

# VADÁSZAT A GRAVITÁCIÓS HULLÁMOKRA – 2. RÉSZ

## A detektorok működése

Frei Zsolt

ELTE Atomfizikai Tanszék

Cikksorozatunk első részének (*Fizikai Szemle* 2016/2, 38–41. old.) megjelenése óta – sőt, a nyomdai átfutás ideje miatt néhány nappal már előtte – a LIGO Tudományos Együttműködés bejelentette a sokak által már sejtett hírt: a LIGO két detektora 2015. szeptember 14-én először észlelt gravitációs hullámokat. A 2015 szeptembere után eltelt 5 hónapban a Tudományos Együttműködés alaposan ellenőrizte a mérési adatokat, 50 millió CPU-órányi időt töltve azzal. Elkészítette és beküldte a felfedezésről szóló cikket a *Physical Review Letters* folyóiratba, megkapta a három – pozitív – bírálói véleményt, és megválaszolta az azokban foglalt kérdéseket. Miután a folyóirat a cikket közzésre elfogadta, a LIGO meghirdette azt a sajtótájékoztatót, amelyet egyszerre több helyszínen, köztük Magyarországon, az MTA székházában tartott.

Cikkünk szerzője csoportjával 2007-ben csatlakozott a LIGO Tudományos Együttműködéshez, és a LIGO tagjaként rá is vonatkozott a titoktartási kötelezettség, egészen a sajtótájékoztató kezdetéig. Az MTA-n a felfedezés bejelentésén túl részletesen ismertettük a magyar hozzájárulást is a LIGO eddigi működéséhez.

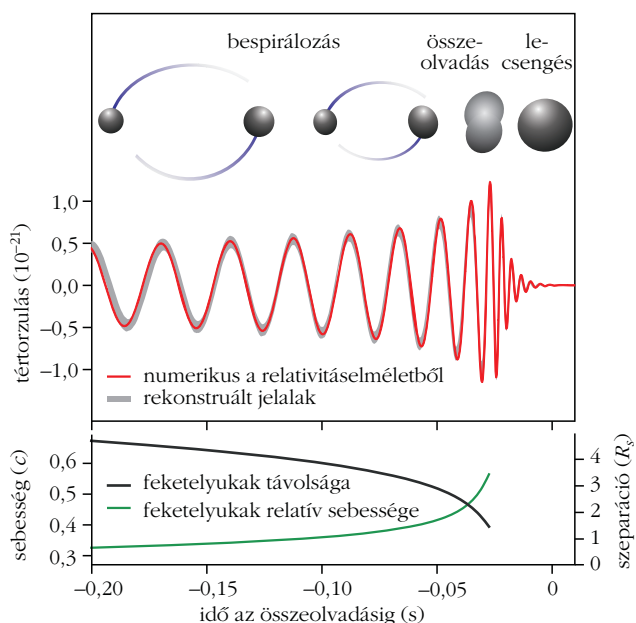
A 2015 szeptemberében észlelt jel egy körülbelül 1,3 milliárd fényévre lévő galaxisból származik, ahol két, egyenként 29, illetve 36 naptömegű fekete lyuk olvadt össze az egymás körül keringéssel eltöltött évmilliók után úgy, hogy a keringés legutolsó fázisában és az összeolvadás pillanatában olyan erős jelet bocsátott ki, amit a LIGO jelenlegi érzékenysége mellett is észlelni tudott. Az összeolvadás előtti keringés utolsó 8 orbitja és az összeolvadás mindössze 0,2 másodpercig tartott! Ezalatt a 8 keringésnyi idő alatt a két fekete lyuk távolsága körülbelül 600 km-ről 200 km-re csökkent, ekkor horizontjaik összeértek és megtörtént az egybeolvadás (lásd a 4. ábrát). Az összeolvadás utáni pillanatokban egy ideig még nem teljesen gömbszerű „végtermék” 250 fordulat/másodperces pörgése is keltett észlelhető gravitációs hullámokat, amiből azt is ki tudtuk számítani, hogy a végtermék tömege 62 naptömegnyi, azaz 3 naptömegnyi anyag hiányzik. Ez nyilvánvalóan az összeolvadás pillanatában az  $E = mc^2$  összefüggésnek megfelelően gravitációs hullámok formájában távozott. Így a 2015. február 11-én bejelentett felfedezés igazából 3 fontos részből áll: (a) először láttunk gravitációs hullámokat, (b) először szereztünk arról kísérleti bizonyítékot, hogy léteznek fekete lyukak kettős rendszerei, sőt ezek az Univerzum koránál rövidebb idő alatt össze is tudnak olvadni, és végül (c) ez volt a természetben mért legnagyobb energiájú folyamat, amelyet valaha észlelt az emberiség.

Sorozatunk jelen cikkében elsősorban a LIGO ismertetésére szorítkozunk (jövő hónapban, az utolsó részben ismertetjük majd a gravitációs hullámok lehetséges asztrofizikai forrásait, illetve a most észlelt jelenség további részleteit is). Mielőtt azonban bemutatnánk a detektorok működési elvét, érdemes megbecsülni a források várható erősségét, hiszen ebből látszik, hogy milyen technikai nehézséget jelent ez a fajta kísérlet.

Azt várjuk, hogy mozgó anyag gravitációs hullámokat fog létrehozni. Ha az elektromágneses hullámok analógiáját vesszük segítségül, akkor megállapíthatjuk, hogy az energiamegmaradás következtében a gravitációs hullámoknak nem lehet monopolforrása. Sőt, mivel a gravitációs „töltésnek” nincs előjele, ezért dipólusugárzás sem jön létre. Ha az időben változó tömegsűrűséget multipolsorba fejtsük, akkor belátha-

4. ábra. A felfedezésről szóló cikkben (*Phys. Rev. Letters*, Volume 116, Issue 6, id. 061102) ezen az ábrán foglalták össze az észlelt jel fizikai forrását: A felső sorban a kettős feketelyuk összeolvadásának fázisai – bespirálózás, összeolvadás és lecsengés –, a második sorban az észlelt jeleket, az alsó ábrán pedig a két feketelyuk csökkenő távolsága, illetve növekvő sebessége látható, az előbbi a Schwarzschild-sugár ( $R_s$ , a jobb oldalon), az utóbbi a fénysebesség ( $c$ , a bal oldalon) függvényében.

4. ábra. A felfedezésről szóló cikkben (*Phys. Rev. Letters*, Volume 116, Issue 6, id. 061102) ezen az ábrán foglalták össze az észlelt jel fizikai forrását: A felső sorban a kettős feketelyuk összeolvadásának fázisai – bespirálózás, összeolvadás és lecsengés –, a második sorban az észlelt jeleket, az alsó ábrán pedig a két feketelyuk csökkenő távolsága, illetve növekvő sebessége látható, az előbbi a Schwarzschild-sugár ( $R_s$ , a jobb oldalon), az utóbbi a fénysebesség ( $c$ , a bal oldalon) függvényében.



Frei Zsolt fizikus, az MTA doktora, az ELTE Atomfizikai Tanszék tanszékvezető egyetemi tanára, az Akadémia Lendület Asztrofizikai Kutatócsoport vezetője. Asztrofizikát, kozmológiát és képfeldolgozást tanít. Több mint száz nemzetközi publikáció és számos magyar nyelvű ismeretterjesztő cikk szerzője. *Inflációs kozmológia* címmel *Patkós András*sal közösen egyetemi tankönyvet írtak.

tó, hogy az első el nem tűnő tag, amely gravitációs hullámot hozhat létre, a kvadrupol tag (ezt általában  $I_{\mu\nu}$  jelöli az általános relativitáselméleti számításokban). A detektorainkhoz közeledő, távolból érkező gravitációs hullámok leírása során több egyszerűsítéssel szoktunk élni. Elhanyagoljuk az anyagot a térben, és nagyon gyengének tételezzük fel a gravitációs teret. Az általános relativitáselméletben használatos metrika ekkor a következő egyszerű alakot ölti:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad (1)$$

ahol  $\eta_{\mu\nu}$  a Minkowski-térídő (ezt használjuk, mert nincs anyag),  $h_{\mu\nu}$  pedig kis perturbációkat ír le. Az Einstein-egyenlet megoldható úgy, hogy a  $h_{\mu\nu}$ -ben a magasabb rendű tagokat elhanyagoljuk. Ekkor egy hullámeqyenletet kapunk, ami leírja  $h_{\mu\nu}$  terjedését a vákuumban.

Ha a korábban említett  $I_{\mu\nu}$  kvadrupol tagot beírjuk az általános relativitáselmélet Einstein-egyenletébe, akkor abból  $h$ -ra a következő adódik:

$$h_{\mu\nu} = \frac{1}{d} \frac{2G}{c^4} \frac{d^2 I_{\mu\nu}}{dt^2}, \quad (2)$$

ami érdekes módon a forrástól mért távolság első hatványával lesz fordítottan arányos ( $h_{\mu\nu} \sim 1/d$ ).

Nyilván olyan asztrofizikai források jelét van esélyünk megmérni, amelyek a legintenzívebb hullámokat keltik. Adjunk erre az intenzitásra nagyságrendi, felső becslést. A kvadrupolmomentum idő szerinti második deriváltjára dimenzióanalízis alapján optimális esetben

$$\frac{d^2 I_{\mu\nu}}{dt^2} \sim M c^2 \quad (3)$$

kapható. Az extragalaktikus asztrofizikában szokásos naptömeg ( $M_{\odot}$ ) és megaparsec (Mpc) egységekben (a távolság mérésére szolgáló parsec – pc – körülbelül 3,26 fényév, azaz 1 Mpc körülbelül 3 millió fényév, tipikusan ezt használjuk galaxisok közötti távolságok leírására),  $h$  amplitúdójára ebben az optimális esetben

$$h \leq \frac{1}{d} \frac{2GM}{c^2} \leq 10^{-19} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right) \left( \frac{d}{\text{Mpc}} \right)^{-1} \quad (4)$$

értéket kapunk. Az első egyenlőtlenségből látszik, hogy  $h$  nagyságrendileg a forrás *Schwarzschild-sugarának* és távolságának a hányadosa. Egy tipikusan 100 Mpc távolságra lévő galaxisban összeolvadó, naptömegű feketelyuk-párosból tehát a tér  $10^{-21}$  nagyságrendű változása várható. Ha 1 méteres „méterrúddal” mérnénk, akkor  $10^{-21}$  m megváltozást kellene kimutattunk, ami a proton átmérőjének mindössze milliomodrésze. Kicsit szemléletesebben: ha a Nap, és a legközelebbi csillag – amely 4 fényévre van – távolságát kellene meghatároznunk, akkor a szükséges pontosság egy emberi hajszál vastagsága... A hullám frekvenciájára is adhatunk felső becslést. Az elv a követ-

kező: a forrás változásának periódusidejét a kauzalitás korlátozza. A forrás periódusideje nem lehet kisebb mint az az idő, amennyi ahhoz szükséges, hogy a fény oda-vissza áthaladjon rajta. Mérete pedig legalább a Schwarzschild-sugár, így a tömeg függvényében a kibocsátott gravitációs hullám frekvenciájának felső határa nagyságrendileg:

$$f \leq \frac{c^3}{4\pi GM} \leq 16 \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-1} \text{ kHz}. \quad (5)$$

Az általános relativitáselmélet megfontolásaiból (amelyek további részletezésétől itt eltekintünk) megérthető a fentiekén túl az is, hogy a gravitációs hullámok *transzverzális* hullámok, kétféle *polarizációjúak* lehetnek (ezeket  $h_+$  és  $h_{\times}$  jelöli), a *fény sebességével* terjednek, és – mint fent már említettük – amplitúdójuk a forrástól mért távolság első hatványával csökken. Látjuk, hogy időben változó tömegeloszlás kvadrupol tagja fog ilyeneket kelteni, méghozzá nagyon kis amplitúdóval. Az észlelést nehezíti teszi, hogy a nagyobb tömegű, erősebb források esetén a hullám frekvenciája igen alacsony lesz. Mindezek alapján lássuk, hogy milyen kísérleti berendezésekkel lehet ezeket a hullámokat esetleg kimutatni.

*Joe Weber* még az 1970-es években megalkotta a tömegrezonátorok elvét, megépítette kísérleti berendezését és detektálni vélt gravitációs hullámokat is. Az előbbiért, a detektorok elvéért ma is hálás a tudományos közvélemény. Az utóbbi, a tényleges detektálás viszont sikertelennek számít. Weber hiába erősködött a végletekig, a mai napig sem tudták megismételni és ellenőrizni az általa állítottakat, ezért ezek általánosan elutasított „eredmények”.

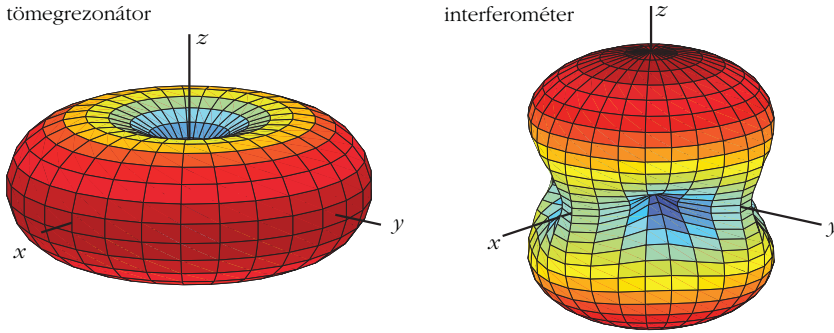
Az alapelv itt az, hogy a tömegrezonátoron áthaladó gravitációs hullám árapályereje a sajátfrekvenciáján gerjeszti a tömegrezonátort, és annak a rezgése mérhető. A tömegrezonátorok hatalmas alumíniumtömbök, súlyuk tipikusan 2 tonna körüli, hengeres alakúak, hosszuk 3 m és sajátfrekvenciájuk körülbelül 900 Hz. Jó érzékenységet érnek el, de csak a sajátfrekvencia szűk környezetében ( $\pm 10$  Hz). Weber idején még szobahőmérsékleten működtek, a mai, modernbb változatok néhány kelvinre vannak hűtve, vákuumban vannak felfüggesztve, és a szeizmikus izoláció érdekében többszörös (egymáson függő) ingákon lógnak. Azt, hogy rezegnek és hogy mekkora a rezgés energiája, a hengeres tömb végére, az alaplapjára illesztett, a geometriai tengelyben elhelyezkedő jeladó (angolul *transducer*) adatai alapján tudjuk megállapítani.

A tényleges hatás, amit az alumíniumtömb érzékel, a következőképpen függ  $h_+$ -tól és  $h_{\times}$ -től:

$$b(t) = F_+ h_+(t) + F_{\times} h_{\times}(t), \quad (6)$$

ahol a forrás térbeli pozíciójától függ a detektort jellemző

$$F_{\pm} = \sin^2\Theta \cos 2\phi \quad (7)$$



5. ábra. A bal oldali ábrán a tömegrezonátorok, a jobb oldali ábrán az interferométerek szögfüggő válasza a beérkező gravitációs hullámra. Mindkét esetben a  $z$  tengely a szimmetriatengely (a tömegrezonátorok esetén az alumíniumhenger hossz tengelye, az interferométerek esetén pedig a karok az  $x$  és  $y$  tengely mentén helyezkednek el). Látható, hogy a tömegrezonátor a henger tengelyére merőleges irányból érkező hullámokra a legérzékenyebb, és a henger tengelye mentén érkezőkre nem reagál. Az interferométer a karok síkjára merőleges irányból érkező jelekre a legérzékenyebb, és akkor nem ad jelet, ha a karok síkjában, a két kar között félúton érkezik a hullám.

és

$$F_x = \sin^2\Theta \sin 2\phi \quad (8)$$

válaszfüggvény. Itt  $\Theta$  a forrás irányának szögtávolsága a hengerrezonátor tengelyétől mérve, a  $\phi$  pozíciószög pedig a koordináta-rendszer megválasztásától függ. Az 5. ábra bal oldalán látható ez az irányfüggés, illetve az, hogy a detektor érzékenysége jórészt független a forrás égi pozíciójától. Ez nem teszi lehetővé, hogy egy észlelt jel forrását azonosítsuk, viszont azt is jelenti egyben, hogy a detektor „látószöge” hatalmas. Nem kell irányítani az égen, szinte bármilyen irányból jöhet a jel, képes észlelni azt.

Az *interferometrikus detektorok* a kísérleti berendezések újabb nemzedékét képviselik. Lényegük, hogy két hosszú, egymásra merőleges kar mentén figyelik a relatív hosszúságváltozást, miközben a detektoron áthalad a gravitációs hullám. Átviteli függvényük a következő:

$$F_x = \frac{1}{2} (1 + \cos 2\Theta) \cos 2\phi \cos 2\psi + \cos \Theta \sin 2\phi \sin 2\psi, \quad (9)$$

illetve

$$F_x = -\frac{1}{2} (1 + \cos 2\Theta) \cos 2\phi \sin 2\psi + \cos \Theta \sin 2\phi \cos 2\psi, \quad (10)$$

ahol  $\Theta$  és  $\phi$  a gömbi koordináta-rendszer megszokott koordinátái,  $\psi$  pedig a gravitációs hullám polarizációjának irányától függ (tömegrezonátorok esetén a válaszfüggvény nem függött a polarizáció irányától). Az 5. ábra jobb oldalán tüntettük fel az interferométerek érzékenységeinek szögfüggését.

Jelenleg több interferométer működik és még többet építenek vagy éppen továbbfejlesztnek. Ezeket az 1. táblázatban foglaltuk össze. A LIGO (amerikai, elsősorban az MIT és a CalTech fejlesztette) és a GEO600 (német, illetve angol forrásból finanszírozva)

már régen egyesült, közösen dolgoznak. 2007 tavaszától a LIGO és a VIRGO (olasz–francia) konzorciumok adatcsere-megállapodást kötöttek. Nem feltétlenül egyforma technikát fejlesztenek (mint ahogy azt a LIGO és a GEO600 teszi), de az adatokat közösen dolgozzák fel. A közös adatfeldolgozás mindkét fél számára előnyös: a gravitációs hullámok felfedezéséhez szükséges, hogy több, egymástól távol lévő detektor egyszerre érzékelje ugyanazt a jelet, hiszen ezzel kizárható, hogy az egyik detektor – amit lokális szeizmikus rezgések például megzavarhatnak – téves jelzést adjon. Ezt tehát a két egymástól távoli LIGO

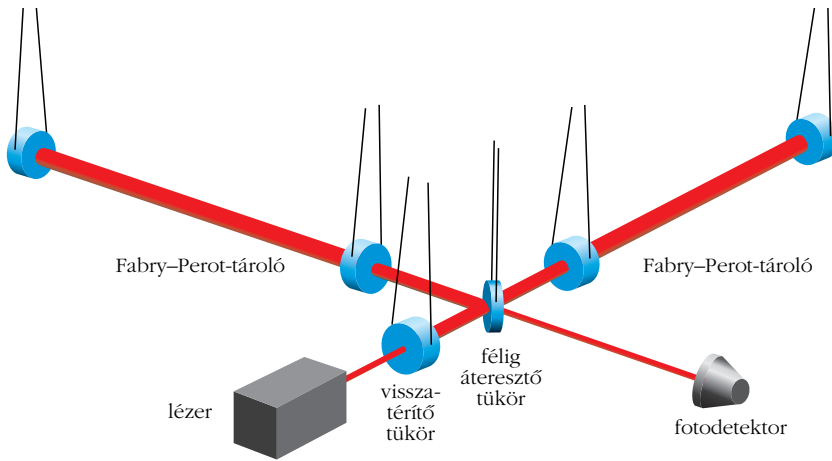
detektor meg tudja, illetve meg tudta tenni, a VIRGO önmagában a felfedezésre nem elegendő. Másrészt viszont a GEO600 és a VIRGO bevonása a szoros együttműködésbe két másik szempontból hasznos: egyrészt több detektor jeléből, az érkezési idők méréseiből a forrás iránya jobban behatárolható, másrészt több detektor jeléből az érkező hullám polarizációs állapota is mérhető. Fontos megjegyezni, az előző szakaszban úgy jutottunk arra a következtetésre, hogy csak a  $h_+$  és  $h_x$  polarizációs állapotok lehetségesek, hogy elfogadtuk, hogy a gravitáció elmélete az általános relativitáselmélet. Más elméletek egyéb polarizációs állapotokat is megengednének, és a több detektor együttes méréséből ezek majd – várhatóan – kizárhatók lesznek.

A lézer-interferométerek nemcsak egy szimpla Michelson-interferométert tartalmaznak, de azért, hogy a gravitációs hullámzás következtében létrejövő fáziseltolódást megtöbbszörözzék, a karok külön-külön Fabry–Perot-rezonátorokkal is el vannak látva. Az elvi elrendezést lásd a 6. ábrán!

A működés lényege a következő: a lézer bekerül az interferométerbe, a Fabry–Perot-tárolók megnövelik

1. táblázat		
A jelenleg működő vagy épülő lézer-interferométerek		
detektor	a karok hossza (m)	helye
aLIGO H1	4000	Hanford, Washington, USA
aLIGO L1	4000	Livingston, Louisiana, USA
aLIGO India	4000	India (tervezett)
aVIRGO	3000	Olaszország (átépítés alatt)
GEO600	600	Németország
KAGRA	3000	Japán (jelenleg épül)

Hanfordban és Livingstonban van két „advanced LIGO” 4 km-es detektor. A két aLIGO egymástól 3000 km-re található, és koincidenzában képesek működni. Az aVIRGO detektor karjai Olaszországban ezekkel összemérhető hosszúságúak, 2016 második felében csatlakoznak a mérésekhez, a GEO600 jóval kisebb, a KAGRA viszont már föld alatti, és hűthető, „következő generációs” rendszer lesz.

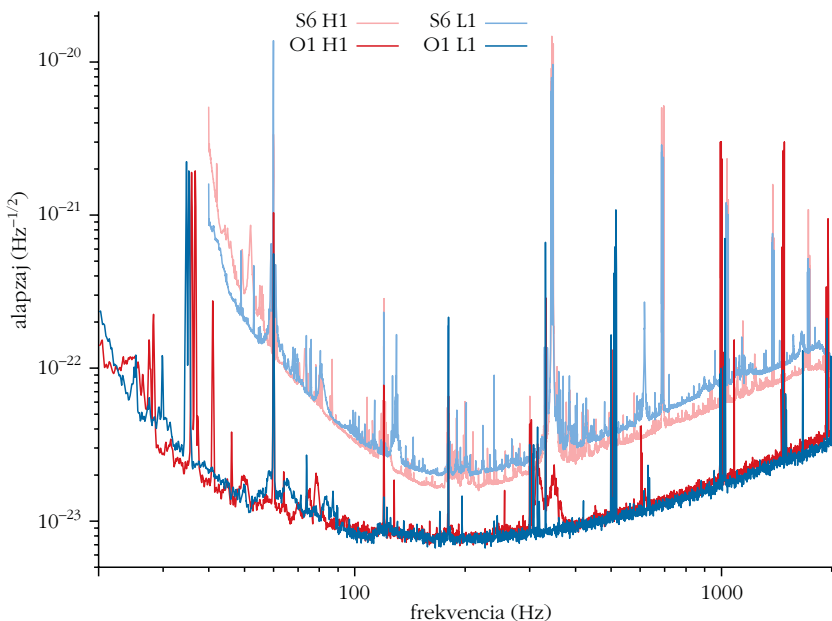


6. ábra. A LIGO esetén alkalmazott elrendezés. A lézer fényét a félígáteresztő tükör kettéosztja és a Michelson-interferométer két karjába juttatja. Azokba egy-egy Fabry-Perot-interferométer van építve, amelyek megnövelik a karokon belül a lézerfény effektív teljesítményét, és jelentősen megnövelik a karokban a lézerfény úthosszát. A Fabry-Perot-interferométerek két végén lévő tükrök maguk a próbatestek. Ezek vannak páronként egymástól 4 km-re, és e szakasz hossza változik a gravitációs hullám áthaladásakor. A két karból kilépő fény a félígáteresztő tükrön keresztül a fotodetektorra kerül. Az azon leolvasott idősor a tényleges mérési eredmény. Mivel ebben a folyamatban a félígáteresztő tükör nem csak a fotodetektor felé tereli a fénynyalábokat, hanem a forrás, a lézer felé is jut azokból, ezért a teljesítményt újrahasznosító visszatérítő tükör szükséges a lézer előtt.

az effektív úthosszát, majd onnan kikerülve a fotodetektoron létrejön az interferenciakép, illetve kioltják egymást azok a fénysugarak, amelyek a két különböző karból érkeznek. Azért, hogy a veszteség minél kisebb legyen, a fény útjába, közvetlenül a lézer után egy visszatérítő tükröt is raknak. Ennek feladata, hogy

tások során úgy javult, ahogy azt előre meg lehetett jósolni. 2007-ben – és azóta is – a LIGO pontosan tartotta az eredetileg megígért tempót. Csoportunk 2007-ben csatlakozott a LIGO Tudományos Együttműködéshez. Az ekkor zajló egy évnnyi adatgyűjtés során (ez volt az ötödik hosszabb adatgyűjtő időszak, a *Science Run 5*, ezért S5-nek nevezik

7. ábra. A LIGO detektorok érzékenysége. A hanfordi detektort jellemző görbék pirossal, a livingstoni görbék kék színnel vannak feltüntetve. Mindkét esetben a felső, halványabb görbék az átépítés előtti utolsó adatgyűjtés során (S6) érvényes értékek, az alsó, sötétebb görbék pedig a most zárult, a felfedezést hozó O1 mérési szakasz esetén érvényes érzékenységi görbék. A görbékét „tarkító” csúcsok ismert zavarokhoz tartoznak. Ezek például az USA-beli 60 Hz-es váltakozó áramú hálózat frekvenciáján, és azok felharmonikusain jelentkeznek. A függőleges tengelyen az ilyen ábrákon szokásos mértékegységet, az amplitúdósűrűség spektrumát ábrázoltuk. Egyszerűen fogalmazva: az itt látható értékeket a frekvencia gyökével – 100 Hz-nél például 10-zel – szorozva kapjuk a hétköznapi értelemben vett érzékenységet.



a Fabry-Perot-tárolókból kilépő fény azon részét, amit – az egyébként a fény kettéosztására szolgáló – félígáteresztő tükör most nem a fotodetektor felé juttatna, visszaküldje az interferométerbe.

Technikai nehézség a megfelelő erősségű lézer létrehozása, a több km hosszúságú karok vákuumrendszerbe helyezése, a próbatömegként funkcionáló tükrök szeizmikusan izolált felfüggesztése és sok más, nagyon fontos részlet. A LIGO detektorokat létrehozó konzorcium a '90-es években arra vállalkozott, hogy a berendezés elkészülte után, 2000 és 2010 között – mintegy 10 év alatt folyamatosan finomítva a mérőeszközt – elérje azt az érzékenységet, amely az adott technikával elméletileg lehetséges volt. Az előző évtizedben tehát az volt a fontos tudományos eredmény, hogy az érzékenységi görbe a folyamatos finomítások során úgy javult, ahogy azt előre meg lehetett jósolni. 2007-ben – és azóta is – a LIGO pontosan tartotta az eredetileg megígért tempót. Csoportunk 2007-ben csatlakozott a LIGO Tudományos Együttműködéshez. Az ekkor zajló egy évnnyi adatgyűjtés során (ez volt az ötödik hosszabb adatgyűjtő időszak, a *Science Run 5*, ezért S5-nek nevezik ezt) annak valószínűsége, hogy akár egyetlen gravitációshullám-jelenség nyoma megtalálható lett volna az adatok között mindössze 10 százaléknál volt.

A LIGO 2012–2015 között lényeges átépítésen esett át, az ezután üzembe álló berendezés lett az, amit ma „advanced LIGO”-nak (aLIGO) titulálunk. Ennek potenciális érzékenysége 10-szer akkora, mint az eredeti LIGO-é volt, de ezt az érzékenységet csak 2-3 év finomhangolás után fogja elérni. Az aLIGO 2015 szeptemberében kezdte meg az első adatgyűjtő kampányát (ennek jele O1), ami 2016 januárjában ért véget. Ezalatt az aLIGO körülbelül 3-szor volt érzékenyebb, mint korábbi változata, van tehát még mit hangolni a berendezéseken.

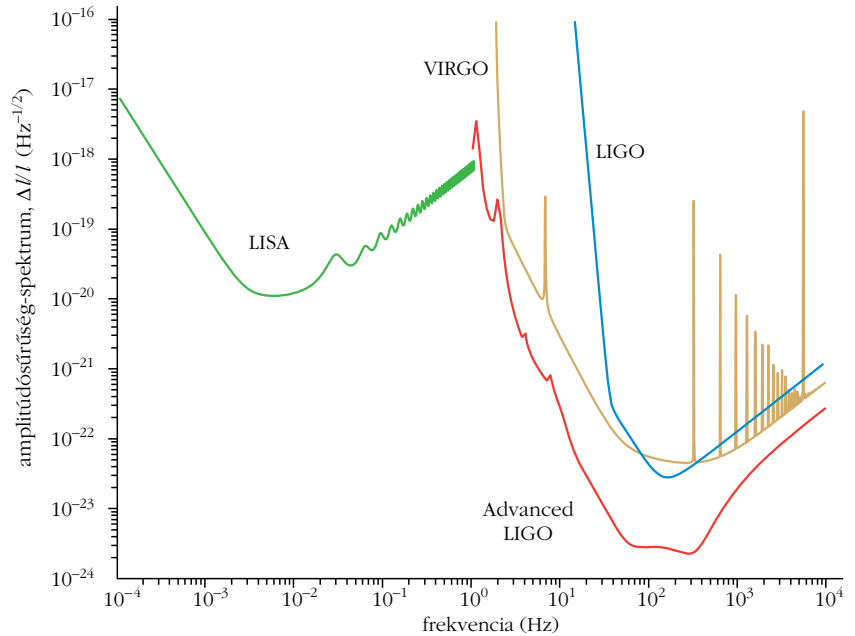
Hogy megértsük, mi befolyásolja a detektor érzékenységét, a 7. ábrán illusztráltuk az ezt jellemző görbét. A görbe a LIGO detektorok érzékenységi görbéje, az átépítés előtti utolsó (S6), és a most végetért, az átépítés utáni első (O1) mérési időszakban. Az ábrán látható érzékeny-



ségi görbék 3 szakasza különíthető el. A *bal oldalon* a növekvő frekvencia függvényében erősen csökken a függvény értéke, majd a görbe megtörik és jön az ugyancsak csökkenő, de sokkal laposabb *középső* szakasz. Ezután a *jobb oldalon* a görbe emelkedik (az érzékenység ismét csökken). Látható, hogy a detektor a 100–200 Hz tartományban a legérzékenyebb. A most említett 3 szakaszban a következő fizikai effektusok határozzák az érzékenységet: a bal oldalon a szeizmikus rezgések, középen a tükrök felfüggesztéseinek termikus zaja, jobb oldalon, az emelkedő szakaszon pedig a sörétzaj.

A szeizmikus zaj több forrásból származik: földrengésekből, a tenger hullámaiból, sőt ember által okozott rezgésekből is. Az úgynevezett mikro-szeizmikus csúcs a 0,2–0,6 Hz tartományban van, és abból származik, hogy a tenger hullámai folyamatosan ütik a kontinentális talapatot. Ez a nagyobb frekvenciák felé erősen csökkenő zavar. Az ember által létrehozott gerjesztések (például teherautók okozta rezgések) nagyobb frekvencián adnak járulékot, sőt valódi, kismértékű, gyakran jelentkező földrengések is előfordulhatnak magasabb frekvenciákon. Mivel a próbatömegek ingákon lógnak, azok a sajátfrekvenciájuk feletti rezgéseket levágják. A LIGO esetén ez a levágási frekvencia 1,7 Hz-nél van, ezért ennél magasabb frekvenciákon a LIGO-t a szeizmikus rezgések már kevésbé zavarják, 10 Hz fölött már érzékenyen lehet mérni. Ennél alacsonyabb frekvenciákon viszont ez a zajforrás lehetetlenné teszi, hogy a Föld felszínén elhelyezett detektorok jól mérjenek. Mint az az (5)-ből látszik, ez egyúttal azt is jelenti, hogy kisebb tömegű források által keltett hullámok figyelhetők meg ilyen detektorokkal, a nagyobb tömegű objektumok jelét észlelni csak az űrben van esélyünk. Az aLIGO a passzív izoláció javításával (többlépcsős inga) és aktív izoláció bevezetésével ezen a szakaszon egy nagyságrenddel tudta, illetve a közeljövőben fogja tudni növelni a földi műszer érzékenységét.

A 7. ábrán a középső szakaszban az érzékenységi határ a próbatömegek felfüggesztéseinek rezgéseiből származik. Nem a próbatömeg mint inga sajátfrekvenciája, hanem a felfüggesztő vékony szál „pengése” (angolul *violin mode*) jelenti a problémát. A szál hossza (az inga mérete, amelynek a vákuumrendszerben el kell férnie), a próbatömeg mérete és a szál anyaga határozza meg a frekvencia növekedésével láthatóan csökkenő, de el nem tűnő problémát. Az aLIGO esetén a szál anyagának megváltoztatásával – üvegszálból van a felfüggesztés – tudtuk elérni azt,



8. ábra. Ezen az ábrán az eredeti LIGO, a jelenlegi aLIGO érzékenysége hasonlítható össze. Ugyancsak feltüntettük az eredeti VIRGO (földi) és a LISA (űrobszervatórium) érzékenységi görbéit is. Az eredeti LIGO és az eredeti VIRGO hasonló érzékenységek voltak, ehhez képest az aLIGO jelentősen javít. Az advanced VIRGO is hasonlóan jó eredményre lesz képes a közeljövőben. A LISA méretéből következően jelentősen alacsonyabb frekvenciatartományban lesz (nem annyira nagyon) érzékeny, és így természetesen más fizikai jelenségek által keltett, hosszabb hullámhosszú gravitációs hullámokat fog majd detektálni. A függőleges tengelyen itt is az amplitúdósűrűség spektrumát ábrázoltuk.

hogy csak közvetlenül a sajátfrekvencia szűk környezetében legyen érezhető ez a hatás, és jelentősebb frekvenciatartományt ne befolyásoljon.

Az érzékenységi görbe jobb oldalán, a folyamatosan növekvő értékek (amelyek alacsonyabb érzékenységnek felelnek meg) a lézer sörétzajából származnak. A lézerfény nyomása a fény kvantumtermészete folytán fluktuál, és ez *rezgeti* a fényt visszaverő tükröket. A sörétzaj a frekvenciával emelkedik, ezért ennek megfelelően az érzékenység emiatt a magasabb frekvenciák felé csökken. Az aLIGO a lézer teljesítményének növelésével tudja elérni, hogy a fajlagos sörétzaj csökkenjen, és ezzel az érzékenység ebben a tartományban növekedjen. A 8. ábrán látható az aLIGO tervezett érzékenysége (és a LISA érzékenységi görbéje is, lásd később).

Amint az (4)-ből látszik, a gravitációs hullám erőssége a forrás távolságával fordított arányban csökken. Ez azt jelenti, hogy a detektor érzékenysége meghatározza azt a távolságot, amelyből az adott forrás jelét detektálni képes a berendezés. Az érzékenység helyett használhatunk távolság jellegű mennyiséget is annak leírására, hogy a műszer mire képes. Ha (4)-be naptömeget helyettesítünk, és kiszámítjuk például, hogy összeolvadó, naptömegű fekete lyukak és/vagy neutroncsillagok milyen jelet keltenek (ilyet talált most az aLIGO), akkor az érzékenység ismeretében azt állíthatjuk, hogy az eredeti LIGO körülbelül 20 Mpc távolságból volt képes ilyen jelet észlelni. Az aLIGO érzékenysége tízszeres lesz, ezért a befogott térfogat *három* nagyságrenddel nő majd. Jelenlegi

számításaink szerint akár heti rendszerességgel detektálhat majd jeleket. Az aLIGO jelenlegi érzékenysége mellett a felfedezés során észlelt nehezebb, körülbelül 30 naptömegű feketelyukpáros jelét, amely nagyságrendileg 100 Hz-es frekvenciájú, még jóval távolabbról is látta volna, mint azok tényleges, körülbelül 400 Mpc-es távolsága. Ezért volt a jel „erős”, azaz jel/zaj hányadosa 24 körüli.

Természetesen szükséges az űrbeli detektorok fejlesztése és telepítése is. Nem azért, mert ott jobb körülmények között, kisebb háttérzajjal lehet majd mérni, hanem azért, mert az ott elhelyezhető sokkal nagyobb detektorok méretükből következően teljesen más fizikai jelenségekhez tartozó hullámokat lesznek

képesek érzékelni. Asztrofizikai, kozmológiai szempontból nagyon fontos az Univerzum fejlődése során tapasztalható galaxis-összeolvadásokkal együtt járó szupernehéz fekete lyukak összeolvadásának gravitációshullám-nyomát detektálni. Ismét utalunk rá, az (5) képlet azt sugallja, hogy egy  $10^6$ – $10^8 M_{\odot}$  tömegű feketelyukpáros összeolvadásakor olyan alacsony frekvenciájú, hatalmas hullámhosszú jel keletkezik, amely csak több millió km hosszúságú detektorkarokkal lesz észlelhető. A szerző bízik abban, hogy a most történt felfedezés lökést ad az űrbeli eszközök fejlesztésének, és – elsősorban – a LISA rendszer finanszírozásában az ESA mellett a NASA is részt vesz majd, így az talán már a jövő évtized vége előtt repülhet.