

A la captura d'ones gravitacionals

Priscilla Cañizares

Institut d'Estudis Espacials de Catalunya (IEEC), 3a pl, QC 3109 Campus UAB-ETSE, 08193 Bellaterra, Catalunya
pcm@ieec.uab.es

Resum

L'objectiu d'aquest article és donar al lector una introducció sobre ones gravitacionals: què són, com es generen, què ens poden aportar i com les podem detectar. Ens centrarem principalment en els detectors d'ones gravitacionals interferomètrics, i en veurem dos exemples: LIGO, detector terrestre, i LISA, l'únic detector d'ones gravitacionals projectat a l'espai.

1 Introducció

La gravetat, de manera directa o indirecta, ha estat una de les primeres forces fonamentals de la natura de la qual l'ésser humà, des del principi dels temps, ha tingut consciència tant de la seva presència com dels seus efectes.

Però vam haver d'esperar fins a Newton per relacionar la gravetat amb una propietat dels objectes massius d'una manera matemàticament rigorosa i precisa. Així, gràcies a la teoria de la gravetat newtoniana, podem preveure, per exemple, el moviment de la Terra o d'altres planetes i les seves llunes.

En la gravetat newtoniana el potencial gravitatori produït per una massa M a una distància r ve donat per:

$$\Phi = \frac{-GM}{r}, \quad (1)$$

on G és la constant gravitacional de Newton ($6.674 \cdot 10^{-11} \text{m}^3 \text{kg}^{-1} \text{s}^{-2}$). Per tant, la força d'atracció entre dos cossos de masses M i m és:

$$\vec{F} = \frac{GMm}{R^3} \hat{R}, \quad (2)$$

on R és la distància entre els dos cossos.

En la formulació newtoniana, la interacció gravitacional entre els dos cossos és instantània. Llavors, si un cos varia la seva massa, la força que genera sobre un altre cos varia immediatament de manera conseqüent.

Newton en els seus *Principia* concep l'espai (3-dimensional) i el temps (1-dimensional) com dues entitats diferents i separades, però contínues i absolutes (iguals per a qualsevol observador). Amb aquesta formulació Newton va donar a la relativitat de Galileu un marc matemàtic on tots els observadors inercials són equivalents.

Amb la teoria de la relativitat d'Einstein (RG) [1] va arribar la unificació de l'espai i el temps en un continu 4-dimensional, de manera que espai i temps ja no són dues entitats diferents i, així mateix, energia i massa esdevenen conceptes equivalents.



Figura 1: Sir Isaac Newton, 1643-1727

Dins d'aquest marc einsteinià cada observador té la seva mesura del temps i, llavors, el temps deixa de ser universal. Einstein, a més a més, va postular la universalitat de la velocitat de la llum c , res es pot moure a una velocitat més gran de c , de manera que aquesta ha de ser la mateixa per a tots els observadors. Això implica que, com veurem més endavant, quan un cos provoca un canvi o pertorbació en el camp de força gravitatori, aquest canvi es propagarà com a màxim a la velocitat de la llum. Per tant les pertorbacions gravitacionals no es propaguen de manera instantània com a la teoria newtoniana.

En RG [1], les forces gravitatòries són conseqüència que l'espaitemps es corba. Aquesta curvatura depèn del contingut en massa i en energia que conté l'espaitemps. Podem dir llavors que la gravetat o, de manera equivalent, la quantitat de matèria que conté una regió determinada de l'espaitemps influencia el moviment de les partícules que cauen lliurement en aquesta regió. Això és degut al fet que la geometria de l'espaitemps queda modificada per la presència de matèria i, per tant, modifica el camí o recorregut que segueixen les partícules (geodèsiques). Així doncs, en absència de gravetat/matèria, les partícules segueixen trajectòries rectes.

Einstein concebia la gravetat no com una força sinó

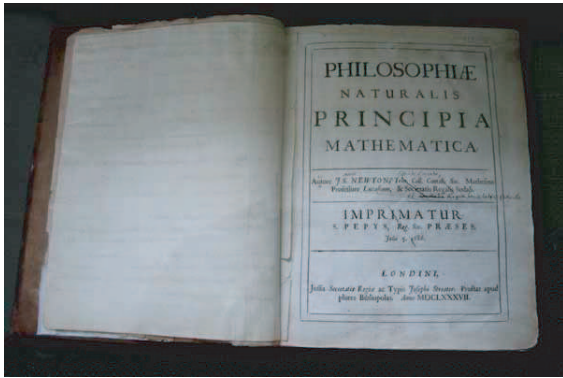


Figura 2: Imatge de The Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica o Principia, 1687



Figura 3: Albert Einstein, 1879-1955 (©The Albert Einstein Archives, The Jewish National and University Library, The Hebrew University of Jerusalem, Israel)

com una manifestació de la geometria de l'espai-temps: gravetat és geometria, tal com podem veure directament de les seves equacions de camp [3]:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = \frac{-8\pi}{c^4}GT_{\mu\nu}, \quad (3)$$

on $(\mu, \nu) = 0, 1, 2, 3$ són els índexs associats a les quatre dimensions de l'espai-temps i $g_{\mu\nu}$ són els coeficients de la mètrica, els quals defineixen les propietats geomètriques de l'espai-temps. R és la traça R^ν_ν del tensor de Ricci $R_{\mu\nu}$, el qual està relacionat amb les derivades de la mètrica i, per tant, ens dona informació de com varia $g_{\mu\nu}$ en una certa regió de l'espai-temps. Finalment, $T_{\mu\nu}$ és el tensor energia-moment, i dona compte d'aspectes energètics com ara la densitat d'energia i de pressió.

Així (3) ens indica que la curvatura d'una regió de l'espai-temps ve determinada per la seva densitat de massa-energia. Com va resumir el físic John Wheeler en la seva famosa frase: «La matèria diu a l'espai-temps

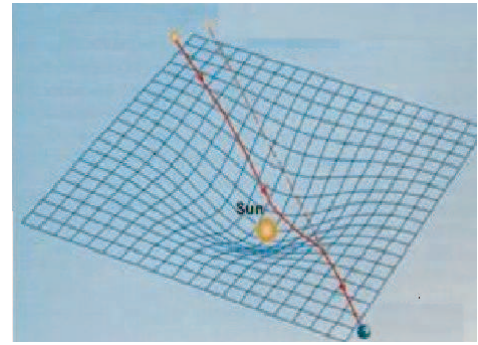


Figura 4: Representació artística de la curvatura de l'espai-temps deguda a la presència d'un objecte massiu com el Sol i de l'efecte d'aquesta curvatura sobre la trajectòria d'un raig de llum [2]

com corbar-se i l'espai-temps diu a la matèria com s'ha de moure.»

Encara que la teoria gravitacional de Newton pot semblar «desfasada» comparada amb la teoria gravitacional d'Einstein, en el nostre dia a dia ens trobem amb camps gravitatoris molt petits per produir velocitats properes a la de la llum (límit newtonià): $\Phi \ll 1, |v| \ll c$. En aquest límit la teoria gravitatòria de Newton és suficient per explicar i preveure els fenòmens físics quotidians.

1.1 Què és una ona gravitacional?

En resum, les equacions d'Einstein relacionen energia (massa) i curvatura de la mateixa manera que la llei de Hooke relaciona la força aplicada sobre una molla i la seva deformació [4]. Això ens pot donar una visió molt simplista de les equacions d'Einstein, que ens pot ajudar sempre que tinguem en compte que no és el camp el que és corbat per la massa, sinó que és la massa la que genera el camp gravitatori amb geometria corba.

Per tant, podem concebre l'espai-temps com una mena de làmina o llençol, de manera que una distribució de massa produeix un enfonsament o curvatura en el «llençol espai-temps.»

Suposem ara que tenim una massa que es mou amb un moviment vibratori regular, llavors aquest moviment provocarà unes oscil·lacions que s'aniran propagant per l'espai-temps: les anomenades *ones gravitacionals* o *radiació gravitatòria*.

Tot seguit veurem per què la radiació gravitatòria esdevindrà, en breu, una nova branca de l'astrofísica, i com ens pot proporcionar informació sobre l'Univers que no es pot obtenir de cap altra manera.

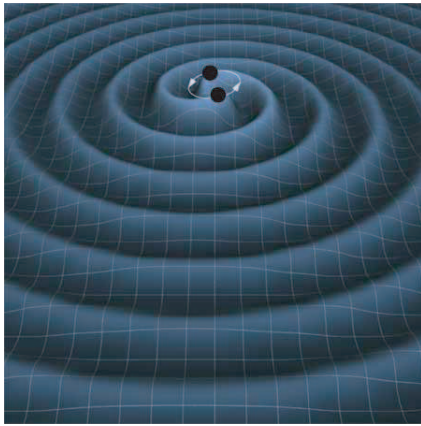


Figura 5: Les ones gravitacionals són camps gravitatoris propagant-se, oscil·lacions en la curvatura de l'espai-temps generats pel moviment de partícules massives. Com dos forats negres orbitant l'un al voltant de l'altre [2]

1.2 Per què una astronomia d'ones gravitacionals?

L'astronomia d'ones gravitacionals esdevindrà una nova eina per ampliar el nostre coneixement de l'Univers, ja que [5]:

- Les ones gravitacionals interaccionen dèbilment amb la matèria, així la seva dispersió i absorció des del moment que són generades no són significatives, encara que poden ser desviades per una lent gravitacional de la mateixa manera que la llum (*gravitational lensing*). Així doncs, les ones gravitacionals són unes portadores ideals d'informació cosmològica i astrofísica, ja que totes les ones gravitacionals que han estat mai emeses a l'Univers estan viatjant, inalterades, a través de l'espai. Però tota cara té la seva creu i, com veurem, la pertorbació provocada pel pas d'una ona gravitacional és extremadament petita i, per tant, difícil de mesurar.
- Les ones gravitacionals poden ser emeses per forats negres i són l'única forma d'observar directament aquests objectes.
- La radiació electromagnètica del Big Bang, el «fons còsmic de microones», ens proporciona dades des de 10^5 anys després del Big Bang. Amb la «nucleosíntesi cosmològica» podem arribar als tres minuts després del Big Bang. Però les ones gravitacionals primordials (*relic gravitational waves*, RGW) ens poden portar informació d'un univers amb 10^{-24} segons de vida!
- La radiació gravitacional és l'última predicció fonamental de la teoria general d'Einstein que encara no ha estat verificada completament. També es poden trobar evidències de la relació entre la gravetat i les

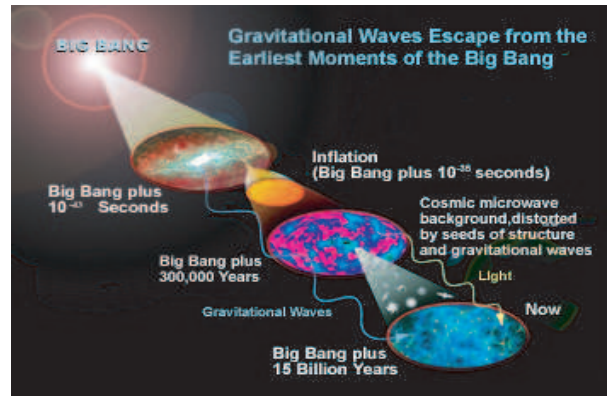


Figura 6: Línia de temps des del començament de l'Univers. Quan l'Univers va fer una transició d'una era d'expansió a una altra (inflació-radiació, radiació-matèria, etc.) les ones gravitacionals primordials (RGW) van ser amplificades [2]

altres forces fonamentals de la natura en les observacions d'ones gravitacionals, en particular d'aquelles provinents del Big Bang.

2 Equacions d'Einstein per a camps dèbils

En aquesta secció estudiarem un cas senzill per derivar l'equació d'ones del camp gravitatori i la solució corresponent.

En el cas d'un camp gravitatori dèbil podem descompondre la mètrica de la manera següent:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad |h_{\mu\nu}| \ll 1, \quad (4)$$

on $\eta_{\mu\nu} = (-1, +1, +1, +1)$ és la mètrica plana de Minkowski (*background*) i $h_{\mu\nu}$ es pot veure com una petita pertorbació del *background*. En aquest cas podem obtenir [3], [6] les equacions d'Einstein per a un camp dèbil. Tenen la forma següent:

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = -\frac{16\pi}{c^4} G T_{\mu\nu}, \quad (5)$$

on $\bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}h^\mu{}_\mu$ i $\square = -\partial_\mu\partial_\mu = -\partial_t^2 + \nabla^2$ és l'operador d'Alambertia.

Les equacions (5) s'anomenen *equacions d'Einstein linealitzades*, ja que resulten d'agafar els termes lineals en $h_{\mu\nu}$.

En una regió buida ($T_{\mu\nu} = 0$) de l'espai-temps on el camp és dèbil:

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = 0. \quad (6)$$

Aquesta equació té per solució:

$$\bar{h}_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} e^{ik_\alpha x^\alpha}. \quad (7)$$

Podem veure que (7) és una ona plana amb $k_\alpha x^\alpha = \omega t + \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}$, i amb ω la freqüència angular de l'ona.

L'equació (7) ens proporciona deu expressions per als «potencials gravitatoris» $\bar{h}_{\mu\nu}$ que descriuen les propietats del camp de radiació. Per obtenir solucions més senzilles del potencial, podem fer una transformació de galga anomenada *the transverse traceless gauge*. En aquesta galga, per la direcció de propagació \mathbf{k} , podem expressar $\bar{h}_{\mu\nu}$ com [7]:

$$\bar{h}_{\mu\nu} \xrightarrow{TT\text{ gauge}} h_{\mu\nu}^{TT} \equiv \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_\times & 0 \\ 0 & h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (8)$$

on s'ha definit h_+ per h_{xx} i $-h_{yy}$, i h_\times per h_{xy} figura (7).

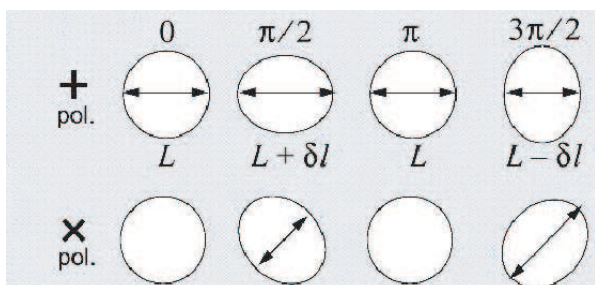


Figura 7: Representació gràfica de l'efecte de les polaritzacions independents (+, x) d'una ona gravitacional, sobre un anell de partícules lliures situades formant un cercle, en un pla perpendicular a la propagació de l'ona [8]

Tornant a l'equació (8), podem veure que ens queden només dos components no nuls ortogonals a la direcció de propagació: els dos estats fonamentals de polarització de l'ona.

3 Com detectar ones gravitacionals

Ara veurem el principi bàsic en el qual es fonamenten els detectors d'ones gravitacionals actuals.

Suposem que tenim un detector d'ones gravitacionals que consisteix a situar dues partícules en caiguda lliure amb una distància de separació $L = \ell_0$ entre elles. De l'equació de la desviació geodèsica [3], [9] podem obtenir la variació de la distància entre les partícules deguda al pas d'una ona gravitacional:

$$\ell(t) = \ell_0 \left[1 + (h_+(t) \cos 2\varphi + h_\times(t) \sin 2\varphi) \frac{\sin^2 \theta}{2} \right] \quad (9)$$

on θ i φ són els angles entre la línia d'unió de les dues partícules respecte a la direcció d'incidència de l'ona i els seus eixos de polarització (figura 8):

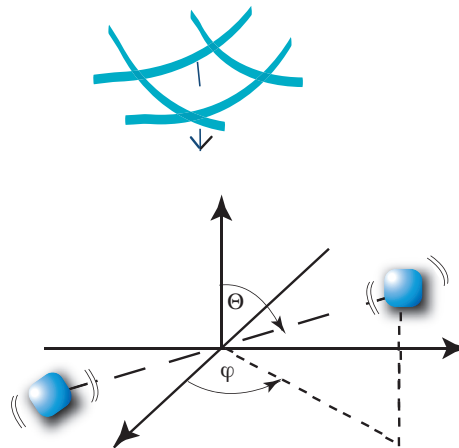


Figura 8: Detector idealitzat de radiació gravitòria. L'eix z concideix amb la direcció de propagació de l'ona, i els eixos x i y amb les direccions naturals de la transformació de galga TT. θ , φ són els angles que determinen l'orientació de la recta que uneix les masses respecte a la direcció d'incidència de l'ona gravitòria

- Si $\theta = 0$, llavors $\ell(t) = L$ és constant, per tant el camp de radiació no és detectable si les partícules estan alineades segons la direcció de propagació.
- Si $\theta = \pi/2$, llavors $\ell(t)$ es fa màxim si les partícules estan situades de manera perpendicular a la direcció de propagació.
- Si $\varphi = 0$ o $\varphi = \pi/2$ tenim que $\ell(t)$ és independent de $h_\times(t)$, i si $\varphi = \pi/4$ o $\varphi = 3\pi/4$ tenim que $\ell(t)$ és independent de $h_+(t)$.

3.1 Aproximació quadrupolar

En el cas de camps dèbils l'anomenada *aproximació post-newtoniana* [9] ens proporciona una bona eina per estudiar l'emissió d'ones gravitacionals lluny de la font que la genera: $r > R$, on r es refereix al punt d'observació i R al radi de la font. A diferència del cas electromagnètic el terme dipolar ($d_i = \int \rho x_i d^3x$) s'anul·la, i el terme dominant en aquesta aproximació és el quadrupolar:

$$Q_{ij} = \int \rho x_j x_k d^3x, \quad (10)$$

on Q_{ij} (on $\{i, j\} = \{1, 2, 3\}$) és la matriu del moment segon de distribució de masses, i $\rho = T^{00}$ és la densitat de massa.

La font de radiació ve descrita en l'aproximació quadrupolar per:

$$h_{ij} = \frac{2G}{rc^4} \frac{d^2 Q_{ij}}{dt^2}. \quad (11)$$

En l'equació (11) podem trobar tota la informació sobre la variació de l'espai i del temps.

És natural que en RG ens trobem les ones gravitacionals descrites en forma matricial, ja que els seus efectes es representen per una dilatació de l'espai i del temps 4-dimensional. Aquesta natura matricial de l'amplitud de les ones gravitacionals no té anàleg newtonià.

Suposem ara que tenim dues partícules o masses en caiguda lliure, separades inicialment per una distància donada pel vector ℓ_k [5], [7] de l'equació (12):

$$\delta \ell_j = \sum_k h_{ij}^{TT} \ell_k, \quad (12)$$

on h_{ij}^{TT} és la matriu transversa sense traça.

De (12) es pot concloure que el component longitudinal (z en aquest exemple) roman inalterat per l'ona, i també veiem que tenim dos components independents (polaritzacions) de h_{ij}^{TT} per moure les partícules en el pla perpendicular a la direcció de propagació de l'ona.

Per donar una estimació de l'ordre de magnitud que pot tenir l'amplitud d'una ona gravitacional h_{ij} , suposarem que tenim una massa m [?] que es mou amb una velocitat v , llavors podem aproximar l'equació (11) per:

$$h_{ij} \approx \frac{Gm}{rc^2} \epsilon, \quad (13)$$

on $\epsilon = v/c^2$.

Per donar un exemple numèric, agafem el cas d'una estrella de neutrons situada al clúster de Virgo [5]; en aquest cas tenim que $Gm/rc^2 \approx 10^{-21}$, de manera que l'amplitud de l'ona generada serà com a màxim de l'ordre de 10^{-21} .

Com hem vist, l'amplitud d'una ona gravitacional ens dona directament la dilatació de la distància entre dues partícules que cauen lliurement i, per tant, per detectar-les necessitem un aparell capaç de mesurar aquesta dilatació en la seva mida. Per tant, les perturbacions gravitacionals provoquen una reacció negligible, això ens pot donar una idea de per què a l'Univers la majoria dels objectes són transparents a les ones gravitacionals i per què són tan difícils de detectar.

4 Tant en la terra com en el cel

Com hem vist, la detecció directa d'ones gravitacionals requereix un gran nivell de precisió a causa de la interacció tan feble que les ones gravitacionals tenen amb la matèria.

Els detectors d'ones gravitacionals que hi ha avui dia són tots terrestres, i detecten un rang de freqüències entre 40 Hz i 1000 Hz. A causa del soroll terrestre, aquests detectors no podran tenir mai una sensibilitat per sota d'1 Hz.

Un dels principals problemes dels detectors terrestres són les seves dimensions. Idealment els braços d'aquests

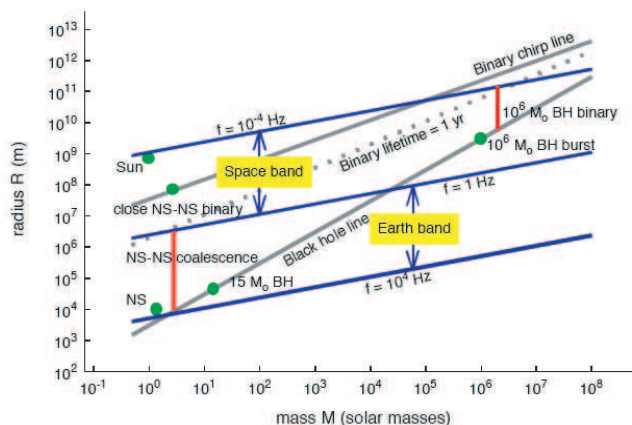


Figura 9: Banda de freqüències a la Terra i a l'espai en funció de la massa i del radi dels objectes que les produeixen [5]

detectors haurien de ser de la mida de la longitud d'ona $\lambda = c/\nu$ (on ν és la freqüència de l'ona), i aquesta pot arribar a ser de més de 40 vegades el diàmetre terrestre.

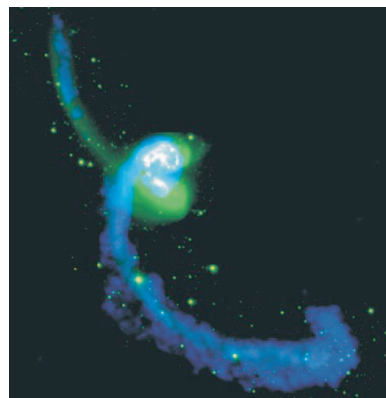


Figura 10: Imatge de NGC 4038. Mostra dues galàxies espirals (antennae galaxies), que estan en procés de col·lisió entre elles. En col·lidir dues galàxies els forats negres supermassius dels seus nuclis interaccionen i poden arribar a fusionar-se [8]

Amb els detectors interferomètrics terrestres es vol observar les grans explosions d'ones gravitacionals emeses per binàries galàctiques en el seu estat final (minuts o segons) de col·lapse, on les freqüències són elevades i tant l'amplitud com la freqüència augmenten ràpidament amb el temps (figura 9).

En canvi, quan el sistema binari es troba en una òrbita major on la seva freqüència roman estable per milions d'anys, les ones gravitatòries emeses són de baixa freqüència i és més efectiu observar-les des de l'espai. A més a més, la col·lisió (figura 10) de forats negres supermassius només es pot observar des de dispositius

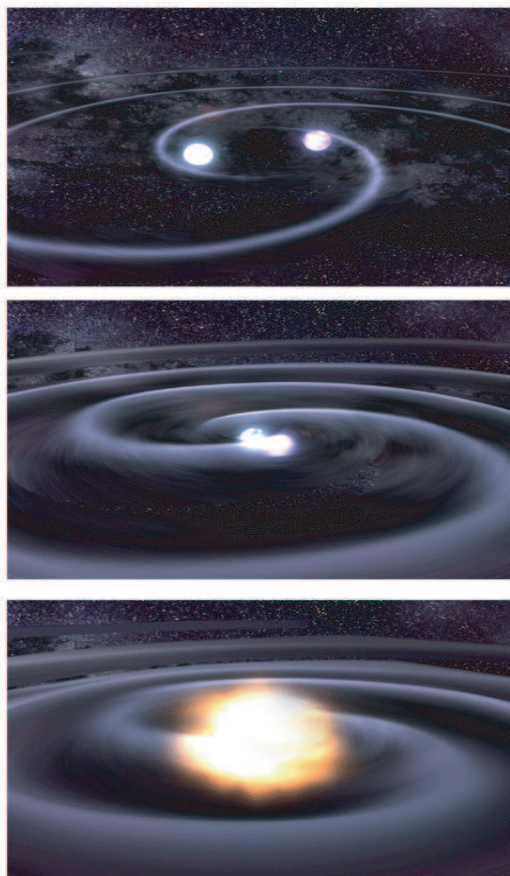


Figura 11: Sempre que dos objectes astronòmics orbiten l'un al voltant de l'altre, es produeixen ones gravitacionals. En aquesta figura tenim una representació de dues nanes blanques orbitant l'una al voltant de l'altra i, finalment, col·lisionant [10]

situats a l'espai.

4.1 Detectors de massa ressonant

Joseph Weber va construir el primer detector de massa ressonant l'any 1960 [11]. S'han construït molts detectors similars, però encara no han detectat cap ona gravitacional.

La majoria d'aquests detectors estan constituïts per barres cilíndriques d'alumini, de manera que, quan una ona gravitacional passa per la barra, fa variar la distància entre els dos extrems d'aquesta. A més, la barra absorbeix l'energia de l'ona i això fa que la barra vibri.

Les barres usualment es troben suspeses en el buit i a baixa temperatura per minimitzar el soroll. La longitud d'aquests detectors està limitada per la necessitat de fer coincidir la freqüència de ressonància de la barra amb la de l'ona gravitacional.

Els detectors de massa ressonant tenen una sensibilitat

que es concentra en una banda de freqüències al voltant de la freqüència de ressonància de la barra, i poden arribar a tenir una sensibilitat de 10^{-19} .

Els detectors de massa ressonant que estan en funcionament actualment són:

1. AURIGA És un detector de massa ressonant d'última generació, basat en oscil·lacions mecàniques ultracriogèniques. Està localitzat a Legnaro (Itàlia).
2. NAUTILUS. Es troba a Frascati (Itàlia), treballa a 0,1 K.
3. EXPLORER. Localitzat al CERN (Suïssa), treballa a la temperatura de l'heli líquid (4,2 K).
4. ALEGRO. Situat a Louisiana (Estats Units). És un detector de massa ressonant amb un dispositiu superconductor.

4.2 Detectors interferomètrics terrestres

Els detectors d'ones gravitacionals terrestres més sensibles són els interferomètrics [12]. Rainer Weiss i Ron Drever, motivats pel treball de Weber, van ser els pioners en aquest tipus de detectors, que són més sensibles i treballen amb un rang de freqüències més gran que els de massa ressonant.

Avui en dia hi ha diferents detectors interferomètrics operatius, o en procés de ser operatius. La clau d'aquest tipus de detectors roman en el fet que poden utilitzar masses prova amb una separació entre elles molt més gran que els extrems d'una barra.

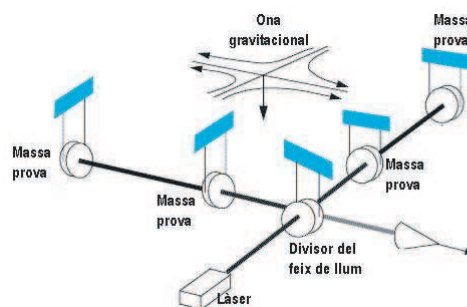


Figura 12: Diagrama d'un detector interferomètric [8]. Els detectors interferomètrics terrestres són com interferòmetres Michelson-Morley gegants, on diferents miralls fan el paper de masses prova

El detector interferomètric terrestre és com un interferòmetre Michelson-Morley gegant (figura 12). La sensibilitat ve donada pel contrast entre la longitud dels seus braços, la qual ve limitada només per raons tècniques. Aquests detectors poden disposar de cavitats òptiques ressonants (Fabry-Pérot), on la llum fa múltiples reflexions,

per augmentar la longitud efectiva dels braços. De manera que la llum passa un temps en els braços comparable al temps del període de l'ona.

- **LIGO**

Actualment el millor interferòmetre terrestre es troba als Estats Units, al *Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory* (LIGO). Bàsicament consisteix en tres detectors en forma de L, dos a Hanford (Washington) i l'altre a Livingston (Louisiana). Els detectors tenen uns braços d'una longitud efectiva de 2 km i 4 km respectivament, i estan disposats de manera perpendicular entre ells perquè, en el millor dels casos, quedin alineats amb la polarització de l'ona incident. D'aquesta manera un braç pot detectar la dilatació de l'espai i l'altre la contracció.

El làser es divideix en dos feixos que es propaguen un per cada braç (figura 14) i es reflecteixen en els miralls, els quals fan el paper de les dues partícules de la secció anterior. La detecció d'una ona gravitacional s'esdevé quan la longitud del camí d'un feix varia.

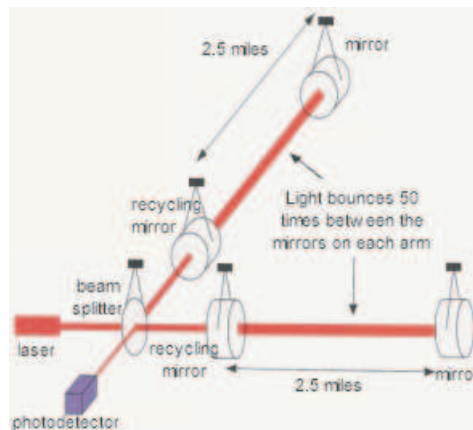


Figura 14: Diagrama de LIGO a Livingston [2]



Figura 13: Foto de LIGO a Hanford [2]

La sensibilitat ($\Delta L/L$) del detector s'incrementa amb la longitud del camí recorregut pel feix. Per tant, es fa reflectir el feix aproximadament 50 vegades en una cavitat Fabry-Pérot, per incrementar la longitud del camí recorregut, abans que es recombinï en el fotodetector. Per confirmar que la detecció ha estat un esdeveniment cosmològic i no un senyal anòmal, les mesures dels dos observatoris es comparen.

- **VIRGO**

Localitzat a Itàlia, és una col·laboració entre Itàlia i França. Té uns braços de 3 km i està dissenyat perquè la llum, mitjançant múltiples reflexions, recorri 120 km.

- **GEO600**

Situat a Alemanya, és una col·laboració britànicoalemanya. Té els braços interferomètrics només de 600 m, però està dotat d'una gran tecnologia òptica per poder tenir una sensibilitat propera a la de LIGO.

- **TAMA300**

Localitzat al Japó, és el que té els braços més curts (300 m) i així limita el seu funcionament com a veritable observatori, encara que és un important centre de proves per al desenvolupament interferomètric.

4.3 Interferòmetre espacial

El gradient gravitatori de soroll a la Terra és molt més gran que l'amplitud de les fonts astronòmiques situades a freqüències per sota d'1 Hz, però aquest soroll decau com r^{-3} quan ens allunyem de la Terra. Per tant, un detector a l'espai estarà lliure de tot aquest soroll terrestre.

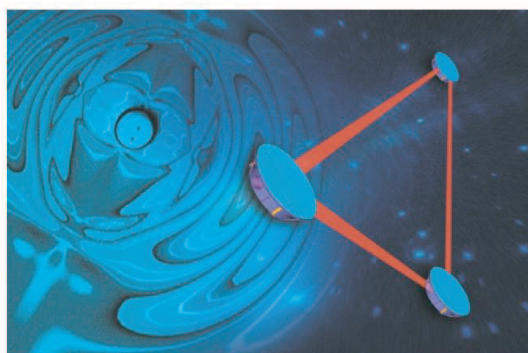


Figura 15: Configuració de LISA a l'espai

LISA és un projecte ESA-NASA que es preveu que serà llançat dintre de la pròxima dècada. Serà la primera

missió espacial que tindrà com a finalitat detectar ones gravitacionals de manera directa. LISA treballarà amb ones gravitacionals de baixa freqüència (de 0,1 mHz a 1 Hz) i la seva informació, per tant, complementarà la proporcionada pels detectors terrestres (figura 16).

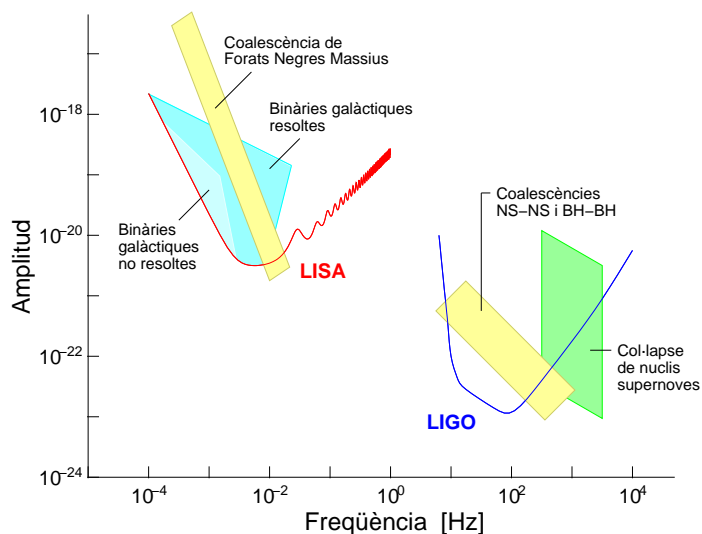


Figura 16: Amplitud i freqüències de detecció de LISA i LIGO (NS: estrella de neutrons, BH: forat negre)

Per fer aquestes mesures cada nau de LISA disposa de dos dispositius òptics que contenen un cub o massa test, de 4 cm de platí i or perfectament polit cadascun (figura 18). Els cubs fan el paper de partícules en caiguda lliure i de referència (mirall) als feixos làser (figura 20).

Com ja hem vist en seccions anteriors, quan dues partícules en caiguda lliure són afectades per una ona gravitacional, la seva distància relativa canvia. La detecció de l'ona i la mesura de la seva potència es pot obtenir de la variació d'aquesta distància relativa mitjançant mesures interferomètriques.

LISA consisteix en tres satèl·lits independents que es disposaran formant un triangle equilàter. Orbitarà al voltant del Sol amb un retard de 20 graus respecte a la Terra, per minimitzar l'efecte gravitacional Terra-Lluna, i amb una inclinació de 60 graus respecte a l'eclíptica (figura 15). Cada nau (satèl·lit) de LISA, serveix principalment per protegir les masses test de la pressió de radiació solar i, d'aquesta manera, les masses test poden seguir una òrbita purament gravitacional.

El principal avantatge de LISA sobre els detectors terrestres és que no estarà limitada dimensionalment, ni tampoc pel soroll sísmic. A més a més, els 5 milions de km de llargada de cada costat del triangle permetran fer mesures amb una sensibilitat de $\Delta L/L \leq 10^{-23}$ (en un any d'observació) [13].

Cada dispositiu òptic d'una nau apunta cap al seu homòleg d'una altra nau. D'aquesta manera les tres

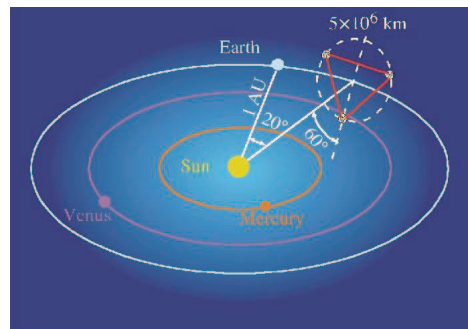


Figura 17: Esquema de l'òrbita anual de LISA



Figura 18: Masses test de platí i or. Fan el paper de miralls reflectint els raigs làser

naus constitueixen tres interferòmetres Michelson independents i així s'obté redundància en les mesures. El làser, de 1064 nm de longitud d'ona (infraroig), es transmet a la corresponent nau mitjançant un telescopi Cassegrain.

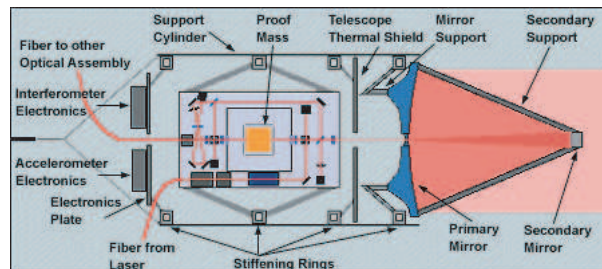


Figura 19: Disposició d'un dels dispositius òptics dins d'una nau de les naus LISA

El mateix telescopi serveix per focalitzar el feix làser provinent d'una altra nau i debilitat per la dispersió angular (figura 19). Encara que la posició de la nau no es mesura directament, és necessari tenir tota la nau centrada en les seves masses test per reduir el soroll provocat per forces locals. Per això es fa servir un sistema (*drag-free*), representat a la figura 21, constituït per sensors de posició i un sistema de micropropulsió (*micro-Newton thrusters*).

Per mesurar el desplaçament relatiu de les masses test respecte de la nau, es fan servir sensors capacitius. Els senyals de posició recollits s'envien als micropropulsors per seguir les masses test de manera precisa.

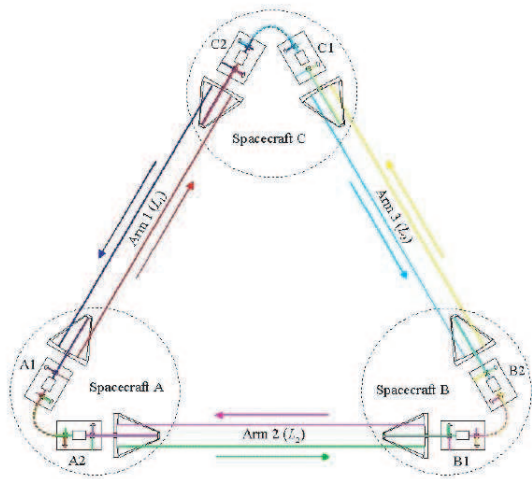


Figura 20: Representació esquemàtica de la disposició de les masses test i del recorregut del feix làser en LISA .

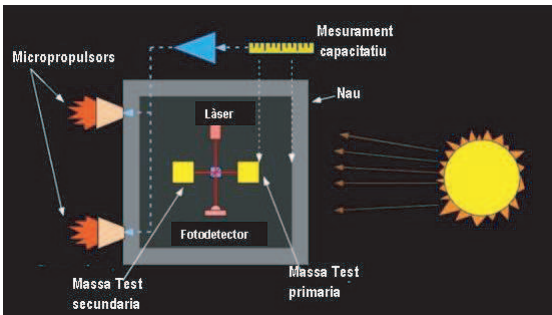


Figura 21: Representació esquemàtica del sistema drag-free

Els objectius científics de LISA són bàsicament quatre:

1. Estudiar el paper dels forats negres en l'evolució galàctica, mitjançant l'estudi de les ones gravitacionals emeses en la seva coalescència (figura 11).
2. Mitjançant l'estudi de les ones gravitacionals emeses en la captura d'objectes massius per forats negres, es pot comprovar la precisió de la teoria de relativitat general d'Einstein.
3. Determinar la població de binàries de la nostra galàxia mitjançant les ones gravitacionals que emeten.
4. Verificar la física del principi de l'Univers observant el fons cosmològic i les explosions d'ones gravitacionals.

4.4 LISA Pathfinder

Com hem vist el projecte LISA representa un gran esforç científic, tècnic i també econòmic. Per millorar i prevenir possibles errors o ineficiències dels aparells científics

de LISA, està en funcionament la missió LISA Pathfinder, abans SMART-2 (*Small Mission for Advanced Research in Technology*). Aquesta nau anomenada LTP (*LISA Technology Package*) incorporarà els aparells científics de LISA, per simular les necessitats tècniques i observacionals de LISA.

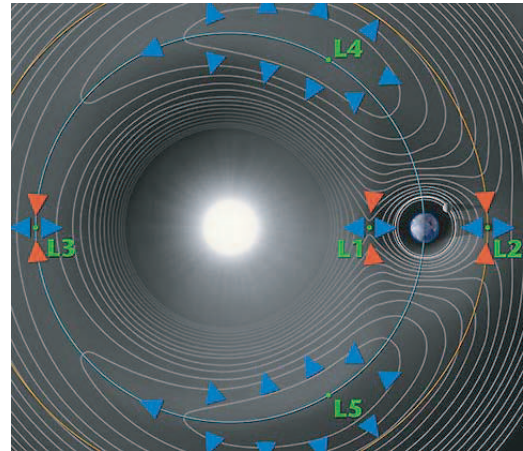


Figura 22: L'LTP orbitarà en el punt lagrangià L1

L'LTP representa un braç de LISA, però la distància entre les dues masses test s'ha reduït de 5 milions de km a 35 cm. Les masses tenen el mateix paper que a LISA: de mirall per a l'interferòmetre i de sensor inercial per al sistema de control de distribució *drag-free*.

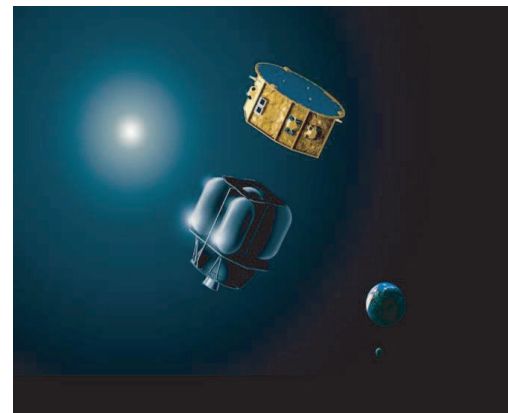


Figura 23: Representació de l'LTP

La distància entre les masses test respecte a la nau o entre elles es mesura amb un sistema interferomètric (figura 24) que pot arribar a la precisió del picòmetre (10^{-12} m) en un rang de freqüències de 10^{-3} Hz fins a 10^{-1} Hz.

LISA Pathfinder serà llançada el 2012 dins el punt de Lagrange L1 (figura 22). Com a LISA, la Pathfinder tindrà el seu propi mòdul de propulsió per arribar a l'òrbita al voltant del punt lagrangià Sol-Terra L1. L1 està situat

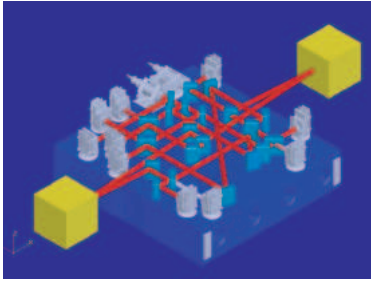


Figura 24: L'LTP representa un braç de LISA, però la distància entre masses s'ha escurçat a 35 cm. En aquesta figura podem veure l'interferòmetre dins l'LTP

a uns 1,5 milions de km de la Terra, i en aquest punt les estabilitats tèrmica, magnètica i radiativa són garantides durant tot l'any.

5 Conclusions

L'astronomia d'ones gravitacionals és una nova branca de l'astrofísica que està començant a prendre força aquest segle. Les ones gravitacionals ens aportaran nova informació de l'Univers que fins ara ha estat inaccessible per altres mitjans. A més s'acabaria de verificar completament una de les teories físiques més meravelloses i fascinants: la teoria de la relativitat general d'Einstein. Avui en dia hi ha diversos projectes immersos en la captura d'ones gravitacionals, però només un és espacial: la missió LISA. Aquest últim ens aportarà unes dades directes i complementàries als detectors interferomètrics terrestres.

Agraïments

Vull agrair a José Alberto Lobo Gutiérrez l'orientació i les explicacions que m'ha donat durant l'elaboració d'aquest article i el temps que ha dedicat a revisar-lo.

Bibliografia

- [1] <http://www.alberteinstein.info>
- [2] <http://lisa.jpl.nasa.gov/index.html>
- [3] B.F. SCHUTZ, *A first course in general relativity*, Cambridge University Press, 1984.
- [4] A. GIANOLIO, G. RACCA, O. JENNRICH, R. REINHARD, K. DANZMANN and S. VITALE, Gravitational waves and massive black holes? - The LISA and LISA Pathfinder missions, *ESA Bulletin*, 119, 5-13 (2004).
- [5] B.F. SCHUTZ, *Gravitational Radiation*, Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics,(2000)([arXiv:gr-qc/0003069v1]).
- [6] S.M. CARROLL, *Lecture Notes on General Relativity*, [arXiv:gr-qc/9712019], <http://itp.ucsb.edu/~carroll/notes/>.
- [7] J.A. LOBO, La radiació gravitatòria, *Revista de Física*, 2, 11-30 (1992).
- [8] <http://www.srl.caltech.edu/lisa/graphics/>
- [9] S. WEINBERG, *Gravitation and Cosmology, principles and applications of the general theory of relativity*, John Wiley, 1972.
- [10] <http://www.nasa.gov/vision/universe/starsgalaxies/>
- [11] <http://www.einsteinathome.org>
- [12] 6th International LISA Symposium, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, 19-23 juny 2006.
- [13] R. REINHARD, LISA - Detecting and observing gravitational waves, *ESA Bulletin*, 103, 36-39 (2000).