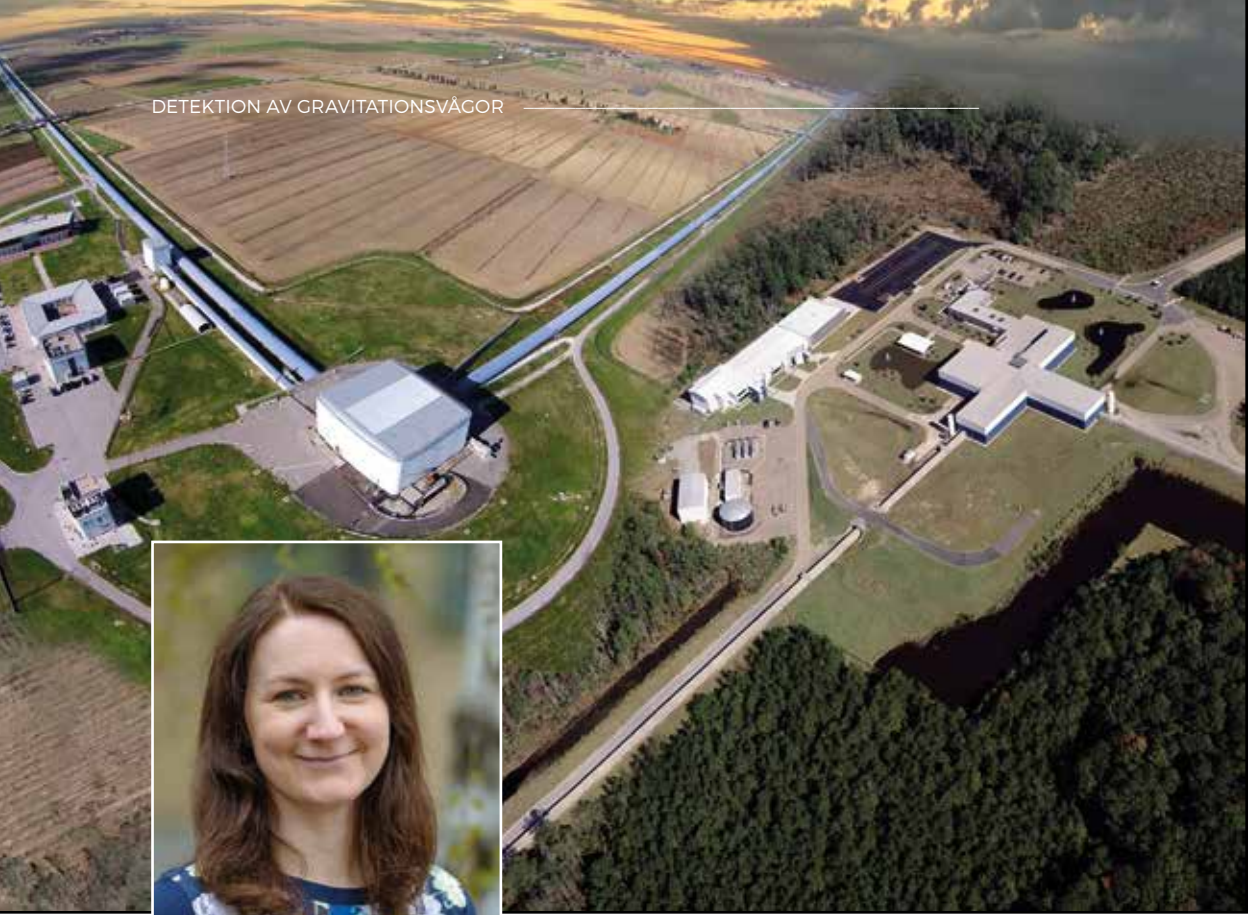




Aleksandra Foltynowicz

är docent i experimentell fysik vid Umeå Universitet. Hon disputerade i Umeå inom ultrakänslig laserspektroskopi, gjorde postdoc vid JILA, University of Colorado i Boulder, USA, och återvände till Umeå 2012. Hennes forskningsgrupp utvecklar spektroskopiska metoder baserade på optiska frekvenskammor och använder dem för högupplöst bredbandig molekylär spektroskopi.

Nobelpriset 2017 gick till pionjärer inom detektion av gravitationsvågor. Mycket har skrivits om sådana vågor och om de kosmiska händelser ur vilka de uppstår. Men hur är det möjligt att mäta så fantastiskt små vibrationer som det rör sig om? Aleksandra Foltynowicz förklarar hur de gigantiska interferometrarna fungerar och ger en inblick i de bakomliggande teknologierna.

Interferometrarna Virgo (till vänster) och LIGO (till höger). Foton från från Caltech/MIT/LIGO Laboratory, fotomontage av Göran Durgé.

Detektion av gravitationsvågor; LIGO och Virgo

Mätningen av gravitationsvågor är bland de största och mest imponerande experimenten som görs på Jorden. Med hjälp av gigantiska interferometrar detekterar man förflyttningar så små som av storleksordningen 10^{-18} meter — ett avstånd som är en bråkdel av protonens diameter — av stora testmassor. Förflyttningen av testmassorna orsakas av gravitationsvågor som når Jorden från avlägsna astronomiska objekt. Det tog många år av planering, byggande och optimering av prestanda, några hundra miljoner dollar, samt insatser av tusentals forskare för att dessa experiment skulle lyckas. Det var nödvändigt att utveckla ny lasertechnik, uppfinna nya material, konstruera gigantiska vakuumrör, realisera seismisk isolering och annan absolut nödvändig teknologi, långt utöver vad som tidigare hade uppnåtts.

Den första detektionen av gravitationsvågor skedde med instrumentet LIGO i USA den 14:e september 2015, och redan två år senare tilldelades tre män som stod bakom detta framsteg Nobelpriset (se Figur 1): Rainer Weiss från Massachusetts Institute of Technology (MIT), uppfinnaren och initiativtagaren till LIGO; Barry C. Barish, California Institute of Technology (Caltech), ordförande för LIGO som färdigställde projektet; och Kip S. Thorne, Caltech, teoretiker som gjorde avgörande bidrag till utvecklingen av detektorn samt till analysen av mätdata.

Parallellt utvecklades i Europa instrumentet Virgo, som nu tillsammans med LIGO regelbundet detekterar gravitationsvågor. I den här artikeln beskrivs historien om LIGO-Virgo, principen bakom mätmetoden, detektorernas design och prestanda, de första bevisen för uppmätta gravitationsvågor, samt framtida planer för projekten.



Figur 1: De tre Nobelpristagarna i fysik 2017: Rainer Weiss, Barry C. Barish och Kip S. Thorne (©Nobel Media AB, foto: A. Mahmoud).

Kort historik

De första försöken att observera gravitationsvågor gjordes av John Wheeler och Joseph Weber på 1960-talet. De använde stora aluminiumcylindrar som skulle vibrera under påverkan av gravitationsvågor. 1969 rapporterade Weber att de detekterat en gravitationsvåg, men ingen annan forskargrupp lyckade upprepa hans resultat.

Idén till LIGO började slå rot hos Rainer Weiss, också det på 60-talet, när han undervisade i allmän relativitetsteori på MIT (Weiss, 2018). Tanken var att mäta tiden det tar för ljuset att gå fram och tillbaka mellan två testmassor, dels vid en tidpunkt då de träffades av en gravitationsvåg, och dels då de var opåverkade av någon sådan. Detta skulle göras i en Michelson-interferometer — ett instrument som kan detektera skillnader i hur lång tid det tar för ljuset att sprida sig i två vinkelräta riktningar. En liknande idé föreslogs av Michael Gertsenshtein and Vladislav Pustovoit i Moskva, men det var Weiss som korrekt identifierade de olika bruskällorna och hittade metoder för hur de skulle kunna hanteras. Detta ledde honom till en uppskattning av den förväntade känsligheten för en detektor för gravitationsvågor.

Intresset för Weiss förslag väcktes hos forskargrupper som försökt upprepa Webers tidigare experiment, och många började nu arbeta med detta koncept. Forskare vid Max-Planck-Institut für Astrophysik i Garching, Tyskland, och i Frescati, Italien, byggde en första tre meter lång prototyp av en Michelson-interferometer och studerade de fundamentala brusprocesser som begränsade känsligheten. Senare byggde de en 30 m lång prototyp, för att bevisa

att konceptet kunde skalas upp. I Glasgow, Skottland, byggde en grupp under ledning av Ronald Drever en tio meter lång prototyp och föreslog att man kunde använda Fabry-Perot-interferometrar för att förlänga den optiska vägen som ljuset går i de två armarna av Michelson-interferometern.

1975 träffades Rainer Weiss och Kip Thorne (Thorne, 2018), teoretiker från Caltech (California Institute of Technology) med gravitation som specialitet, i Washington, D.C., för att samarbeta i en kommitté ämnad att utreda rymdprogrammets möjliga roll i forskning om gravitation och kosmologi. De diskuterade interferometrar med långa baslinjer, eller armar, anpassade för att mäta gravitationsvågor. Detta ledde till att Caltech några år senare satsade på en experimentell grupp inom gravitation under ledning av Ronald Drever, som rekryterades från Glasgow, samt Stan Whitcomb. De lät bygga en 40 m lång prototyp på Caltech.

En sammanfattning av dåvarande status av prototyper, förmåga att utveckla lämplig optik, lasrar och vibrationsisolering, design och kostnader för vakuumsystem och byggnader, samt möjliga platser för anläggningarna, skickades 1983 av Caltech and MIT till National Science Foundation (NSF), med positiv respons som resultat. 1984 startade Weiss, Drever och Thorne LIGO, *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*, som ett samarbete mellan Caltech och MIT, med huvudsaklig finansiering från Caltech.

Ansökan för att få bygga och driva LIGO-anläggningar i Hanford, Washington, och i Livingston, Louisiana, lämnades in till NSF 1987. Från början planerades ett initialt LIGO (iLIGO) med möjlighet för gravitationsvågdetektion, samt en uppgradering i form av ett avancerat LIGO (aLIGO), med goda chanser att observera gravitationsvågor. iLIGO baserades på redan demonstrerade tekniker, fast uppskalade med en faktor 100 i storlek. aLIGO skulle nå bättre prestanda med hjälp av teknologier som inte ännu fanns tillgängliga. Dessa teknologier skulle utvecklas samtidigt som iLIGO byggdes. Tanken var att kunna implementera aLIGO i samma infrastruktur som iLIGO.

1994 blev Barry Barish ordförande för LIGO (Barish, 2018). Han skapade ett omfattande vetenskapligt samarbete kring LIGO (*LIGO Scientific Collaboration*), där det ingick forskare från MIT och Caltech, samt andra grupper som ville bidra till projektet. LIGOs interferometrar, se Figur 2, byggdes 1994–1999 och togs i



Figur 2: LIGOs anläggningar i Hanford (till vänster), och Livingston (till höger), USA (foton från Caltech/MIT/LIGO Laboratory).

drift 2002. På iLIGO gjordes sex datainsamlingar, utspridda över ett decennium, varje gång med förbättrad känslighet, och till sist var man nära det första delmålet. Inga observationer av gravitationsvågor gjordes, men just avsaknaden av detektioner var ändå ett viktigt resultat. Det pekade på vissa begränsningar för möjliga gravitationsvågskällor och för publicerade teoretiska modellers giltighet. De sista körningarna av iLIGO gjordes i samarbete med Virgo (se nedan) från och med 2007.

aLIGO-programmet startade på allvar 2000 och det godkändes av NSF 2004. Också andra länder bidrog till aLIGO, till exempel: Max-Planck-Institut, Tyskland (stabiliserad laser), Science and Technology Facilities Council, Storbritannien (ett upphängningsystem för testmassor), och Australian Research Council (sensorer för termisk kompensation av vågfronter samt interferometerkomponenter). aLIGO togs i full drift mellan 2008 och 2014 och den första detektionen av en gravitationsvåg skedde den 14:e september 2015.

Samtidigt som LIGO planerades och började användas utvecklades två andra stora interferometrar, GEO600 samt Virgo — som numera ofta mäter tillsammans med LIGO. GEO600 är en 600 m lång interferometer nära Hannover i Tyskland som byggdes mellan 1995 och 2002 genom ett samarbete mellan Tyskland och Storbritannien. GEO600 tar data samtidigt med LIGO, men har ännu inte observerat gravitationsvågor. Det är en testanläggning för utveckling av nya teknologier och lösningar som senare ska kunna implementeras i LIGO.

Byggandet av Virgo, se Figur 3, som namngavs efter Virgo-hopen i stjärnbilden Jungfrun, godkändes av Frankrike och Italien 1993–94, och konstruktionen påbörjades 1996 strax utanför



Figur 3: Virgos anläggning i Italien (till vänster) samt KAGRAs underjordiska interferometer i Japan (till höger) (foton från Virgo och KAGRA Observatory, ICRR, The University of Tokyo).

Pisa i Italien. Det initiala Virgo var färdigt 2003 och med dess interferometer gjordes fyra datainsamlingar mellan 2007 och 2011, ibland samtidigt med LIGO. Installationen av det avancerade Virgo (adV) påbörjades 2011, anläggningen togs i drift 2016 och mätningar tillsammans med aLIGO har pågått sedan 2017. Den första gemensamma detektionen gjordes samma år. Virgo drivs främst av Italien och Frankrike, men också Nederländerna, Polen, Ungern och Spanien är inblandade inom European Gravitational Observatory Consortium.

En annan anläggning som togs i bruk i februari förra året är KAGRA, *Kamioka Gravitational Wave Detector*, i Japan, se Figur 3. Det är en underjordisk 3 km lång interferometer med kryogeniskt kylda testmassor. Den sköts av Institute for Cosmic Ray Research på Tokyo Universitet. LIGO, Virgo och KAGRA förbereder sig nu för en gemensam datainsamling, med planerat startdatum nästa år.

Principer för mätningarna

Gravitationsvågor, som först omnämndes av Einstein 1916, emitteras av accelererande massor. De är transversella vågor som utbreder sig med ljushastigheten. På så sätt liknar de elektromagnetiska vågor, men en skillnad är att de inte växelverkar med elektrisk laddning. I stället kröker de rummet vinkelrät mot den riktning längs vilken de sprider sig. Växelvis sträcker de ut rummet i en transversell riktning, samtidigt som det sker en kontraktion i en vinkelrät riktning (se också Michael Bradleys artikel i denna Kosmos).

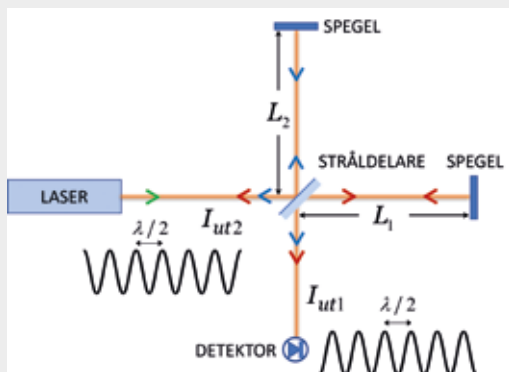
Det är just detta som gör en Michelson-interferometer lämplig för att observera en gravitationsvåg. Själva principen för en så-

dan interferometer är att den är känslig för skillnader i hur lång tid det tar för ljuset att sprida sig i två vinkelräta riktningar (se faktaruta). När en gravitationsvåg går igenom interferometern sträcker den ut den ena armen och drar ihop den andra, så ljuset som kommer tillbaka från var och en av dem är något ur fas och de två strålarna släcker därför inte helt ut varandra. Hur stor skillnad gravitationsvågen orsakar mellan de bägge armarna är proportionell mot armarnas längd. Det är därför mycket långa interferometerarmer behövs för att instrumentet ska bli känsligt för en mycket liten vibration.

Michelson-interferometern

Principen för en Michelson-interferometer är att dela en ljusstråle i två, låta dem sprida sig längs olika riktningar, och därefter åter kombinera dem och låta dem interferera. På grund av de gått olika sträckor uppstår en fasförskjutning mellan de två strålarna, vilket i sin tur skapar ett interferensmönster.

En typisk Michelson interferometer visas i figuren nedan. Den består av en kontinuerlig laser, en stråldelare, två speglar och en detektor. Laserljuset skickas mot stråldelaren och delas upp i de två vinkelräta armarna. Stråldelaren har reflektans R och transmittans T ($R+T=1$, om man bortser från absorptions- och spridningsförluster). Ljuset reflekteras tillbaka av de två speglarna vid armarnas slut och riktas tillbaka mot stråldelaren. Där kombineras de två och paret delas mellan två utgångar — en riktad mot detektorn, och en som går tillbaka mot lasern. Interferens uppstår i båda utgångarna.



Schematisk skiss av en Michelson-interferometer. De två kurvorna visar interferensfransar vid de två utgångarna.

Intensiteten i de två utgångarna är:

$$I_{\text{ut1}} = 2RTI_L(1 - \cos \Delta\varphi) \quad (\text{mot detektorn})$$

$$I_{\text{ut2}} = I_L(R^2 + T^2 + 2RT \cos \Delta\varphi) \quad (\text{mot lasern}) \quad ,$$

där I_L är laserns intensitet och $\Delta\varphi$ är fasförskjutningen mellan strålarna som uppstår p.g.a. att sträckorna är olika:

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{2\Delta L}{\lambda} \quad .$$

Här är $\Delta L = L_1 - L_2$ skillnaden mellan interferometerarmarnas längder och λ är laserns våglängd.

Den första utgångsstrålen riktas mot detektorn och är en så kallad mörk port, dvs. inget ljus kommer ut om fasförskjutningen är noll. Den andra utgångsstrålen riktas mot lasern och är ofta problematisk — den måste på något sätt blockeras eller riktas om för att inte nå ändå till lasern och störa denna. Det faktum att det finns två utgångar som är ur fas med varandra kan förklaras av energiprincipen. Summan av intensiteten i de båda utgångarna är alltid lika med laserintensiteten. I en balanserad Michelson-interferometer, där $R=T$, är interferenskontrasten 100%, och intensiteten i båda utgångarna varierar då mellan noll och I_L .

En liten ändring av en eller båda armarnas längd leder till en ändring i fasförskjutning, och därför en ändring i interferenssignalen. När längden ändras så mycket som:

$$\Delta L_{1/2} = \frac{1}{6} \frac{\lambda}{2}$$

blir intensiteten i båda utgångarna hälften av maximum. I LIGO blir ΔL i storleksordningen 10^{-18} m, vilket motsvarar en del på 10^{12} av laservåglängden (som är $1 \mu\text{m}$). Därmed blir den förväntade fasförskjutningen, dvs. den önskade signalen, mycket liten.

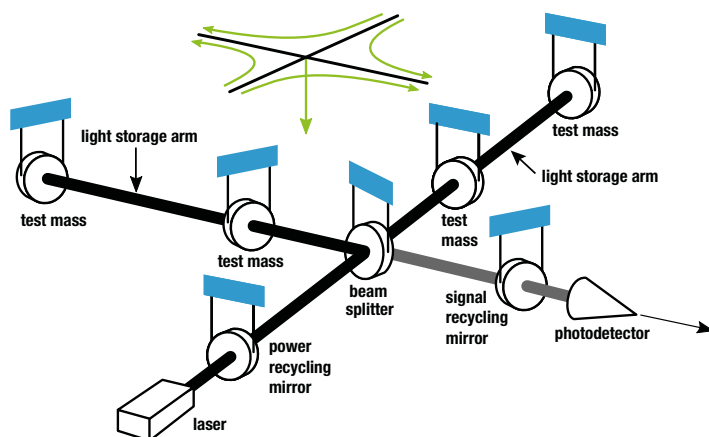
Einstein trodde inte att gravitationsvågor skulle ha någon betydelse. Även om han inte förklarade varför, kan man spekulera att det berodde på att inget fenomen känt på hans tid kunde orsaka gravitationsvågor tillräckligt starka för att kunna observeras. Ett genombrott kom på 70-talet när Russel Hulse och Joseph Taylor upptäckte ett binärt neutronstjärnsystem — två neutronstjärnor som kretsar kring sitt masscentrum. För att förklara hur de två stjärnorna rör sig behövdes allmän relativitetsteori. Omloppstiden blev gradvis kortare på grund av energiförlusten orsakad av emitterade gravitationsvågor. Det var det första beviset på gravitationsvågors existens och det visade också på en möjlig källa till detekterbara gravitationsvågor.

Gravitationsvågor som skapats vid en sammanslagning av två neutronstjärnor upptäcktes av LIGO-Virgo 2017. Innan dess hade den första observationen, som orsakades av en kollision av två svarta hål, gjorts 2015 (se kapitlet *Första observationer*). Gravitationsvågor från båda dessa händelser orsakade en relativ utsträckning av 10^{-21} på Jorden. Detta betyder att avståndet mellan två punkter separerade med 1 km ändrades med 10^{-18} m — en tusendel av protonens diameter.

Sträckningen är omvänt proportionell mot avståndet från gravitationsvågkällan. Detta innebär att om man förbättrar känsligheten med en viss faktor, ökar det maximala avståndet till gravitationsvågkällorna som kan observeras med samma faktor. Med andra ord ökar volymen av universum som kan undersökas, och därför sannolikheten för detektion, med kuben av avståndet. Därför är en stor del av insatserna på LIGO-Virgo inriktade på att ständigt öka känsligheten, snarare än att göra långa datainsamlingar.

En Michelson-interferometer är som mest känslig för gravitationsvågor som kommer från en riktning vinkelrät mot interferometerns plan (se Figur 4), men den kan detektera vågor från ungefär halva himlen både ovanför och under interferometern. Genom att mäta samma våg med tre, eller flera, interferometrar samtidigt kan man bestämma var källan finns genom triangulering (se faktaruta). Ju fler interferometrar som används och ju större av-

Advanced LIGO Fabry-Perot Michelson Interferometer Schematic



Figur 4: Schematisk bild av LIGOs interferometer (Weiss, 2018).

ståndet mellan dem är, desto bättre blir noggrannheten. En annan anledning att använda fler än två interferometrar samtidigt är att man får bättre konfidens och bättre diskriminering av brus när man observerar samma signal med två olika detektorer på två olika platser. Det är mycket osannolikt att samma brus genereras samtidigt på två olika platser.

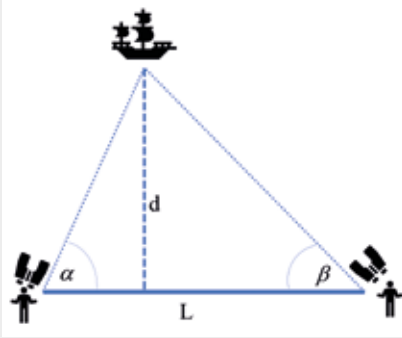
För att kunna detektera svaga signaler från gravitationsvågor, gömda inom bruset, behövs exakta teoretiska modeller för dessa signaler som anpassas till mätdata. Redan när LIGO startades 1984 förutsade Kip Thorne att det var mest sannolikt att detektera gravitationsvågor från en sammanslagning av två svarta hål, främst därför att massan av de då kända svarta hålen var tio gånger större än neutronstjärnor så delen av universum som kunde genomsökas var tusen gånger större. Designen av LIGO anpassades därför till observation av dessa gravitationsvågor genom att säkerställa bästa känslighet i just det frekvensområde där signalen förväntades. Det tog några decennier och krävde insatser av många teoretiker att utveckla koder som kan simulera de vågformer som följer av sammanslagningen av svarta hål och neutronstjärnor. Koden som slutligen används utvecklades av SXS-teamet (*Program to Simulate eXtreme Spacetimes*) på Caltech och kallas SpEC (*Spectral Einstein Code*). Koden var klar några år innan den första lyckade observationen av LIGO och den har använts för att sammanställa ett bibliotek med vågformer och modeller för analys av LIGO-data.

Hur fungerar detektionen av gravitationsvågor?

LIGO består av två nästan identiska interferometrar (Aasi *et al.*, 2015), en placerad i sumpmarken i Livingstone, Louisiana, och en på stäppen i nordvästra USA nära Hanford, Washington (se Figur 2). Båda har 4 km långa armar, och avståndet mellan interferometrarna är 3000 km. Virgo-interferometern (Acernese *et al.*, 2015) finns i Italien och har 3 km långa armar (se Figur 3). Det tar 10 ms för ljuset att färdas mellan de två LIGO anläggningarna, och 27 ms mellan LIGO och Virgo. Alla tre anläggningarna är stora Michelson-interferometrar med två testmassor i varje arm, se Figur 4. Dessa testmassor formar Fabry-Perot-interferometrar (se faktaruta) som ökar antalet gånger ljuset studsar mellan massorna, vilket i sin tur ökar känsligheten för gravitationsvågor.

Triangulering är en beprövad metod som använts t.ex. för att mäta höjden av byggnader eller avstånd till avlägsna objekt, såsom skepp till sjöss. För att bestämma avståndet till ett objekt, d , behövs en baslinje med två punkter separerade med ett känt avstånd L , som i figuren nedan. Därefter mäter man två vinklar till objektet, α och β , och med trigonometri räknar man ut avståndet. Förhållandet mellan d och L blir

$$L = d \left(\frac{1}{\tan \alpha} + \frac{1}{\tan \beta} \right)$$



Bestämning av avståndet till ett avlägset objekt genom triangulering.

I LIGO används triangulering med hjälp av tidsskillnaden mellan de signaler som observeras på olika anläggningar. Med två detektorer kan man bara begränsa källans placering till en cirkel koncentrisk med baslinjen mellan de två detektorerna. Bredden på cirkelringen beror på noggrannheten med vilken ankomsttiderna kan bestämmas:

$$\sigma_t = \frac{1}{2\pi\rho\sigma_f} \quad ,$$

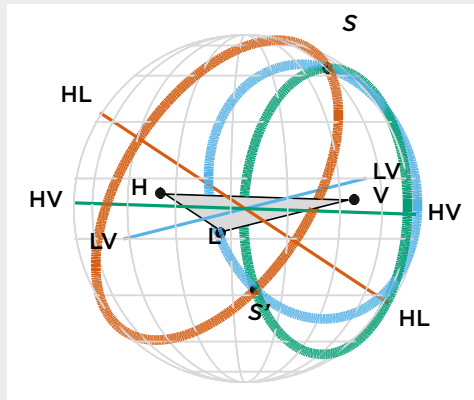
där ρ är förhållandet signal-till-brus och σ_f är signalens bandbredd. Med ett signal-brusförhållande på 10–20 och bandbredd 100 Hz blir noggrannheten av storleksordningen 0,1 ms. Den yta på himlen som bestäms med 90% konfidsintervall med två detektorer, separerade med avståndet D (i ms) och med känslighet σ_t , blir:

$$\frac{Y_{90\%}}{4\pi} = \frac{3,3 \sqrt{\sigma_{t1}^2 + \sigma_{t2}^2}}{D} \quad .$$

Med $D = 10$ ms samt $\sigma_t = 0,25$ ms blir den möjliga ytan 12% av himlen. Positionsbestämningen kan förbättras genom bättre tidbestämning i detektorerna, och även genom en förlängd baslinje mellan detektorerna. Man ska dock notera att även om ytan blir liten ligger den möjliga positionen någonstans på en stor cirkel. I praktiken tar man också hänsyn till andra egenskaper av signalen, såsom

amplitud och fas, för att bestämma källans position med bättre noggrannhet.

Med tre detektorer får man mycket bättre uppskattning av källans position, som visas i figuren nedan. Varje par av detektorer definierar en cirkelring, och de tre ringarna korsar i bara två punkter (S och S'). Man kan särskilja dessa två punkter när man också tar hänsyn till signalens amplitud. Med fyra detektorer blir det bara en position där alla cirkelringar korsas.



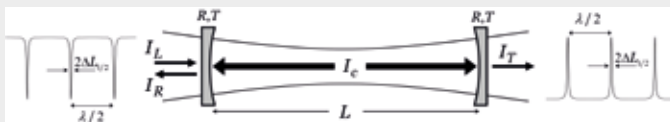
Positionsbestämningen genom tidstriangulering med LIGO-Virgo interferometrarna. Platserna för de tre detektorerna indikeras med de svarta prickarna, med LIGO Hanford märkt H, LIGO Livingston L och Virgo V. De tre cirkelringarna på himlen visar positioner för konstant tidsfördröjning (med tillhörande tidsosäkerhet) mellan två detektorer. För tre detektorer korsar de tre ringarna på två platser (Abbott, 2016).

De två LIGO-interferometrarnas armar är riktade på samma sätt för att maximera sannolikheten för gemensamma observationer. Virgo har inte samma orientering som LIGO, vilket möjliggör studier av gravitationsvågornas polarisering.

Armarnas längd justeras så att de ger samma antal studsar och så att ljuset som går till fotodetektorn släcks ut. I verkligheten hålls interferometrarna en bit bort från den mörka fransen så att signalen ökar eller minskar beroende på vilket arm som blir kortare eller längre under växelverkan med gravitationsvågen. Signalen kalibreras genom att använda ett känt strålningstryck från en laser. Laserljuset reflekteras från slutmassans baksida och moduleras i intensitet för att generera en varierande strålningskraft. Interferometerns respons mäts genom att svepa moduleringsfrekvensen genom hela detektionsbandet.

Fabry-Perot-interferometern

En Fabry-Perot-interferometer består av två semi-transparenta parallella speglar. Spegelarnas reflektans R är nästan 100% (t.ex. 99%, eller 99,99%), så att endast en mycket liten del av ljuset släpps igenom.



Schematisk bild av en Fabry-Perot-interferometer. Kurvorna visar reflekterad samt transmitterad intensitet

I en Fabry-Perot-interferometer, se figur ovan, riktas en laserstråle med intensiteten I_L mot första spegeln. En del ljus transmitteras och fortsätter mot den andra spegeln. Där reflekteras nästan allt, men en liten del släpps igenom också där. När avståndet mellan speglarna är lika stort som en heltalsmultipel av halva våglängden uppstår konstruktiv interferens, dvs. en förstärkning av det elektromagnetiska fältet. Det leder till att *all* intensitet transmitteras genom kaviteten. Transmitterade intensiteten som funktion av interferometerens längd L och laservåglängden λ är:

$$I_T = \frac{I_L}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{2\pi L}{\lambda}\right)}.$$

Detta uttryck har maxima för $L = k\lambda/2$, där k är ett heltal (se figuren). Reflekterad intensitet blir $I_R = I_L + I_T$. Den har minima när den transmitterade intensiteten har maxima.

Interferensfransarna är smalare än i en Michelson-interferometer. Bredden på ett maximum definieras som ändringen $\Delta L_{1/2}$ av längden där den transmitterade intensiteten är hälften av laserintensiteten. Detta händer när:

$$\Delta L_{1/2} = \frac{1-R}{2\pi\sqrt{R}} \frac{\lambda}{2} = \frac{1}{2F} \frac{\lambda}{2} \quad \text{där} \quad F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R},$$

är interferometerens *finess*. Denna bestäms av speglarnas reflektans. Till exempel, med $R = 99\%$ blir finessen 312. Om man jämför ekvationen ovan med motsvarande i faktarutan för Michelson-interferometern ser man att Fabry-Perot-interferometern är känsligare. Anledningen är att resonant ljus i en Fabry-Perot-interferometer färdas en optisk väg $2F/\pi$ längre än L . Med andra ord blir fasförskjutningen lika mycket längre, jämfört med ljus som går endast igenom en gång.

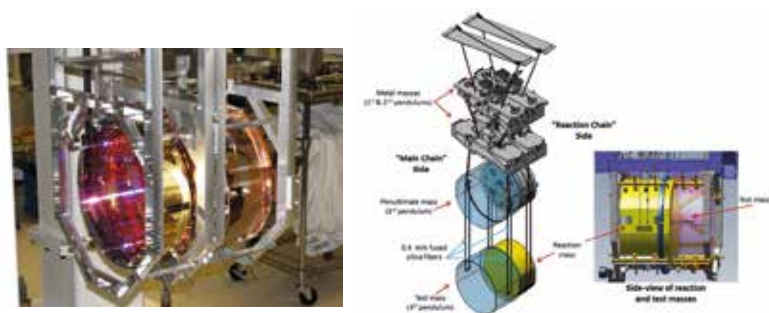
En Fabry-Perot-interferometer beskrivs också i frekvensrummet ($\nu = c/\lambda$). Avståndet mellan två maxima i frekvensrummet kallas för *fri spektral räckvidd*, $FSR = c/2L$. Bredden på en enskild interferensfrans är $\Delta\nu_{1/2} = FSR/2F$. För en 4 km lång Fabry-Perot-interferometer med finesse 300 blir $FSR = 37,5$ kHz och bredden på en frans endast 125 Hz. Detta betyder att laserfrekvensen måste vara stabil till en bråkdel av detta för att kunna kopplas till interferometern.

En Fabry-Perot-interferometer förstärker lasereffekten som cirkulerar mellan de två speglarna, med en faktor på ungefär F/π . Det beror på stående vågen mellan speglarna som uppstår när resonanskriteriet uppfyllts. En annan viktig egenskap är att endast specifika spatialmoder tillåts komma i resonans. Därför måste formen på strålen som kopplas in i interferometern anpassas noggrant. En Fabry-Perot-interferometer kan också användas för att spatialt och spektralt ”rena” laserljuset, vilket görs både vid in- och utgångar av LIGOs och Virgos interferometrar.

Interferometern har ytterligare två speglar, en placerad mellan huvudlasern och stråldelaren, och en mellan stråldelaren och detektorn. Dessa återvinner lasereffekten respektive signalen. Effektåtervinningsspeglarna reflekterar laserljuset från utgången riktad mot lasern tillbaka mot interferometern och ökar därmed den cirkulerande effekten. På så sätt blir lasereffekten som når stråldelaren 40 gånger högre. Signalåtervinningsspeglarna möjliggör avstämningen av spektrala responsen så att den anpassas till de gravitationsvågor som ska detekteras. Denna signalåtervinningsspegel fanns inte med i iLIGO.

Testmassorna i LIGO-Virgo är stora speglar gjorda av homogent kvartsglas, ett material med små förluster, och med optiska beläggningar som ger hög reflektans och dessutom reducerar termiskt brus. Ytorna är polerade för att vara mycket plana — ojämnheterna begränsas till en bråkdel av en nanometer — för att minska spridningsförluster. Spegelarna är 34 (35) cm i diameter, 20 cm tjocka och 40 (42) kg tunga i aLIGO (se Figur 5) respektive i adV. Denna storlek gör det möjligt att reducera bruset från strålningstrycket.

Testmassorna hänger i speciellt designade upphängningssystem som isolerar dem från seismiska störningar. Optimeringen av detta system var en av de stora förändringarna i aLIGO som gav en förbättrad känslighet vid lägre frekvenser. Det nya upphängningssystemet har fyra pendlar i serie. Det sista steget som



Figur 5: En av aLIGOs testmassor (till vänster) och dess upphängningssystem (till höger) (foton från Caltech/MIT/LIGO Laboratory).

håller testmassan använder kvartsglasfibrer (istället för stålkablar) som har mycket låga mekaniska förluster för att minska termiskt brus från upphängningssystemet. Detta system med flera steg av pendlar dämpar markrörelser med sju storleksordningar. Det är monterat på en aktivt kontrollerad plattform för vibrationsisolering, för att ytterligare minska seismiskt brus vid låga frekvenser, där pendeln inte är effektiv. Sådant brus orsakas t.ex. av tidvattenrörelser.

Lasrarna som används i aLIGO och adV är stabiliserade enfrekvens-lasrar av fasta tillståndstyp med hög effekt: Nd:YAG respektive Nd:VO₄. Båda emitterar en våglängd kring $1\ \mu\text{m}$ med en effekt upp emot 200 W. Lasrarnas frekvens, strålriktning och intensitet är stabiliserade med olika kontrollsystmer för bättre prestanda (se faktura). Den höga effekten behövs särskilt för att minska s.k. hagelbrus (*shot noise*). I de första datainsamlingarna användes effekter under 40 W. Denna effekt förstärks mer än 100 gånger i de två armarna. Numera når effekten inom armarna några hundra kW.

Innan laserljuset kopplas till interferometern, används en triangulär optisk resonator för att rengöra ingångsmoden och för att stabilisera laserfrekvensen ytterligare (se Figur 6). Vid utgången ur interferometern diskriminerar en optisk *bow-tie* resonator från oönskade rums- och frekvenskomponenter innan interferensen observeras på detektorn.

Alla de olika interferometrarna i LIGO/Virgo är kopplade och måste aktivt stabiliseras för att vara i resonans med varandra. Längderna på Fabry-Perot-resonatorerna i interferometerarmarna stabiliseras aktivt till mindre än 100 fm, medan längden på andra

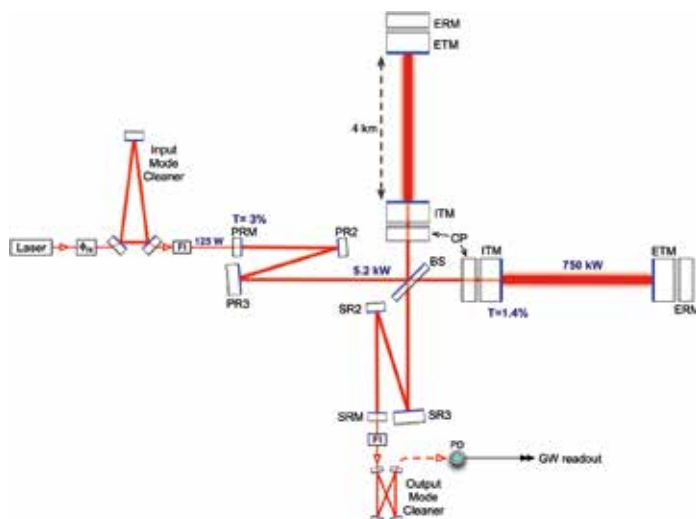
kopplade resonatorer hålls inom 1 till 10 pm. På samma sätt är interferometerns testmassor justerade inom tiotals nanoradianer i förhållande till den optiska axeln, för optimal prestanda. Aktiv stabilisering är också nödvändig för att dämpa vibrationer i pendel-upphängningarna och för att stabilisera det seismiska isolerings-systemet. Totalt sett finns 300 kontrollkretsar som används för att allt inom aLIGO ska fungera optimalt.

Laserfrekvensstabilisering

Varje laser har en bandbredd som bestäms av en mängd olika processer. Med andra ord är fäsen av laserljuset inte oändligt stabil. Det förekommer också en drift av laservåglängden som orsakas t.ex. av ändringar av temperaturen och därmed laserresonatorns längd.

För att koppla in en laser till en Fabry-Perot-interferometer måste laserfrekvensen först stabiliseras, eftersom att bredden på transmissionstopparna är en mycket liten andel av laserfrekvensen — ofta är de smalare än linjebredden. För att stabilisera en laser till en Fabry-Perot-interferometer används en s.k. Pound-Drever-Hall-metod. Fäsen på lasern moduleras med en hög frekvens vilket skapar sidoband i frekvensdomänen. Ljuset som reflekteras från kaviteten detekteras och signalen mäts vid modulationsfrekvensen. Detta skapar en felsignal som är noll när laserfrekvensen är i resonans med kaviteten, och som blir positiv eller negativ beroende på laserfrekvensens avvikelse från resonansen. Felsignalen filtreras och förstärks och skickas som korrigeringssignal till givare som kontrollerar laserfrekvensen. Detta är ett exempel på negativ återkoppling. Med denna metod kan man inte bara låsa centralfrekvensen av lasern till Fabry-Perot-interferometern, men också göra linjebredden smalare för att kunna koppla allt ljus in i resonatorn. Detta gör att laserns fas blir mer stabil.

Testmassorna och deras upphängningssystem, samt interferometerns armar, hålls i vakuum, se Figur 7. Vakuumböjarna är 1,2 m i diameter och trycket i den $10\,000\text{ m}^3$ stora volymen är under $1\text{ }\mu\text{Pa}$ (10^{-11} atm). Ljuset som sprids från speglarna och träffar insidan av vakuumböjarna orsakar vibrationer, vilka i sin tur ändrar fäsen av den spridda ljuset. Insidorna av vakuumböjarna är därför täckta med skräddarsydda *bafflar* för att förhindra spridda ljus att återvända till ljusstrålen. I aLIGO används samma vakuumanläggningar som i iLIGO, men all optik, seismisk isolering och kontrollsystem har bytts ut.



Figur 6: Detaljerat schema av aLIGO (Aasi et al., 2015). Ljuset från en stabiliserad laser sänds genom en triangulär optisk resonator som renar ingångsmoden och stabiliserar laserfrekvensen. Ljuset passerar sedan ett system av effektåtervinningspeglar och kopplas in i den stora interferometern genom stråldelaren. Bägge armar av Michelson-interferometern har två testmassor som formar Fabry-Perot-interferometrar. Utgångsstrålen passerar signalåtervinningspeglar och en optisk resonator som rengör moden innan den träffar detektorn (©IOP Publishing).

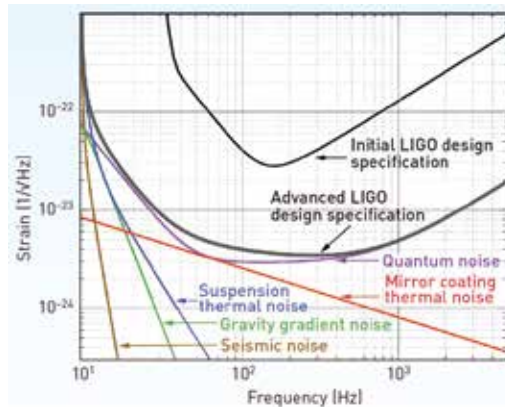
Figur 8 visar iLIGOs och aLIGOs design-känslighet med olika bruskällor markerade. Sammanfattningsvis påverkas LIGO av fyra olika typer av brus:

- Termiskt brus på grund av Brownsk rörelse av upphängningssystem och testmassor, samt mekaniska förluster i spegelns optiska beläggningar. Denna komponent minskades i aLIGO genom användning av större testmassor och bättre beläggningar, samt genom bättre upphängningssystem.
- Två typer av kvantbrus: strålningstrycksbrus orsakas av överföring av rörelsemängd från enskilda fotoner som träffar testmassan. Detta skalar som $1/(mf^2)$, där m är massa och f frekvens. Detta brus dominerar vid låga frekvenser. Fotonhagelbrus uppstår från statistiska fluktuationer i fotonens ankomsttid vid interferometerutgången och dominerar vid höga frekvenser. Detta minskar med inversen av roten av lasereffekten i interferometerarmarna. Därför är det viktigt att använda så hög lasereffekt som möjligt.



Figur 7: En vakuumanläggning i LIGO Hanford som innehåller laser, stråldelare, testmassor och annan utrustning (foton från Caltech/MIT/LIGO Laboratory).

- Seismiskt brus orsakas av markrörelser och kan dämpas med bättre seismiska isolationssystem och upphängningssystem.
- Gravitationsbrus orsakas av snabba förändringar i det lokala gravitationsfältet, vilka främst orsakas av seismiska tryckvågor och skiljer sig från seismiskt brus eftersom testmassorna inte kan skyddas från dessa fluktuationer.

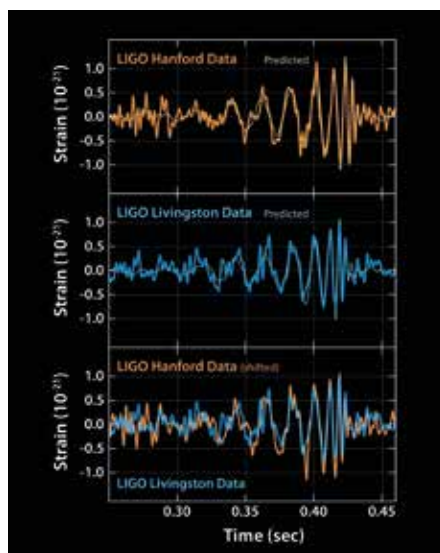


Figur 8: Känslighetskurvor för iLIGO och aLIGO samt de olika bruskällorna (från Caltech/MIT/LIGO Laboratory).

Första observationer

Den första observationen av gravitationsvågor, GW150914, skedde bara några dagar efter att aLIGO togs i drift, den 14:e september

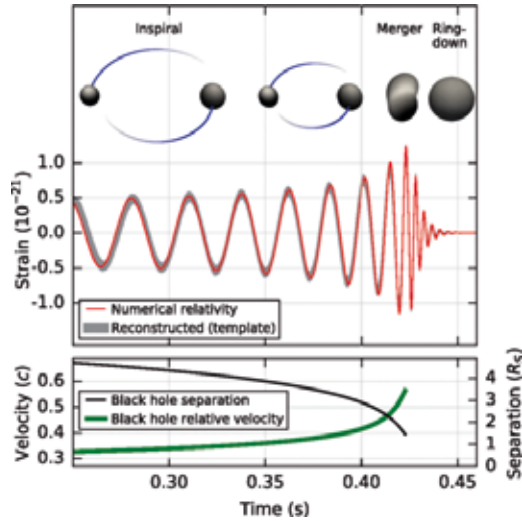
2015. Signalen, som visas i Figur 9, varade bara 0,2 sekunder, hade en frekvens mellan 35 och 250 Hz och en maximal amplitud på 10^{-21} . Den anlände först i Livingston och 7 ms senare i Hanford. Signalerna var varandra mycket lika, vilket ses när de överlagras efter en förskjutning på 7 ms för Hanford-signalen (nedre bilden).



Figur 9: Första signalen från gravitationsvågor som observerades med LIGO. De två övre graferna visar signalen från LIGO Hanford respektive Livingston, tillsammans med tunnare teoretiska kurvor. I nedre bilden är de båda signalerna överlagrade efter en förskjutning på 7 ms för Hanford signalen (från Caltech/MIT/LIGO Laboratory).

Gravitationsvågorna som orsakade dessa signaler kom från en sammanslagning av två svarta hål — en process som visas schematiskt i den övre delen av Figur 10. Först rör sig de två svarta hålen runt varandra och deras avstånd minskar successivt. Under denna tid emitteras gravitationsvågor med ökande frekvens och amplitud, som visas i den mittersta delen av samma figur. Amplituden är starkast när dessa hål till sist slås samman, och efteråt minskar signalen. Genom att anpassa teoretiska kurvor till LIGOs signaler kunde man få mycket information om de svarta hålen och deras rörelse. Under hela processen rörde de sig med relativistiska hastigheter — visade med den gröna kurvan i den nedre delen av Figur 10. Deras avstånd var först kring 400 km, och detta

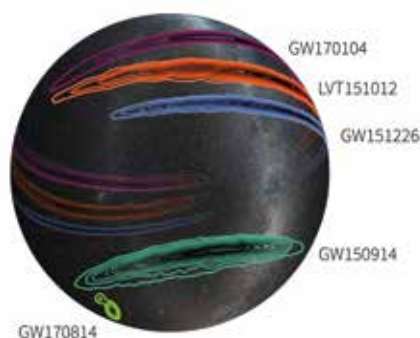
minskade till 100 km precis innan sammanslagningen (den svarta kurvan). Massorna av de svarta hålen var ca. 36 och 29 solmassor, och det slutliga svarta hålet hade 62 solmassor. Detta innebär att tre solmassor omvandlades till energi i form av gravitationsvågor. Det bör nämnas att det tog en månad av datainsamling och analys för att säkerställa hög konfidensnivå för den första observationen. Man jämförde många signaler och letade efter koincidenser, samt anpassade teoretiska kurvor.



Figur 10: Sammanslagning av två svarta hål (övre delen), den resulterande signalen på Jorden (mitten), samt avståndet (svarta kurvan) och relativ hastighet (gröna kurvan) av de två hålen (nedre delen) (Barish, 2018).

Eftersom signalen detekterades med bara två interferometrar kunde inte riktningen av gravitationsvågen bestämmas med hög noggrannhet. Man kunde bara konstatera att vågorna kom från den södra delen av stjärnhimlen inom en stor rymdvinkel på 600 grader i kvadrat. När den första observation av gravitationsvågor gjordes tillsammans av LIGO och Virgo den 14:e augusti 2017, GW170814 (också från sammanslagning av två svarta hål), kunde man bestämma vågornas källa med mycket bättre noggrannhet genom triangulering. Detta illustreras i Figur 11.

Endast tre dagar efter den första gemensamma observationen av en sammanslagning av två svarta hål med LIGO och Virgo, observerades för första gången gravitationsvågor som emitterades under en sammanslagning av två neutronstjärnor, GW170817. I



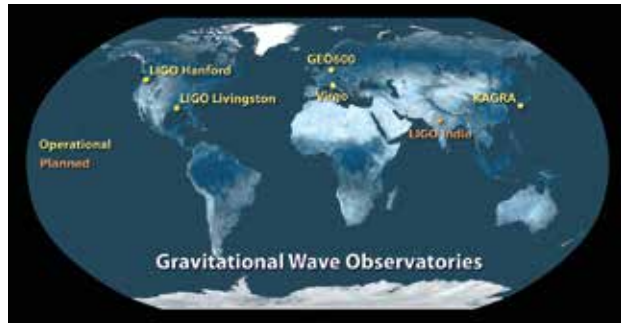
Figur 11: Positionsbestämningen av några tidiga detektioner med två av LIGOs interferometrar, inklusive den första händelsen GW150914, samt den mycket bättre positionsbestämningen av den första gemensamma detektion med LIGO och Virgo (GW170814) (från Caltech/MIT/LIGO Laboratory).

motsats till en kollision av två svarta hål, kan en sammanslagning av två neutronstjärnor också observeras i olika delar av det elektromagnetiska spektret. Andra instrument riktades åt det håll som bestämts från LIGO-Virgo mätningarna, och det kunde bekräftas att källan till signalen var två neutronstjärnor i en galax i stjärnbilden Vattenormen. Möjligheten att observera samma händelse med både gravitations- och elektromagnetiska vågor öppnade ett nytt forskningsfält i astrofysik.

Framtida utvecklingar

Efter de första observationerna har LIGO och Virgo detekterat många andra händelser. Under den tredje körningen, som avbröts i mars förra året p.g.a. covid-19-pandemin, detekterades 56 händelser, jämfört med 3 och 8 i första respektive andra körningen. Den fjärde datainsamlingkampanjen planeras till andra halvan av 2022 tillsammans med KAGRA, vilket kommer att ytterligare förbättra noggrannheten vid bestämningen av källornas position.

En ny LIGO anläggning planeras nu i Indien. Figur 12 visar positionerna för alla existerande och planerade gravitationsvågsdetektorer. Samtidigt pågår hela tiden utvecklingen av ny teknologi som kommer att ytterligare förbättra detektorernas känslighet. Ett pågående LIGO-program kallas för A+ och förväntas förbättra känsligheten med en faktor två, genom bättre upphängningssystem och beläggningar på testmassorna, samt genom att använda s.k. klämt ljus med mycket mindre fasbrus.



Figur 12: Placering av existerande och planerade jordbaserade gravitationsvågdetektorer (från Caltech/MIT/LIGO Laboratory).

Längre fram planeras en rymdbaserad gravitationsvågdetektor, LISA, *the Laser Interferometer Space Antenna*, för att detektera gravitationsvågor vid låga frekvenser. LISA kommer att bestå av tre rymdfarkoster, arrangerade i en liksidig triangel med 2,5 miljoner kilometer långa sidor, som rör sig längs en jordliknande heliocentrisk bana. Varje farkost kommer att innehålla en testmassa och avståndet mellan dem kommer att noggrant övervakas med laserljus för att detektera en passerande gravitationsvåg. LISA började planeras tillsammans av ESA och NASA, men 2011 tvingades NASA backa ut p.g.a. de höga kostnaderna för deras *James Webb Telescope*.

2016 genomförde ESA en *LISA Pathfinder Mission* för att prova avgörande tekniska lösningar för LISA. Två testmassor placerades i ett nästan perfekt gravitationellt fritt fall och en laserinterferometer mätte deras relativa position och orientering med en noggrannhet på mindre än 0,01 nanometer. Interferometern var en modell av en arm av den planerade LISA-interferometern, fast med längden minskad från miljontals kilometer till 40 cm. 2017 godkändes LISA som en av ESAs huvudprojekt, med förnyat intresse av NASA och planerad uppskjutning 2034.

Möjligheten att direkt observera gravitationsvågor har öppnat nya möjligheter inom astrofysik. Gravitationsvågor ger ett helt nytt observationsfönster till händelser som inte kan observeras med elektromagnetiska vågor och ger mängder av ny information om kosmiska händelser. Den pågående utvecklingen garanterar nya upptäckter under många år framöver.



Vidare läsning

- Aasi J. *et al.* (2015). Advanced LIGO, *Class. Quantum Grav.*, 32(7), 074001.
- Abbott B. P. (2016). Prospects for Observing and Localizing Gravitational-Wave Transients with Advanced LIGO and Advanced Virgo, *Living Rev. Relativ.*, 19, 1.
- Acernese F. *et al.* (2015). Advanced Virgo: a second-generation interferometric gravitational wave detector, *Class. Quantum Grav.*, 32(2), 024001.
- Barish B. C. (2018). Nobel Lecture: LIGO and the discovery of gravitational waves II, *Rev. Mod. Phys.*, 90(4), 040502.
- Fairhurst S. (2009). Triangulation of gravitational wave sources with a network of detectors, *New J. Phys.*, 11(12), 123006.
- LIGO Caltech (u.å.). *LIGO — Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*.
<https://www.ligo.caltech.edu>.
- LIGO Scientific collaboration (u.å.). *LIGO Scientific collaboration*.
<https://www.ligo.org/index.php>.
- Thorne K. S. (2018). Nobel Lecture: LIGO and the discovery of gravitational waves III, *Rev. Mod. Phys.*, 90(4), 040503.
- VIRGO (u.å.). *VIRGO*. <https://www.virgo-gw.eu>.
- Weiss R. (2018). Nobel Lecture: LIGO and the discovery of gravitational waves I, *Rev. Mod. Phys.*, 90(4), 040501.



Bilderna från montaget på sid 80: Övre bilden, Virgo i Italien. Nedre bilden, LIGO i USA.

