

# Válaszok Mosoni László opponensi kérdéseire

Köszönöm opponensemnek, Dr. Mosoni Lászlónak, hogy a doktori dolgozatomat átolvasta, részletesen értékelte, és hasznos megjegyzésekkel látott el! A dolgozatomban az általa összeállított hibajegyzék valamennyi elemét kijavítottam, a dolgozat frissített változatát pedig elérhetővé tettem a [http://bolyai.elte.hu/~praffai/Phd\\_praffai.pdf](http://bolyai.elte.hu/~praffai/Phd_praffai.pdf) honlapcímen.

A következőkben Mosoni László opponensi kérdéseire válaszolok.

**Kérdés 1:** *"A Jelölt a bevezetőben megadta a különféle kompakt kettősrendszerekre adott eseményráta becsléseket (20. oldal). Ezek alapján a második generációs LIGO évente több tucat ilyen forrás gravitációs hullámait fogja majd észlelni. Az első generációs LIGO érzékenysége ettől jócskán elmaradt. Milyen eredményeket vártak 2010-ig? (Nem csak a kompakt kettősökre gondolok itt.)"*

## Válasz 1:

A LIGO projekt az elméleti modellek indíttatására négyféle jeltípus vizsgálatát tűzte ki célul. Ezek a jeltípusok a kompakt kettősrendszerek jelei, a gravitációshullám-kitörések (GH-kitörések), a periodikus gravitációs hullámok, valamint a sztochasztikus GH-háttér voltak (lásd a dolgozatom 0.2 alfejezetét). A vizsgálatok kivitelezéséhez a LIGO hardveres és szoftveres eszköztárát is létre kellett hozni egy olyan, új kutatási területen, ami más területek tapasztalataira csak korlátozottan támaszkodhatott. A LIGO elsődleges célja ezért a megbízhatóan működő infrastrukturális háttér, és a stabil szakértői bázis létrehozása volt.

A LIGO érzékenysége elmaradt a második generációs Advanced LIGO-étől, azonban ez már a projekt indulásakor tudható volt. A LIGO indulásakor a tervezett érzékenységgörbe elérését, és annak stabil fenntartását ígérte, a projekt megvalósítását pedig az amerikai National Science Foundation támogatta (NSF, 2008). A tervezett érzékenységgörbét a LIGO az S5 adatgyűjtési időszak alatt, 2005-ben érte el. A LIGO detektorai ezzel az érzékenységgel összesen 1 évnyi olyan adatot gyűjtöttek az S5 2007-es befejezéséig, ami alatt mindhárom LIGO detektor egyidejűleg adatgyűjtési módban volt (The LSC, 2007).

Az adatgyűjtéssel a detektorok e hálózata kétféle tudományos célt valósíthat meg. Az első: egy vagy több GH-jel észlelése, és az észlelt jelek alapján a források paramétereinek rekonstruálása. A második: jelek észlelésének hiányában a paraméterter egy részének kizárása. Az elméleti modellek előrejelzései alapján kettősrendszerekből érkező jel észlelésére kb. 10% esély volt, tekintettel a LIGO működési idejére, és az észlelhető források ( $\mathcal{O}(10\text{Mpc})$ -es) határtávolságára. Az ütközések és csillagösszeomlások észlelését csak a saját galaxisunkon belülről feltételezték, egy ilyen galaktikus esemény bekövetkezésének esélye azonban még kevesebb, kb. 2% volt a LIGO adatgyűjtési ideje alatt. Az elméleti előrejelzések alapján a sztochasztikus GH-háttér, és az ismert pulzárak GH-jeleinek észlelését nem várták.

A LIGO-VIRGO Kollaboráció a négyféle jeltípusra célzott, és a teljes eget pásztázó kereséseket egyaránt végzett. GH-jelek észlelése egyelőre mind a négy jeltípusra elmaradt. A kettősrendszerek bespirálózását és összeütközését, valamint a csillagösszeomlásokat véve, a LIGO felső korlátokat tudott szabni ezen események gyakoriságára, és alsó korlátokat potenciális források távolságaira. Az észlelhető periodikus források gyakoriságára, valamint az ismert periodikus források aszimmetriájára felső korlátokat sikerült szabni. Végül, a kozmológiai GH-háttér energiasűrűségének lehetséges értékét a LIGO a korábbiaknál alacsonyabb korlát alá szorította.

A főbb eredmények összefoglalását a dolgozatom 0.2 alfejezetében adtam meg. Ajánlom továbbá a (LSC-PP, 2012) weboldalt, ahol a LIGO-VIRGO Kollaboráció publikációi szisztematikusan össze vannak gyűjtve. A publikált eredmények megfelelnek az előzetes elvárásoknak, és egyelőre azok egyike sem okozott különösebb meglepetést.

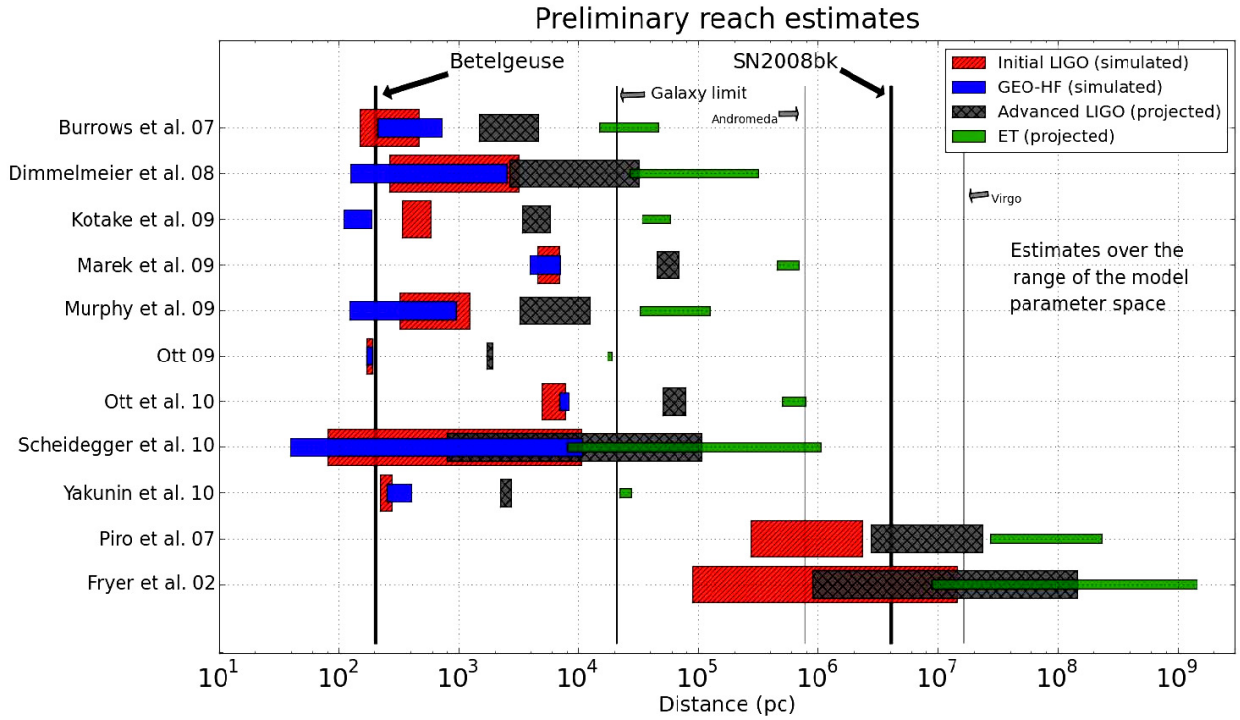
**Kérdés 2:** *"Az AdvLIGO milyen távolságig tud majd extragalaktikus szupernóva kitörésekből származó gravitációs hullámokat detektálni?"*

**Válasz 2:**

Egy forrástípus észlelésének határtávolsága általában véve a forrás által kibocsátott GH-energia nagyságától, valamint a hullámforma ismeretének pontosságától függ. A kérdésre tehát csak olyan pontossággal lehet válaszolni, amennyire azt a szupernóva források GH-kibocsátási modelljeinek előrejelzési pontossága megengedi.

Az ismert szupernóva típusok közül még a második és harmadik generációs GH-detektorok is csak a nagytömegű csillagok magösszeomlási folyamatából származó szupernóvák (core-collapse supernova, a továbbiakban *CCSN*) lehetnek képesek GH-jeleket észlelni. Ilyen szupernóvák esetén a modellek nem csak az előrejelzett GH-energiák és hullámformák tekintetében térnek el egymástól, de a GH-kibocsátásért felelős fizikai folyamat megjelölésében is alapvetően különböznek. A dolgozatom 1.2.1 alfejezetében ilyen modellek közül mutattam be azokat, amelyek a CCSN forrásokból hosszú GH-tranziensek kibocsátására (is) következhetnek. A CCSN modellek közül szinte mindegyik számol ilyen tranziensek kibocsátásával.

Az alábbiakban egy olyan összefoglaló ábrát közlök (1 ábra), amely megmutatja, hogy az egyes publikációkban tárgyalt elméleti modellek előrejelzései alapján milyen távolsághatárig képes a LIGO, az AdvLIGO, az Einstein Telescope, és a GEO-HF detektor CCSN forrásból érkező GH-jeleket észlelni. A GEO-HF a németországi GEO600 detektor (részben már ma is működő) továbbfejlesztett változata, amelynek nagy ( $\mathcal{O}(1\text{kHz})$ ) frekvenciákon (*high frequency*, vagy *HF*) a GEO600-hoz képest alacsonyabb a zajszintje (lásd Willke et al 2006). Az ábrán az egyes detektorokhoz tartozó téglalapok vízszintes kiterjedése a határtávolság bizonytalanságát tükrözi, a forrásmodellek paramétereinek bizonytalanságai alapján. Az ábrán függőleges vonalak jeleznek egyes jól behatárolható csillagászati távolságokat: a Betelgeuse távolságát, a saját galaxisunk hozzávetőleges határát ("Galaxy limit"), az Androméda galaxis és a Virgo galaxishalmaz távolságát, valamint a 2008. március 25-én észlelt



1. ábra. A LIGO, a GEO-HF, az Advanced LIGO, és az Einstein Telescope (ET) észlelési határtávolságai magöszseomlásos szupernóvákra, az egyes publikációkban közölt emléleti modellek előrejelzései alapján. A téglalapok vízszintes mérete az előrejelzett határtávolság bizonytalanságát tükrözi, a forrásmodellek paramétereinek bizonytalanságai alapján. A modellek összefoglaló bemutatását lásd a dolgozatomban 1.2.1 alfejezetében. (Az ábra forrása: Kalmus 2011)

SN2008bk szupernóva mért távolságát (SN2008bk Home, 2008). Az ábrán feltüntetett modellek között nem szerepel a *van Putten*-féle CCSN modell, ami Advanced LIGO-val akár  $\gtrsim 100$  Mpc távolságról is észlelhető forrásokra következett.

**Kérdés 3:** "Van esély arra, hogy a Sgr A\* körül keringő S-csillagoktól eredő, vagy az anyagelnyelési eseményekhez (amelyek a flereket okozhatják) kapcsolódó gravitációs hullámokat észlelni lehet majd? Léteznek ilyen eseményekre modellek?"

**Válasz 3:**

A Tejút közepén elhelyezkedő Sgr A\* rádióforrásban feltételezések szerint egy  $M \simeq 4 \times 10^6 M_\odot$  tömegű szupernehéz fekete lyuk helyezkedik el, amelyre az objektum körül keringő csillagok pályáiból lehet következtetni (Gillessen et al, 2009). Tekintsünk egy olyan gravitációsan kötött kettősrendszert, aminek egyik tagja ez a fekete lyuk, míg a másik tagja egy  $m \ll M$  tömegű kompakt objektum! A kettősrendszer által kibocsátott gravitációs hullám frekvenciájára egy felső korlátot kaphatunk, ha feltesszük, hogy a szupernehéz fekete lyuk a Kerr-metrikából következő lehetséges legnagyobbnál kisebb  $J$  impulzusmomentummal rendelkezik, a körülötte keringő kompakt objektum keringési frekvenciája pedig a fekete

lyuk közelében megegyezik a lyuk forgási frekvenciájával. A feltétel ekkor a fekete lyuk impulzusmomentumára (Misner et al, 1970):

$$J \lesssim \frac{GM^2}{c}, \quad (1)$$

ahol  $G$  a gravitációs állandó,  $c$  pedig a fény vákuumbeli sebessége. Közelítsük a fekete lyukat egy olyan gömbnek, aminek az impulzusmomentuma:

$$J = \frac{4\pi}{5}Mr_s^2f, \quad (2)$$

ahol  $f$  a fekete lyuk forgási frekvenciája,  $r_s = 2GM/c^2$  pedig a fekete lyuk Schwarzschild-sugara (Misner et al, 1970). A (4) és (2) egyenletek alapján a felső korlát a fekete lyuk forgási frekvenciájára:

$$f \lesssim \frac{5c^3}{16\pi GM} \simeq 5 \text{ mHz}. \quad (3)$$

Ugyanez a felső korlát fog vonatkozni tehát a fekete lyuk körül keringő kompakt objektum keringési frekvenciájára is. Mivel a rendszer által kibocsátott gravitációs hullám frekvenciájára az  $f_{GH} = 2f$  összefüggés teljesül, a hullám frekvenciájára kapott felső korlát:

$$f_{GH} \lesssim 10 \text{ mHz}. \quad (4)$$

Ez a határfrekvencia nagyságrendekkel alacsonyabb azoknál a frekvenciáknál, ahol földi GH-detektorok érzékenyek; azonban az érték szerencsésen beleesik a LISA detektor legérzékenyebb frekvenciasávjába (lásd a dolgozatom 0.3 alfejezetét). A kérdés megválaszolásához tehát azt kell eldöntenünk, hogy vajon a galaxisunk közepén található szupernehéz fekete lyuk és egy S csillag kettősrendszere képes-e elegendően nagy amplitúdójú GH-jelet produkálni ahhoz, hogy azt a jövőben a LISA-val észlelni tudjunk.

A bespirálózó kettősrendszereknek azt a típusát, ahol a tagok tömegének aránya  $M/m \gtrsim 10^4$ , a szakirodalom *extrém tömegarányú bespirálózóknak* nevezi (*Extreme Mass Ratio Inspiral*, vagy röviden *EMRI*) (Amaro-Seoane et al, 2007). A LISA számára extragalaktikus távolságokból észlelhető EMRI-t csak egy szupernehéz fekete lyuk körül keringő fehér törpe, neutron csillag, fekete lyuk, vagy egy óriáscsillag hélium magja alkothat (Amaro-Seoane et al, 2007). A fősorozati csillagok nem eléggé kompaktnak ahhoz, hogy a fekete lyuk közelében fellépő árapályerők ellenében egyben tudjanak maradni, és képesek legyenek az EMRI tagjaként a fekete lyukhoz közel kerülve, a LISA által extragalaktikus távolságokból is észlelhető GH-jelet kibocsátani. Ahogy a (Freitag, 2003) publikáció rámutatott, a saját galaxisunk közepén feltételezett szupernehéz fekete lyuk azonban elegendően közel van hozzánk ahhoz, hogy egy általa a mozgása során esetlegesen befogott  $m < 0,6M_\odot$  tömegű csillaggal a LISA által is észlelhető EMRI-t alkosson, még a csillag megsemmisülése előtt. Az ennél nagyobb tömegű csillagokat a fekete lyuk még az észlelés előtt megsemmisíti.

A (Freitag, 2003) publikáció sztelláris dinamikai szimulációk alapján 1-3 darab, a LISA-val észlelhető,  $m \sim 0,05 - 0,1 M_{\odot}$  tömegű fősorozati csillagot tartalmazó,  $P \lesssim 3 \times 10^4$  s periódusú EMRI folyamatos jelenlétét jósolta. Ezt a gyakoriságot a szerző egy későbbi, más szerzőkkel írt cikkében (Hopman et al, 2007) túlzónak ítélte, elismerve, hogy a 2003-as cikkében a modellje túlságosan leegyszerűsített volt. A (Hopman et al, 2007) cikk ezzel szemben a (Rubbo, 2006) cikk eredményeit pontosítva rámutat arra, hogy a LISA-val olyan csillagok is észlelhetőek lehetnek, amelyek keringési frekvenciája messze alatta marad a LISA érzékeny tartományának. Ha ugyanis egy ilyen csillag nagy excentricitású ( $(1-e) \sim \mathcal{O}(10^{-3} - 10^{-6})$ ),  $a \sim \mathcal{O}(0,1 - 1 \text{ pc})$  félnagy tengelyű elliptikus pályán halad, úgy a csillag a fekete lyuk közelében elhaladva egy olyan GH-kitörést okoz, ami a LISA-val észlelhető. A cikk következtetése szerint azonban ilyen eseményre csak  $0,1 \text{ év}^{-1}$  gyakorisággal kerül sor.

Az Sgr A\* közelében megfigyelt S csillagokra (Gillessen et al, 2009) sem EMRI-tagként, sem GH-kitörés esetleges forrásaként nem teljesülnek azok a feltételek, amelyek alapján az elméleti modellek a LISA számára észlelhető forrásnak minősítenék őket.

**Kérdés 4:** "*Javul-e majd a LIGO asztrometriai pontossága a jelenlegi fejlesztésekkel?*"

**Válasz 4:**

Egy tranziens GH-jelet kibocsátó forrás égi pozíciójának meghatározására egy detektor nem, csak detektorok egy hálózata képes. Így asztrometriai pontosságról csak egy adott detektorhálózatot véve érdemes beszélnünk.

Egy detektorhálózat tagjai az egyazon forrásból érkező GH-jelet különböző időpontokban észlelik aszerint, hogy a fénysebességgel haladó jel a forrás látóirányából mely időpontokban érkezik meg az egyes detektorokhoz. A forráspozíció a regisztrált időpontok különbségeiből állapítható meg. Egy adott sáv szélességű GH-jel regisztrálási időpontját olyan  $\sigma_t$  bizonytalansággal lehet megállapítani, ami a jel adott detektorra vett  $SNR$  jel-zaj arányával fordítottan arányos (Fairhurst, 2011). Ha olyan jelet veszünk, amelynek sáv szélességén belül a detektor zajának amplitúdósűrűség-spektruma közelítőleg állandó  $\tilde{n}$ , a beérkezési időpont detektorra vett bizonytalanságára a  $\sigma_t \sim \tilde{n}$  arányosság teljesül. Minél nagyobb tehát a detektor zajszintje a jel frekvencia-tartományában, a jel beérkezési időpontja annál nagyobb bizonytalansággal állapítható meg.

Két detektor távolságát tipikusan fényútban, milliszekundum dimenzióval adjuk meg, és a detektorpárra vett *bázisvonal* (*baseline*) hosszának, vagy röviden *bázishossz*nak nevezzük. Egy detektorpár tagjai annál nagyobb  $\Delta t$  időkülönbséggel észlelik ugyanazt a GH-jelet, minél nagyobb a detektorpár bázishosszának vetülete a forrás látóirányára véve. Egy  $\vec{e}$  egységvektorral jellemezhető látóirány, és egy hozzá közeli, az  $\vec{e}$ -től  $\delta\alpha$  szögre lévő látóirány között a detektorpár azzal arányosan tud különbséget tenni, hogy mekkora a különbség a pár két látóirányra vett bázishossz-vetülete között. A véges időfelbontásra képes detektorpár ezáltal véges pozíciószög-felbontásra is lesz képes, ami az egyes  $\vec{e}$  irányokra vett bázishossz-vetület nagyságával arányos. Mivel egy detektorhálózat egy adott irányra vett pozíciómeghatározási-

pontosságát általában nem szögfelbontással, hanem szögterület-felbontással jellemezzük, ez utóbbi mérték nem a bázishossz-vetületek nagyságával, hanem azok négyzetével lesz arányos.

Rögzítsük a koordináta-rendszerünket a Föld középpontjához! Tekintsünk egy  $N$  darab egyforma detektorból álló hálózatot a Föld felszínén! A hálózatunk  $i$ -edik tagja a földfelszín egy  $\vec{d}_i$  helyvektorral jellemezhető pontján helyezkedik el, ahol  $\vec{d}_i$  hosszát - fényútként - milliszekundumban adjuk meg. Az egyes detektorpárok *bázisvektorai* ekkor:  $\vec{D}_{ij} = \vec{d}_i - \vec{d}_j$ ; bázishosszai pedig:  $|\vec{D}_{ij}| = |\vec{d}_i - \vec{d}_j|$ . Az egyforma detektorokból álló detektorpárral a GH-jelek beérkezési idejének különbségét  $\sigma \sim \sigma_t$  bizonytalansággal tudjuk megállapítani.

Ezek alapján egy adott  $\vec{e}$  látóirányra a hálózatunk pozíció-meghatározási pontosságát a következő mértékkel jellemezhetjük:

$$M(\vec{e}) = \frac{1}{2N\sigma^2} \sum_{i,j} (\vec{e}\vec{D}_{ij})^2, \quad (5)$$

ahol  $\vec{e}\vec{D}_{ij}$  az  $\vec{e}$  és  $\vec{D}_{ij}$  vektorok skalárszorzatát jelenti. Ha nem egy konkrét  $\vec{e}$  látóirányra kívánjuk megadni egy detektorhálózat pozíció-meghatározási pontosságát, úgy érdemes az  $M(\vec{e})$  mértéket valamennyi látóirányra, a teljes éggömbre átlagolni:

$$M = \int_{4\pi} M(\vec{e})d\Omega \sim \frac{1}{N\sigma^2} \sum_{i,j} |\vec{D}_{ij}|^2. \quad (6)$$

Az itt bevezetett  $M$  mérték speciális esete annak, amit a (Fairhurst, 2011) cikk is  $M$  jelöléssel használ.

Tekintsük a LIGO H1, LIGO L1, és VIRGO detektorokból álló hálózatot! Vegyünk egy olyan GH-jelet, amire a  $\sigma \sim \tilde{n}$  arányosság mindhárom detektorra teljesül, és tegyük fel, hogy a három detektor zajszintje a jel frekvenciasávjában egyaránt  $\tilde{n}$ ! A második generációs fejlesztésekkel mindhárom detektor zajszintje mintegy tizedére csökken. Ezzel tehát a hálózat forráspozíció-meghatározási pontossága (szögterület-felbontást véve), ugyanazon jelekre véve, mintegy 100-szorosára fog növekedni.

2017-2020-tól a második generációs detektorok hálózatába a LIGO-India is bekapcsolódik, az AdvLIGO detektorokkal azonos konfigurációval és zajszinttel. A (6) egyenletet erre az  $N = 4$  tagból álló hálózatra alkalmazva, egy további kb. 2,3-szoros javulást érhetünk el a példabeli jelre vett átlagos pozíció-meghatározási pontosságban. Az észlelhető tranziens jelekre a LIGO-VIRGO hálózat átlagos forráslokalizációs bizonytalansága 10-100 négyzetfok nagyságrendű volt (The LVC, 2011; LVCSwift, 2011). E bizonytalanság az AdvLIGO-AdvVIRGO hálózatra kb. 0,1-1 négyzetfokra, míg az AdvLIGO-AdvVIRGO-LIGO-India hálózatra kb. 0,05-0,5 négyzetfokra csökken. Az előzményekből azonban kiderül, hogy a tényleges felbontás a látóiránytól, a jeltípustól, és a jel-zaj aránytól is erősen függ.

**Kérdés 5:** "Az értekezés első részében fontos szerepet játszanak a GRB-k. Együttműködnek GRB-vel foglalkozó magyar csillagászokkal (pl. Bagoly Zsolt, Balázs Lajos, Horváth István,

*Mészáros Attila, Mészáros Péter)?"*

**Válasz 5:** A felsorolt kutatók munkásságát figyelemmel kísérem, számos publikációjukat olvastam, előadásait hallgattam, az eredményeiket pedig a dolgozatomba is beépítettem. Mészáros Péter személyes beszélgetésekkel segítette a (Baret et al., 2011) publikációnk elkészülését, az ő nevét ezért a publikáció köszönetnyilvánításában is feltüntettük. Az elvégzett munkáim ennél szorosabb szakmai együttműködést ezidáig nem tettek szükségessé; a GRB-k fizikájával kapcsolatos csillagászati szakismeretek elsősorban az adatanalízis eredményeinek kiértékelésekor válnak majd különösen értékké. Ezzel együtt is, a munkám során mindig törekedtem a minél szélesebb körű hazai szakmai együttműködésre (ezt példázzák a Szegedi Egyetem kutatóival közös publikációim, valamint a KFKI-RMKI VIRGO csoportból Vasúth Mátyással közös témavezetésem), a jövőben pedig az együttműködést egyértelműen bővíteni szeretném.

**Kérdés 6:** *"Hogyan áll most az 1.2.6. alfejezetben leírt STAMP/GRB program? Milyen GRB-k észlelését várják? A GRB070201 jelű forrásnál kettősrendszert feltételezve, a STAMP más alsó határt tudna adni a forrás távolságára?"*

**Válasz 6:**

A STAMP programcsomag ellenőrzési folyamatának első szakasza lezárult, az ellenőrző bizottság javaslatai a kódba bedolgozásra kerültek. Az ennek nyomán megalkotott programcsomagot *STAMP 2.0* munkanévvel láttuk el. Az ellenőrzés elsősorban az idő-frekvencia térképeket előállító (általános) programrészre fókuszált. A képfeldolgozó eljárások részletes ellenőrzése a STAMP célzott alkalmazásait megvalósító jelkereső projektek részeként történik meg. Ezek egyike a gamma-felvillanásokból származó GH-jeleket célzó projekt.

A legoptimistább GRB modellek alapján is az S6 végéig történt adatgyűjtésekkel legfeljebb  $\mathcal{O}(10\text{Mpc})$ -en belülről várhatnánk a STAMP-pel észlelhető GH-jeleket. Az S6 időszaka alatt 182 olyan GRB esemény történt, amelyek észlelésével egyidőben legalább 2 GH-detektor adatgyűjtési módban volt. Ezekre a célzott STAMP keresés elvégezhető. A 182 GRB közül mindössze 20 olyan van, amire bármilyen távolság-információ az elektromágneses (EM) megfigyelésekből rendelkezésre áll. Még ha valószínűtlen is, hogy a GRB-k valamelyike néhány száz 10 Mpc-en belül történt, a STAMP a modellek alapján alsó korlátokat tud szabni a GRB források távolságaira, és a lehetséges forrásgalaxisok körét szűkítheti. Az Advanced LIGO időszaka alatt a STAMP-pel belátható távolsághatár az optimista GRB modellek alapján  $\mathcal{O}(100\text{Mpc})$ -re nő. A modellek tesztelése ebben az időszakban meggyőzőbb eredményekhez vezet majd. Az S6 keresés kivitelezése utat nyit a jövőbeli adatok gyors feldolgozása felé, és a paraméterteret eddig nem lefedett részét térképezi fel.

A GRB források míg EM jelüket a modellek alapján kollimált nyalábban bocsátják ki, a GH-sugárzásuk közel izotrópikus. A STAMP a GH-jelek keresésével potenciálisan olyan GRB forrásokat is észlelhet, amelyek EM jelét nem látjuk. A GRB-k célzott keresése előkészület

kíván lenni ilyen, a teljes eget lefedő, nagyobb számításigényű keresésekhez is.

A GRB070201 forrásra rövid ( $\mathcal{O}(\lesssim 1\text{sec})$ ) GH-tranziensek, valamint egy spintelen tagú, cirkuláris pályájú kettősrendszer jelének keresése megtörtént (The LSC, 2008b). Ilyen jelekre a STAMP nem képes jobb távolsághatárokat szabni a megadottaknál. Ha a kettősrendszer tagjai spinnel rendelkeznek, a jel észlelhető része hosszabbá válik, de nem annyira, hogy a STAMP által megcélzott hosszú GH-tranziensek időablakába kerüljön. A legújabb eredmények szerint egy nagy excentricitású ( $e > 0,9$ ) neutroncsillag-fekete lyuk kettősrendszer  $\mathcal{O}(100\text{sec})$  hosszú GH-jelet produkál, ami Advanced LIGO-val akár 200-300 Mpc távolságról is észlelhető (Kocsis&Levin, 2011). Lehetséges, hogy a GRB070201 egy ilyen kettősrendszerbeli összeütközésnek az eredménye. A STAMP valóban elsőként tesztelhetné ezt a modellt, és a forrás jelét a LIGO S5 érzékenységét véve akár 20-30 Mpc-es forrástávolságon belül is megtalálhatná. Ehhez azonban szükség lenne arra, hogy a nagy excentricitású kettősrendszerekre célzott keresési módszert találjunk (a STAMP esetében ez egy új képfeldolgozó módszer kidolgozását jelentené). Az ELTE-n működő *Eötvös Gravity Research Group* (EGRG web, 2011) csoport tagjai közül Gondán Lászlóval jelenleg aktívan dolgozunk ezen.

**Kérdés 7:** *"A 2.2 fejezetben szerepel, hogy nagyon sok környezeti tényezőt kell figyelni (pl. repülőgépek, futó nyulak), amelyek befolyásolhatják a gravitációs gradiens zajt. Meg lehet figyelni minden környezeti tényezőt?"*

**Válasz 7:**

A gravitációs gradiens zaj (*Gravity Gradient Noise* vagy *GGN*) közvetlen monitorozására jelenleg nem létezik környezeti szenzor. A repülőgépek vagy gépjárművek elhaladását szeizmikus és akusztikus érzékelőkkel monitorozzuk, és azok jeléből következtethetünk az általuk keltett GGN hatás nagyságára. Az olyan GGN források, amelyek a talajban érzékelhető szeizmikus hatást, valamint mikrofonokkal észlelhető hanghatást nem keltenek (ilyenek lehetnek a mozgó állatok, vagy a szél által görgetett ördögsekerek), a környezeti monitorozó rendszer számára észrevétlenek maradnak. Ezek azonban tipikusan átmeneti jelenségek, amik a GH-észlelést csak rövid ideig zavarhatják. Ezzel együtt is fontos törekvés, hogy az ilyen hatásokra visszavezethető tranziens jeleket, amelyek egy GH-detektor kimenetében megjelennek, azonosítani tudjuk.

A környezeti GGN tényezők legtöbbje az alacsony ( $\lesssim 50\text{Hz}$ ) frekvenciákon okoz zajhatást. A megnövelt érzékenység, és alacsonyabb szeizmikus háttér miatt a GGN fontossága a második, és még inkább a harmadik generációs GH-detektorok esetében nő meg. Más azonban a helyzet, ha a környezeti GGN hatások a detektorokra jellemző átviteli függvény miatt magasabb frekvenciákon is megjelennek. Ezt eldönteni kizárólag kísérleti úton lehet, az átviteli függvény feltérképezésével. A dolgozatom második részében ennek kivitelezésére tesztek módszertani javaslatot.

Az EGRG csoportban Szeifert Gáborral, Gelencsér Gáborral, és Frei Zsolttal jelenleg is dolgozunk azon, hogy a csoportunk által kifejlesztett mikrofonokat az Advanced LIGO



környezeti monitorozó rendszerébe beépítsük. Ezek a szenzorok a 100 Hz alatti tartományokon az állandó és átmeneti akusztikus zaj háttérrel is figyelemmel követik. A mikrofonok egy prototípus-hálózata kiépítésre került a harmadik generációs GH-detektorok tesztlaboratóriumának számítógépes Homestake bányában, az Egyesült Államok Dél-Dakota államában. A hamarosan beadásra kerülő cikkünkben (Szeifert et al., 2011) a GH-detektorok körüli nyomáshullámok GGN hatásával is foglalkozunk. A szenzorainkkal olyan GGN források is monitorozhatóvá válnak, amelyekre korábban nem létezett megfigyelési technika a GH-detektorok körül.

**Kérdés 8/a:** *"A 2.3 fejezetben leírt módszerükkel elérhető a jó jel-per-zaj arányú detektáláshoz szükséges 2%-s mérési pontosság. Reálisan milyen eredményeket vártak a kisebb pontosságú LIGO-tól?"*

**Válasz 8/a:**

Az adatgyűjtésük alatt a GH-detektorok egy hálózata kétféle tudományos célt valósíthat meg. Az első: egy vagy több GH-jel észlelése, és az észlelt jelek alapján a források paramétereinek rekonstruálása. A második: jelek észlelésének hiányában a paraméterter egy részének kizárása.

Mindkét cél megvalósítását szisztematikus és statisztikus bizonytalanságok korlátozzák. A szisztematikus bizonytalanságok közül ma a legjelentősebb a detektor-kalibráció közel 10%-os bizonytalansága. A dolgozatomban szereplő 2%-os elvárás arra az esetre vonatkozik, amikor sikeresen észlelünk GH-jeleket, és azok alapján a forrásparaméterek rekonstrukcióját akarjuk elvégezni. Ilyenkor ahhoz, hogy a paraméter-rekonstrukcióban a statisztikus, és ne a szisztematikus bizonytalanságok domináljanak, a nevezett 2% alatti kalibrációs pontosság megvalósítása szükséges.

E pontosság elérése kevésbé fontos abban az esetben, amikor GH-jeleket nem észlelünk, és a forrásparaméterekre csak korlátokat szabunk. A korlátok meghatározásában többnyire továbbra is a kalibráció pontatlansága lesz a meghatározó tényező, a korlátok becslésében azonban egy 10%-os hiba (lásd pl. Abadie et al 2010; Abadie&LVC 2010) jobban tolerálható.

A kalibráció pontossága szintén korlátozza egy forrás égi pozíciójának a meghatározását a detektorhálózattal (Fairhurst, 2011). Ez fontos szempont, tekintve, hogy a lokalizált égterületre hagyományos távcsöveket kívánunk irányítani (lásd pl. The LVC 2012; LVC 2012), ami potenciálisan új felfedezésekhez vezethet. Mivel azonban a LIGO-VIRGO hálózat forráslokalizációs pontossága jelenleg nagyságrendekkel meghaladja a távcsövek által egy célzással belátható látómező nagyságát, a kalibráció bizonytalansága eddig szintén nem jelentett különösebb hátrányt.

A második generációs detektorok időszakában, amikor mind GH-jelek észlelése várható, mind a detektorhálózat asztrometriai pontossága megnő, a detektorkalibráció pontatlansága már lényeges, csökkentendő tényező.

**Kérdés 8/b:** "A javasolt módszer mellett milyen más módszereken dolgoznak a konzorciumban? Mekkora a verseny? Versenyképes ez a megoldás? A 85-86. oldalon leírt fotonkalibrátor mellett szükség lesz más módszerekre is?"

**Válasz 8/b:**

A LIGO detektorok kalibrálására a legutóbbi időkben három módszert használnak. Az első, a *szabadon lengő Michelson (free swinging Michelson)* technika a leggyakrabban használt, amihez a detektor tükreinek kontroll-tekerceit használják. Ezt a módszert a dolgozatom 2.1 alfejezetében ismertettem. A második a *fotonkalibrátor*, amivel az interferométer tükreit egy modulált külső lézernyalábbal bírják irányított mozgásra. A dolgozatom 2.1 alfejezetében ezt a módszert is bemutattam. Végül egy harmadik, újkeletű technikában az interferométer saját lézerét frekvencia-modulálják, és a tükröket a kontroll-tekercekkel együtt mozgatják (*frekvencia-moduláció* vagy *frequency modulation* technika, lásd Goetz et al 2010).

A szabadon lengő Michelson technika amplitúdó-kalibrálási bizonytalansága közel 10%-os. A technika pontosságát 1% alá vinni reménytelennek látszó vállalkozás. A fotonkalibrátor néhány százalék pontosságú, azonban a tesztmérések eredményei alapján a fotonkalibrátor és a hagyományos (szabadon lengő Michelson) kalibrálás eredményei között következetesen mintegy 10%-os különbség adódik (Berliner et al, 2011; Bartos et al, 2011). A probléma már 2006 óta ismeretes (Kalmus, 2006), a különbség okát azonban még mindig nem sikerült megfejtetni. A frekvencia-moduláció technikájának pontossága a szabadon lengő Michelson és a fotonkalibrátor pontossága között van. Arról nincs egyértelmű tudomásom, hogy a módszer a fotonkalibrátor és a szabadon lengő Michelson technika eredményei közül melyiket erősíti meg. A LIGO leállításával jelenleg a kalibrálási tesztek szünetelnek.

A fotonkalibrátor és a frekvencia-moduláció technikájának további hátránya, hogy ezek csak a detektor adatgyűjtési időszakain kívül használhatók. A témában legutóbb megjelent összefoglaló cikk konklúziójában (Goetz et al, 2010) a szerzők a mi DFG-módszerünk megvalósítását javasolják, és a (Matone et al., 2007) publikációkra hivatkoznak. Az előzetes eredményeink alapján egy DFG-vel elérhető a szükséges 1%-os kalibrációs pontosság, és - ahogy arra a Goetz et al 2010 szerzői is rámutatnak - további előnye, hogy alkalmazásakor a GH-detektorban nem szükséges felfüggeszteni az adatgyűjtést. Mivel a (Goetz et al, 2010) szerzői eddig a fotonkalibrátor kidolgozását és tesztelését végezték, a konklúziójuk is jól mutatja, hogy a területen inkább az együttműködés, mintsem a versengés a jellemző.

**Kérdés 8/c:** "Mennyire reális a 2.3 fejezetben javasolt DFG eszköz megépülése? Mennyibe kerülne? Mennyivel kerülne többbe, ha figyelembe vennék az extra ötleteket (légmotor, stb.)? Mennyi munkát jelentene a megépítése (időben, FTE-ben)? Magyar vagy amerikai csoport építené meg?"

**Válasz 8/c:**

Egy DFG-pár működésének eléréséig a projekt becsléseink szerint legalább 3 FTE ráfordítást igényelne, 3 munkaévig. A projekt tervezett költségei meghaladnák az egymillió dollárt, ami a kb. 100-200 ezer dolláros teljes eszköz költség mellett a munkabér-ráfordítást is biztosítaná.

A projekt kezdeményezésének ötlete elsősorban magyar kutatókhoz (köztük személyemhez) köthető. A DFG-vel kapcsolatos vizsgálataink nyomán a kollaboráció egy másik csoportja rámutatott, hogy DFG-k alkalmazásával a Shapiro-féle relativisztikus időkésés már a második generációs GH-detektorok érzékenysége mellett kimérhető lenne a méteres méretskálán (Ballmer et al., 2010). A Columbia University csillagászati tanszékének kutatói a cikkünk nyomán további két fizikai alapjelenségre mutattak rá, amelyek a modern interferométerek mellett DFG-ekkel vizsgálhatók. Az utóbbi ötletre alapozott két publikáció jelenleg kidolgozás alatt áll, és bár e munkákat figyelemmel kísérem, aktívan csak személyes konzultációkon keresztül veszek bennük részt. A GH-detektorok pontosabb kalibrációja, mint gyakorlati előny mellett tehát nőni látszik azon alkalmazások köre, amelyek az eszköz megépülését a tudományos alap kutatás oldaláról is motiválják. Ezzel párhuzamosan nő azok köre, az LVC-n belül és kívül egyaránt, akik egy DFG-pár megépítése iránt érdeklődnek, és azt szorgalmazzák. Mindez - biztatóan - a jövőbeli megvalósítás mellett szól.

Elvi és gyakorlati érvek egyaránt szólnak amellett, hogy a DFG-eket, mint alap kutatásban használt eszközöket érdemesebb lenne a GH-detektoroktól függetlenül, egy a kísérletekre optimalizált, önálló interferométerrel használni. Egy ilyen interferométer a kilométeres GH-detektoroknál sokkal kevesebb technikai igényvel megépíthető lenne, nagyságrendekkel kisebb költségvetéssel és méretskálán. Az interferométer megépítésére, és a kísérletek kivitelezésére ideális helyszínt találtunk az Egyesült Államokban, amit a projekt számára (minimális költségráfordítással vagy költségmentesen) a rendelkezésünkre tudnának bocsátani.

A projekt kivitelezésben a magyar kutatói részvétel adott, megfelelő érdeklődés esetén tovább bővíthető. Ugyanakkor nehezen elképzelhetőnek tartom, hogy a projekt amerikai pénzügyi és szakmai támogatás nélkül kivitelezhető. Mindkét fajta támogatás megszerzésére reális esélyt látunk, de a bizonyosságért még egyértelműen dolgozni kell.

**Kérdés 9:** *"A nem-newtoni potenciál méréséhez több hónapos mérésekre lenne szükség (ld. 2.6.2 alfejezet). Kivitelezhető a mérés a LIGO-nál? Nem jelentene többlet idővesztést a LIGO működésében?"*

**Válasz 9:**

A GH-detektorok más feladatra optimalizált, összetett rendszerek, ahol számos kivitelezésbeli bonyodalommal számolnunk kell. Az egyik ilyen a többlépcsős tükör-felfüggesztési rendszer átviteli függvénye, amit a kísérletet megelőzően épp egy DFG-vel javasolnánk feltérképezni. Bár az eddigi eredményeink alapján a kísérlet GH-detektorokkal is kivitelezhető, részletesebb vizsgálatok és előzetes gyakorlati tesztek nélkül ezt nem állíthatjuk biztosan. Az átviteli függvény problémáját, és minden más eddig felmerült bonyodalmat egy, a mérésre

optimalizált interferométerrel ki tudnánk küszöbölni.

A DFG-vel történő mérések csak néhány nagyon szűk frekvenciasávot érintenének a teljes LIGO spektrumban, amelyeket igény szerinti helyre állíthatunk be. Az adatfeldolgozás - elvben - a többi frekvenciákon zavartalanul folyhat. Ilyen megtűrt spektrális csúcsok jelenlétére ma is van példa: a spektrum három kijelölt frekvenciáján folyamatosan egy irányított külső gerjesztést tartanak fenn, amivel a detektor  $h(f)$  kimenetét valós időben kalibrálják (Riles, 2007); további kijelölt frekvenciákon pedig algoritmus tesztelési céllal tartanak fenn mesterségesen generált pulzárjeleket (CWGroup, 2011). A DFG-k működése tehát, hasonlóan a gerjesztésekhez, csak ésszerűen kis mértékű hátrányt jelentene a gravitációs hullámok észlelésében.

A forgó DFG-k működése inkább potenciális veszélyforrást jelent a GH-detektorokra nézve, semmint hátrányt. Ha a DFG-k nincsenek megfelelően kiegyensúlyozva, vagy a működési biztonságuk nem garantált, azok komoly kárt is tehetnek a LIGO berendezéseiben és vákuumrendszerében. A kísérletünk kivitelezéséhez tehát megfelelő kísérleti garanciákat kell felmutatnunk arról, hogy a DFG-k a LIGO projekt sikerét nem veszélyeztetik. Még ilyen garanciák mellett is valószínűtlen, hogy az első GH-jel detektálásáig a DFG-nek akár csak egy prototípusát is a berendezés közelébe vihessük. Az első detektálás 2015 után, az AdvLIGO beindítása után már várható, ami addig is, időt ad nekünk a felkészülésre.

**Kérdés 10:** *"A 6. ábrán nem világos számomra, hogy a sugárnyomás-sörétzaj görbe hogyan adódott. Kérem magyarázza el."*

**Válasz 10:**

A sörétzaj és a sugárnyomás-zaj fizikai jelenségei matematikailag megfeleltethetők egy-egy olyan hatásos  $h(f)$  amplitúdósűrűség-spektrumnak (*Strain Spectral Density*, a továbbiakban *SSD*), amelyek az  $L$  hosszúságú Fabry-Perot karokkal rendelkező interferométer kimeneti jelére folyamatosan hatással vannak. A sörétzaj esetén ez a hatásos SSD a következőképpen írható (lásd a Saulson 1994 szakkönyv 5.1 alfejezetét):

$$h_{\text{sörét}}(f) = \frac{1}{\mathcal{N}L} \sqrt{\frac{\hbar c \lambda}{2\pi P_{be}}}, \quad (7)$$

ahol  $\mathcal{N}$  a Fabry-Perot karokban a fotonok által megtett oda- és visszautak átlagos száma,  $\lambda$  és  $P_{be}$  rendre az interferométerben alkalmazott lézerefény hullámhossza és bemenő teljesítménye,  $\hbar$  a redukált Planck-állandó,  $c$  pedig a fény vákuumbeli sebessége.

A sugárnyomás-zajra vonatkozó hatásos SSD, azonos jelölések mellett, így írható (lásd a Saulson 1994 szakkönyv 5.2 alfejezetét):

$$h_{\text{sugár}}(f) = \frac{\mathcal{N}}{m f^2 L} \sqrt{\frac{\hbar P_{be}}{2\pi^3 c \lambda}}. \quad (8)$$

A két sztochasztikus hatást, mint a bemenő lézerefény fotonszám-ingadozásához köthető

hatásokat, hagyományosan összegezve szokták megjeleníteni, *optikai kiolvasási zaj* (*Optical Readout Noise*, a továbbiakban *ORN*) néven:

$$h_{\text{ORN}} = \sqrt{h_{\text{sörét}}^2 + h_{\text{sugár}}^2}. \quad (9)$$

A (7) és (8) egyenletekből látszik, hogy a sörétzaj frekvenciafüggetlen hatás, míg a sugárnyomás-zaj a frekvencia négyzetével fordítottan arányos. Ezek alapján alacsony frekvenciákon  $h_{\text{ORN}} \sim f^{-2}$ , míg magas frekvenciákon a  $h_{\text{ORN}} \sim f^0$  arányosság fog teljesülni.

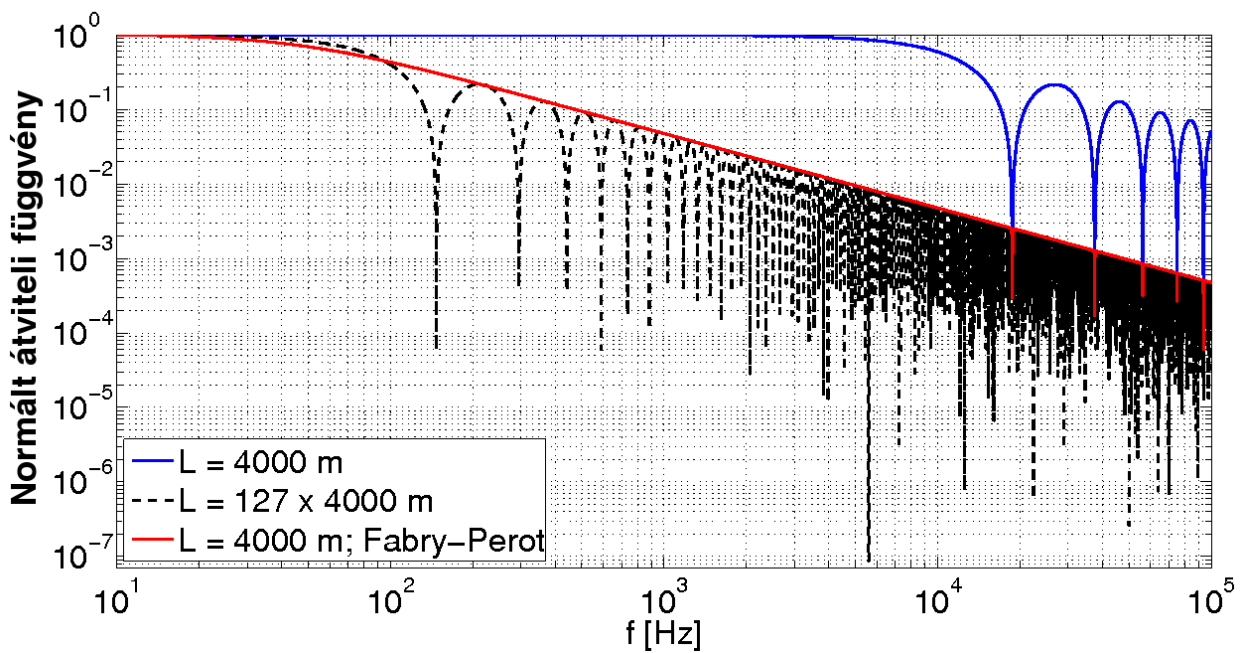
A dolgozatom 6. ábrája az optikai kiolvasási zajt úgy ábrázolja, ahogy az a Fabry-Perot karokkal rendelkező LIGO interferométer kimeneti adatsorában megjelenik. Az ok, amiért a dolgozatom 6. ábráján látszólag a  $h_{\text{ORN}} \sim f^{-2}$  (ha  $f \lesssim 100$  Hz) és  $h_{\text{ORN}} \sim f$  (ha  $f \gtrsim 100$  Hz) arányosságok teljesülnek, a Fabry-Perot interferométer  $h - \Delta\Phi$  (a zajhatáshoz rendelhető *strain*, kontra, az interferométer kimenetében megjelenő lézerfényfázis-változás) átviteli függvényében keresendő.

A  $h - \Delta\Phi$  átviteli függvénnyel a dolgozatom 0.3-as alfejezésében részletesen foglalkoztam egy olyan példabeli Michelson-interferométer esetén, amely Fabry-Perot karokkal nem rendelkezik, és amelyben ezért a fotonok csak egyszer teszik meg az  $L$  hosszúságú karban az oda-vissza utat. Ráműtöttem, hogy a  $h - \Delta\Phi$  átviteli függvénynek egy határfrekvencián és annak felharmonikusainál zérushelyei lesznek, amely frekvencián tehát egy ilyen interferométer a bejövő gravitációs hullámokra is érzéketlen lesz. Szintén megmutattam, hogy míg ez a határfrekvencia egy LIGO méretskálájú Michelson-interferométernél kívül fog esni a megcélzott frekvenciatartományon, az egyébként Fabry-Perot karokkal nem rendelkező, jövőbeli LISA detektornál már e kioltásokkal számolni kell.

A Fabry-Perot karok egyik előnye, hogy az interferométer karjaiban megnöveli azon fotonok számát, amelyek átlagolásával a műszer kimenetében a fáziseltolódás megmérhető. Ha a karokban a fotonok oda- és visszaverődéseinek átlagos száma  $\mathcal{N}$ , ez a hatás részben úgy jelenik meg, mintha egy bemenő gravitációs hullám  $h$  torzulását egy  $\mathcal{N}L$  hatásos karhosszúságú interferométerrel próbálnánk észlelni, vagyis a  $h$  által okozott kimeneti fázisváltozás *elvbén* az  $\mathcal{N}$ -szeresére nő. A Fabry-Perot karok által okozott változás egy interferométer átviteli függvényében azonban ennél a szabálynál bonyolultabb.

A LIGO Fabry-Perot karjaiban a fotonok átlagosan  $\mathcal{N} \simeq 127$ -szer teszik meg az  $L = 4$  km hosszú utat (ez a szám a LIGO tükreinek reflektivitásából vagy *finesse* értékéből kiszámolható; lásd Abbott et al. 2009b). A 2. ábra egy  $L = 4$  km karhosszúságú Michelson-interferométer, egy  $L = 127 \times 4$  km karhosszúságú Michelson-interferométer, valamint egy  $L = 4$  km karhosszúságú,  $\mathcal{N} = 127$  paraméterű Fabry-Perot interferométer átviteli függvényét hasonlítja össze (az utóbbi lényegében megfelel a LIGO interferométereknek). Az átviteli függvényeket alacsony frekvencián egységnyi értékűre normáltam. A Fabry-Perot interferométer átviteli függvényét a (Schilling, 1997) publikációban leírtak alapján adom meg.

Az  $L = 4$  km karhosszúságú Michelson-interferométer átviteli függvénye  $\sim 10^4$  Hz frekvenciáig egyhez közeli értékű. Az interferométer átviteli függvényének kioltási csúcsai az



2. ábra. Egy  $L = 4$  km karhosszúságú Michelson-interferométer (kék görbe), egy  $L = 127 \times 4$  km karhosszúságú Michelson-interferométer (fekete, szaggatott görbe), valamint egy  $L = 4$  km karhosszúságú,  $\mathcal{N} = 127$  paraméterű Fabry-Perot interferométer (piros görbe) átviteli függvénye (az utóbbi lényegében megfelel a LIGO interferométereinek). Az átviteli függvényeket alacsony frekvencián egységnyi értékűre normáltam. A görbéken megjelenő éles, levágó csúcsok valójában zérus értékig mennek le, ez azonban az ábra véges felbontása, valamint a logaritmikus skála miatt nem látható.

$f^* = c/(4L)$  határfrekvencia többszörösein jelennek meg (lásd a dolgozatom 0.3 alfejezetének (41) egyenletét), amely  $L = 4$  km esetén  $f^* \simeq 19$  kHz. 127-szer hosszabb  $L$  kar esetén a Michelson-interferométer határfrekvenciája  $f^* \simeq 148$  Hz, a kioltások tehát ennek többszörösein jelennek meg az átviteli függvényben.

Míg a Michelson-interferométerekben a fotonok egyszer szenvednek el visszaverődést, addig a Fabry-Perot tükrök között a fotonok többszöri visszaverődésen is keresztülmehetnek. A Fabry-Perot fotonokra a visszaverődések számát egy exponenciális valószínűség-eloszlással tudjuk jellemezni, amely eloszlás átlaga LIGO esetén  $\mathcal{N} \simeq 127$ . A kioltási határfrekvencia az egyes fotonokra az általuk a karokból való távozásukig elszenvedett visszaverődések számától függ. Jóllehet  $\mathcal{N} \simeq 127$  átlagos visszaverődés esetén az interferométer átviteli függvénye nagyban hasonlítani fog az  $L = 127 \times 4$  km karhosszúságú Michelson-interferométer átviteli függvényéhez,  $f^* = c/(4 \times 4 \text{ km})$  frekvenciáig a kioltási csúcsok "kiszimulnak" az átviteli függvényen. Ennek oka az, hogy bár az interferométer karjából kijövő fotonok között lesznek olyanok, amelyek  $t = 2 \times (127 \times 4 \text{ km})/c$  időt töltenek az interferométer karjában (hasonlóan az  $L = 127 \times 4$  km karhosszúságú Michelson-interferométer fotonjaihoz), azonban a kijövő fotoneloszlásban mindig lesznek olyan fotonok, amik ennél kevesebb időt töltöttek az interferométer karjában. Végeredményben tehát a kijövő fotoneloszlásnak mindig csak egy töredékét fogja kioltásként érinteni az interferométer átviteli függvényének egy-egy adott frekvenciára jellemző zérus értéke. Az  $L = 4$  km karhosszúságú Fabry-Perot interferométer átviteli függvényének valódi zérushelyei szintén a  $f^* = c/(4L)$  többszöröseinél jelennek meg, ami az egyszeri visszaverődést elszenvedett fotonok határfrekvenciájának többszöröseire tartozik. Az egyszeri visszaverődést elszenvedett fotonok kioltása a többször visszaverődött fotonokra is vonatkozni fog.

A Fabry-Perot interferométer átviteli függvénye végeredményben konstanssal közelíthető kb. az  $f^* = c/(4\mathcal{N}L)$  frekvenciáig, majd az ennél nagyobb frekvenciákon a csökkenése  $\sim f^{-1}$  szerint skálázódik. Az átviteli függvénynek ezt a tulajdonságát egy  $\sim f$  szorzófaktor-ként már az egyes  $h(f)$  zajhatásokban is figyelembe lehet venni. Mivel az átviteli függvény az interferométerben alkalmazott lézerefény viselkedéséhez köthető, az átviteli függvényt hagyományosan az optikai kiolvasási zaj matematikai levezetésénél szokták figyelembe venni. Végeredményben azonban az átviteli függvényt az interferométerre ható valamennyi zajhatás eredőjére szükséges alkalmazni.

A dolgozatom 6. ábrájának optikai kiolvasási zaj görbájén a  $f^* \simeq 148$  Hz frekvencia alatt a sugárnyomás-zaj dominál, amit az átviteli függvény miatt egy konstans taggal szükséges csak szorozni. E frekvencia felett már az amúgy frekvenciafüggetlen sörétzaj dominál, amit az  $\sim f$  szerint skálázódó átviteli függvénnyel szorozva kapjuk az ábra zajgörbáját. Az ábra tehát a sugárnyomás-sörétzaj közös görbét olyan módon mutatja meg, ahogyan az a Fabry-Perot interferométer kimenetében megjelenik.

**Kérdés 11:** "A 7. ábrán az S1 adatgyűjtési időszakra megadott 2002-s dátum látszólag

*ellentmond a 31. oldalon szereplő 2004-s kezdési időpontnak. Kérem magyarázza el."*

**Válasz 11:** Az S1 adatgyűjtési időszak 2002. augusztus 23-tól 2002. szeptember 9-éig zajlott (LIGO Timeline Web, 2012; LIGO Sensitivity Web, 2010). A dolgozatomban 31. oldalán elírás folyományaként szerepelt a 2004-es dátum. Az elírást kijavítottam 2002-re.

**Kérdés 12:** *"Fel van-e oldva valahol az "IFO+PA" rövidítés? (ld. 113. oldal, ill. 2.24 ábra)"*

**Válasz 12:**

Az "IFO+PA" azt a határgörbét jelöli a  $\lambda - |\alpha|$  paramétertérben, amit akkor kapunk, ha a szimulációinkban figyelembe vesszük a DFG-pár paramétereinek 2.6.3 alfejezetben megadott bizonytalanságait. Mivel ez a határgörbe minden olyan vizsgált interferométerre vonatkozik, amelyek határgörbéje a paraméter-bizonytalanságok nélküli esetben az "IFO+PA" határgörbe alatt van (lásd a 113. oldal utolsó bekezdésében leírtakat), a görbe jelölésében ezért használtam egy általános interferométerre utalást. A szakirodalomban bevett szokás az "interferométer" kifejezést "IFO"-nak rövidíteni. A jelölésben a "PA" a paraméter-bizonytalanságokra utal.

A görbe jelölésének megválasztásában a (Raffai et al., 2011) publikáció leközlésekor elsősorban a mögöttes fizika beazonosíthatósága motivált; a görbére "beszédesebb" rövid jelölést a kollégáimmal együtt sem találtunk. A dolgozatomban megírásakor már a lepublikálásra került cikk jelöléseit vettem át. A jelölés megválasztása talán valóban nem szerencsés, azonban az, hogy a jelölés milyen fizikát takar, a dolgozatban több helyen is kifejtésre kerül: a 113. oldal közepén (ahol a 2.24-es ábrára utalás is történik), a 2.6.3-as alfejezet bevezetőjében, valamint a 2.24 ábra képaláírásában.

**Kérdés 13:** *"Kérem foglalja össze röviden mivel foglalkozik jelenleg."*

**Válasz 13:**

2011. óta kutatásaimat a New York-i Columbia Egyetemen végzem, az ottani LSC tagcsoportban (GECo, GECoWeb 2011). Az új munkahely elvárásaira tekintettel a STAMP GRB-keresési projektre fordított FTE elkötelezettségemet lecsökkentettem, noha a részvételem ebben a STAMP részprojektben nem szűnt meg. A GRB-keresés megvalósításán a STAMP csoport más tagjai is dolgoznak (köztük az EGRG csoportból Bántó Balázs), a projekt végigvitele biztosított. A projekt eredményeként megszülető cikk a teljes kollaborációs szerzőlistával jelenik majd meg.

Az érdeklődésem fókuszában továbbra is a hosszú GH-tranziensek keresése maradt. Mivel az elméleti modellek előrejelzései alapján az excentrikus kettősök észlelése nagyobb eséllyel kecsegtet, több munkaidőt szentelek e forrástípus vizsgálatára, és az erre optimalizált keresőprogram kidolgozására. A munkámat továbbra is a STAMP munkacsoport tagjaként, az EGRG csoportból Gondán Lászlóval, valamint a Harvard Egyetemen dolgozó Kocsis



Bencével végzem.

A Columbia Egyetemen megérkezésem óta két egyetemi hallgató, David Murphy és Maggie Tse témavezetését átvettem. Velük egy, a STAMP-hez nagyon hasonló keresési technikát valósítottunk meg, amivel galaktikus lágy gamma ismétlők (*soft gamma repeaters* vagy *SGR*) kitöréseit követő hosszú GH-tranziensek keresését végezzük. A lágy gamma-ismétlők fénygörbéjében nemrég kvázi-periodikus oszcillációkat (*quasi-periodic oscillation* vagy *QPO*; Watts&Strohmayer 2006; Israel et al 2005) fedeztek fel, ami arra enged következtetni, hogy az SGR-kitörések forrásait jelentő magnetárok a kitörést követően akár több száz másodpercen keresztül is oszcillálnak, a legújabb eredmények szerint a LIGO számára potenciális jelforrást jelentve (Zink et al, 2012). A keresési technikánk újdonságát az adja, hogy a keresést nem egy jelre, hanem GH-jelek egy sorozatára kívánjuk elvégezni. A technika így átvezetést jelent az eddig kidolgozatlan, jelsorozat-keresését igénylő technikák felé, amire pl. az excentrikus kettősök keresésében is elengedhetetlenül szükség lesz. A két hallgatóval közösen végzett munkánkból írt cikk már beadáshoz közeli állapotban van (Murphy et al, 2012).

Egy önállóan kezdeményezett munkámban a harmadik generációs GH-detektorok egy optimálisan elhelyezett hálózatát próbálom megtalálni a detektorhálózat égi lefedése, polarizáció-rekonstrukciós képessége, forráslokalizációs képessége, és forrásparaméter-rekonstrukciós képessége alapján. Az optimalizációhoz Monte Carlo szimulációkat végzek a detektorok geometriájának, érzékenységének, és a megvalósítható detektorhelyszínek figyelembe vételével. A projekt részeként, annak szoftveres eszközeivel a LIGO-India helyszínének megválasztására is javaslatot teszek (az Indián belül ugyanis még nincs kiválasztva; Whitcomb 2012). A projekt kivitelezésében az EGRG csoportból Gondán László és Kelecsényi Nándor segítik a munkámat.

Műszerépítési feladatként részt veszek az Advanced LIGO teljes időzítő rendszerének a kiépítésében (Bartos et al, 2010), amelyet a GECo csoport végez a projekt tervezett, 2012. június végi befejezéséig. A feladatot elsősorban szervíz munkaként teljesítem a csoport Kol-laboráció felé tett vállalásaként. A projekt részeként egy munkahetet a LIGO hanfordi obszervatóriumában is eltöltöttem, a védésemet követően pedig a louisianai detektorállomásra készülök. Bár az időzítőrendszer teszteléséről tervezünk megjelentetni még egy cikket, a kötelező vállaláson túl azért is hasznosnak ítélem a részvételemet, mert a DFG-s kísérletben ugyanezt az időzítő rendszert kívánjuk használni, a rendszer pontos működése pedig a LIGO és a DFG-kísérletek számára egyaránt kritikus.

Végül az EGRG csoportból Frei Zsolttal, Szeifert Gáborral, és Gelencsér Gáborral az utolsó simításokat végezzük azon a cikkünkön, amelyben az infrahangok zavaró hatásait vizsgálatuk meg a GH-detektorokra (Szeifert et al., 2011). A cikk része annak az EGRG munkaprojektnek, amelyben a csoport által megépített mikrofonok egy hálózatát az Advanced LIGO környezeti monitorozó rendszerébe beépítjük.

A továbbiakban tisztelettel kérem a fenti válaszaim elfogadását.

Raffai Péter,  
doktorjelölt

*Budapest, 2012. április 23.*

# Irodalomjegyzék

- National Science Foundation 2008, "LIGO Fact Sheet",  
[http://www.nsf.gov/news/news\\_summ.jsp?cntn\\_id=103042](http://www.nsf.gov/news/news_summ.jsp?cntn_id=103042)
- The LSC 2007, "LIGO's Fifth Science Run Draws to a Close",  
[http://www.ligo.caltech.edu/~l1\\_news/s5\\_news/s5article.htm](http://www.ligo.caltech.edu/~l1_news/s5_news/s5article.htm)
- LSC-PP: The LSC 2012, "LSC Publications", <https://www.lsc-group.phys.uwm.edu/ppcomm/Papers.html>
- Willke, B. et al 2006, *Class. Quantum Grav.*, 23, S207
- SN 2008bk Home: <http://www.astrosurf.com/snweb2/2008/08bk/08bkHome.htm>
- Kalmus, P. 2011, "Update on Optical SN search", telekonferencia előadás, LVC Burst Meeting, 2011.02.02.
- Gillessen, S., Eisenhauer, F., Trippe, S., Alexander, T., Genzel, R., Martins, F., & Ott, T. 2009, *ApJ*, 692, 2, 1075
- Misner, C. W., Thorne, K. S., & Wheeler, J. A. 1970, "Gravitation", W. H. Freeman and Company, San Francisco
- Amaro-Seoane, P., Gair, J. R., Freitag, M., Miller, M. C., Mandel, I., Cutler, C. J., & Babak, S. 2007, *Class. Quantum Grav.*, 24, R113
- Freitag, M. 2003, *ApJ*, 583, L21
- Hopman, C., Freitag, M., & Larson, S. L. 2007, *MNRAS*, 378, 129
- Rubbo, L. J., Holley-Bockelmann, K., & Finn, L. S. 2006, *AIP Conf. Proc.*, 873, 284
- Fairhurst, S. 2011, *Class. Quantum Grav.*, 28, 105021
- The LIGO Scientific Collaboration & The VIRGO Collaboration 2011, arXiv:1109.3498v1
- LVCSwift: The LIGO Scientific Collaboration & The VIRGO Collaboration 2011, "Swift follow up observations of candidate gravitational-wave transient events", előkészületben; LIGO Doc. P1100038

Baret, B., Bartos, I., Bouhoua, B., Corsic, A., Di Palma, I., Donzauda, C., Van Elewyck, V., Finley, C., Jones, G., Kouchnera, A., Márka, S., Márka, Z., Moscoso, L., Chassande-Mottin, E., Papa, M. A., Pradier, T., Raffai, P., Rollins, J., & Sutton, P. 2011, *Astroparticle Physics*, 35, 1

The LIGO Scientific Collaboration 2008b, *ApJ*, 681, 1419

Kocsis, B. & Levin, j. 2011, arXiv:1109.4170v1

EGRG web: <http://egrg.elte.hu>

Szeifert, G., Raffai, P., Gelencsér, G., & Frei, Z. 2011, "The effects of infrasound on interferometric gravitational-wave detectors", hamarosán beadásra kerül a *Class. Quantum Grav.* folyóirathoz; LIGO Doc. T1000585

Abadie, J. et al 2010, *ApJ*, 715, 1435

Abadie, J. et al 2010, *Phys. Rev. D*, 81, 102001

The LIGO Scientific Collaboration & The VIRGO Collaboration 2012, *A&A*, 539, A124

The LIGO Scientific Collaboration & The VIRGO Collaboration 2012, arXiv:1112.6005

Goetz, E., Savage Jr, R. L., Garofoli, J., Gonzalez, G., Hirose, E., Kalmus, P., Kawabe, K., Kissel, J., Landry, M., O'Reilly, B., Siemens, X., Stuver, A., & Sung, M. 2010, *Class. Quantum Grav.*, 27, 084024

Berliner, J. et al 2011, "Photon Calibrator Investigations During S6", konferencia poszter, LSC-VIRGO March 2011 Meeting, Arcadia, CA

Bartos, I. et al 2011, "Calibration for Big Dog", LIGO Document T1000580

Kalmus, P. 2006, "Discrepancy Between Photon Calibration and Official Calibration", előadás, Commissioning Meeting May 15 2006, LIGO Document G060687

Matone, L., Raffai, P., Márka, S., Grossman, R., Kalmus, P., Márka, Z., Rollins, J., & Sannibale, V. 2007, *Class. Quantum Grav.*, 24, 2217

Ballmer, S., Márka, S., & Shawhan, P. 2010, *Class. Quantum Grav.*, 27, 185018

Riles, K. 2007, "S5 Calibration Lines", [http://gallatin.physics.lsa.umich.edu/~keithr/cw/S5\\_calib\\_lines.txt](http://gallatin.physics.lsa.umich.edu/~keithr/cw/S5_calib_lines.txt)

LVC CW Group 2011, "S6/VSR2 Pulsar Injections", <https://wiki.ligo.org/foswiki/bin/view/CW/S6Injections>

- Saulson, P. R. 1994, "Fundamentals of Interferometric Gravitational Wave Detectors", World Scientific Publishing
- Abbott, B., et al. 2009b, Reports on Progress in Physics, 72, 076901
- Schilling, R. 1997, Class. Quantum Grav., 14, 1513
- LIGO Timeline 2012: <http://www.ligo-la.caltech.edu/LL0/time.htm>
- LIGO Sensitivity Web 2010: [http://www.ligo.caltech.edu/~jzweizig/distribution/LSC\\_Data/](http://www.ligo.caltech.edu/~jzweizig/distribution/LSC_Data/)
- Raffai, P., Szeifert, G., Matone, L., Aso, Y., Bartos, I., Márka, Z., Ricci, F., & Márka, S. 2011, Phys. Rev. D, 84, 082002
- GECO Web 2011, <http://geco.phys.columbia.edu/>
- Watts, A., Strohmayer, T. E. 2006, ApJ Lett., 637, L117
- Israel, G. L. et al 2005, ApJ Lett., 628, L53
- Zink, B., Lasky, P. D., & Kokkotas, K. D. 2012, Phys. Rev. D, 85, 024030
- Murphy, D., Tse, M., Raffai, P., Bartos, I., Márka, S., & Márka, Z. 2012, "Search Algorithm for the Detection of Long-Duration, Narrow-Band Gravitational Wave Signals Associated with Soft-Gamma Repeater Flares", előkészületben
- Whitcomb, S. 2012, "The Status of LIGO-India", előadás, LIGO-VIRGO Collaboration Meeting, Boston, 2012. március 21.
- Bartos, I. et al 2010, Class. Quantum Grav., 27, 084025