is detektálhassunk szupernovákat, hiszen ezeknél a detektálási távolság elérheti a 15 millió fényévet [1]. Az ET segítségével olyan folyama-

tokat tudunk megfigyelni, amik olyan nagy sűrűségű környezetből indulnak ki, ahonnan minden más sugárzás és részecske csapdába kerül. Vizsgálhatjuk tehát a relativisztikus gravitációelméletek által prediktált gravitációs sugárzást, így egy új eszközünk lesz a relativisztikus asztrofizikai és kozmológiai ismereteink bővítésére.

Az ET esetén nemcsak a technológiai fejlődéssel – mint például a felfüggesztés javításával vagy hűtéssel –, hanem további három módosítással teszik lehetővé az alacsony  $1Hz$ -es érzékenységi küszöb elérését:

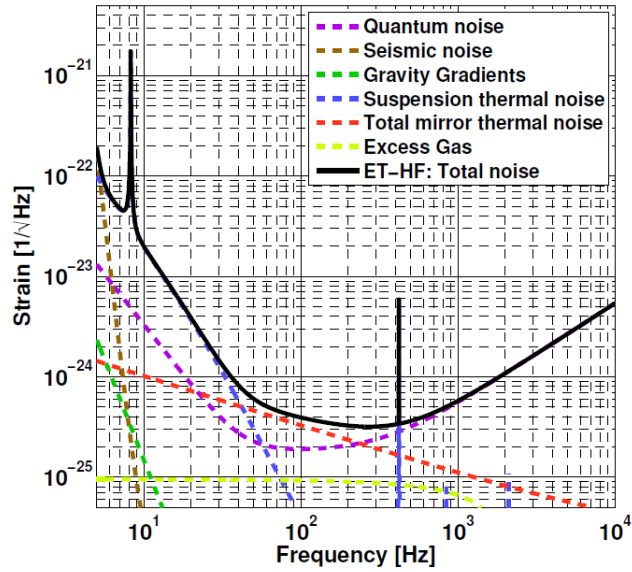
1. Az ET az eddigi elképzelések alapján egy  $10km$  oldalhosszú, háromszög alakú detektor lenne, azaz az interferométerek  $120^\circ$ -os szöget zárnának be egymással. A jelenleg üzemelő gravitációshullám-detektorok esetén az interferométerek karhossza: GEO600  $600m$ , a két LIGO  $4 - 4km$ , a Virgo és a Kagra pedig  $3km$ ; mindegyik a szokásos "L"-alakú detektor.
2. Az ET esetén egy-egy interferométer lenne az alacsony- illetve a magas frekvencia-tartományok érzékelésére. A tervezett érzékenységi görbéket az (1.3) és az (1.4) ábrán láthatjuk. Az érzékenységi görbével tudjuk szemléltetni a tervezett detektor zajszintjét. Ehhez jelöljük a detektorból kijövő jelet  $s(t)$ -vel:  $s(t) = h(t) + n(t)$ , ami nem más, mint az  $n(t)$  zaj és a GH jel  $h(t)$  keveréke. Az egyszerűség kedvéért tekintsük úgy, hogy a zaj stacionárius (követve [7] 7. fejezetének gondolatmenetét), tehát a Fourier komponensek nem korreláltak, ekkor megadhatjuk a  $S_n$  érzékenységet a következő módon:  $S_n(f) := 2 \langle |\tilde{n}(f)|^2 \rangle \Delta f$ . Az érzékenységi görbe további előnye, hogy a mérés szempontjából kitüntetetten fontos jel-zaj arány (SNR) is könnyen megadható vele:  $SNR^2 \sim \int_0^\infty |h(f)|^2 / S_n(f)$ .<sup>5</sup>
3. Az ET egy föld alá tervezett létesítmény. Ennek elsődleges oka az ún. newtoni zajok lecsökkentése.

Az első feltétel lehetőséget ad, hogy az ET, mint önálló obszervatórium működhessen, így nem lenne szüksége legalább egy, hozzá hasonló érzékenységű detektorhoz a jel validálásánál. Van azonban egy másik, harmadik generációs gravitációshullám-detektor tervezet is: az amerikai Cosmic Explorer (CE) [9]. A CE-t az eddig szokásoknak megfelelően "L"-alakúra terveznék, de karjai  $40km$  hosszúak lennének. A legfőbb különbség az, hogy a CE nem a föld alá lenne telepítve<sup>6</sup>. Idáig mindkét detektor csak az előkészítő fázisban

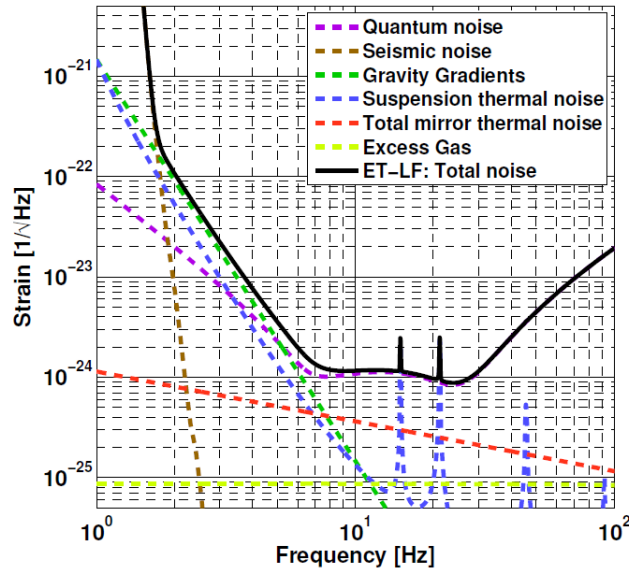
<sup>5</sup>Ahhoz, hogy az érzékenységi görbék dimenziótlanok legyenek, vezessük be a zaj-torzulást  $h_n(f) = \sqrt{f S_n(f)}$ -et; illetve a karakterisztikus-torzulást:  $h_c(f) = 2f \sqrt{|h(f)|^2}$ -et, amelyek már dimenziótlanok [8].

<sup>6</sup>A Föld görbülete miatt nem biztos, hogy megoldható, hogy a detektor végig a földfelszínen legyen.





1.3. ábra. A tervezett Einstein Teleszkóp magas frekvenciájú érzékenységi görbéje. Az y-tengelyen a relatív megnyúlás, míg az x-tengelyen a frekvencia szerepel (lásd [1] 11. ábra). Ahogy az ábrán látható, a 10 – 30 Hz közötti szakaszon a felfüggesztés termikus zaja (kék szaggatott vonal), 30 – 200 Hz között a tükör termikus zaja (piros szaggatott vonal), afölött pedig a kvantumzaj (lila szaggatott vonal) adja a legnagyobb járulékot.



1.4. ábra. A tervezett Einstein Teleszkóp alacsony frekvenciájú érzékenységi görbéje. Az y-tengelyen a relatív megnyúlás, míg az x-tengelyen a frekvencia látható (lásd [1] 11. ábra). Ahogy az ábrán látható, a 2 Hz-ig a szeizmikus zaj (barna szaggatott vonal), 2 – 6 Hz között a gravitációs gradiens, vagy newtoni zaj (zöld szaggatott vonal), afölött pedig a kvantumzaj (lila szaggatott vonal) dominál, leszámítva a felfüggesztés termikus zajának két csúcsát 20 és 30 Hz körül.

van, így nem lehet pontosan megmondani, hogy az ET esetén érdemes lenne-e változtatni a detektor főbb tulajdonságain. A kollaborációk között jelenleg is aktív diskurzus van, hogy milyen végleges megvalósítás mellett lehetne a kutatási potenciált maximalizálni.

Az utolsó két feltétel elengedhetetlen, ha el akarjuk érni a kitűzött  $1\text{Hz}$ -s határt. A (1.4) ábrán látszik, hogy az alacsony frekvenciás érzékenységet a szeizmikus zajok és a gravitációs gradiens – összefoglaló néven a newtoni zaj<sup>7</sup> – befolyásolja. Ennek elsődleges csökkentési lehetősége, ha a detektort a felszín alá építjük.

Az ET esetén már a 2010-es években elkezdődött a lehetséges helyszínek felmérése [10]. Az első helyszínelméréseknél egy magyarországi helyszínt is vizsgáltak, a Mátrában található gyöngyösoroszi ércbányát. A felmérés eredményeit az (1.5) ábra foglalja össze. Az ábrákon teljesítménysűrűség-spektrumok (PSD) szerepelnek, amelyek ebben az esetben nem a fizikában ismert teljesítményre utalnak – amelyet wattban mérünk –, hanem a talajmozgás átlagos négyzetes amplitúdóját jelölik. Az irodalomban általában gyorsulás PSD-eket adnak meg (például [11] vagy [1])<sup>8</sup>, így az általunk érdekesnek tartott  $1-10\text{Hz}$ -s tartományon a szeizmikus zajok nagyjából állandó nagyságrendűek. A PSD spektrumok további előnye, hogy könnyen származtatható belőlük érzékenységi görbe, ehhez tudni kell a detektor hosszát, illetve a  $T$  átviteli függvényt  $S_n(f) \sim \sqrt{PSD(f)} * T(f)$ . Az átviteli függvény ebben az értelemben megadja, hogy a szeizmikus zajokat mennyire lehet lecsökkenteni, például felfüggesztés használatával, azaz a tényleges zaj hányad része csatolódik a teszttömegre.

2015-ben a Wigner Fizikai Kutatóközpont ennek köszönhetően hozta létre a Mátrai Gravitációs és Geofizikai Laboratóriumot (MGGL), aminek elsődleges szerepe a magyarországi helyszín felmérése volt, segítve egyrészt a magyarországi, mint potenciális helyszínt; továbbá feladata volt az ET más helyszíneinek segítése az itt végzett hosszú távú megfigyelések értelmezésével. Ebbe a munkába csatlakoztam be 2014-től kezdődően.

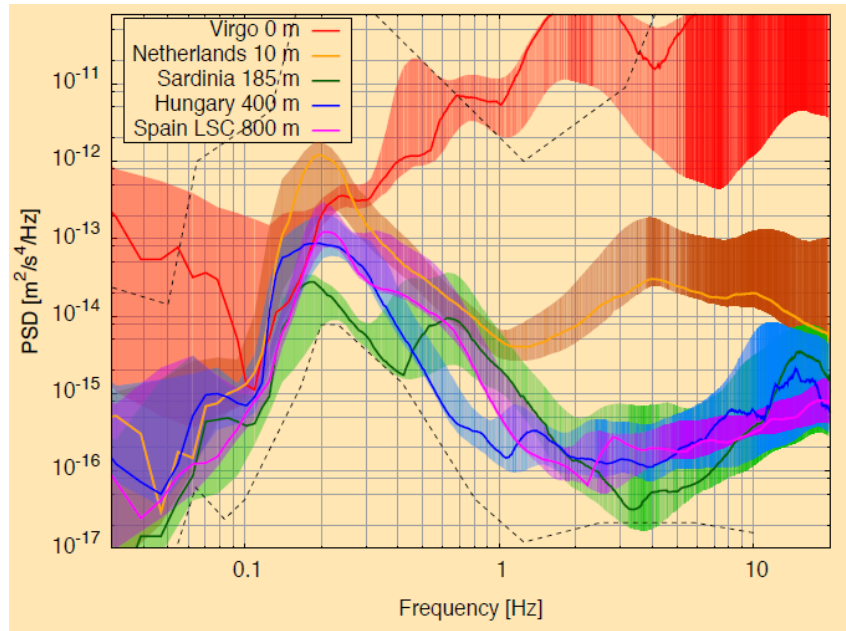
Az első összefoglaló mérés során számos helyszín szeizmikai zajszintjét mérték fel. A különböző helyszíneken körülbelül egy-egy hétig mértek. A könnyebb összehasonlítás érdekében a Peterson-féle új alacsony- és magas zajmodell eredményeit használok, illetve az ún. Feketeerdő vonalat. A Peterson-féle alacsony és magas zajszint nem más, mint a földön elhelyezett számos szeizmométer mérésének burkolója. A különböző helyeken mért zajszintek így könnyebben összevethetőek és egy empirikus átlagos értékkel szolgálnak<sup>9</sup>.

---

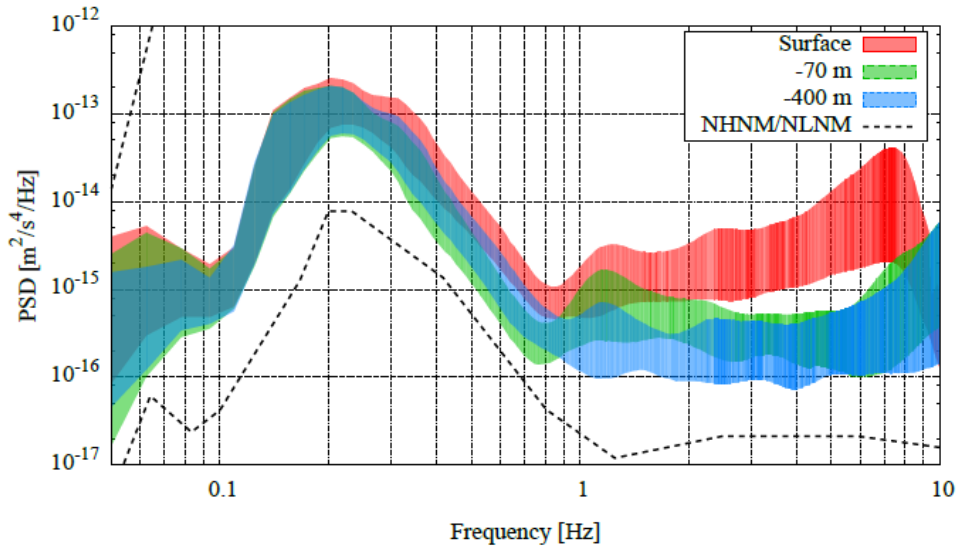
<sup>7</sup>Melyről részletesen a 2.2 fejezetben fogok foglalkozni.

<sup>8</sup>A PSD görbék származtatását és átváltását a 2.3 fejezetben részletesen végigveszem, így itt csak arra térek ki, hogy a gyorsulás PSD  $\omega^2$  való osztással a sebesség PSD értékét kaphatjuk meg,  $\omega^4$  való osztással pedig az elmozdulás PSD-t.

<sup>9</sup>A Peterson-féle alacsony zaj modell nem egy elvi határ, azaz a föld alatti mérések esetén jóval kisebb zajszint is elérhető.



(a) A kiválasztott helyszínek összefoglaló eredményeit tartalmazó ábra (lásd [1] 69. ábra). Az y-tengelyen gyorsulás teljesítménysűrűség-spektrum (PSD) adatok vannak megadva 0.1 dB-es felosztással. A vastag vonal a mért PSD értékek módusza, az adott színű tartomány pedig a 10 és 90 százalékos tartomány. A fekete szaggatott vonal a Peterson-féle új magas- és alacsony zajmodell értékei [12].



(b) A mátrai helyszín felméréseinek eredménye (lásd [1] 50. ábra). Az y-tengelyen a mért gyorsulás PSD, az x-tengelyen pedig a frekvencia van megadva. A piros a felszínen, a zöld a felszín alatt 70 m-es mélységben, míg a kék a 400 m-es mélységben mért érték. A tartomány határolói a 10% és 90% közötti tartomány. A fekete szaggatott vonal a Peterson-féle új magas- és alacsony zajmodell értékei [12].

1.5. ábra. Az Einstein Teleszkóp tanulmányának helyszínekiválasztási összefoglalója. Az (a) ábrán a három legcsöndesebb helyszín szerepel, továbbá a Virgo és egy hollandiai helyszín.

A Feketeerdő vonal a felmérések egyik helyszínén mért átlagos zajszintnek felel meg<sup>10</sup>. Az utóbbit azért használom, mert ezzel az ábrák egyszerűbben összevethetőek.

A disszertációm legfőbb célja, hogy bemutatom a mátrai helyszín hosszú távú méréseinek eredményeit, továbbá a lehetséges helyszínek esetén olyan mennyiségeket vezetek be, amelyekkel a különböző helyszínek egyszerűen és konzisztensen összevethetőek [14]. A kutatásom során a mátrai helyszín több mint kétéves szeizmikus mérését dolgoztam fel, amelynek elemzését és kiértékelését én végeztem el [15], továbbá az itt kapott eredményeket összevettem a korábbi helyszínfelmérések adataival is.

A kétéves adatgyűjtés során keletkezett nagy mennyiségű adat feldolgozására olyan kritériumokat határoztam meg, amelyekkel egyrészt maga az adatfeldolgozás könnyen és gyorsan lefuttatható, másrészt elősegíti a helyszínek összevethetőségét – például az évszakos változások kimutatásával –, harmadrészt figyelembe veszi a szeizmikai kiértékelések során meghatározott mennyiségek szórását. A munkám során új mennyiségeket vezettem be, amiket kimondottan a gravitációs hullám detektorok speciális igényeihez igazítottam [16].

Dolgozatom felépítése a következő:

Az "Elméleti összefoglaló" c. fejezetben röviden áttekintem a gravitációs hullámok levezetését és forrásait (elsősorban [7] alapján), rátérek a newtoni zajok becslésére ([17] és [18] alapján). Majd a szeizmológiában használt alapvető mennyiségeket mutatom be, továbbá az Einstein Teleszkóp helyszínvizsgálatát, kiemelve a magyarországi helyszínt.

A 3. c. fejezet első részében a szeizmikus adatok átlagolási lehetőségeit vizsgálom, illetve új mennyiségeket vezetek be (elsősorban a [15] és [14] publikációkban közölt eredményeim alapján). Összefoglalom a magyarországi mérési eredményeket, illetve a mért szeizmikus adatokból newtoni zajt becslek.

---

<sup>10</sup>A [13] hivatkozás A.5-ös ábráján látható, hogy  $1 - 10\text{Hz}$  között a zajszint nagyjából állandónak tekinthető a gyorsulás-spektrumok esetén.

## 2. fejezet

# Elméleti összefoglaló

### 2.1. Gravitációs hullámok és szerepük a fizikában

Már Alber Einstein is vizsgálta az általános relativitáselmélet felállítását után a fénysebességgel terjedő gravitációs hullámokat, amelyek gyenge gravitációs tér esetén, a téridő geometriai tulajdonságait megadó mértéktenzor kicsiny változásaira adható hullámegyenletek megoldásai. Röviden vezessük le ezt a hullámegyenletet, induljunk ki a jól ismert Einstein-egyenletből<sup>1</sup>:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (2.1)$$

ahol  $R_{\mu\nu}$  a  $g_{\mu\nu}$  Ricci-tenzora,  $R$  a Ricci-skalár és  $\frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}$  pedig a forrástag. A gyenge-tér közelítésben megadjuk  $g_{\mu\nu}$  eltérését a síktól:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad (2.2)$$

ahol  $|h_{\mu\nu}| \ll 1$ ,  $h_{\mu\nu}$  taggal, így felírhatjuk a linearizált Riemann-tenzort is:

$$R_{\mu\nu\rho\sigma} = \frac{1}{2}(\partial_\nu\partial_\rho h_{\mu\sigma} + \partial_\mu\partial_\sigma h_{\nu\rho} - \partial_\mu\partial_\rho h_{\nu\sigma} - \partial_\nu\partial_\sigma h_{\mu\rho}). \quad (2.3)$$

Továbbá vezessük be a

---

<sup>1</sup>A levezetés során [7] könyvet követem és ennek jelölését használom. Így a görög betűk 0, 1, 2, 3, a latin betűk 1, 2, 3 értéket vehetnek fel.

$$h = \eta^{\mu\nu} h_{\mu\nu}, \tilde{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}h, \quad (2.4)$$

jelölést, mellyel (2.1) a következő formában írható fel:

$$\square \tilde{h}_{\mu\nu} + \eta_{\mu\nu} \partial^\rho \partial^\sigma \tilde{h}_{\rho\sigma} - \partial^\rho \partial_\nu \tilde{h}_{\mu\rho} - \partial^\rho \partial_\mu \tilde{h}_{\nu\rho} = -\frac{16\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}. \quad (2.5)$$

Térjünk át, a Lorentz-mértékre, ahol

$$\partial^\nu \tilde{h}_{\mu\nu} = 0, \quad (2.6)$$

így (2.5) egyszerűbb alakban is felírható:

$$\square \tilde{h}_{\mu\nu} = -\frac{16\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}. \quad (2.7)$$

Az egyenletet oldjuk meg a forráson kívül, azaz vegyük a  $T_{\mu\nu} = 0$  esetet:

$$\square \tilde{h}_{\mu\nu} = 0. \quad (2.8)$$

Mivel a  $\square$  operátor átírható  $\square = -(1/c^2)\partial_0^2 + \nabla^2$  alakban, így láthatjuk, hogy a gravitációs hullámok fénysebességgel haladnak. Tovább egyszerűsíthetjük a (2.8) egyenletet, ha kihasználjuk azt, hogy a (2.6) feltétel még nem teljesen rögzíti a mértéket<sup>2</sup>. A fennmaradó mértéktranszformációk segítségével tudjuk rögzíteni az úgynevezett TT-mértéket (Transverse-traceless) a következő feltételekkel:

$$h^{0\mu} = 0, h_i^i = 0, h^j h_{ij} = 0. \quad (2.9)$$

A mértékrögzítés után (2.8) mozgásegyenletet a következő, jól ismert alakban írható fel:

$$h_{ab}^{TT}(t, z) = \begin{pmatrix} h_+ & h_\times \\ h_\times & h_+ \end{pmatrix}_{ab} \cos[\omega(t - z/c)]. \quad (2.10)$$

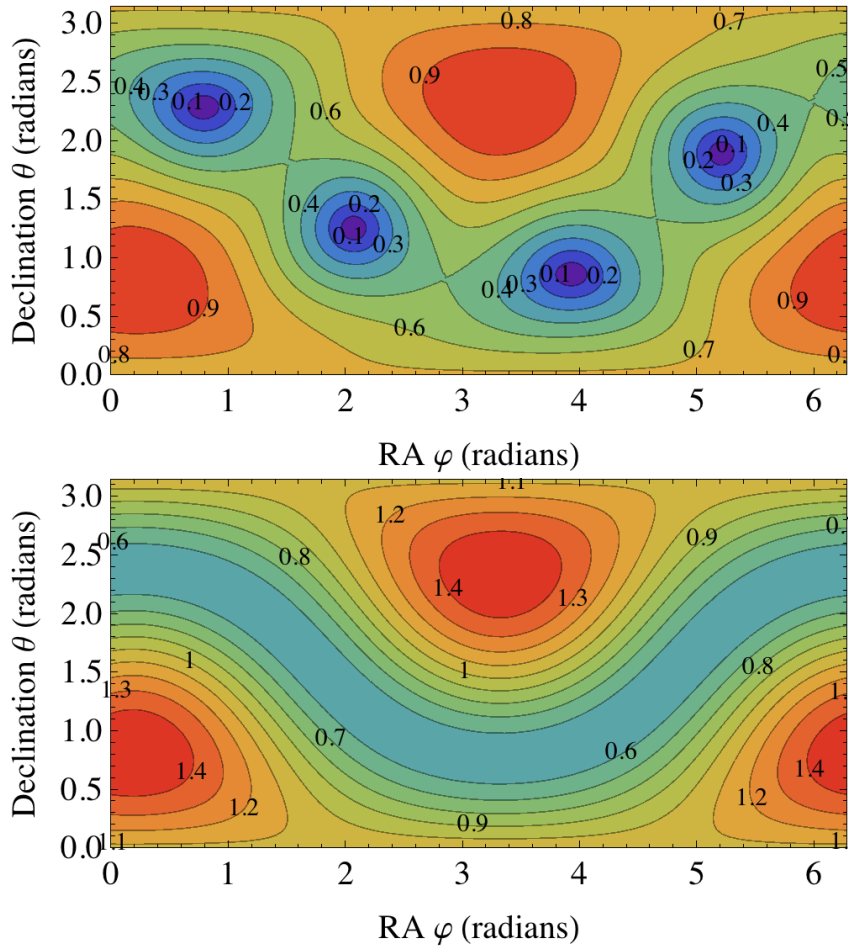
ahol  $a, b = 1, 2$ , a  $h_+$  és  $h_\times$  a "plusz" és "kereszt" polarizációs hullámok. Mivel egy átlagos interferométer nem tudja mindkét polarizációt mérni, csak ezeknek egy lineáris kombinációját, ezért az előző egyenletet írjuk át:

$$h(t) = F_+(\theta, \phi, \psi) h_+(t) + F_\times(\theta, \phi, \psi) h_\times(t) \quad (2.11)$$

alakba, ahol az  $F_{+,\times}$  az antenna átviteli függvényei, a  $\psi$  a polarizáció szöge, a  $\theta, \phi$  pedig

---

<sup>2</sup>A teljes levezetés megtalálható a [7] 1.2 fejezetében.



2.1. ábra. Felül a Virgo, alatta a tervezett ET antenna-átvitele (lásd [1] 16. ábra). A Virgo egy "L"-alakú, míg az ET három "V"-alakú interferométerből áll, egymással 120 fokot bezárva. Az ábrákon feltüntetett számok a (2.12)-ben megadott  $F$ , detektor érzékenységet megadó tényező.

a forrást megadó szögek [19]. Továbbá, ha elég rövid időt tekintünk – feltételezzük, hogy a különböző szögek konstansnak tekinthetők –, akkor felírhatjuk (2.11) szögfüggetlen alakját:

$$h(t) = F(t) (\cos \xi h_+ + \sin \xi h_\times), \quad F = \sqrt{F_+^2 + F_\times^2}, \quad \tan \xi = F_\times / F_+ \quad (2.12)$$

azaz tekinthetjük úgy az  $F$ -et, mint független, a detektor érzékenységét megadó mennyiséget a különböző égi pozíciók esetén. Ezt a (2.1) ábra szemlélteti két különböző detektorfelépítés mellett.

### 2.1.1. Gravitációs hullámok forrásai

A legfontosabb GH forrásnak az összeolvadó kettősöket (fekete lyukak és/vagy neutroncsillagok kettőse) tekinthetjük. Az összeolvadás során három fázist tudunk elkülöníteni [1]:

1. Összeolvadási szakasz (az ún. "chirp" jel): ebben a fázisban a rendszer több száz millió évet is eltölthet; a kibocsájtott GH amplitúdója kicsi, közelíthető módszerekkel adható meg (ilyen például a post-newtoni (PN) formalizmus is). A (2.13) foglalja össze a két polarizációt a legalacsonyabb rendben. A kibocsájtott jel frekvenciája vezető rendben a forgási frekvencia kétszerese. Az ET esetén azért is fontos az alacsony frekvenciájú tartomány, mert egy összeolvadó neutroncsillag-kettős relative sok időt tud eltölteni az ET érzékenységi tartományában (pl.  $2Hz$  elérése előtt akár 20 órát is megfigyelhetővé válik), így a hosszú időtartalom kulcsfontosságú a rendszer paramétereinek becslésében. A forgás során a jel a spin-spin és spin-pálya csatolások miatt változik, amely kódolja a forrás paramétereit (tömegük, spinek, pálya dőlésszöge, stb.). Magasabb PN rendekben a forgás frekvenciája egyéb felharmonikusokat is tartalmaz, ami tovább segíti a paraméterek becslését és az összeolvadás lokalizálhatóságát [20].
2. Egyesülési szakasz: itt keletkeznek a legnagyobb GH-ok. A PN sorfejtés már nem elégséges, az Einstein-egyenletek nemlineáris megoldására van szükség (például [21]). Ez a tartomány az ET várható érzékenysége esetén maximum egy másodpercig tart. Ezek az ütközések többnyire elektromágneses sugázzal járnak, ezért az ET egyik legfőbb célja, hogy minél előbb képes legyen az összeolvadási fázis során meghatározni a pontos égi lokációt. Ekkor az elektromágneses detektoroknak lehet elég idejük arra, hogy a megadott pozícióba álljanak.
3. Lecsengési szakasz: az összeolvadt rendszer egy neutroncsillagot vagy fekete lyukat alkot. A kibocsájtott sugárzás perturbációelmélettel számolható, miközben a rendszer nyugalmi állapotba rendeződik. Fekete lyuk esetén a jel csak a végső test tömegétől és spinjétől függ, de a neutroncsillagnál a test állapotegyenletéről is ad információt.

Az összeolvadási szakasz GH jele  $(v/c)^7$  rendben a következő alakot ölti:



$$\begin{aligned}
h_+(t) &= \frac{2\nu M}{D_L} (1 + \cos^2 \iota) [M\omega(t; t_0, M, \nu)]^{2/3} \cos [2\Phi(t; t_0, M, \nu) + \Phi_0], \\
h_\times(t) &= \frac{2\nu M}{D_L} 2 \cos \iota [M\omega(t; t_0, M, \nu)]^{2/3} \sin [2\Phi(t; t_0, M, \nu) + \Phi_0],
\end{aligned} \tag{2.13}$$

ahol  $\iota$  a neutroncsillag kettős pályaimpulzusának és a látótávolságának szöge,  $\omega$  a vele ekvivalens egytest-rendszer szögsebessége a tömegközéppont körül,  $\Phi(t; t_0, M, \nu)$  az orbitális fázis,  $M = m_1 + m_2$  a teljes tömeg,  $\nu = m_1 m_2 / M^2$  a szimmetrikus tömegarány,  $D_L$  a távolság a detektortól,  $t_0$  és  $\Phi_0$  pedig paraméterek.

Továbbá vezessük be a chirp-tömeget

$$M_C = (m_1 \cdot m_2)^{3/5} / (m_1 + m_2)^{1/5} \tag{2.14}$$

és ennek segítségével az összeolvadásig fennmaradó időt (time-to-coalescence):

$$\tau \approx 2.18 \left( \frac{1.21 M_\odot}{M_C} \right)^{5/3} \left( \frac{100 \text{ Hz}}{f_{GW}} \right)^{8/3}, \tag{2.15}$$

ahol  $f_{GW}$  a kibocsájtott GH jel frekvenciája.

Ennek segítségével megadhatjuk a GH alakját a frekvenciatérben:

$$h(f) = \left( \frac{5}{6} \right)^{1/2} \frac{c}{2\pi^{3/2} D_L} \left( \frac{GM_C}{c^3} \right)^{5/6} f_{GW}^{-7/6}. \tag{2.16}$$

Egy további lehetséges GH forrás az ún. folytonos hullámformák. Ebben az esetben a jel közel állandónak tekinthető – a megfigyelési időszak alatt viszonylag lassan változik – néhány héttől, hónapokig, vagy esetleg évekig. Ilyen forrás lehet például nem tengelyszimmetrikus, gyorsan forgó neutroncsillag. Ezek a neutroncsillagok lehetnek egyedül vagy kettős rendszerben is. A folytonos forrás általános alakja:

$$\begin{aligned}
h_+(t) &= A_+ \cos \Phi(t), \\
h_\times(t) &= A_\times \sin \Phi(t),
\end{aligned} \tag{2.17}$$

ahol a fázist átírhatjuk a rendszer  $\tau$  sajátidejébe

$$\Phi(\tau) = \phi_0 + 2\pi \sum_{n=0}^s \frac{f^{(n)}}{(n+1)!} \tau^{n+1}. \tag{2.18}$$

Az egyenletben a  $f_0$  jelöli a frekvenciát,  $f_n (n \geq 1)$  pedig az ún. "spin-down" paraméterek.

## 2.2. Newtoni zaj

A jelenleg használt második generációs GH detektorok körülbelül a  $10Hz$  és  $10kHz$  közötti jelekre érzékenyek. Az érzékenységüket számos zajforrás befolyásolja, mint például a talajmozgás [22]; lokális földi gravitáció [23]; mágneses zaj [24]; termikus- és kvantumzaj [25, 26] (az ET esetén is megjelennek, lásd a (1.4) ábrán). A továbbiakban a newtoni zajokra (NZ) koncentrálok elsősorban [18] és [27] alapján.

Míg a szeizmikus zajokat jellemzően a föld talajrezgései generálják, addig a newtoni zajokat a föld gravitációs mezőjének apró ingadozásai okozzák. Ezek az ingadozások főként a detektor környezetében fellépő – levegő és talaj – sűrűségfluktuációk eredményezik. A talajban végbemenő sűrűségváltozásokat ugyanakkor a szeizmikus hullámok idézik elő, amelyek a szeizmikus zajt is magukba foglalják<sup>3</sup>. Az ET esetén egy föld alatti létesítményt terveznek, amellyel csökkenthetővé válik a NZ-ok hatása<sup>4</sup>.

A NZ modellek egyre összetettebbek, köszönhetően az egyre nagyobb, helyspecifikus információknak, mint például a topográfia, geológia, valamint a szeizmikus mezők megfigyelt és/vagy modellezett inhomogenitása. Ezért a továbbiakban [18] által meghatározott NZ becslésének bemutatásával foglalkozok, amely egy jó viszonyítási alap a helyszínspecifikus szimulációk eredményének összevetésére. Előnye továbbá, hogy csak a föld alatt elhelyezett szeizmométer mérésétől függ.

Első lépésként induljunk ki a folytonossági egyenletből, amely kimondja, hogy egy rugalmas közegben, a sűrűség perturbációja hogyan kapcsolódik a  $\vec{\xi}$  szeizmikus elmozdulásokhoz

$$\delta\rho(\vec{r}, t) = -\nabla \cdot \left( \rho(\vec{r}) \vec{\xi}(\vec{r}, t) \right), \quad (2.19)$$

ahol  $\rho$  a közeg sűrűsége. Írjuk ezt be a newtoni gravitációs potenciál képletébe:

$$\delta\phi(\vec{r}_0, t) = G \int dV \frac{\nabla \cdot \left( \rho(\vec{r}) \vec{\xi}(\vec{r}, t) \right)}{|\vec{r} - \vec{r}_0|}, \quad (2.20)$$

ahol  $r_0$  a teszttömeg helyzete. Tekintsük lineárisnak a sűrűséget az eltolási mezőhöz

<sup>3</sup>Az atmoszferikus NZ-t tárgyaló friss publikációban, például [28], megtalálható továbbá a második generációs GH detektorok felfüggesztésének átviteli függvényei is.

<sup>4</sup>Természetesen itt meg kell említeni, hogy nemcsak a föld alatti kialakítás szükséges az alacsony tartományú, elsősorban  $< 10Hz$  tartományon fellépő zajok redukálására, hanem az alacsony érzékenységű detektorrész teszttömegének hűtése is.

képest, parciálisan integráljunk<sup>5</sup>, illetve a gradienst alkalmazva  $r_0$  szerint:

$$\delta \vec{a}(\vec{r}_0, t) = G \int dV \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_0|^3} \left( \vec{\xi}(\vec{r}, t) - 3 \left( \vec{e}_{\delta r} \cdot \vec{\xi}(\vec{r}, t) \right) \vec{e}_{\delta r} \right), \quad (2.21)$$

ahol  $\vec{e}_{\delta r} \equiv (\vec{r} - \vec{r}_0) / |\vec{r} - \vec{r}_0|$  és  $\vec{a}$  a teszttömeg gyorsulása [17, 23]. Természetesen a  $\rho$  és  $\xi$  függést nem tudhatjuk pontosan meghatározni, ezért közelítésekkel kell élnünk.

Az egyszerűbb NZ modellek a következő formában írhatóak fel:

$$S(\delta a, f) = (\kappa G \rho)^2 S(\xi, f) \quad (2.22)$$

ahol  $\rho$  a talaj sűrűségének – kellően nagy térfogatra vett – átlaga,  $S(a)$  és  $S(\xi)$  a gravitációs gyorsulás és talajmozgás teljesítménysűrűség-spektrumai, a  $\kappa$  a szeizmikus hullámok típusaihoz tartozó karakterisztikus érték<sup>6</sup>. A továbbiakban éljünk a következő feltételezésekkel<sup>7</sup> [18]:

1. A padlózat és a felette lévő teszttömeg közötti távolság lényegesen kisebb, mint a szeizmikus hullámhossz  $\lambda / (2 \cdot \pi)$ ;
2. A környezeti talaj homogénnek tekinthető, illetve a teszttömeg feletti domborzat síknak feltételezhető;
3. A teszttömeg legalább egy szeizmikus hullámhossznyi mélységben van a föld alatt.

Mivel a (2.21)-as egyenlettel nem tudjuk pontosan meghatározni a NZ spektrumot – hiszen egy pontban mért szeizmikus elmozdulás nem tudja pontosan meghatározni a teljes NZ-t –, így csak általános összefüggést lehet felírni a gravitációs gyorsulás és a szeizmikus elmozdulások között:

$$\delta \tilde{a}_0(f) = \sum_{k=1}^N F_k(f) \tilde{\xi}_k^{x_k}(f) \quad (2.23)$$

ahol  $k = 1, \dots, N$  helyek tetszőleges  $x_k$  elmozdulási irányok esetén, illetve  $F_k(f)$  együtthatók a Wiener-szűrő.

<sup>5</sup>Ennek során a felületi tagot elhagyhatjuk, hiszen bármilyen, véges méretű közeget megadhatunk végtelen méretű, inhomogén közegként.

<sup>6</sup>Melynek értéke 4-8 között lehet. P – longitudinális – hullámok esetén  $\kappa \approx 8$ , S – nyíró – hullámok esetén  $\kappa \approx 4$ , a földfelszín alatt a teszttömegek esetén [23].

<sup>7</sup>Az első feltétel lehetőséget ad a NZ csökkentésére, például ha a teszttömeg alatt egy lyukat fúrunk ki; a második lehetőséget ad az analitikus megoldásra, nem csak a numerikus szimulációkra; míg a harmadik biztosítja, hogy a felszíni hullámok ne befolyásolják a NZ számolást.

A (2.23) egyenletből levezethető az alábbi közelítés<sup>8</sup>:

$$\delta \vec{a}(\vec{r}_0, t) = \frac{4\pi G\rho}{3} \left( 2 \vec{\xi}^P(\vec{r}_0, t) - \vec{\xi}^S(\vec{r}_0, t) \right) \quad (2.24)$$

ahol a  $\xi^P$  és  $\xi^S$  a  $\rho$  kompressziós és nyírásai tagja<sup>9</sup>.

A NZ becslését pontosíthatjuk a geológiai és domborzati ismeretek alapján, amiket azonban el szoktunk hanyagolni, mivel a NZ modellek nem túlságosan érzékenyek ezekre a paraméterekre<sup>10</sup>. Érdemes megemlíteni, hogy a Rayleigh-hullámok esetén ez nem igaz, ugyanis a NZ modellekben a hullámsebességgel exponenciálisan arányos taggal van jelen, így például a diszperzió nagy hatással lehet a Rayleigh NZ előrejelzéseire<sup>11</sup>. Pontosan ez az exponenciális függés a fő oka az ET esetén a föld alatti elhelyezésnek, hiszen ezzel csillapíthatóak ezek a zajok<sup>12</sup>. Meghatározhatjuk továbbá – folytatva [18] gondolatmenetét – a NZ alsó értékét, amely során azzal a feltételezéssel élünk, hogy csak az üreg fala – amely kocka vagy gömb alakú és a szimmetriaközéppontjában helyezkedik el a teszt tömeg, illetve kellően mélyen van – játszik szerepet, így:

$$\delta \vec{a}_{low}(\vec{r}_0, t) = G\rho \int dS \left( \vec{n}(\vec{r}) \cdot \vec{\xi}(\vec{r}, t) \right) \frac{\vec{r} - \vec{r}_0}{|\vec{r} - \vec{r}_0|^3} = -\frac{4\pi G\rho}{3} \vec{\xi}(\vec{r}_0, t) \quad (2.25)$$

összefüggésre juthatunk, ahol  $\rho$  a barlang közetsűrűsége,  $n$  pedig a vájat falának normálvektora. A (2.25) egyenletnek az egyik legnagyobb előnye, hogy nem szükséges szétválasztani a polarizációkat – mint a (2.23) esetén –, az alsó határ becslésénél egyszerűen csak figyelembe kell vennünk a föld alatti szeizmométer által mért elmozdulást.

A tervezett ET egyik fő jellemzője az alacsony frekvenciás – 1 – 10 Hz – érzékenység. Ezen a tartományon a legjelentősebb zajforrás a szeizmikus, illetve a newtoni zaj. Azért, hogy ez a lehető legkisebb legyen, az új detektor esetén érdemes a lehető legjobb helyszínt kiválasztani. A következőkben ismertetem ehhez kapcsolódó eredményeimet.

A fejezet elején összefoglalom a továbbiakban szükséges – szeizmológiában használatos – mennyiségeket és ismertetem az ET-pal kapcsolatos eddigi helyszínfelmérések eredményét és ezek konklúzióját. Kitérek az MGGL által használt gyöngyösoroszi bánya alapvető tulajdonságaira.

<sup>8</sup>A részletes tárgyalás túlmutat jelenlegi dolgozatomon, a levezetés megtalálható [18] és [29] cikkekben.

<sup>9</sup>A fenti egyenlet segítségével elméletileg lehetséges lenne helyi mérésekből Wiener-szűrőt meghatározni a hatékony NZ-kioltás érdekében. Ehhez szükséges lenne az ET számára több száz szeizmométer mérésének elemzése [30], amire eddig nem volt még megfelelő mérés.

<sup>10</sup>Például az elmozdulás és a sűrűség lineárisan van a modellekben.

<sup>11</sup>Az általános feltételezés az, hogy az elég mélyen elhelyezett detektorok esetén a Rayleigh-hullámok hatását ki lehet küszöbölni a földfelszínen elhelyezett szeizmométerek segítségével.

<sup>12</sup>Itt ki szeretném hangsúlyozni Ván Péter és munkatársai ehhez kapcsolódó eredményeit, például [31].

## 2.3. Alapvető számolások, származtatott mennyiségek

A legáltalánosabban használt szeizmikai mennyiség a teljesítménysűrűség-spektrum (Power Spectral Density, PSD), amellyel a mérőműszer mozgásának nagyságát lehet jellemezni. A szokásos eljárást követve (pl.: [11] alapján) a mérőműszereből megkapott, ún. "nyers" adatból először egy lineáris illesztést (detrendet) vonunk le, valamint alkalmazunk egy 0.02 Hz-s felüláteresztő szűrőt, ami nagyban megkönnyíti az adatsor numerikus kezelhetőségét. Következő lépésként a mérőműszerre jellemző átviteli függvényt alkalmazok, ez az úgynevezett pólusok és zérusok módszere (poles and zeros, PAZ)<sup>13</sup>, amely egy komplex számtest felett értelmezett polinommal való szorzás a Fourier-térben. Az így megkapott adatsort jelöljük  $v$ -vel. Az előfeldolgozás végén a Nuttall-ablakfüggvényt

$$w(n) = a_0 - a_1 \cos\left(\frac{2\pi n}{N-1}\right) + a_2 \cos\left(\frac{4\pi n}{N-1}\right) - a_3 \cos\left(\frac{6\pi n}{N-1}\right) \quad (2.26)$$

haddhatjuk  $v$  adatsorra a következők szerint

$$\tilde{v}(n) = w(n) \cdot (v(n) - \langle v \rangle), \quad (2.27)$$

ahol  $N$  a nyers adatsor hossza<sup>14</sup>,  $n = 0, \dots, N$ ,  $a_0 = 0.355768$ ,  $a_1 = 0.487396$ ,  $a_2 = 0.144232$  és  $a_3 = 0.012604$ ,  $\langle v \rangle$  pedig a  $v$  adatsor átlaga<sup>15</sup>.

Az így megkapott  $\tilde{v}$ -nak vegyük a valós Fourier-transzformáltját,  $V_k$ -t, amellyel könnyen megadható az egy-oldali PSD vektort:

$$P_k^{(v)} = \frac{2}{f_s \cdot N \cdot W} |V_k|^2, \quad (2.28)$$

ahol  $f_s$  a mintavételezés száma,  $f = k \frac{f_s}{N}$  a frekvencia és  $W = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N w(n)^2$  az (2.26) ablakfüggvény normálja. A 2-es faktor az egy-oldali PSD-re utal, hiszen  $V_k$  szimmetrikus a komplex konjugálásra. Az így definiált PSD mértékegysége  $(\text{m/s})^2/\text{Hz}$ .

A megadott  $P^{(v)}$  a sebesség teljesítménysűrűség-spektrum érték, erre utal a  $v$  felső

<sup>13</sup>További részletek megtalálhatóak a python obspy könyvtárának leírásában [32], illetve [33].

<sup>14</sup>Itt fontos megjegyezni, hogy a vizsgált adatsorok  $N$  hossza különösen fontos lesz a következőkben.

<sup>15</sup>A kapott PSD vektorok esetén egy 3/4-es átfedési hosszt is használtam.

index. Fontos megjegyezni, hogy ezen felül szokás a PSD értékeket "d" elmozdulás-, illetve "a" gyorsulástérben is megadni:

$$P^{(d)} = P^{(v)}/\omega^2, P^{(a)} = P^{(v)} \cdot \omega^2, \quad (2.29)$$

ahol  $\omega = 2\pi f$  a körfrekvencia, szem előtt tartva a deriválást és integrálást a Fourier-térben. Továbbá számos esetben szükség lehet az amplitudósűrűség-spektrumra (Amplitude Spectral Density, ASD), amely a hozzá tartozó PSD érték négyzetgyöke, pl.:  $A^{(v)} = \sqrt{P^{(v)}}$ .

Végezetül vezessük be a négyzetes közép (root-mean-square, rms) kumulatív mennyiséget is:

$$rms_{l-m} = \sqrt{\frac{f_s}{N} \sum_{k=l}^m P_k^{(d)}}, \quad (2.30)$$

amely nem más, mint az elmozdulás PSD  $l$  és  $m$  frekvenciaérték közötti integráljának normált gyöke. A továbbiakban, ha külön nem jelölöm,  $m$ -et  $f_s/2$ -nek venni, amit ebben az esetben nem jelölök. A helyszínelméréssel foglalkozó szakirodalomban leggyakrabban a 2 Hz-hez tartozó  $rms$  értéket adják meg –  $rms_{2\text{Hz}}$ , tehát az összegzés felső határa a mintavételezési frekvencia fele –, amelyre tekinthetünk úgy, mint a detektor adott 2 Hz-től mért elmozdulásainak négyzetösszegének gyökére, azaz a zajok összegét hivatott jellemezni.

Fontosnak tartom megemlíteni, hogy az Einstein Teleszkóp helyszínelmérése során sokszor előfordul a Feketeerdő vonal ([1, 11]), amelyre a továbbiakban, mint referenciaértékre kívánok hivatkozni:

$$A_{BF}^{(a)} = 2 \cdot 10^{-8} \frac{m/s^2}{\sqrt{\text{Hz}}}. \quad (2.31)$$

Ezt az értéket 1 – 10 Hz között szokás megadni (pl. [11]). Az ehhez tartozó  $rms_{2\text{Hz}}$  értéket:

$$\begin{aligned} rms_{2\text{Hz}}^{BF} &= \sqrt{\int_{2\text{Hz}}^{f_s/2} P_{BF}^{(a)} \frac{1}{(2\pi)^4} \frac{1}{f^4} df} = \frac{A_{BF}^{(a)}}{(2\pi)^2} \sqrt{\int_{2\text{Hz}}^{f_s/2} f^{-4} df} \approx \\ &\frac{A_{BF}^{(a)}}{(2\pi)^2} \sqrt{\left[ \frac{4}{3} f^{-3} \right]_{2\text{Hz}}^{\infty}} \approx 0.1 \text{ nm}. \end{aligned} \quad (2.32)$$

Továbbá megadok egy további kumulatív értéket – ami ugyanennek a mennyiségnek 1 – 10 Hz között felvett értéke –, amit a (3.3) kifejték részletesen:

$$\begin{aligned}
rms_{1-10\text{Hz}}^{BF} &= \sqrt{\int_{1\text{Hz}}^{10\text{Hz}} P_{BF}^{(a)} \frac{1}{(2\pi)^4} \frac{1}{f^4} df} = \frac{A_{BF}^{(a)}}{(2\pi)^2} \sqrt{\int_{1\text{Hz}}^{10\text{Hz}} f^{-4} df} = \\
&\frac{A_{BF}^{(a)}}{(2\pi)^2} \sqrt{\left[ \frac{-1}{3} f^{-3} \right]_{1\text{Hz}}^{10\text{Hz}}} \approx 0.29 \text{ nm}.
\end{aligned} \tag{2.33}$$

## 2.4. Einstein Teleszkóp helyszínvizsgálata

A helyszínfelmérés a 2010-es években indult meg, amely során 13 helyszínen végeztek rövidebb, 5-6 napos felméréseket<sup>16</sup>. Három lehetséges helyszínt határoztak meg [1]-ben: Sos Enattos bánya, Szardínia, Olaszország; LSC, Canfranc, Spanyolország; gyöngyösoroszi bánya, Magyarország, továbbá kiemelték a holland Heimansgroeve kőbányát, ahol érdemes lehet ilyen obszervatóriumot telepíteni. A vizsgált helyszíneket a (2.2) ábra szemlélteti.

A felmérés során a nyers adatokat 128 s-os<sup>17</sup> darabokra vágták szét, ezekből számoltak PSD értékeket. Az így megkapott gyorsulásértékek esetén fél órás átlagokat számoltak, tehát például 6 teljes napnyi adatsorból  $6 \cdot 24 \cdot 2 = 288$  darab PSD értéket származtattak. Az adatsort diszkretizálták 0.1 dB-es felosztással<sup>18</sup>. Meghatározták a móduszt, illetve a 10 és 90 percentilist is. Ez utóbbi nem más, mint adott frekvenciaértékhez tartozó sorbarendezett PSD értékek 10 és 90 %-a. A (1.5) ábrán látható a felmérés összefoglalója.

A kiválasztott helyszínek esetén továbbá javasolták, hogy hosszabb távú méréseket is valósítsanak meg, így pontosabban meghatározva a területek "zajosságát" [1]. A hosszú-távú felmérés a magyar helyszín esetén 2016-ban kezdődött meg és több mint két évnyi adatgyűjtést ölel fel.

<sup>16</sup>Részletes leírás a [1] cikk 3.6. fejezetében.

<sup>17</sup>Azért is választották ezt az időablakot, hogy az adatsor 2 hatványa legyen, így alkalmazható a gyors Fourier-transzformáció.

<sup>18</sup>A decibel skálát úgy származtatjuk, hogy az értékek 10-es alapú logaritmusának 10-szeresét vesszük, részletesebb tárgyalását a (3.1.2) fejezetben tárgyalom.



2.2. ábra. A szeizmikus mintavételi helyek az ET helyszínfelmérése során (lásd [1] 61. ábra). A piros ikonok azokat a helyeket jelölik, ahol tényleges mérések történtek a földfelszín alatt, míg a kékéket azokat, ahol a földfelszínen volt csak adatgyűjtés.



### 2.4.1. Mátrai helyszín leírása

A Wigner Fizikai Kutatóközpont 2015-ben létrehozta a Mátrai Gravitációs és Geofizikai Laboratóriumot (Matra Gravitational and Geophysical Laboratory)<sup>19</sup>, amely elsődleges feladata a gyöngyösoroszi ércbánya helyszínének felmérése volt. A bánya nem üzemelt, rekultivációs munka folyt benne az adatgyűjtés alatt. A labor pontos koordinátái: 399MAMSL, 47°52' 42,10178", 19°51' 57,77382" OGPSH 2007 (ETRS89) a bánya horizontális járatánál, 1280 m-re található a bejárattól, és 88 m-rel van a felszín alatt. Az MGGL elhelyezkedését a (2.3) ábra szemlélteti.

A bányában kialakítottak egy olyan szobát (lásd (2.4) ábra), amely közel van a korábbi felmérési helyszínhez [11], továbbá lehetővé teszi a műszerek folyamatos üzemelését<sup>20</sup>. Az MGGL-ben számos betonpillért alakítottak ki, elsősorban a hosszútávú szeizmikus mérések elvégzésére. Valamint a laborban rendelkezésre áll optikai adatkábel-összeköttetés a felszínnel, a biztonságos és gyors adattovábbítás miatt.

A laboratóriumban kezdetben egy szeizmométer üzemelt (ET1H)<sup>21</sup>, illetve a labortól távolabb – a [1, 11]-ben hivatkozott, a felszíntől 404 m-es mélységben – található GU02-es műszer. A helyiség otthont adott számos, más műszernek is – például infrahang- és müon-detektornak –, illetve egy további szeizmométernek (WARS), amelyet a lengyel kollégák fejlesztettek és elsősorban hitelesítési mérést végeztek vele [15].

A laboratórium 2016 februárjában készült el, míg az első adatgyűjtési időszak 2016 márciusában indult el és 2016 augusztusáig tartott. Ez egy tesztidőszak volt, amely arra adott lehetőséget, hogy felmérhető legyen a telepített berendezések és a helyszín tudományos potenciálja. Ennek megfelelően a mérési időszakot "RUN-0" adatgyűjtési időként hivatkozom a továbbiakban (lásd (2.5) ábra) [35].

A második adatgyűjtési periódusban – RUN-1, amely magába foglalja a RUN-0 során gyűjtött adatokat is – a 2016.03.01 és 2018.06.28 közötti adatok elemzésére került sor, amelyben a teljes szeizmikus kiértékelést én végeztem [15], mindemellett a [35]-ben is segítettem a szeizmikus adatok feldolgozását. A RUN-1 pontos mérési időablakai a (2.6) ábrán láthatóak. Ezen időszak alatt a szeizmikus vizsgálatok kiegészültek, továbbá vizsgáltuk a Schumann-rezonanciát is. Az eredményeket a [15] cikk összegzi.

---

<sup>19</sup>Továbbiakban, mint MGGL.

<sup>20</sup>A labor egy zárható szoba, továbbá szünetmentes tápegységgel rendelkezik, illetve a műszerekhez tartozó akkumulátorokkal is, így biztosítva a folyamatos áramellátást.

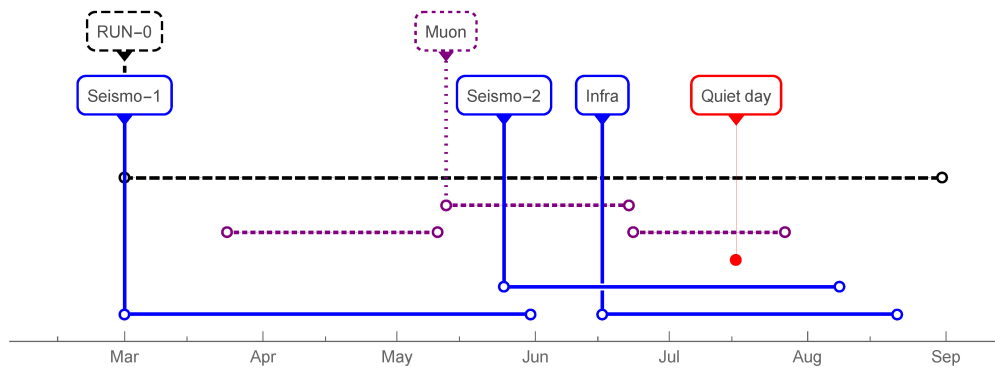
<sup>21</sup>A laborban használt Guralp CMG 3T szeizmométer leírása megtalálható itt [34].



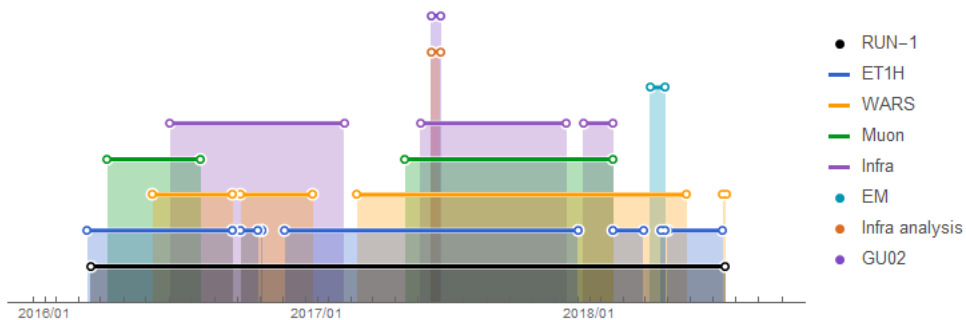
2.3. ábra. A Mátrai Gravitációs és Geofizikai Labor elhelyezkedése a gyöngyösoroszi bányában. A piros vonal jelöli az ércbányát, a fekete pont a bejáratától 1280 m-re található északi irányban (lásd [35] 1. ábra).



2.4. ábra. A betontömbökön elhelyezett mérési helyek az MGGL-ben (lásd [35] 1. ábra).



2.5. ábra. Az MGGL RUN-0-s időszakában mérő műszerek adatgyűjtési periódusai. A RUN-0 alatt két szeizmométer (Seismo-1: ET1H, Seismo-2: GU02), egy müondetektor (Muon) és egy infrahang detektor (Infra) mért. Továbbá az ábrán ki van emelve egy csöndes nap (Quiet day, 2016. 07. 16.), mely a mérési időszak legcsendesebb napjaként lett azonosítva (lásd [35]. 16. ábra)



2.6. ábra. Az MGGL RUN-1-es időszakában mérő műszerek adatgyűjtési periódusai. A RUN-1 alatt egy szeizmométerrel (WARS) és egy elektromágneses (EM) méréssel egészült ki a korábbi mérés. A jelölt két szeizmométer (ET1H, GU02) közül az elsővel volt további adatgyűjtés. A “Infra analysis” időpontban az infrahang detektor által gyűjtött adatok elemzését jelöli (lásd [15] 36. ábra).

## 3. fejezet

# Mátrai helyszín felmérése

Az Einstein Teleszkóp (ET) egy közel 50 évre tervezett obszervatórium, becsült költsége nagyjából milliárd euró nagyságrendű [1]. Amellett, hogy az egyik legmodernebb gravitációshullám-detektor szerepét töltené be, egyik különlegessége az alacsony frekvenciás érzékenysége, ami az (1.4) ábrán látható. Egy ilyen hosszú időre tervezett és ilyen volumenű obszervatórium esetén elengedhetetlen, hogy pontosan fel legyen mérve a tervezett helyszín, hiszen ez nagymértékben befolyásolja a leendő érzékenységi görbét<sup>1</sup>. A legelső helyszínelmérés esetén a szeizmikus adatgyűjtés csak pár napig tartott az egyes helyszíneken. Egy jól megalapozott döntés esetén viszont szükséges, hogy a lehetséges helyszínek hosszútávú – akár több éves – felmérése is megtörténjen, ahogy erre az ET tanulmánya is kitér [1].

Az MGGL fő feladata az ET előkészítésében való aktív részvétel, mint a mátrai “potenciális” helyszín felmérője. A hosszútávú – a magyarországi labor esetén több mint kétéves – adatgyűjtési időszak lehetőséget adott arra, hogy értelmezsem és összehasonlítsam az eredményeket a korábbi felméréssel. Az volt a célom, hogy a helyszín egy olyan összefoglaló kiértékelését adjam, ami eddig unikális a harmadik generációs GH detektorok szeizmikus felmérésében. A jóval hosszabb adatgyűjtés alapján vonjak le következtetéseket, új adatfeldolgozási és kiértékelési metódusokat dolgozzak ki ezek alapján, amelyek megkönnyítik a helyszínek átfogóbb összevetését. A (2.4) fejezetben kitértem arra, hogy a kezdeti felmérés során a helyszíneket két típusú mennyiséggel jellemezték: a kumulatív  $rms_{2\text{Hz}}$  értékkel; a  $PSD$  módusszal és 10% – 90%-os percentilissel.

Kutatásom egyik sarkalatos pontja volt, hogy kiértékeljem és értelmezsem az MGGL-ban mért szeizmométerek adatait. Ez azért fontos, hogy a magyar helyszínt pontosabban

---

<sup>1</sup>Miután még nincs egyértelmű megoldás a newtoni zaj csillapítására, ezért egyértelműen nem jelenthető ki az, hogy bármely helyszín esetén elegendően lecsökkenthető lenne ez a zajforrás a többihez képest. Ennek következtében, a továbbiakban csak azon megfontolással szeretnék élni, hogy a kisebb szeizmikus zaj, kisebb newtoni zajt eredményez.

megismerjük, továbbá a többi potenciális területen még nem végeztek ilyen kiértékelést. Emiatt különösen fontos, hogy a mátrai felmérés során szerzett tapasztalatokra – jelenségekre, úgymint szezonális változás, etc. – reflektáló újabb mennyiségeket is bevezetek, illetve megvizsgálom, hogy egy hosszabb adatgyűjtési időszak esetén, milyen adatfeldolgozási sémákat érdemes követni. A [14] cikkben foglaltam össze ezeket, amiket a továbbiakban részletezek.

## 3.1. Adatfeldolgozási sémák

Ebben a fejezetben bemutatom azokat az okokat, amik indokolják a már említett sémák bevezetését. Fontos szempontnak tartom, hogy a korábban használatos mennyiségekkel összevethető legyen, ezeket inkább kiegészítsék, mintsem helyettesítsék, továbbá elengedhetetlen kritériumként tekintettem arra, hogy a kiértékelés jól definiált, egyértelműen és gyorsan reprodukálható legyen. Ezek a tényezők elősegítik két vagy több helyszín részletes összehasonlítását.

### 3.1.1. Rövid és köztes átlagolások

Az egyszerűbb és érthetőbb tárgyalás miatt vezettem be két átlagolási típust:

1. Rövid távú átlagolás (Short Time Averages, STA): rövidebb időszakra vonatkozó szeizmikus adatok átlaga, melyekre azért van szükség, hogy az adatok jobban kezelhetőek legyenek. Ez Beker és az eddigi ET felmérések esetén félórás átlagolás volt [11].
2. Köztes átlagolás (Intrinsic averages, INA): köztes átlagolás a percentilisekre – elsősorban teljes napi, éjszakai illetve nappali időszakokra, azaz természeti periódusokra –, melyekkel könnyebben vizsgálhatók a napi, évszakos és éves változások.

Az STA esetén az adott időszakra vonatkozó PSD értékek átlagát értjük<sup>2</sup>. Például félórás STA esetén és 128 s-os időablakkal számolva  $1800/128 \approx 14$  darab PSD érték átlagát adja meg. A második átlagolást egy példával illusztrálom. Számoljuk ki az éjszakára

---

<sup>2</sup>Az ablakfüggvény miatt egy 3/4-es eltolást kell alkalmazni a átlagolásnál.

vonatkozó 10%-os percentilist egy évre. Ekkor ki kell számolni minden egyes naphoz az éjszakai időszaknak megfelelő 10%-os percentilist és ezeknek az átlagát. Ennek segítségével biztosabbak lehetünk abban, hogy a végső PSD érték nem egy-egy csöndesebb napot vagy időszakot tartalmaz, hanem az egész tanulmányozott évet jellemzi.

Ezen átlagok bevezetésére elsősorban azért volt szükség, mert egyik célom, hogy a detektálható jelek mérhetőségi idejéhez jobban illeszkedő, illetve hosszabb adatgyűjtési időszak esetén is könnyen számolható mennyiségeket adjak a mátrai helyszín esetén. Neutroncsillagok esetén akár napokig is az észlelhető frekvenciatartományban van a gravitációs hullámjel, míg fekete lyukak összeolvadó kettősei esetén ez az időablak másodperces nagyságrendű. Emiatt egy olyan kezdeti átlagolást kell megadni, amely jobban illeszkedik ehhez az időtartalomhoz. Gondoljunk csak bele, szeizmikus szempontból egy félórás időablak meglehetősen nagynek tekinthető, ezen időszak alatt a környezeti zajok azonban jelentősek lehetnek<sup>3</sup>.

Tegyük fel, hogy egy hosszabb időszak alatt – például egy egész évre – kell meghatározni az éjszakai zaj értékét. Követve az eredeti helyszínfelmérés metodológiáját, ebben az esetben az éjszakai mért időszakokból kell számolni móduszt, illetve 10%, 90%-os percentilist. Vegyük azt az esetet, ha az éjszakai időszakot 6 órának tekintjük és félórás rövid távú átlagokat számolunk ki. Ekkor egy évre összesen  $365 \cdot 6 \cdot 2 = 4380$  PSD görbét vetünk össze. Az így származtatott – például – 10%-os percentilis a 438-ik "legcsöndesebb" PSD értékek lennének. Viszont nem lehet eldönteni, hogy ez vagy 36 csöndes nap eredménye, vagy sokkal több naphoz adódó, nagyon csöndes fél/egy órából jön ki. Ugyanez elmondható a teljes napi és a nappali időszak esetén is<sup>4</sup>, így hosszabb távú kiértékelés esetén nem kapható valós információ a helyszínről. Ennek kiküszöbölése miatt kell bevezetni a köztes átlagolást.

További nagy előnye, hogy ennek segítségével könnyebben összevethetőek a hosszabb időtávra számolt átlagok a rövidebb esetekkel. Könnyebben válaszolhatunk arra a kérdésre is, hogy egy pár hetes mérés mennyire jellemzi akár a teljes időszakot. Ez elengedhetetlen, ha newtoni zajt szeretnénk becsülni. Természetesen több lehetőségünk is van a becslésre: (1) élhetünk azzal a lehetőséggel, hogy a helyszínen mért rövidebb/hosszabb időszakra vonatkozó teljes modussal/mediánnal közelítjük a helyszín értékét; (2) vagy azzal, hogy rövidebb időszakokra számolunk átlagokat, így a detektor érzékenységét – többek között a newtoni zajt – időben változónak tekintjük. Dolgozatomban a második lehetőséget kívánom bemutatni, ami lehetőséget ad a neutroncsillagok korai észlelhetőségének vizsgálatára. Ki kell hangsúlyozni, hogy dolgozatomban ez különlegesen fontos: olyan módszert

---

<sup>3</sup>Például autó-, vonatforgalom miatt, így jelentősen befolyásolhatják a mért értéket.

<sup>4</sup>Sőt, a teljes napra vonatkozó esetben még jobban kiütöközhet ez a probléma, hiszen az éjszakai időszakok általában csöndesebbek, így nagymértékben módosítják a percentilisek értékeit.

kellett kidolgozni, ami lehetővé teszi a különböző helyszínek egységes összevethetőségét. Ennek segítségével a helyszínrre jellemző, időben változó detektorérzékenység számolható, ezáltal pedig a korai észlelhetőség adható meg tetszőlegesen hosszú időablak esetén.

Röviden összefoglalva a helyszínfelmérésem során:

- 300 s-os rövid távú átlagolást használtam, amely jobban illeszkedik: egyrészt a detektálható jelek időtartományába<sup>5</sup>; másrészt kevésbé érzékeny a környezeti zajokra.
- Köztes átlagolást használtam, amely jobban tükrözi hosszabb távú adatgyűjtés esetén a helyszín tényleges zajszintjét.

### 3.1.2. Problémák a módusszal

A helyszínfelmérés másik sarkalatos pontja Beker munkáiban és az ET tanulmánykötetében [1, 11] az egyik legfontosabb mennyiség a fél órára átlagolt PSD értékek módusza. Ebből származtattak *rms* értékeket és ennek a kiugrásait elemezték. Nézzük meg, hogy pontosan, hogyan is lehet ezt az értéket származtatni – a könnyebb átláthatóságot segíti a (3.1) ábra –: a kapott PSD értékeket adott frekvenciákon diszkretizálni, felosztani kell, annak érdekében, hogy móduszt tudjak számolni. Ez úgy származtatható a [11] alapján, hogy a gyorsulás PSD-eket<sup>6</sup> decibel skálán adjuk meg, azaz a 10-es alapú logaritmusát vesszük és megszorozzuk 10-zel. Ezután minden egyes frekvenciaértékhez felosztjuk a decibel tartományunkat 0.1 dB-es lépésekkel. Csendesnek számító, föld alatti helyszínek esetén az 1 – 10 Hz közötti tartományon a PSD gyorsulás értékek általában  $10^{-17}$  és  $10^{-14}$  ( $\text{m}^2/\text{s}^4$ )/Hz között mozognak. Ez azt eredményezi, hogy 0.1 dB-es felbontás esetén a 3 nagyságrend 300 lépésközt tartalmaz. Tegyük fel, hogy egy hétig mérünk, félórás rövid távú átlagot használva, akkor 336 db PSD értéket kapunk. Ha ezt – egyenletes eloszlást feltételezve – szétszétjük a 300 hely között, akkor akár 4 PSD érték is meghatározhatja az adott frekvenciához tartozó móduszt. Ez nagyjából 2 órányi, – akár – nem összefüggő időtartalmat is jelenthet.

---

<sup>5</sup>Itt természetesen újra kihangsúlyoznám, hogy egy több napig észlelhető neutroncsillag-kettős összeolvadásának jelét nem kell folyamatosan detektálni, elég minél nagyobb részét, amivel rekonstruálható a kimaradt szakasz.

<sup>6</sup>Általában a gyorsulás PSD-eket szokás diszkretizálni, mert a számunkra érdekes 1 – 10 Hz-s tartományon az értékek csak pár nagyságrendet változnak. Elmozdulás PSD esetén ezek jóval nagyobbak lennének, pl. a 10 Hz-s értéket  $1/\omega^4 = 1/(2 \cdot \pi \cdot f)^4 \approx 10^{-8}$  nagyságrendet jelentene.

Ennek tükrében elképzelhető – megvalósul –, hogy a módusz egy frekvencia-intervallumban nagy ugrásokat eredményez, hiszen ha a mért értékek két, egymáshoz közeli PSD érték között közelítőleg egyenletesen oszlanak el, akkor kis eltérések esetén is, a minimális és maximális PSD értékek között ugrálnak, lásd a (3.1) ábrán. A felnagyított ábrán (3.1b) jól látható, hogy előfordulhat két hasonlóan domináns PSD érték, továbbá hogy a horizontális esetben (bal oldali ábra) nagyjából  $2Hz$  körül ugrás következik be, amikor a dominancia vált. Természetesen ezek az esetleges fluktuációk kihatással lehetnek minden olyan további mennyiségre, amelyet a móduszból származtatunk, mint például az *rms* értéket. Ezt a (3.2) ábra szemlélteti, ahol egy időszakhoz tartozó, 1 – 0.1 dB-es felosztás mellett a mediánt is megadtam. Ha kiszámoljuk a három görbe erre a tartományra vonatkozó *rms* értékét, akkor  $rms_{5-7Hz} = 0.0218, 0.0198, 0.0211$  nm-t kapunk a mediánra, 1 dB-es és 0.1 dB-es felosztású móduszra. Ez meglehetősen nagy eltérést is okozhat, emiatt érdemes végiggondolni, hogy milyen elvárásokat támasztunk egy ilyen fontos mennyiséggel szemben.

Természetesen érdemes megfontolni, hogy hosszabb adatgyűjtés esetén és/vagy kisebb rövid távú átlagot használva nem juthatunk-e jobb eredményre. A felvetések ellen az egyik ellenérv megegyezik az előző bekezdésben szereplővel, ugyanis ha a PSD értékek nagy része két, egymáshoz közeli érték között mozognak, akkor a módusz zajossá válhat, függetlenül a darabszámtól, egy rövidebb ideig – például 2 órán át tartó – folyamatos zaj<sup>7</sup> dominálhatja a móduszt.

Természetesen ezalatt nem azt értem, hogy a leggyakoribb érték nem tekinthető releváns mérőszámnak, hanem, hogy helyszínek összevetésére – kvantitatív módon, például az *rms*-t származtatva – nem alkalmas további elemzések nélkül, vagyis kvalitatív módon nem értelmezhető. Érdemes tehát kitérni arra, hogy milyen mennyiséget érdemes bevezetni, ami kiegészíti ezt a hiátust.

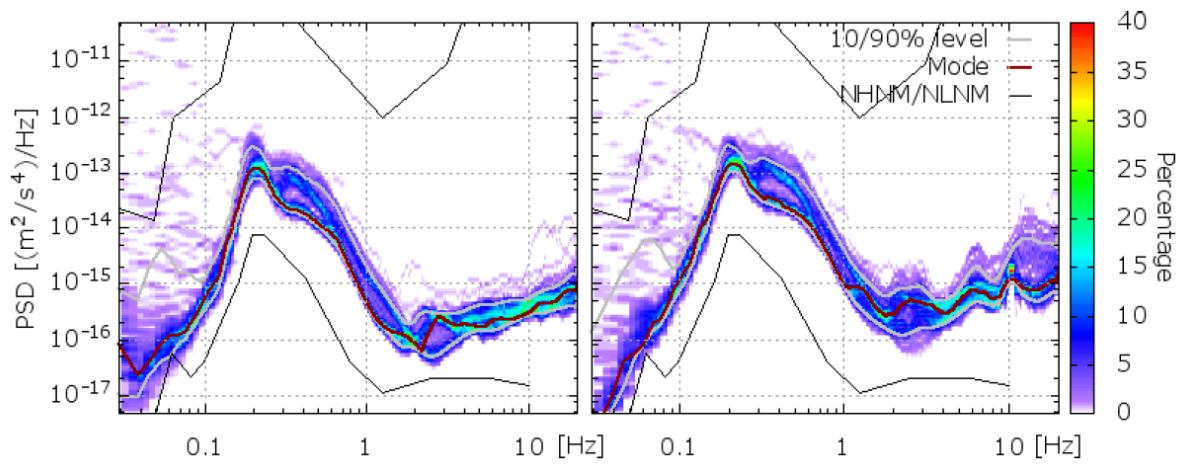
## 3.2. Új mennyiségek megadása

Az előző alfejezetekben kitértem a két átlagolási módszerre, illetve arra is, hogy milyen problémák lehetnek a módusz esetén. A következőkben ismertetem, hogy az átlagolásokkal milyen új mennyiséget vezettem be. Ehhez meg kell vizsgálni, hogy ezek mennyire térnek el az eredetileg használt módusz értékétől. Az általam bevezetett új mennyiség a

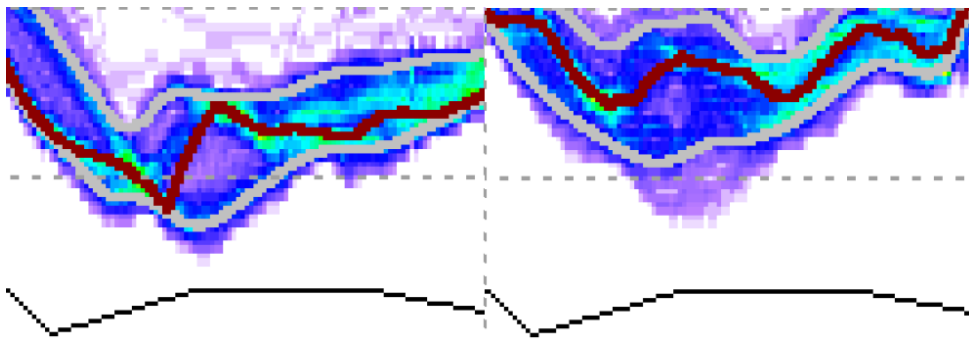
---

<sup>7</sup>Ilyen természetesen előfordulhat, a mátrai helyszín esetén például a rekultivációs munkálatok miatt.



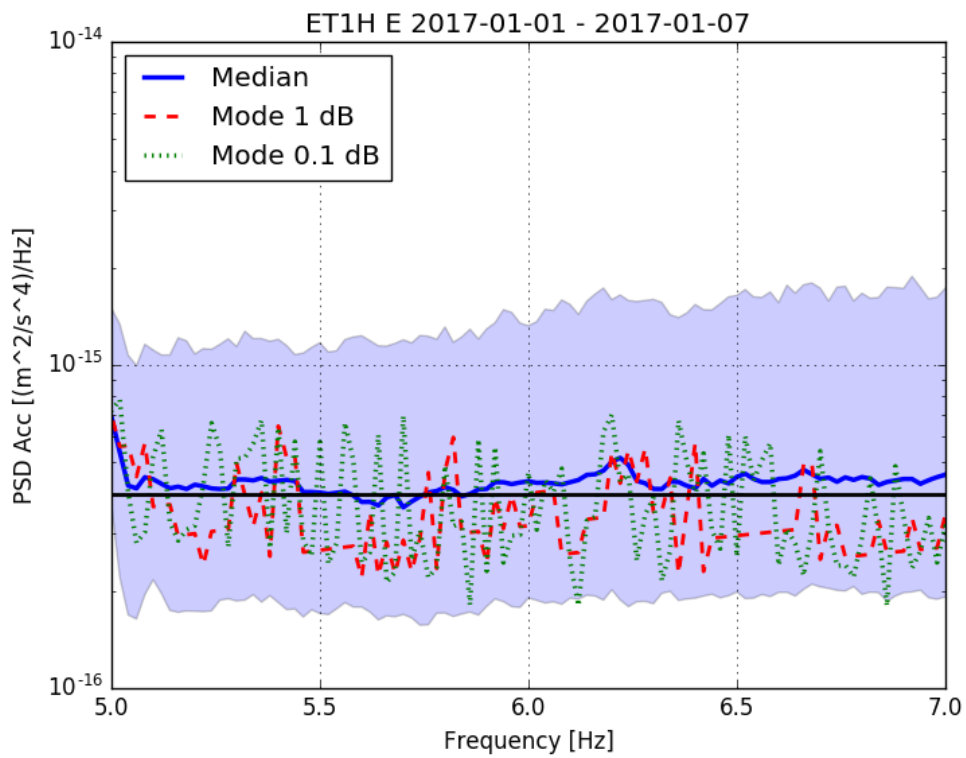


(a) Horizontális (bal oldali) és vertikális (jobb oldali) gyorsulás teljesítménysűrűség-spektrum eloszlása. Az x-tengelyen a frekvencia látható.



(b) Felnagyított szakasz, ahol az x-tengelyen az  $1 - 10\text{Hz}$  közötti tartomány, míg az y-tengelyen a  $10^{-17} - 10^{-15}(\text{m}^2/\text{s}^4)/\text{Hz}$  érték van felnagyítva.

3.1. ábra. A Spanyol Canfranc Földalatti Laboratórium (Canfranc Underground Laboratory) helyszín felmérésének eredménye (lásd [1], 65. ábrája). A fekete vonal a Peterson-féle új magas és alacsony zajmodell értékei [12], a szürke vonal a 10 és 90%-os percentilisek, míg a piros vonal a módusz.



3.2. ábra. Az ábrán a 88 m mélységű szeizmométer egy hétre vonatkozó adatai láthatóak (lásd [14], 2. ábra). A kék vonal a mediánt, a piros szaggatott és zöld pontozott vonalak pedig a különböző decibel felosztáshoz tartozó móduszokat jelöli. A kék tartomány a 10% és 90%-os percentilisek határolják, a fekete vonal a Feketeerdő-vonal (2.31).

medián. Ez alatt azt értem, hogy az INA esetén – a 10% és 90%-os percentilisek mellett – az időszak mediánját is kiszámolom, és ebből származtatok *rms* értékeket. Természetesen a medián az 50% percentilis. Itt természetesen nem azt értem, hogy a medián egy teljesen új mennyiség lenne, hanem azt, hogy az ET-pal kapcsolatos kiértékeléseknél eddig nem volt kitüntetett szerepe, helyette a móduszt használták. A következőkben amellet érvelek, hogy mégis, ez az egyik legegyszerűbben meghatározható érték sokkal több információval szolgál, mint a már említett módusz. Hosszú távú adatsorokon vizsgálom mindkét mennyiséget, használva a rövid távú és köztes átlagolási módszereket is.

### 3.2.1. Medián

Az első felmerülő kérdés, hogy a medián hogyan viselkedik a rövid távú átlagolásra. Ennek vizsgálatára egy hetes idősort elemeztem<sup>8</sup>. Három különböző STA-t vizsgáltam: az általam a további kiértékelésekben használt 300 s-t; illetve 1500 – 2700 s-t, ami nagyjából közrefogja a korábbi tanulmányok esetén használt félórás átlagolást. Ezt a módusz és a medián esetén is megvizsgáltam, amit a (3.3) ábra foglal össze. Itt jól látható, hogy a módusz nagyon "zajosnak" tekinthető, egyes esetekben akár majdnem egy egész nagyságrendben is változhatnak adott frekvencia esetén az értékek. Ezzel szemben a medián egyrészt sokkal simábban változik; másrészt jól észrevehetőbb az, hogy a hosszabb átlagolási időszakok esetén jelentősen nőhet a PSD értéke<sup>9</sup>. Fontos kiemelni, hogy egy rövid távú átlagolástól jogosan várhatjuk el azt, hogy az időablakot növelve, az eredetihez "hasonló" eredményre jussunk. Ez az elvárás a medián esetén teljesül (lásd (3.3b) alábra), hiszen a különböző átlagolási idők esetén a PSD értékek görbéi hasonló trendeket mutatnak.

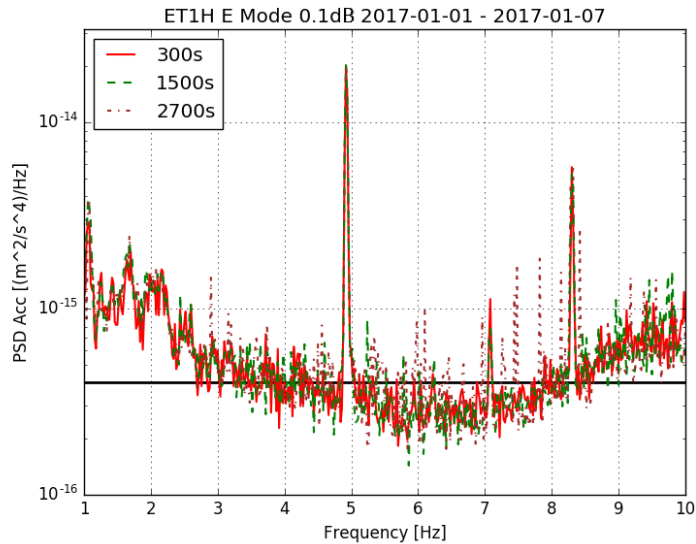
Ki kell hangsúlyozni, miért is van szükségünk a köztes átlagolásra. Ha már meghatároztuk azt, hogy a rövid távú átlagunk 300 s legyen, akkor egy éves adatgyűjtés során  $365 \text{ nap} \cdot 288 \text{ STA} \approx 100.000$  adatpontot kapunk. Ebben az esetben a 90%-os percentilist a 10.000 "legzajosabb" 5 perc fogja meghatározni, ami nagyjából egy hónapnyi összefüggő adat. Ennek következtében nem tudhatjuk, hogy az így megadott teljesítménysűrűség-spektrum egy-két zajosabb hónapból adódott, vagy valamennyire jellemzi a napi eloszlást is.

Második felmerülő kérdés a mediánnal kapcsolatban, hogy hogyan viselkedik az INA-k

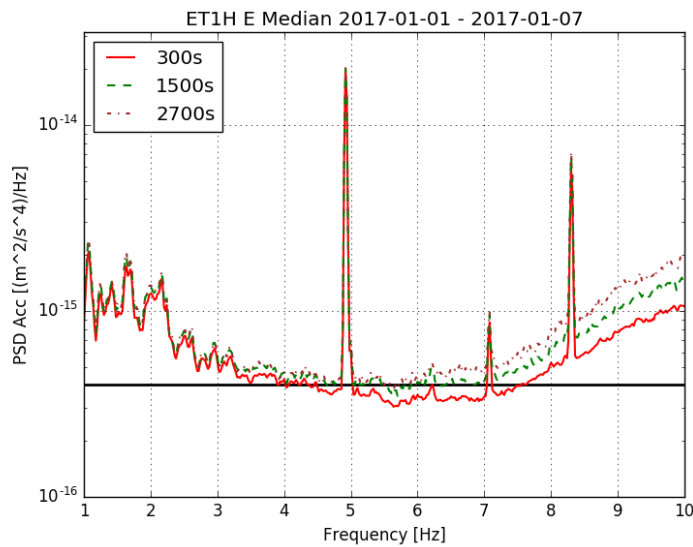
---

<sup>8</sup>Azért választottam ezt az időablakot, hogy összhangban legyen az ET eddigi helyszínfelmérésével.

<sup>9</sup>Itt újra megemlíteném, hogy a kiértékelés alatt a frekvenciatérben nem végeztem semmilyen simítást vagy átlagolást. A frekvencia felbontása minden esetben 0.02 Hz volt a < 10 Hz-s esetekre.

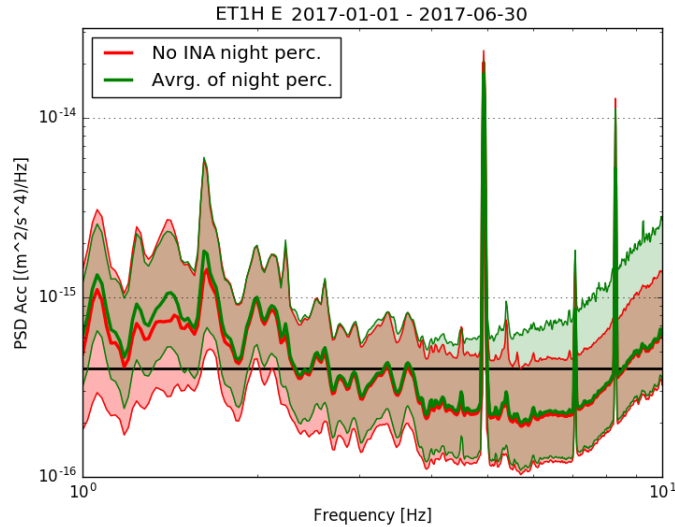


(a) A módusz függése a különböző STA-k esetén.



(b) A medián függése a különböző STA-k esetén.

3.3. ábra. A módusz és a medián viselkedése az ET1H műszer egy hetes periódusa alatt különböző rövid távú átlagolási időkkel. Az y-tengelyen a gyorsulás PSD szerepel, míg az x-tengelyen a frekvencia ([14], 3. ábra). Folytonos piros vonal a 300 s-os, a zöld szaggatott vonal az 1500 s-os, a barna szaggatott vonal pedig a 2700 s-os rövid távú átlagoláshoz tartozik.

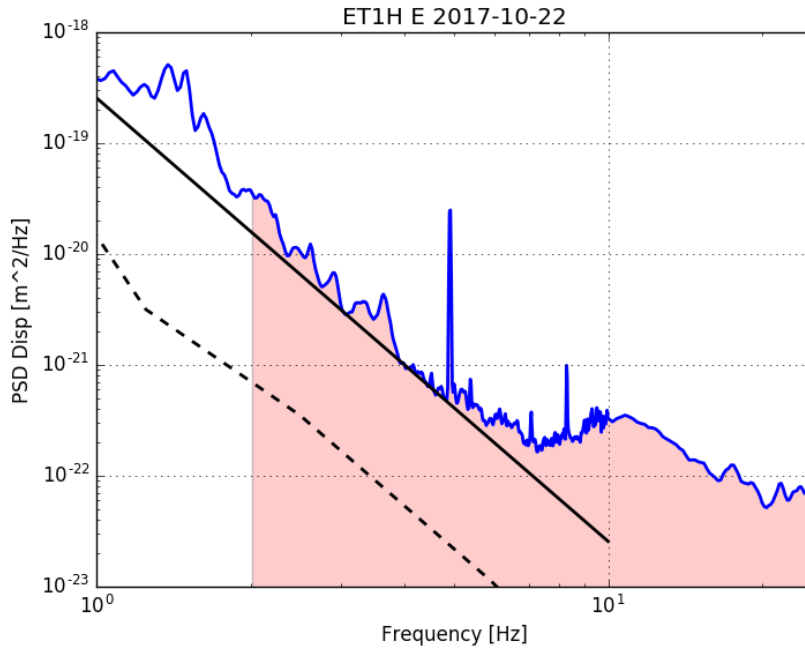


3.4. ábra. Az ábrán a 88 m mélységű szeizmométer fél évre vonatkozó adatai láthatóak ([14], 4. ábra). A piros szakasz az INA nélkül számolt éjszakai percentilisekre vonatkozik, a zöld pedig az INA-val számoltakra. Itt a tartományok szélei a 10% és 90%-os percentilisek, a középső, vastagabb vonal pedig az 50%-os percentilis, vagyis a medián, míg a fekete vonal a Feketeerdő-vonal (2.31). Az x-tengelyen a frekvencia, míg az y-tengelyen a gyorsulás PSD van megadva.

esetén. Míg a módusszal ez nem megoldható, addig az 50%-os percentilis esetén már érdemben lehet erről beszélni. Az egyszerűség kedvéért egy majdnem fél éves időszak esetén vizsgáltam meg ennek a hatását. Az eredményeket a (3.4) ábrán összegeztem. Az INA-val számolt értékeket úgy kaptam, hogy kiszámoltam minden nap éjszakai időszakára<sup>10</sup> a 10%, 50% és 90%-os percentilist és ezeknek vettem az átlagát.

A (3.4) ábrán jól látható, hogy a mediánok jól követik egymást, míg a köztes átlagok esetén a 10% és 90%-os percentilisekkel felülbecsüljük a hibát. Ez természetesen elvárható, hiszen pont az volt a cél, hogy inkább az egyes napokat jellemezsem, mint szelektáljak csöndes és nem csöndes napok között. Például 4 Hz felett jól látható, hogy az INA-s 90%-os PSD érték megnő, ami annak tudható be, hogy a fél év alatt voltak különösen "zajos" éjszakák. Hasonló a 2 Hz alatti tartomány is, ahol jól látható, hogy a piros tartomány alsó határa jóval alacsonyabb. Ez azzal magyarázható, hogy volt nagyjából egy hónap, amikor különösen "csendes" volt a terület, de – a zöld tartomány alsó burkolója alapján – ez nem érvényes az egész időszakra. A zöld tartomány alsó burkolója esetén fontos kihangsúlyozni, hogy az értékek az esti időszak "legjobb", nagyjából fél óráinak napi átlaga, míg a felső burkoló a "legrosszabb" fél óráké.

<sup>10</sup>Az éjszakai időszak alatt itt az adott napi 00 : 00 – 2 : 00 és 20 : 00 – 24 : 00 közötti hat órát értjük.



3.5. ábra. Az  $rms_{2\text{Hz}}$  illusztrációja (lásd [14], 1. ábra). A kék vonal a 2017.10.22.-én mért egész napos elmozdulás PSD átlaga, a piros tartomány a  $rms$  érték négyzete, a fekete vonal a (2.31) görbe, a fekete szaggatott pedig a Peterson-féle új magas és alacsony zajmodell értékei [12].

### 3.2.2. $rms$ értékek származtatása

A medián használható mennyiség a helyszínek jellemzésére. A továbbiakban kifejtem a Beker [13] által javasolt  $rms_{2\text{Hz}}$ -hez kapcsolódó megjegyzéseimet, illetve kifejtem ezzel kapcsolatosan bevezetett új mennyiségeimet.

Tekintsük az  $rms_{2\text{Hz}}$  definícióját, (2.30) egyenletet, illetve a (3.5) ábrát. Az adott napra vonatkozó  $rms_{2\text{Hz}} = 0.209\text{ nm}$ , míg az  $rms_{2-10\text{Hz}} = 0.144\text{ nm}$  [14]. Jól látható, hogy egyes esetekben a magasabb frekvenciák –  $> 10\text{ Hz}$  – jelentősen módosíthatják az  $rms$  értékét. Az adott napra vonatkozó  $rms$  értékek hányadosa 69.7%, amely jelentős eltérésnek mondható.

Ezért érdemes megfontolni, hogy az integrálási tartományt módosítsuk annak érdekében, hogy kiszűrjük a nagyobb frekvenciák járulékait. Ezzel könnyen ki tudjuk egészíteni az  $rms_{2\text{Hz}}$  által hordozott információt. Itt elsősorban azt a kérdést kell megválaszolnunk, hogy milyen frekvenciatartomány adhatja a legpontosabb képet egy leendő helyszín esetén. Mint a második fejezetben kifejtettem, elsősorban az alacsony frekvenciák –  $1 - 10\text{ Hz}$  – esetén ad jelentős járulékot a szeizmikus zaj, ezért érdemes erre fókuszálni. Ennek kö-

	$rms_{2Hz}$ (módusz)	$rms_{2Hz}$	$rms_{2-10Hz}$	$rms_{1-10Hz}$
Feketeerdő-vonal (2.31) [nm]	0.1	0.1	0.1	0.29
ET1H 2017 [nm]	0.136	0.153	0.152	0.502

3.1. táblázat. Az ET1H állomás északi irányának 2017 évi adataiból számolt  $rms$  értékek. A táblázatban az első oszlop a móduszból lett származtatva, míg a többi a mediánból.

vetkeztében két új  $rms$  értéket vezettem be:

1.  $rms_{2-10Hz}$ , amellyel a magasabb  $> 10Hz$  Hz – zajokat hagyjuk el, így összevethető a korábbi eredményekkel is.
2.  $rms_{1-10Hz}$ , amellyel jellemezhetővé válik az Einstein Teleszkóp számára érdekes, legalacsonyabb frekvenciatartomány is.

Jól látható a (3.6) ábrán, hogy egyes napokon az  $rms_{2Hz}$  10 Hz fölött is jelentős járulékot szed össze, elsősorban a 300-ik nap után. Ez akár 60%-kal is módosíthatja az értékét, így érdemes ilyen esetekben az általam ajánlott  $rms_{2-10Hz}$ -et használni.

Az alacsonyabb  $< 1Hz$  – frekvenciák esetén érdemesebb a normált  $rms$  értékeket ábrázolni, (3.7) ábra. A normálást a (2.32) és (2.33) egyenletek segítségével adhatjuk meg.

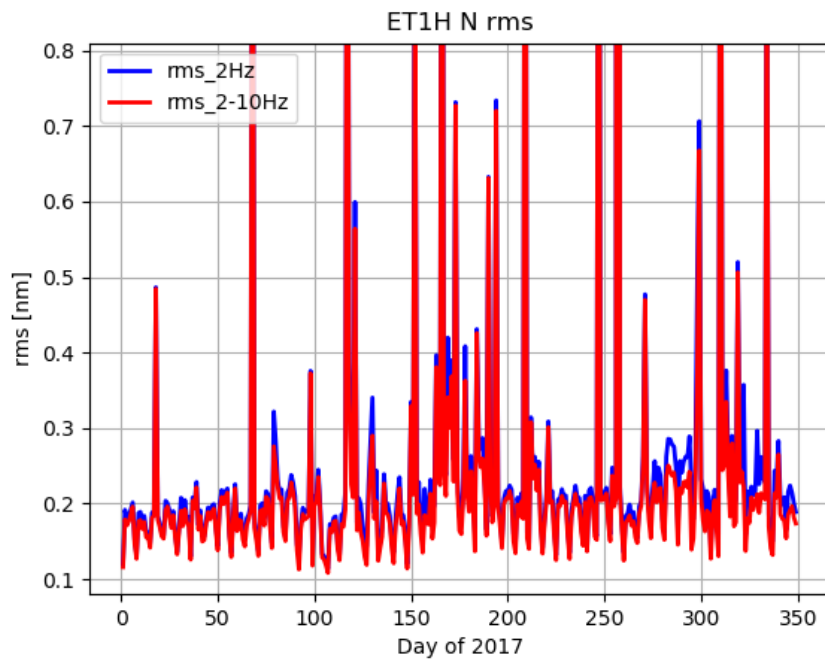
Végezetül a (3.1) táblázatban foglaltam össze a különböző módon származtatott  $rms$  értékeket a 2017-es évre vonatkozóan. Jól látható, hogy a mediánból származtatott értékek általában – nem feltétlenül – nagyobbak, mint a móduszból számoltak<sup>11</sup>.

### 3.3. RUN-1 összefoglalása

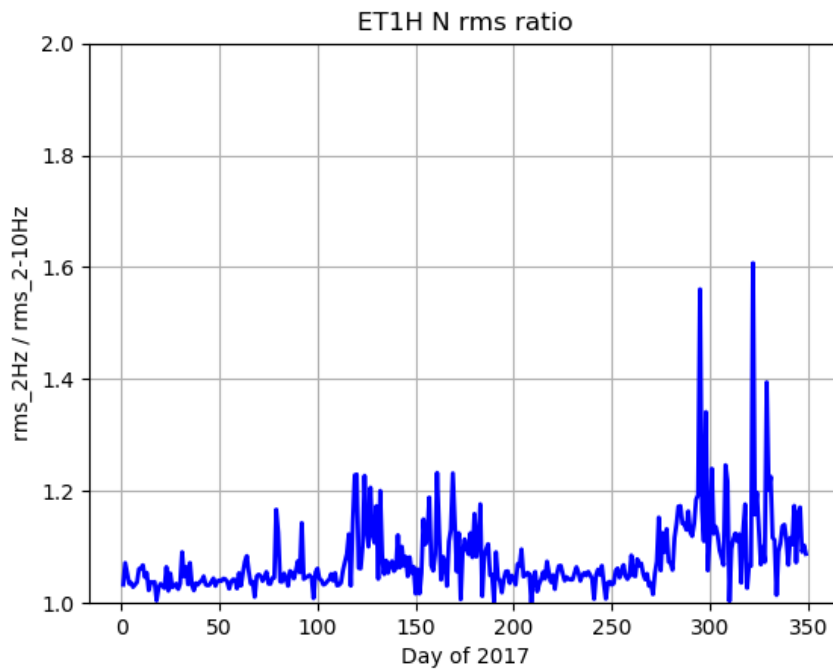
A RUN-1-es helyszínfelmérés több mint kétéves – 2016. 03. 01. és 2018. 06. 28. közötti, összesen 741 nap – adatgyűjtést ölel magába. A fejezetben elsősorban a (3.2)-ben tárgyalt sémákat fogom használni, azaz:

1. Rövid távú átlagolás 300s-ként;
2. Köztes átlagolás a napi értékekre;
3. Medián használata a módusz mellett;

<sup>11</sup>Ahogy látható volt a (3.1.2) fejezetben is.



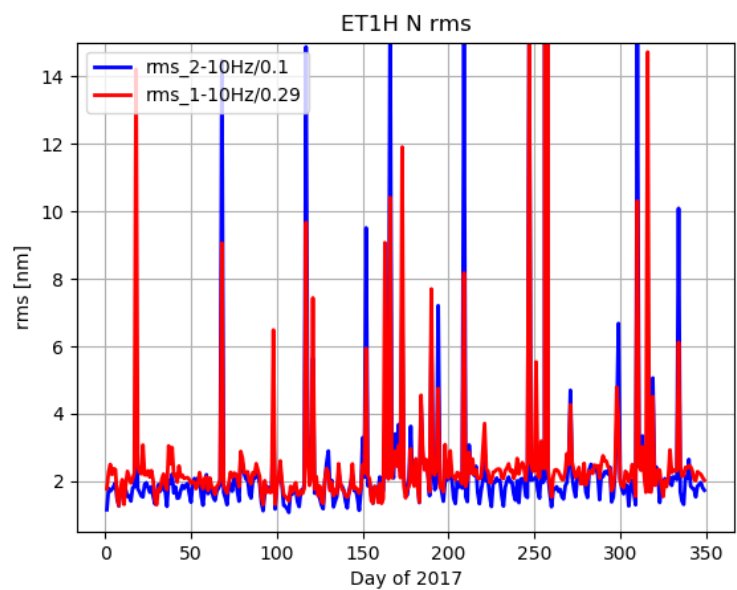
(a) 2017 napi *rms* értékei. A kék görbe a  $> 2\text{Hz}$ -hez, míg a piros a  $2 - 10\text{Hz}$ -hez tartozik.



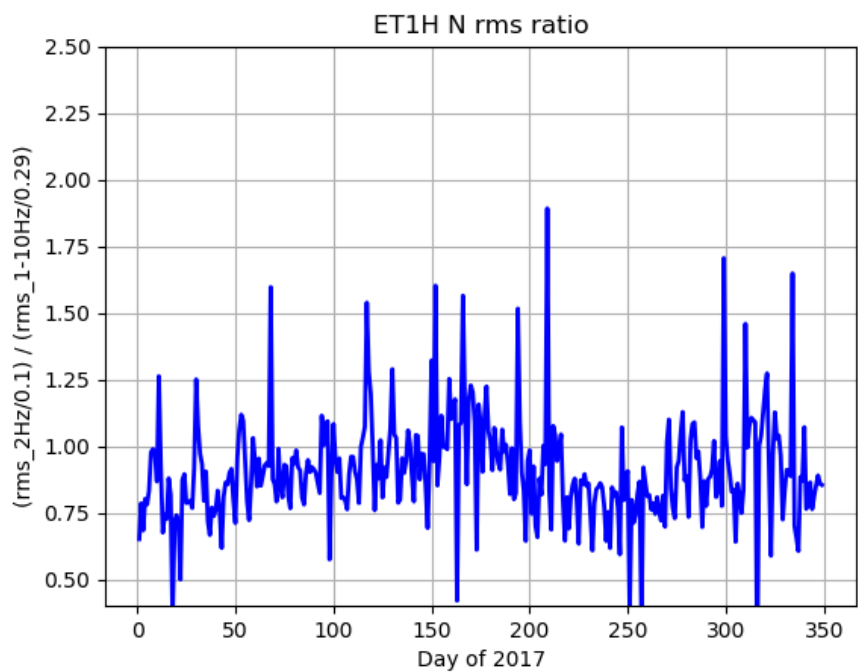
(b) Az *rms* értékek hányadosa.

3.6. ábra. Az (ET1H északi irány) komponensének 2017-es napi  $rms_{2\text{Hz}}$  és  $rms_{2-10\text{Hz}}$  értékei (lásd [14], 5. ábra). Az *rms*-ek a napi átlagos PSD-ből voltak származtatva.





(a) 2017 napi  $rms$  értékei. A kék görbe a 2 – 10 Hz-hez, míg a piros a 1 – 10 Hz-hez tartozik. Minkét esetben a (2.31) összefüggésből számoltam normálást.



(b)

3.7. ábra. Az (ET1H északi irány) komponensének 2017-es napi  $rms_{2-10\text{Hz}}$  és  $rms_{1-10\text{Hz}}$  értékei (lásd [14], 6. ábra). Az  $rms$ -ek a napi átlagos PSD-ből voltak származtatva.

4.  $rms_{2\text{Hz}}$  kiegészítése az ET alacsony frekvenciás tartományában, azaz  $rms_{2-10\text{Hz}}$  és  $rms_{1-10\text{Hz}}$ .

A köztes átlagolások esetén három periódust vizsgáltam:

1. A teljes napot (00:00 - 24:00 UTC);
2. Éjszakai időszakot (00:00-02:00 és 20:00-24:00 UTC);
3. Nappali/munkavégzési időszak (9:00-15:00 UTC).

A néhol furcsán felvett nappali és munkavégzési időszakra azért volt szükség, hogy biztosan csendes éjszakai, illetve "zajos" nappali időszakokat vizsgáljunk. A nyári időszámítás esetén az UTC időhöz Magyarországon +2:00 órát, míg téli esetén +1:00 órát kell hozzáadni. Ehhez illeszkedő és egységes hosszúságú szakaszokat választottam, továbbá a korábbiaktól eltérően, amplitúdósűrűség spektrumokat fogok megadni, követve [15]-t<sup>12</sup>, illetve [11]-vel.

Kitérek mindemellett a korábbi helyszínelmérésre is, eredményeimet összevetem azal, illetve reprodukálom a [1]-ben meghatározott mennyiségeket. Célom az volt, hogy egy hosszabbtávú időszak alatt megvizsgáljam a magyarországi helyszínt, illetve javaslatokat tegyek további mennyiségekre, amelyekkel meg lehet könnyíteni a további helyszínek összevetését.

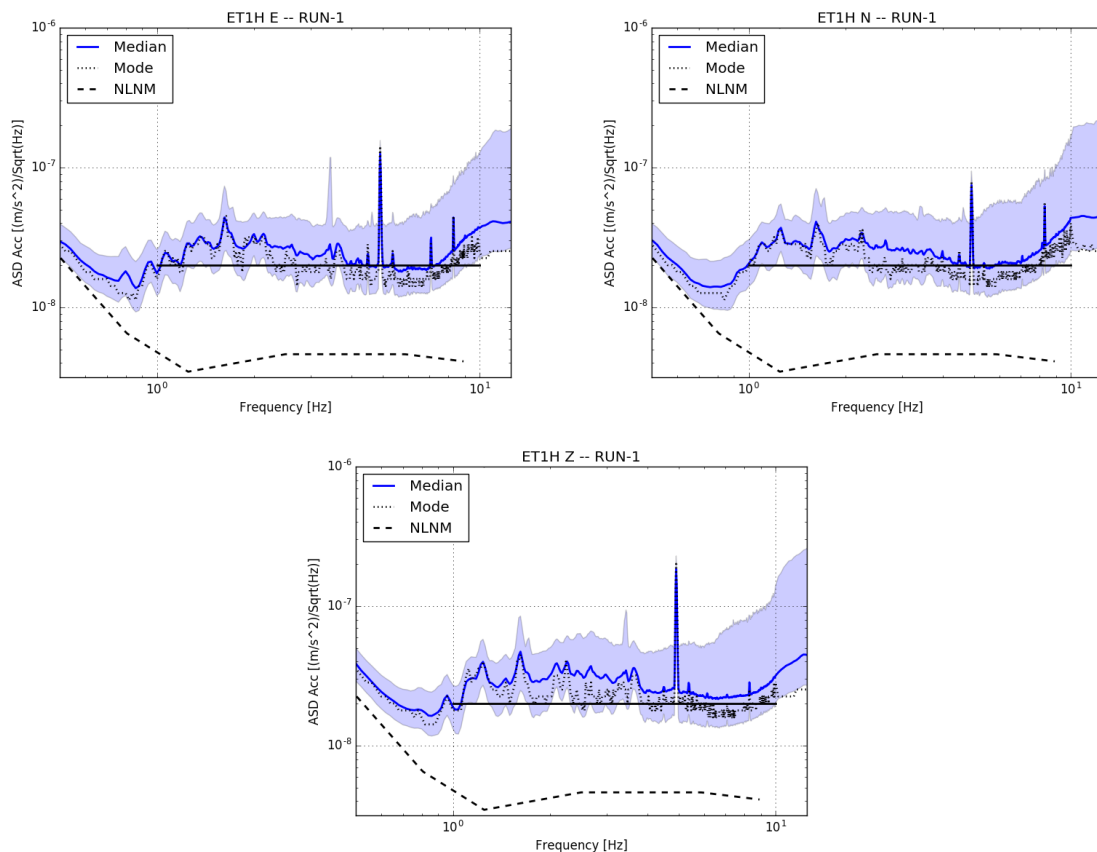
### 3.3.1. Metodológia

Első lépésként az egész napos időszakokat vizsgáltam az egész RUN-1-es intervallumra. Az egész mérési időszakra vonatkozó spektrumokat a (3.8) ábra mutatja, a hozzá tartozó  $rms$  értékeket pedig a (3.2) táblázat tartalmazza [14].

Itt kihangsúlyoznám, hogy a módusz az eredeti definíció szerint volt számolva [1], [11], azaz a rövid távú átlag 1800 s-osnak lett választva és nem használtam köztes átlagolást. A módusz és medián közti különbség a vertikális irányban a legjelentősebb, de a horizontális esetekben is számottevő. Érdeemes összevetni továbbá a Feketeerdő-vonallal is,

---

<sup>12</sup>Érdeemesnek találom még egyszer kihangsúlyozni, hogy az amplitúdó- és teljesítménysűrűségek közötti áttérés a gyökvonással adható meg. A logaritmikusan skálázott y-tengelyek esetén ez a nagyságrendek között egy 2-es faktort eredményez, így könnyű az átváltás.



3.8. ábra. ET1H mérőműszer gyorsulás ASD spektrumai a RUN-1-es időszakra (lásd [15] 7. ábra). A megadott három irány: a keleti E; az északi N; és a vertikális Z. A kék vonal a medián, a fekete pontozott vonal a módusz, a kék tartomány határai a 10% és 90% ASD tartomány, a fekete vonal a Feketeerdő-vonal, míg a fekete szaggatott a Peterson-féle új alacsony zajmodell értékei [12].

Teljes nap	Kelet	Észak	vertikális
Módusz $rms_{2Hz}$	0.123	0.121	0.140
Medián $rms_{2-10Hz}$	0.144	0.147	0.176
Medián $rms_{1-10Hz}$	0.387	0.417	0.436

3.2. táblázat. A (3.8) ábrához tartozó  $rms$  értékek nm-ben. Az  $rms_{1-10Hz}$ -hez tartozó referenciaérték 0.29 nm [15].

hiszen, míg a módusz esetén a horizontális irányok nagyjából 3 Hz-től kezdve a vonal alatt helyezkednek el, addig a medián nagyrészt felette.

A (3.1.2) fejezetben tárgyalt zajosság itt is megfigyelhető a módusznál, mindhárom irányban. Érdekeség továbbá, hogy a vertikális irányú módusz nagyon közel helyezkedik el a 10%-os percentilishoz<sup>13</sup>.

A korábbi helyszínfelmérés esetén az  $rms_{2Hz} = 0.12$  nm volt. Ezt jól visszkapjuk a módusszal számolt értékeknél is (lásd (3.2) tábla). Érdemes kitérni a mért spektrumok összevetésére is: a helyszínfelmérés (1.5) ábra zöld sávja és a RUN-1 alatti (3.8) ábra kék sávja. Itt jól látható, hogy a két sűrűség spektrum-tartomány hasonlóan viselkedik.

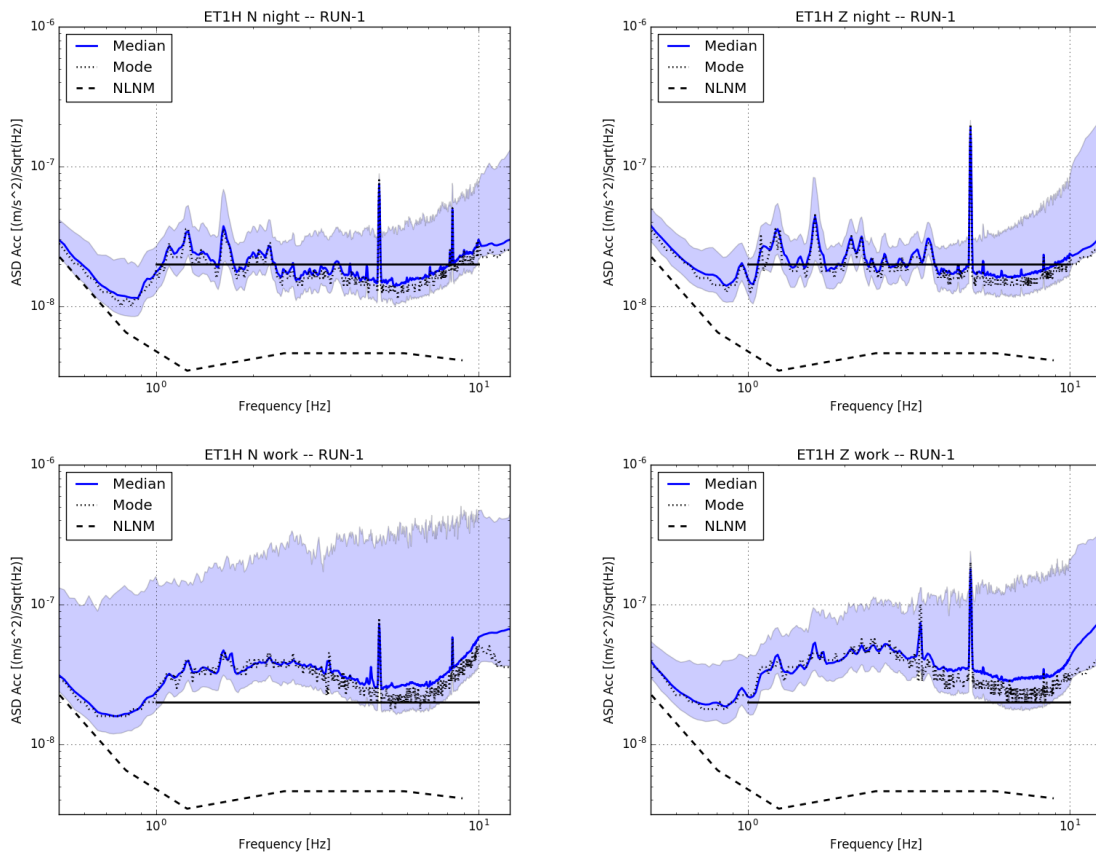
### 3.3.2. Napi és évszakos változások vizsgálata

A bányában 2016 során elkezdődött a rekultivációs folyamat, amelynek során az évben három műszakban folyt a munka. Ez természetesen befolyásolja az éjszakai "csöndességet" is. Emiatt tekinthetünk az éjszakai szakaszra úgy, mint a lehetséges megfigyelés közben fellépő "zaj" egy felső határára<sup>14</sup>. A teljes időszakra vonatkozó gyorsulás ASD spektrumokat a (3.9) ábra foglalja össze, a hozzájuk tartozó  $rms$  értékeket a (3.3) táblázat, míg a mediánok arányát a (3.10) ábra.

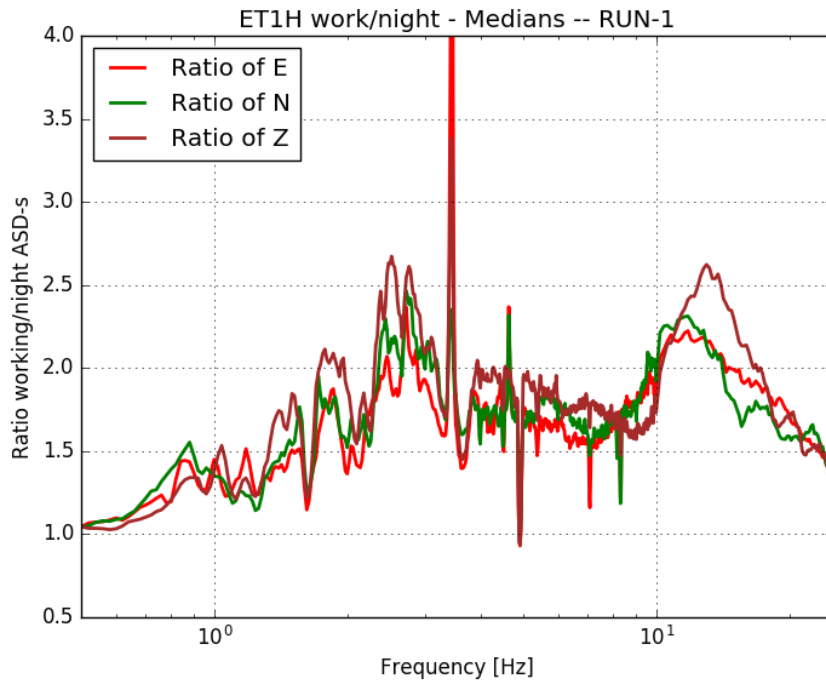
A kulturális zaj hatását jól mutatja a (3.10) ábra. Jól láthatóan, hogy nagyjából 0.7 Hz-től kezdődik a hatás és 2 – 3 Hz, illetve 10 – 20 Hz között éri el a maximumokat. Feltételezhetjük, hogy az éjszakai műszak alatt kisebb a humán zaj, mint a nappali

<sup>13</sup>Kihangsúlyoznám, hogy a két mennyiség teljesen máshogy lett származtatva. Míg a móduszt 1800 s-os rövid távú átlagokból kaptam, addig az alsó határolót – a 10%-os percentilist – 300 s-os rövid távú és közttes átlagolással. Azaz a második görbe napi percentilisek átlaga. Ez tovább erősíti az előző fejezetben tárgyalt felvetéseimet, hiszen ebben az esetben a módusz inkább a napi "legcsendesebb" 10%-ot jellemzi. Ez tovább "javíthatja" a terület esetleges megítélését.

<sup>14</sup>Ezt úgy értem, hogy egy működő obszervatórium esetén a zajt kisebbnek feltételezem, mint a bánya rekultivációs munkája során mérhetőket.



3.9. ábra. A horizontális (csak az N északi irány) és vertikális (Z irány) gyorsulás amplitúdóspektrumok a mérési időszak alatt. A kék vonal a medián, a fekete pontozott vonal a módusz, a kék tartomány határolói a 10% és 90%-os percentilisek, a fekete vonal a Feketeerdő-vonal, míg a fekete szaggatott a Peterson-féle új zajmodell alsó burkolója. A két felső ábrán az éjszakai, míg a két alsó ábrán a két munkavégzésre számolt spektrumok láthatóak ([15], 8. ábra). Az x-tengelyen a frekvencia szerepel.



3.10. ábra. A RUN-1-es időszak alatt számolt három irány (E: kelet, N: észak, Z: vertikális) nappali és éjszakai mediánjának amplitúdósűrűség spektrum aránya ( [15], 9. ábra). Az x-tengelyen a frekvencia szerepel.

időszakban, ami igazolható a (3.10) ábrával is. Továbbá érdemes összevetni az egyhetes helyszínelmérés eredményével is ( [11], 8. ábra), ahol az arányok jól illeszkednek a szardíniai helyszín hasonló eredményeihez.

Érdekesesség továbbá, hogy a 88 m mélységben elhelyezkedő labor esetén is, nagyjából 4 Hz-től – horizontális irányban nagyjából 2,5 Hz – kezdve az éjszakai zajszint a Feketeerdő-vonal alatt helyezkedik el. A (3.3) táblázatból jól látható, hogy az éjszakai időszak során az *rms* értékek nagyjából a felük a munkavégzés során meghatározott értéknek.

### 3.3.3. Éves és évszakos változások

A több mint kétéves adatgyűjtés lehetőséget adott még egy fontos vizsgálatra. Vajon

Éjszaka	Kelet	Észak	Vertikális
Módusz $rms_{2\text{Hz}}$	0.101	0.102	0.123
Medián $rms_{2-10\text{Hz}}$	0.114	0.115	0.128
Medián $rms_{1-10\text{Hz}}$	0.324	0.354	0.353
Munkavégzés	Kelet	Észak	Vertikális
Mode $rms_{2\text{Hz}}$	0.196	0.189	0.240
Median $rms_{2-10\text{Hz}}$	0.193	0.147	0.241
Median $rms_{1-10\text{Hz}}$	0.456	0.490	0.527

3.3. táblázat. A (3.9) ábrához tartozó  $rms$  értékek nm-ben ([15], 6. Táblázat).

előfordulnak-e évszakos, illetve éves effektusok<sup>15</sup>? Ez fontos szempont lehet a helyszínek értékelésénél, hiszen ha egy helyszínen egy-egy zajosabb hét vagy hónap fordul elő – míg a további időszak "csöndesnek" tekinthető –, akkor érdemes ezeket is számba venni.

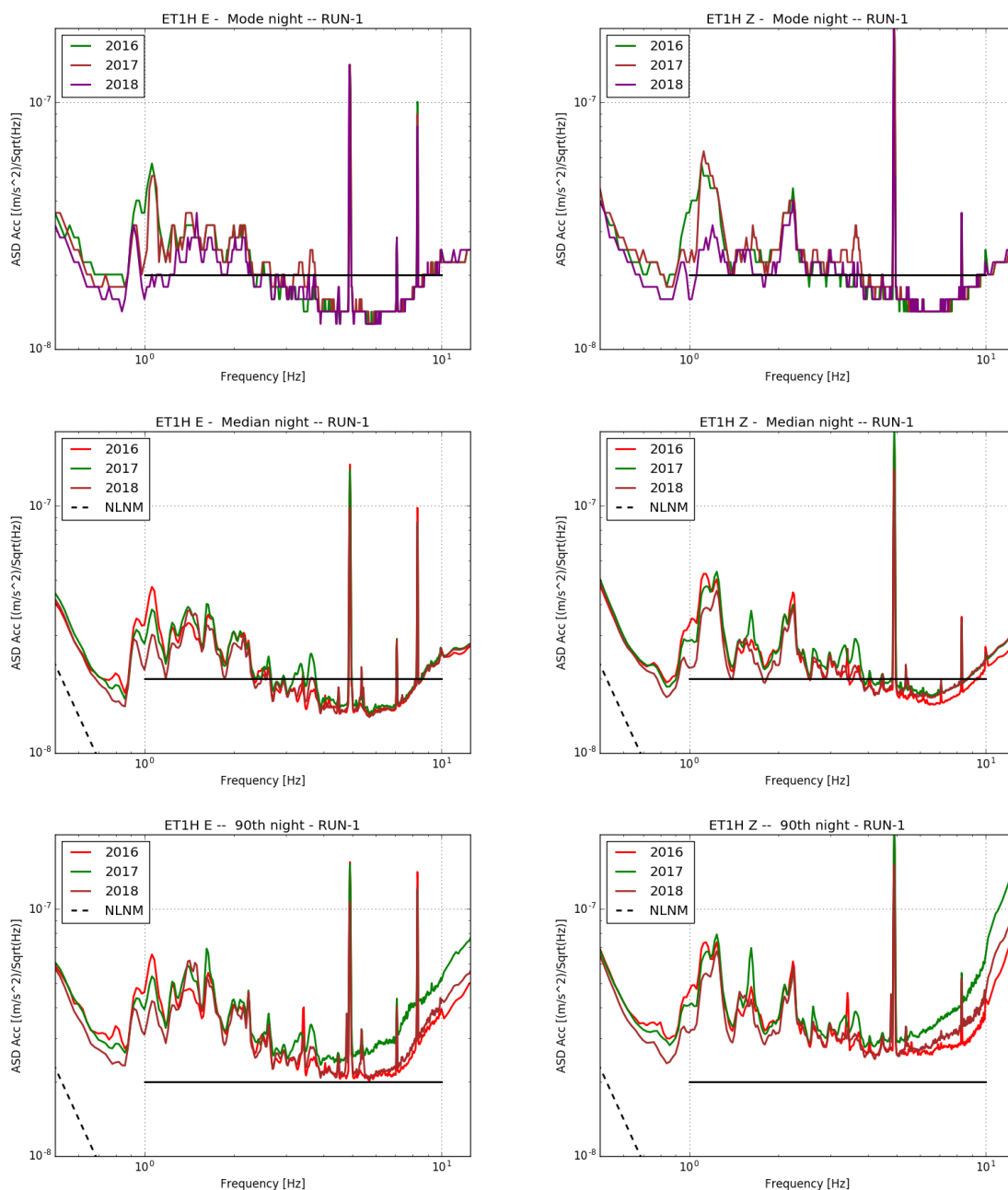
Első lépésként az éves változást vizsgáltam. Ehhez egyrészt csak az éjszakai időszak eredményeit használtam fel, így biztosítva azt, hogy a bányában folyamatosan jelenlévő kulturális zajt a lehető legjobban kizárjam, továbbá csak a móduszt, a mediánt és a 90%-os percentilist adtam meg a (3.11) ábrán és a (3.4) táblázatban.

A módusz esetén jól látható, hogy az első két évben csak kis részben figyelhető meg eltérés, elsősorban az 1 Hz előtt, míg a 2018-as évben ez az eltérés már jelentősebbnek mondható. Ennél sokkal érdekesebb a mediánok és a 90%-os percentilisek viselkedése, amiben jól látható 1 Hz körüli éves csökkenés a horizontális irányban. Ez elsősorban, a már korábban említett három műszakos rekultivációs munka eredményezi [15]. Ezzel együtt nem találtam szignifikáns éves változásokat a RUN-1-es felmérés során. Az évszakos eredményeket a (3.12) ábra és a (3.5) összegzi.

Jól látható az ábrákon, hogy a módusz itt is alábecsüli a zajszintet, ez legjobban a 10 Hz feletti szakaszon látható, ahol el se éri az átlagos napi legjobb 10%-os értéket. Az évszakos változás vizsgálatánál – (3.12) ábránál – észrevehető, hogy a 3 – 4 Hz-nél lévő csúcs kicsit nagyobb ősszel, illetve a módusz értéke 1 Hz körül eléri az alsó burkolót tavasszal és nyáron. Ezt leszámítva az amplitúdósűrűség-spektrumoknál nem lehet releváns eltérést kimutatni. Ezzel ellentétben, az  $rms_{1-10\text{Hz}}$  esetén – (3.13) ábra alapján – jól megfigyelhető egy szezonális: a késő tavaszi és kora nyári időszakban a legcsendesebb periódus, amely ciklikusságot mutat mind a horizontális, mind a vertikális irányokban. Kihangsúlyoznám, hogy ez a szokásos  $rms_{2\text{Hz}}$  vizsgálatával nem figyelhető meg.

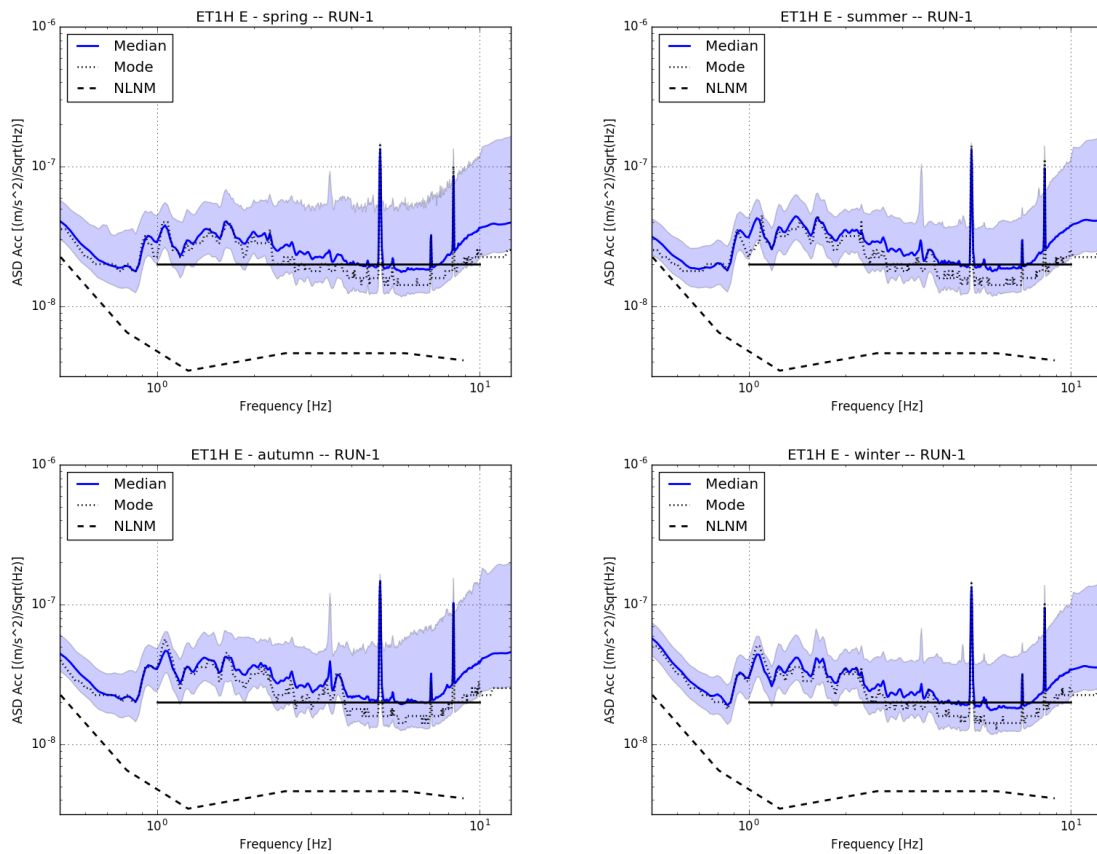
A tapasztalt ciklikus csöndesedés-zajosság különösen fontos lehet a tervezett Einstein Teleszkóp esetén. Ha továbbra is feltételnek szabjuk az alacsony frekvenciás érzékenységet – azaz az 1 – 2 Hz közötti érzékenységet –, akkor érdemes vizsgálni, hogy a leendő

<sup>15</sup>Egy példa lehetne ilyen hatásra a fák lombzatának évszakos változása, azaz megfigyelhető-e bármilyen változás a nyári –, amikor van levélzet –, illetve a téli –, amikor nincs – között.

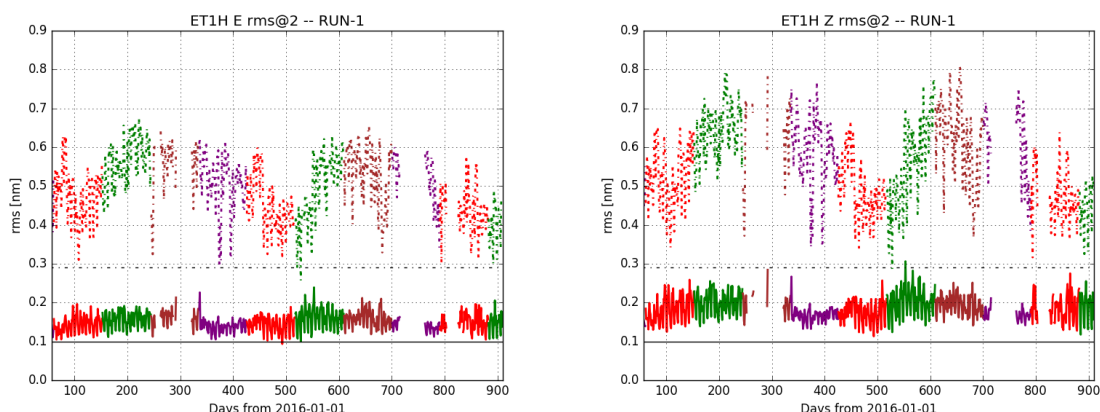


3.11. ábra. 2016, 2017 és 2018 során mért éjszakai gyorsulás amplitúdósűrűségek ([15], 10. ábra). A felső két ábra a móduszokat, a középső kettő a mediánokat, míg az alsó kettő a 90%-os értékeket tartalmazza. A zöld vonal a 2016-os, a piros a 2017-es, a lila a 2018-as értékekhez tartozik, a fekete vonal a Fetekeerdő-érték, míg a fekete szaggatott a Peterson-féle új magas és alacsony zajmodell értékei [12]. A bal oldali oszlopban a keleti, míg a jobb oldaliban a vertikális irányhoz tartozó görbék vannak.





3.12. ábra. Szezonális gyorsulás amplitúdósűrűség-spektrumok a RUN-1-es időszak alatt ([15], 11. ábra). A felső két ábrán a tavaszi és nyári, az alsó kettőn az őszi és téli évszakok vannak feltüntetve, keleti irányban. A vastag kék vonal a medián, a kék tartomány határolói a 10% és 90%-os percentilisek, a fekete pontozott vonal a módusz, a fekete vonal a Fetekeerdő-érték, míg a fekete szaggatott a Peterson-féle új magas és alacsony zajmodell értékei [12].



3.13. ábra. Napi  $rms$  értékek a teljes RUN-1 időszakra keleti és vertikális irányban. Az ábrákon a szaggatott vonal a móduszhoz tartozó  $rms_{2\text{Hz}}$ , a szaggatott vonal pedig szintén a móduszhoz tartozó  $rms_{1-10\text{Hz}}$  értékek. A piros, zöld, barna és lila színek a tavaszt, nyárt, őszt és telet jelentik. A kihagyott értékek olyan napokat jelentenek, amikor nem volt adatgyűjtés (lásd (2.6) ábra). A fekete vonal és szaggatott vonal a referenciaként használt  $rms_{2\text{Hz}} = 0.1 \text{ nm}$  és  $rms_{1-10\text{Hz}} = 0.29 \text{ nm}$  ([15], 12. ábra).

Éjszaka	2016	2017	2018
K	0.124	0.127	0.123
É	0.122	0.123	0.128
Z	0.149	0.151	0.137

3.4. táblázat. A (3.11) ábrához tartozó medián  $rms_{2\text{Hz}}$  értékek a keleti (K), északi (É) és függőleges (Z) irányokra ([15], 7. ábra).

helyszínek esetén is felmerül-e ez az effektus. Ezek alapján érdemes lehet a további mérési időszakoknál figyelembe venni ehhez hasonló effektusokat.

### 3.3.4. GU02-es állomás vizsgálata

A GU02-es berendezés 2017-06-1 és 2017-06-15 között mért (lásd (2.6) ábra), 404 m-rel a felszín alatt. A kéthetes idősort kevésnek tekintetem ahhoz, hogy köztes átlagolást is használjak, ezért először szeretném megmutatni, hogy a 88 m-rel a felszín alatt elhelyezett ET1H állomás kéthetes mérése mennyire reprezentálja az egész RUN-1-es időszakot. Eh-

Módusz $rms_{2\text{Hz}2\text{Hz}}$	Tavaszi	Nyár	Ősz	Tél
Kelet	0.125	0.134	0.139	0.132
Észak	0.122	0.130	0.131	0.130
Vertikális	0.148	0.164	0.169	0.160
Medián $rms_{1-10\text{Hz}}$	Tavaszi	Nyár	Ősz	Tél
Kelet	0.461	0.522	0.546	0.514
Észak	0.487	0.557	0.581	0.554
Vertikális	0.505	0.592	0.625	0.599

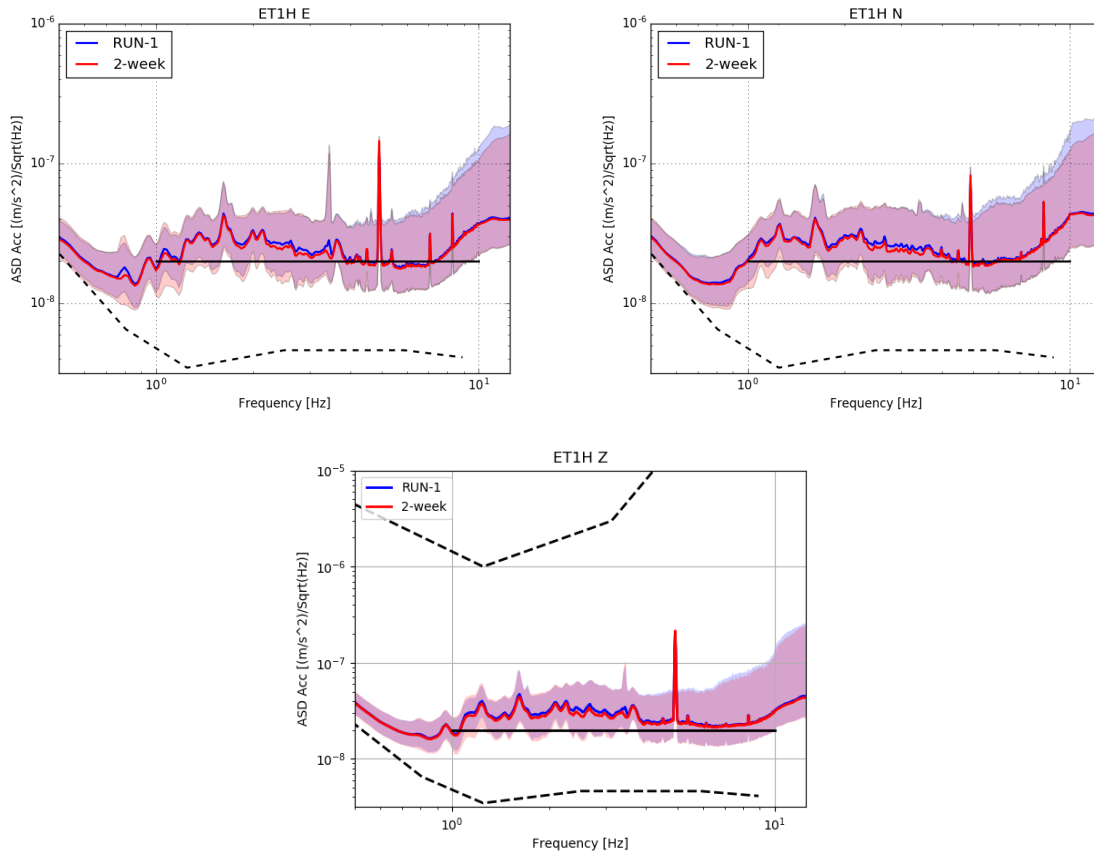
3.5. táblázat. Évszakos  $rms$  értékek a (3.12) ábra alapján ([15], 11. ábra).

ET1H	$rms_{2\text{Hz}}$	$rms_{2-10\text{Hz}}$	$rms_{1-10\text{Hz}}$
Kelet	0.126	0.140	0.385
Észak	0.122	0.143	0.417
Vertikális	0.143	0.169	0.427
GU02	$rms_{2\text{Hz}}$	$rms_{2-10\text{Hz}}$	$rms_{1-10\text{Hz}}$
Kelet	0.0829	0.0961	0.259
Észak	0.0690	0.0951	0.259
Vertikális	0.0690	0.0830	0.363

3.6. táblázat. A (3.15) ábrához tartozó  $rms$  értékek nm-ben. Az  $rms_{2\text{Hz}}$  a móduszból volt számolva, a többi pedig a mediánból ([15], 9. táblázat).

hez a teljes adatgyűjtés során mért, köztes átlagolással számolt, és a kéthetes időszak alatt kapott adatokat vettem össze az ET1H esetén (lásd (3.14) ábra). A kéthetes időszak mért adatai a (3.15) ábrán láthatóak. Jól látható, hogy a két spektrum szinte tökéletesen megegyezik, ezért a kéthetes adatgyűjtést alkalmasnak tekintettem arra, hogy az egész időszakot reprezentálja. A GU02-es állomás esetén a móduszt a 1800s-es átlagokból lett képezve.

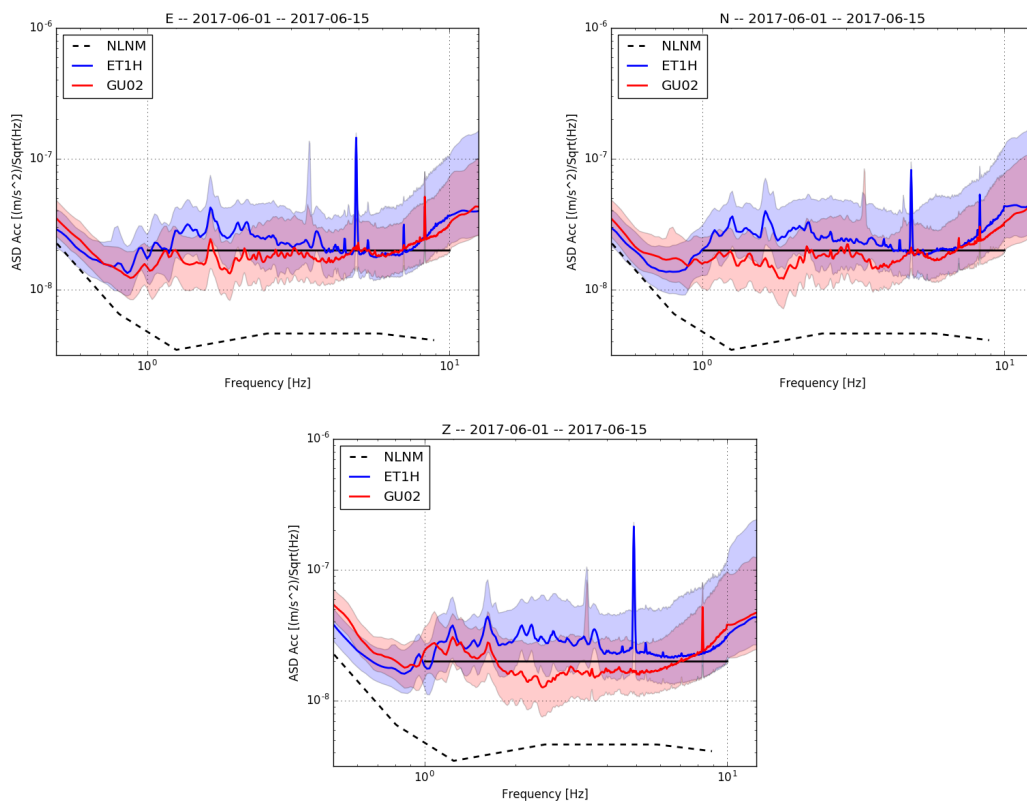
Összehasonlítva a két állomás értékeit, azt tapasztalhatjuk, hogy a szeizmikus zaj 1 – 8Hz tartományon nagyjából 60 százalékkal csökken a földfelszínhez közelebbi állomáshoz képest. Ez a frekvenciatartomány döntő fontosságú az ET esetén. Végezetül a (3.16) ábrán a nappali és éjszakai zajszínt, a (3.17) ábrán pedig ezek aránya látható. Az ehhez tartozó  $rms$  értékeket a (3.7) táblázat tartalmazza.



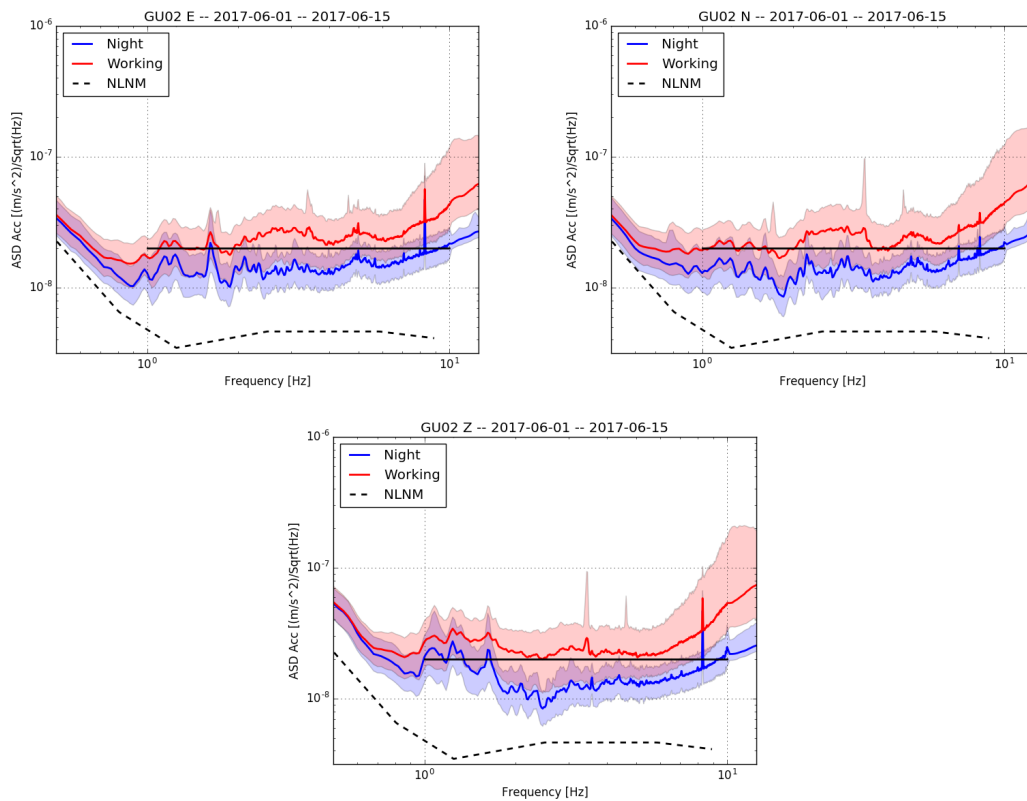
3.14. ábra. Gyorsulás ASD értékek összevetése ([15], 13. ábra). A kék a teljes RUN-1-es mérési időszakot öleli fel, míg a piros a 2017-06-1–15 közötti két hetet. A vonalak a mediánt, a tartományok szélei a 10% és 90%-os percentilisek, a fekete vonal a Fetekeerdő-érték, míg a fekete szaggatott a Peterson-féle új magas és alacsony zajmodell értékei [12]. A három irány: E (keleti), N (északi) és Z (vertikális).

Night period	$rms_{2Hz}$	$rms_{2-10Hz}$	$rms_{1-10Hz}$
E	0.0748	0.0752	0.217
N	0.0746	0.0732	0.213
Z	0.0625	0.0619	0.304
Working period	$rms_{2Hz}$	$rms_{2-10Hz}$	$rms_{1-10Hz}$
E	0.143	0.135	0.318
N	0.150	0.135	0.326
Z	0.135	0.121	0.431

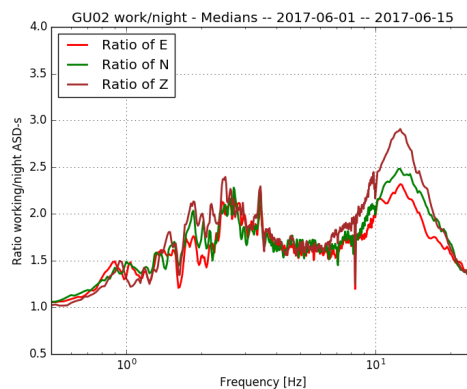
3.7. táblázat. A (3.16) ábrához tartozó GU02-es állomás éjszakai és nappali  $rms$  értékek  $nm$ -ben.



3.15. ábra. Az ET1H  $-88\text{m}$  állomás (kék), míg a  $-404\text{m}$  mélyben lévő GU02-es állomás (piros) mért percentilisei a három irányban. A fekete vonal a Feketeerdő-vonal, míg a szaggatott fekete vonal a NLNM vonal (lásd [15]. 14. ábra)



3.16. ábra. A GU02 állomás ASD értékei nappalra és éjszakára. A fekete vonal a Feketeerdő-vonal, míg a szaggatott fekete vonal a NLNM vonal (lásd [15]. 15. ábra)



3.17. ábra. A GU02 állomás nappali és éjszakai mediánjainak aránya (lásd [15]. 16. ábra).

### 3.4. Korai észlelhetőség vizsgálata

Ebben a fejezetben annak bemutatására törekszem, hogy a helyszínen – a 404m mélyen lévő állomás esetén – mennyire korán tudjuk észlelni az összeolvadó kettősöket, hiszen minél előbb detektálható a jel, annál több információt tudunk kinyerni a GH által hordozott jelből – így a csillag(ok) állapotegyenletéről –, illetve több idő marad az elektromágneses detektorok pozícióba állítására<sup>16</sup>.

Ahhoz, hogy ezt vizsgálni tudjunk, elengedhetetlen az előző fejezetekben tárgyalt rövid és köztes átlagolás módszere. Ez lehetőséget ad arra, hogy a gravitációs hullámokkal összemérhető szeizmikus adatgyűjtés eredményeit könnyen vizsgálhassuk hosszabb távú átlagokkal, valamint ezekből newtoni zajt, ezáltal érzékenységi görbéket tudjunk becsülni.

A továbbiakban az alacsony frekvenciás eseteket vizsgálom, azaz az  $f_{min} = 1Hz$  és  $f_{max} = 7Hz$  közötti tartományt [16]. Ez a frekvencia-ablak az egyik legfontosabb az ET esetén a észlelhetőség miatt, mivel ennek segítségével becsülöm meg a korai észlelhetőséget. Az eddigiekben csak összeolvadó kettősökből észleltünk GH jeleket, ezért én is ezzel a jelalakkal foglalkozok. A korai észlelés szempontjából két, korábban említett összefüggést adok meg újra. Az egyik a (2.15) egyenlet alapján, az összeolvadáshoz szükséges idő képlete [7]:

$$\tau \approx 2.18 \left( \frac{1.21 M_{\odot}}{M_C} \right)^{5/3} \left( \frac{100 Hz}{f_{GW}} \right)^{8/3}, \quad (3.1)$$

ahol  $M_C = (m_1 \cdot m_2)^{3/5} / (m_1 + m_2)^{1/5}$ . A másik pedig a GH alakja (2.16) egyenlet alapján:

$$h(f) = \left( \frac{5}{6} \right)^{1/2} \frac{c}{2\pi^{3/2} D_L} \left( \frac{GM_C}{c^3} \right)^{5/6} f_{GW}^{-7/6}. \quad (3.2)$$

A (3.1) egyenlet segítségével megadható pár neutroncsillag-összeolvadás időskálája a vizsgált frekvenciatartományokon (lásd a (3.8) táblázat).

A korábbi felmérések során használt átlagolásokkal torzított eredményeket kaphatunk (például [1]), hiszen ezekben az esetekben fél órás átlagolásokkal kaptunk meg szeizmikus spektrumokat. Rendkívül fontos azonban, hogy a jel mérésénél a "háttérzaj" milyen hosszú átlagolás eredménye.

A korai észlelés meghatározásánál a következő gondolatmenettel éltem: Ahhoz, hogy

---

<sup>16</sup>A GH detektorok minden irányból képesek a jelek érzékelésére. Az irányfüggést a (2.1) ábra szemlélteti.

meg tudjam becsülni a korai észlelhetőséget, számos összeolvadó kettős jelének jel-zaj arányát kell meghatározni. Ehhez azzal a feltevessel éltem, hogy a nagyjából kéthetes mérési időben (lásd (2.6) ábra) óránként egy-egy GH jelet várok, így összesen 288db "összeütközést" vizsgáltam. Úgy kell megválasztani az összeolvadó kettős jelét, hogy a releváns  $1-7Hz$  közötti – tartományon a két hétnél kevesebb időt töltsön, így a továbbiakban csak a  $2.0-2.0M_{\odot}$  összeolvadó kettősök által generált jeleket vizsgáltam. Következő lépésben megbecsültem az átviteli függvényt, ami két részből áll. A felfüggesztés átviteli függvényének a Kagra felfüggesztését választottam (lásd [36]), illetve a korábban levezetett NZ becslést használtam (lásd (2.25) egyenlet). A teljes átviteli függvényt így ennek a kettőnek a maximumaként értelmeztem. Ezután a szeizmikus adatokat körülbelül 300s-os tartományokra bontottam<sup>17</sup> és ezek segítségével határoztam meg az időben változó érzékenységi görbéket. Végezetül a 288db "összeütközés" jelénél meghatároztam, hogy mennyivel az összeolvadás előtt érik el a szokásos  $8 < SNR$  detektálási küszöböt (lásd például [37]).

A GH detektálhatóságánál általában a jel-zaj arányt adják meg (signal-to-noise ratio, SNR) [7]:

$$SNR^2 = 4 \int_0^{\infty} |h(f)|^2 / S_n(f). \quad (3.3)$$

Ebbe írjuk be a GH jelet (3.2 egyenlet), így a jel-zaj arányra a következő összefüggés adódik:

$$SNR^2 = 6.25 \cdot 10^{-20} \frac{M_C^{5/6}}{D_L} \cdot \left[ \int_{f_{min}}^{f_{max}} \frac{f^{-7/3}}{S_n(f)} df \right], \quad (3.4)$$

ahol  $D_L$  a forrás távolsága, amelyet a továbbiakban rögzítünk  $100Mpc$ -ben;  $S_n$  a becsült érzékenység. (2.25) egyenlet alapján a NZ-hoz tartozó átviteli függvény alakja:

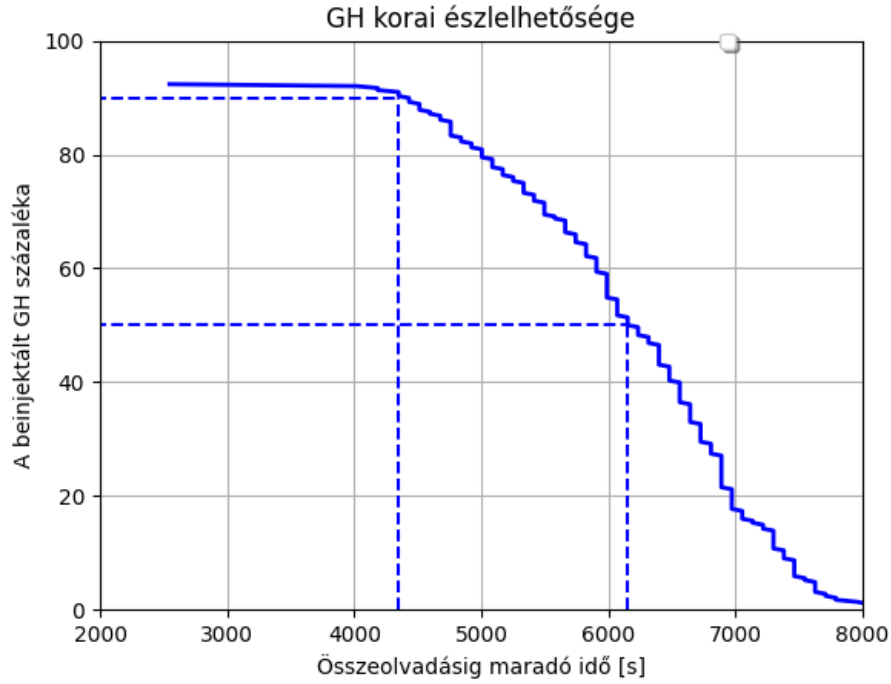
$$T(f) \simeq \frac{4\pi G \rho}{(2\pi f)^2 3}, \quad (3.5)$$

ahol a  $T(f)$  maga az átviteli függvény, amely a teszt tömeg elmozdulásának és a szeizmikus mozgásnak a hányadosa. Az eredményeket a (3.18) ábra foglalja össze

Egy ilyen vizsgálat nemcsak azért fontos, hogy számszerűsíthessük a korai észlelést, de könnyíti a helyszínek összevethetőségét is. Az így megadható 50 és 90 százalékos értékek, valamint a görbe alakja lehetőséget ad arra, hogy a helyszíneket összevethessük, nem csak a szokásos spektrumeloszlást vizsgálva. Természetesen a módszer és annak eredményei nagyban függenek egyrészt a használt felfüggesztéstől, másrészt a newtoni zajmodelltől is. Ennek ellenére egy könnyen megadható és összevethető érték. Továbbá a módszer lehe-

<sup>17</sup>A gyorsabb számolás miatt  $32 * 1024/100s = 327.68s$ -os részekre, így gyorsítva a Fourier-transzformációt, illetve csak az "É" irányt vettem alapul.





3.18. ábra. A GU02-es állomás korai észlelésének vizsgálata. A két szaggatott vonal az 50 és 90 százalékos értékhez tartozik. Jól látható, hogy a jelek több mint 50 százalékát az összeolvadásuk előtt nagyjából 1 óra 40 perccel korábban detektálhatjuk.

tőséget ad különböző jelalakok vizsgálatára is, így egy meglehetősen gyorsan generálható kvantitatív mennyiség, amely a helyszínt jellemzi.

$m_1 - m_2 [M_\odot]$	$\tau_{1Hz} [h]$	$\tau_{7Hz} [h]$	$\Delta\tau_{1-7Hz} [h]$
1.2 - 1.2	166.6	0.9	165.7
1.2 - 2.0	110.1	0.6	109.5
1.4 - 1.4	128.9	0.7	128.2
1.5 - 2.0	90.7	0.5	90.2
1.6 - 1.8	93.6	0.5	93.1
2.0 - 2.0	71.1	0.4	70.7

3.8. táblázat. Az  $1Hz$ -hez és  $7Hz$ -hez számított sajátidő, illetve a frekvenciatartományban eltöltött idő különböző tömegű összeolvadó kettősök esetén.

# Összegzés

Az ET esetén már a 2010-es évek előtt elindult egy egész Európát átfogó helyszínelmérés. Az itt végzett, rövidtávú szeizmikus felmérést a magyar helyszínel, elsősorban a Wigner Fizikai Kutatóközpont által életre hívott Mátrai Gravitációs és Geofizikai Laboratórium (MGGL) vitte tovább, és közel 2 évnnyi adatot gyűjtött be. Kutatásom során elsősorban az itt mért szeizmikai adatokat dolgoztam fel és értékeltem ki azért, hogy a magyar, mint volt potenciális helyszínelmérését elvégezzem.

A helyszínelmérés során az eredményeimet összevettem a korábbi mérésekkel, továbbá új mennyiségeket és kiértékelési módszereket ajánlottam a lehetséges helyszínel összevetésére. Ilyen új mennyiség volt a két új *rms* érték, amellyel így nemcsak a  $2Hz$ -nél nagyobb zajokat mérő kumulatív mennyiséget kapunk, hanem a kívánt frekvenciatartományhoz jobban illeszkedő is. Javaslatot tettem továbbá új mérési módszerek bevezetésére, mint például a köztes átlagolás, amely nemcsak felgyorsítja a hosszabb távú kiértékeléseket, hanem általa könnyebben értelmezhetőek a hosszabb időtávú eredmények. Rámutattam arra, hogy célravezetőbb a percentilisek használata az összevetések során, mint a leggyakoribb érték.

Végezetül a neutroncsillagok megfigyelhetőségeit vizsgáltam és fontos mennyiségeket vezettem be, amik nélkülözhetetlenek lehetnek a helyszínel pontos összevetésénél. Egyszerű forrásjeleket vizsgáltam a korai detektálhatóság mérésére. Ez egyrészt nem annyira érzékeny a spontán zajokra, másrészt az egységes newtoni zajmodellt és felfüggesztést használva, könnyen összehasonlíthatóvá teszi a különböző helyszínelket<sup>18</sup> keretei között bővítettem, amelyben a teljes, kétéves időszakot vizsgáltam a  $-88m$  mélyen lévő állomás adatai alapján [16].

Bízom abban, hogy az ET építése hamarosan elkezdődik, így a gravitációs hullámok megfigyelése egy új korszakba léphet és remélem, hogy a munkám segítheti ennek megvalósulását.

---

<sup>18</sup>Ezt egy sikeresen elnyert Új Nemzeti Kiválóság Program

# Summary

For the Einstein Telescope, a Europe-wide site survey was launched before the 2010s. The short-term seismic survey of the Hungarian site was conducted by the MGGL, what was set up by the Wigner Research Centre for Physics, and has collected nearly 2 years of data. During my PhD, I mainly processed and evaluated the seismic data measured by the MGGL, in order to help the Hungarian site as a former potential location.

During the site survey, I compared my results with previous measurements, and I also proposed new quantities and methods to comparing potential sites. Such new cumulative quantities were the two new *rms*, which not just focus on the noise greater than  $2Hz$ , but both fit better to the desired frequency range. I also proposed to introduce new methods, such as intermediate averaging, which not only speeds up longer-term evaluations, but also makes it easier to interpret longer time averaged results. In addition, I have called for percentiles to be used in comparisons rather than the most frequent value.

Finally, I studied the observability of neutron stars. Here I have introduced a quantity that can also be a key factor in comparing the locations. I examined simple source signals to measure early detectability. Not only, this is not so sensitive to spontaneous noise, and but also, it makes it easy to compare different sites using the uniform Newtonian noise model and suspension<sup>19</sup>.

I hope the construction of the ET will start soon, so that the observation of gravitational waves can enter a new era and I hope my work can help to make this a reality.

---

<sup>19</sup>I extended this initiative in the framework of a successfully awarded New National Excellence Program of the Ministry for Innovation and Technology, in which I investigated the entire two-year period based on data from the  $-88m$  depth station [16].

# Tézispontok

A dolgozatomban bemutatott tudományos eredményeket az alábbi négy tézispontban foglalom össze.

1. A Mátrai Gravitációs és Geofizikai Laboratóriumban mért, közel kétéves szeizmikus adatokat dolgoztam fel. A kiértékelés során elsősorban az eddigi, az Einstein Teleszkópot előkészítő közösség által már elfogadott eljárásokat követtem és javasolt mennyiségeket számoltam ki. Ez egy egyedi helyzet volt, mert csak a magyarországi helyszín esetén történt meg egyedül hosszabb távú adatgyűjtés. Az eredményeimet a **[T1]**-ben és **[T3]**-ban publikáltam.
2. Új mennyiségeket és feldolgozási metódusokat dolgoztam ki és javasoltam, amik segítségével jobban összemérhetőek lesznek az Einstein Teleszkóp potenciális helyszínei. Fontosnak tartottam, hogy a hosszabb távú kiértékelések során a rendelkezésre álló adatokból a lehető legtöbb információt tudjuk kinyerni. Ehhez elengedhetetlennek véltem olyan feldolgozó eljárást megalkotni, amely megkönnyíti a helyszínek összevetését, és azokról minél pontosabb képet ad. Segítséget nyújthatnak továbbá a kiértékelések során az általam bevezetett rövidtávú és köztes átlagolások, amelyekkel a legfontosabb gravitációs hullámformákhoz igazított kiértékelés is könnyen és gyorsan elvégezhető nagy mennyiségű szeizmikus adattal. Az általam bevezetett kumulatív mennyiség – amely más frekvenciatartományon van értelmezve – lehetőséget adott évszakos változások megfigyelésére is, amiket e nélkül nem tudtam volna kimutatni. Eredményeimet a közösségben rendszeresen ismertettem szakmai konferenciákon, ennek köszönhetően a terület jeles kutatóival volt lehetőségem együtt dolgozni. A tézisponthoz tartozó releváns publikációk: **[T1]** és **[T2]**
3. Vizsgáltam a mátrai helyszín esetén a leendő gravitációshullám-detektor érzékenységi görbéjét alacsony frekvenciákon. Becsültem newtoni zajt a helyszínnél mérhető szeizmikus zajok alapján, elsősorban az általam bevezetett kiértékelési metódus segítségével. Ehhez egy, a szakirodalomban elérhető newtoni zajmodellt használtam, továbbá a Kagra gravitációshullám-detektor felfüggesztésének átviteli függvényét.

Ennek segítségével megadható a tervezett,  $10\text{km}$  karhosszú, Einstein Teleszkóp becsült érzékenységi görbéje alacsony frekvenciákon. Hozzá kapcsolódó publikációim: [T2], [T4].

4. Végezetül vizsgáltam a neutroncsillagok korai megfigyelhetőségét a becsült időfüggő felfüggesztési görbék segítségével. Ehhez már korábban is detektált, összeolvadó kettősök által keltett, gravitációshullám-profilokat számoltam ki. A számolt hullámformák esetén figyeltem arra, hogy az összeolvadó kettősök tömegei úgy legyenek megválasztva, hogy az általuk keltett jel megfelelően rövid legyen. Erre azért volt szükség, hogy az alacsony frekvenciás tartományban a kétételes mérési időszakkal összevethető eredményeket kapjak. Az ehhez kapcsolódó publikációm: [T4].

## Tézispontokhoz kapcsolódó publikációk

[T1]L. Á. Somlai et al. "Seismic noise measures for underground gravitational wave detectors", *Acta Geodaetica et Geophysica*, 54(2):301–313; doi: 10.1007/s40328-019-00257-5

[T2]P. Ván et al., "Long term measurements from the Mátra Gravitational and Geophysical Laboratory", *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, **228**, 1693–1743 p. (2019); doi: 10.1140/epjst/e2019-900153-1

[T3]G. G. Barnaföldi et al., "First report of long term measurements of the MGGL laboratory in the Mátra mountain range", *Class. Quant. Grav.*, Vol. 34, No. 11 (2017); doi: 10.1088/1361-6382/aa69e3

[T4]L. Á. Somlai, "Low frequency detectability of gravitational waves at Mátra mountains", VIII. INTERDISZCIPLINÁRIS DOKTORANDUSZ KONFERENCIA 2019 - TANULMÁNYKÖTET, 8th INTERDISCIPLINARY DOCTORAL CONFERENCE 2019 - CONFERENCE BOOK (B. Csiszár (Szerkesztő), F. Bódog (Szerkesztő), E. Mező (Szerkesztő), B. Závodi (Szerkesztő)), Pécsi Tudományegyetem Doktorandusz Önkormányzat (2019)

## További saját publikációk

[P1]L. Á. Somlai et al, "Silence measurements and measures for ET: characterisation of long term seismic noise in the Mátra Mountains", arXiv:1804.07200 (2018); doi: 10.48550/arXiv.1804.07200

[P2]L. Á. Somlai and M. Vasúth, "The effect of the cosmological constant on a quadrupole signal in the linearized approximation", *International Journal of Modern*

Physics D, Vol. 27, No. 02, 1850004 (2018); doi: 10.1142/S0218271818500049

**[P3]**E. Cs. Debreceni and L. Á. Somlai, "Az MGGL laboratórium szeizmikus zajforrásainak vizsgálata", Mérnökgeológia Kőzetmechanika sorozat, 33–47 p. (2018); ISBN:978-615-5086-11-3

**[P4]**P. Kicsiny, L. Á. Somlai and Z. Zimborás, "Analysis of the MGGL seismic data by noise-filtered Fourier transform method", Mérnökgeológia Kőzetmechanika sorozat, 47–52. p. (2018); ISBN:978-615-5086-11-3

**[P5]**F. Amann et al., "Site-selection criteria for the Einstein Telescope", REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS 91 : 9 Paper: 094504 , 20 p. (2020); doi: 10.1063/5.0018414

# New Scientific Results

The scientific results presented in my thesis are summarised in the following four thesis points.

1. First, I processed nearly two years of seismic data measured at the Mátra Gravity and Geophysics Laboratory. In the evaluation I mainly followed the procedures and quantities already accepted by the ET community. This was a unique situation, because the Hungarian site was the only one where longer-term data were collected. I published my results in **[T1]** and in **[T3]**.
2. As a second thesis point, I developed and proposed new quantities and processing methods to better compare the potential locations of the Einstein Telescope. I considered it important to be able to extract as much information as possible from the available data during longer-term evaluations. To do this, I considered it essential to create a processing procedure that would facilitate the comparison of sites and give as accurate picture as possible. Furthermore, the short term and intermediate averaging I have introduced in the evaluations can be helpful, as it allows an evaluation adapted to the most important gravity waveforms to be carried out easily and quickly with large amounts of seismic data. The cumulative quantity I introduced – interpreted over a different frequency range – also gave me the opportunity to observe seasonal variations, without it, I would not have been able to detect. I have regularly presented my results at professional conferences in the community, and have had the opportunity to work with prominent researchers in the field. Relevant publications related to this thesis point: **[T1]** and **[T2]**.
3. I investigated the sensitivity curve of a prospective gravitational wave detector at low frequencies for the Mátra site. I used a Newtonian noise model available in the literature and the transfer function of the Kagra gravity wave detector suspension. This is used to estimate to the sensitivity curve of the proposed  $10km$  arm-length Einstein Telescope at low frequencies. Thus, I was able to produce time-dependent sensitivity curves, choosing windows of roughly 300s **[T2, T4]**.

4. Finally, I investigated the early observability of neutron stars using estimated suspension curves. To do this, I calculated the gravitational wave profiles produced by previously detected merging binaries. For the computed waveforms, I set the masses of the merging binaries such that the signal they produce was sufficiently short. This was necessary to obtain results in the low frequency range comparable to the two-week measurement period. My related publication: **[T1]** and **[T4]**.



# Köszönetnyilvánítás

Köszönetet szeretnék mondani két témavezetőmnek, Vasúth Mátyásnak áldozatos munkájáért, türelméért és motivációjáért, valamint belsős témavezetőmnek, Gál Tamásnak folyamatos támogatásáért és segítségéért. Külön ki szeretném emelni Ván Pétert, Lévai Pétert, Kovács Róbertet és Huba Gézát, a Wigner Fizikai Kutatóintézet munkatársait, a dolgozatban összefoglalt kutatómunka során tett értékes észrevételeikért és a számos segítségért. Továbbá köszönöm barátaimnak a sok biztatást. Végezetül szeretnék köszönetet mondani családtagjaimnak, elsősorban feleségemnek, Somlainé Bör Gabriellának, és szüleimnek, Somlai Lászlónak és Somlainé Farkas Tündének, a végtelen bizalmukért, biztatásukért és szeretetükért, amellyel munkámat segítették.

# Irodalomjegyzék

- [1] ET Science Team. Einstein gravitational wave Telescope, Conceptual Design Study. 2011.
- [2] L. Á. Somlai and M. Vasúth. The effect of the cosmological constant on a quadrupole signal in the linearized approximation. *Int. J. Mod. Phys.*, 27(02, 1850004), 2018.
- [3] B. P. Abbott et al. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. *Phys. Rev. Lett.*, 116:061102, Feb 2016.
- [4] B. P. Abbott et al. Gw170817: Observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. *Phys. Rev. Lett.*, 119:161101, Oct 2017.
- [5] B. P. et al. Abbott. Gw170817: Observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. *Phys. Rev. Lett.*, 119:161101, Oct 2017.
- [6] The LIGO Scientific Collaboration, the Virgo Collaboration, and the KAGRA Collaboration. Gwtc-3: Compact binary coalescences observed by ligo and virgo during the second part of the third observing run, 2021.
- [7] M. Maggiore. *Gravitational Waves: Volume 1: Theory and Experiments*. Oxford University Press, 10 2007.
- [8] C. J. Moore et al. Gravitational-wave sensitivity curves. *Classical and Quantum Gravity*, 32(1):015014, dec 2014.
- [9] M. Bailes et al. Gravitational-wave physics and astronomy in the 2020s and 2030s. *Nature Reviews Physics*, 3(5):344–366, May 2021.
- [10] M. Doets E. Hennes J. F. J. van den Brand, M. G. Beker and D. S. Rabeling. Einstein telescope site selection: Seismic and gravity gradient noise. *Journal of Physics: Conference Series*, 203:012076, 2010.
- [11] J. F. J van den Brand M. G Beker and D. S. Rabeling. Subterranean ground motion studies for the Einstein Telescope. *Classical and Quantum Gravity*, 32(2), 2015.

- [12] J. Peterson. *Observations and modeling of seismic background noise*. 93. U.S. Geological Survey, 322 edition, 1993.
- [13] M. G. Beker. *Low-frequency sensitivity of next generation gravitational wave detectors*. PhD thesis, Vrije Universiteit Amsterdam, 2013.
- [14] L. Á. Somlai et al. Seismic noise measures for underground gravitational wave detectors. *Acta Geodaetica et Geophysica*, 54(2):301–313, 2019.
- [15] P. Ván et al. Long term measurements from the Mátra Gravitational and Geophysical Laboratory. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, 228:1693–1743, 2019.
- [16] L. Somlai. *Low frequency detectability of gravitational waves at Mátra mountains, VI-II. INTERDISZCIPLINÁRIS DOKTORANDUSZ KONFERENCIA 2019 - TANULMÁNYKÖTET, 8th INTERDISCIPLINARY DOCTORAL CONFERENCE 2019 - CONFERENCE BOOK*, pages 260—267. 2019.
- [17] J. Harms. Terrestrial gravity fluctuations. *Living reviews in relativity*, 22(6), 2019.
- [18] J. Harms et al. A lower limit for newtonian-noise models of the einstein telescope. *The European Physical Journal Plus*, 137, 2022.
- [19] B. S. Sathyaprakash and B. F. Schutz. Physics, astrophysics and cosmology with gravitational waves. *Living Reviews in Relativity*, 12(1):2, Dec 2009.
- [20] R. N. Lang and S. A. Hughes. Erratum: Measuring coalescing massive binary black holes with gravitational waves: The impact of spin-induced precession [phys. rev. d 74, 122001 (2006)]. *Phys. Rev. D*, 77:109901, May 2008.
- [21] F. Pretorius. Evolution of binary black-hole spacetimes. *Phys. Rev. Lett.*, 95:121101, Sep 2005.
- [22] P. R. Saulson. Seismic noise and vibration isolation. *World Scientific: Singapore*, page pp. 127–143., 1994.
- [23] J. Harms. Terrestrial gravity fluctuations. *Living Rev. Relativ.*, 22:1–154, 2019.
- [24] A. Cirone et al. Investigation of magnetic noise in advanced virgo. *Classical and Quantum Gravity*, 36(22):225004, oct 2019.
- [25] P. R. Saulson. Thermal noise in mechanical experiments. *Phys. Rev. D*, 42:2437–2445, Oct 1990.

- [26] M. Heurs. Gravitational wave detection using laser interferometry beyond the standard quantum limit. *Phil. Trans. R. Soc. A*, 376, 2017.
- [27] M. G. Beker et al. Improving the sensitivity of future gw observatories in the 1–10 hz band: Newtonian and seismic noise. *General Relativity and Gravitation*, 43, 2011.
- [28] L. Trozzo and F. Badaracco. Seismic and newtonian noise in the gw detectors. *Galaxies*, 2022.
- [29] H. J. Paik and J. Harms. Newtonian noise cancellation in tensor gravitational wave detector. *Journal of Physics: Conference Series*, 716(1):012025, may 2016.
- [30] F. Badaracco and J. Harms. Optimization of seismometer arrays for the cancellation of newtonian noise from seismic body waves. *Classical and Quantum Gravity*, 36(14):145006, jun 2019.
- [31] S. M. Davarpanah et al. Investigation of the relationship between dynamic and static deformation moduli of rocks. *Geomechanics and Geophysics for Geo-Energy and Geo-Resources*, 6(1):29, Mar 2020.
- [32] *Python obspy*. <https://docs.obspy.org/>.
- [33] J. Havskov and G. Alguacil. *Instrumentation in Earthquake Seismology*, volume 22. Springer, Cham, 2010.
- [34] *3T-120*. <http://www.guralp.com/documents/DAS-030-0120.pdf>.
- [35] G. G. Barnaföldi et al. First report of long term measurements of the MGGL laboratory in the Mátra mountain range. *Class. Quant. Grav.*, 34(11), 2017.
- [36] J. Kasuya et al. Optical design and suspension system of the kagra output mode-cleaner. *Journal of Physics: Conference Series*, 957(1):012009, feb 2018.
- [37] B. Allen et al. Findchirp: An algorithm for detection of gravitational waves from inspiraling compact binaries. *Phys. Rev. D*, 85:122006, Jun 2012.