

Ondas gravitatorias

R. Lazkoz

*Fisika Teorikoaren eta Zientziaren Historiaren Saila, Euskal Herriko Unibertsitatea,
644 Posta Kutxatila, 48080 Bilbao, España.
e-mail: wtplasar@lg.ehu.es*

J.A. Valiente Kroon

*Institut für Theoretische Physik, Universität Wien,
Boltzmanngasse 9, 1090 Viena, Austria.*

Recibido el 31 de enero de 2003; aceptado el 11 de abril de 2003

El presente artículo provee una discusión a nivel elemental de la física de las ondas gravitatorias. No requiere un conocimiento previo de relatividad general. Tras una introducción conceptual a la teoría de la gravitación de Einstein, se discute la noción de onda gravitatoria como la propagación de perturbaciones del espacio-tiempo. Dichas perturbaciones dan origen a oscilaciones en las fuerzas de marea. Las ondas gravitatorias poseen ciertas características que las diferencian de las ondas electromagnéticas: no satisfacen el principio de superposición, es decir, son no lineales; y requieren cierto grado de asimetría para ser producidas —no existen ondas gravitatorias esféricas—. La radiación gravitatoria provee información de tipo global sobre la fuente que la produce. De ahí que grandes esfuerzos hayan sido dedicados a construir dispositivos capaces de poderla detectar. Es de esperar que las primeras detecciones ocurran en los próximos diez años, y que ello abra una nueva ventana en la astronomía.

Descriptores: Ondas gravitatorias; producción; detección; educación.

The following article provides an elementary introduction to the phenomena of gravitational waves. It does not require a prior knowledge of the theory of General Relativity. The article starts with an elementary introduction to Einstein's theory of gravity. Along these lines, gravitational waves are introduced as an effect of the propagation of perturbations of spacetime. These perturbations give rise to variations in the tidal forces. Gravitational waves differ from their electromagnetic counterparts in several ways: they are non-linear and require certain asymmetry in the sources in order to be produced —there are for example, no spherical gravitational waves—. Gravitational waves provide a very peculiar information about the sources. Thus, a great deal of effort has been invested in order to detect them. It is to be expected that the first detections will take place within the next ten years, and that they will open a new window for Astronomy.

Keywords: Gravitational waves; production; detection; education.

PACS: 01.30.r, 04.40.-w, 04.80.Nn

1. Introducción

Las cuatro interacciones fundamentales de la naturaleza son la electromagnética, la débil, la fuerte y la gravitatoria. Dos de ellas, la débil y la fuerte, son de muy corto alcance. Las dos restantes, la electromagnética y la gravitatoria, son de largo alcance. A pesar de ello, la interacción gravitatoria resulta ser la dominante a escalas astronómicas, a pesar de ser muy pequeña si se la compara con la fuerza electromagnética. Por ejemplo, la razón entre la fuerza de repulsión entre dos electrones y su atracción gravitatoria mutua es

$$\frac{F_{\text{elect}}}{F_{\text{grav}}} = 4,17 \times 10^{42}.$$

¿Por qué entonces es la gravedad la que domina a grandes distancias? La razón radica en que el Universo es, en esencia, eléctricamente neutro.

La mejor teoría que actualmente tenemos a nuestra disposición para describir la interacción gravitatoria es, sin lugar a dudas, la teoría de la relatividad general. Ésta describe las fuerzas gravitatorias como una manifestación de la curvatura del espacio-tiempo. En este sentido, la gravedad resulta ser de una naturaleza intrínsecamente distinta que la de las otras

tres interacciones fundamentales. A diferencia de la teoría newtoniana de la gravitación, donde existe una interacción a distancia a “velocidad infinita”, en Relatividad General la interacción gravitatoria se propaga con una velocidad finita: la velocidad de la luz. Así pues, cuando el campo gravitatorio de un objeto dado cambia, se producen ciertas “arrugas” o inhomogeneidades en el espacio-tiempo que se propagan por el espacio-tiempo. Este fenómeno se conoce por el nombre de ondas gravitatorias.

Estas ondas son muy poco energéticas, y tienen una longitud de onda tan grande que, hasta la fecha, no se han podido observar directamente, aunque ciertamente hay amplia evidencia indirecta de su existencia. Estimaciones moderadamente optimistas auguran, en cualquier caso, que la primera detección de radiación gravitatoria ocurrirá en los próximos diez años.

¿Por qué resulta de interés estudiar las ondas gravitatorias? Al contrario de lo que ocurre con las ondas electromagnéticas que son emitidas por los átomos y electrones individuales que, conforman un cierto cuerpo masivo, las ondas gravitatorias son emitidas por el grueso del cuerpo. Consecuentemente, la radiación gravitatoria transmite un tipo de información distinta a la que es transmitida por la radiación

electromagnética: una información que, de cierta manera, es global. Debido a su baja intensidad, las ondas gravitatorias interaccionan de manera muy débil con la materia. Por tanto, pueden propagarse a lo largo de grandes distancias sin sufrir gran alteración, y cuando algún cambio ocurre, éste a su vez nos proporciona abundante información sobre el medio interestelar o extragaláctico. Ahora bien, a pesar de su baja intensidad, las ondas pueden acarrear una gran cantidad de energía fuera de los cuerpos. Por ejemplo, se estima que en uno de los fenómenos relativistas por excelencia, la colisión frontal de agujeros negros, aproximadamente un 3% de la masa de los agujeros se pierde en forma de radiación gravitatoria.

El hecho de que las ondas gravitatorias puedan propagarse grandes distancias sin sufrir casi alteración resulta de gran importancia en la cosmología. Se sabe que en ciertas etapas del Universo temprano se produjeron ondas gravitatorias con características muy determinadas. Poder detectar este tipo de ondas en particular resultaría de gran importancia para establecer ciertas cotas sobre el valor de algunos parámetros cosmológicos. Esta información nos permitiría refinar nuestras ideas y nociones sobre los primeros estadios del Universo.

Las investigaciones sobre ondas gravitatorias comprenden cuatro grandes áreas. Primeramente, tenemos la que se conoce de forma genérica como relatividad matemática, en la que se estudian las propiedades matemáticas de las soluciones de las ecuaciones de la relatividad general, en particular, aquellas que dan lugar a ondas gravitatorias. En segundo lugar, tenemos los estudios numéricos de fenómenos físicos en los que se producen ondas utilizando computadoras. En tercer lugar, tenemos los trabajos experimentales con el objetivo de poder detectar las ondas. Finalmente tenemos las aplicaciones de las ondas gravitatorias a la cosmología y astrofísica, por medio de las cuales se trata de extraer información sobre la estructura del Universo por medio de la radiación gravitatoria.

2. Ondas gravitatorias en la teoría de la relatividad

Como se ha mencionado en la introducción, la relatividad general describe la gravedad como una manifestación de la curvatura del espacio-tiempo. El espacio-tiempo es la colección de todos los eventos en el Universo:

$$\text{evento} = (\text{posición, instante}).$$

Matemáticamente hablando, el espacio-tiempo tiene la estructura de una variedad de cuatro dimensiones: tres para especificar la posición, y otra más para determinar el instante. Una de las características fundamentales de la teoría es que las coordenadas utilizadas para describir un evento dado carecen de contenido físico, éstas son meras etiquetas. Más aún, no existe un sistema de referencia privilegiado. Sobre el espacio-tiempo se puede definir una cierta noción de distancia generalizada $d(\text{evento}_1, \text{evento}_2)$ entre dos eventos. Esta distancia se codifica en cierto objeto matemático llamado

tensor métrico, g . Una de las características fundamentales de esta distancia es que, si entre dos eventos se puede transmitir información por medio de un pulso de luz, entonces

$$d(\text{evento}_1, \text{evento}_2) = 0.$$

La curvatura del espacio-tiempo influye de manera crucial en la manera en que se propagan los rayos de luz. Para tratar de entender el significado de la curvatura en una variedad podemos pensar en una que sólo tenga dimensiones espaciales. En ese caso, si se toman tres puntos cualesquiera, y se unen trazando un triángulo, se observará que, en general, la suma de los ángulos no es igual a 180° , es decir, no es un espacio euclídeo. Una discusión a nivel elemental sobre la idea de la curvatura se puede ver en la Ref. [5].

En los espacio-tiempos sin curvatura la distancia entre dos rayos de luz, bien cambia a un ritmo constante, bien no cambia en absoluto (los rayos son paralelos). Recordemos que los rayos de luz obedecen la llamada ley de Fermat, según la cual se propagan a lo largo de trayectorias mínimas, que a su vez dependen de la curvatura de la variedad en cuestión. En este sentido, se ha observado que los objetos masivos hacen que los rayos de luz que se propagan en su vecindad sufran desviaciones con respecto al comportamiento que seguirían si el espacio-tiempo fuera plano. Estos efectos se han podido observar experimentalmente en, por ejemplo, los eclipses solares. Las desviaciones en las trayectorias de los rayos de luz se deben a que el campo gravitatorio en torno a objetos muy masivos es generalmente inhomogéneo, es decir, el campo cambia de punto en punto. Las inhomogeneidades en el campo gravitatorio dan lugar a las llamadas *fuerzas de marea*: los objetos extensos en un campo gravitatorio inhomogéneo sufren esfuerzos debido a que las fuerzas sobre distintos puntos del cuerpo en cuestión son distintas. Matemáticamente, esta información se codifica en el llamado tensor de curvatura de Riemann. Este tensor se construye a partir de ciertas combinaciones de segundas derivadas del tensor métrico, g .

Uno de los postulados de la relatividad general es que la materia y la energía del espacio-tiempo son fuentes del campo gravitatorio (es decir, lo producen) [Según a la teoría de la relatividad especial, la materia y la energía son equivalentes, de acuerdo a la famosa fórmula, $E = mc^2$]. Es decir, la presencia de materia y energía curvan el espacio-tiempo. Ahora bien, el campo gravitatorio también contiene energía, por lo que puede actuar como fuente de sí mismo. Es decir, se puede hablar del campo gravitatorio producido por el campo gravitatorio. Esta peculiaridad del campo gravitatorio es consecuencia de la no-linealidad de las ecuaciones que lo gobiernan.

Imaginemos por un momento, un Universo completamente vacío y plano. Éste, de acuerdo a la discusión anterior deberá satisfacer

$$\text{Riemann} = 0,$$

y por lo tanto carecerá de campo gravitatorio. El espacio-tiempo en tal situación, corresponderá al espacio-tiempo de la relatividad especial, también llamado espacio-tiempo de Minkowski. Así pues, la distribución de materia y energía determinan la curvatura del espacio-tiempo y, a su vez, la curvatura determina la manera en la que la materia y la energía se redistribuyen. Este acomplamiento entre la geometría del espacio-tiempo y la materia ocurre a través de las llamadas ecuaciones de Einstein. Las ecuaciones consisten de diez ecuaciones diferenciales parciales no lineales para el tensor métrico. Debido a la libertad que existe en la elección del sistema de coordenadas, las cosas se pueden siempre arreglar de manera que sólo haya seis ecuaciones a resolver. Como ya hemos mencionado, el que las ecuaciones sean no lineales tiene que ver con que el campo gravitatorio pueda producir más gravedad, pero la consecuencia más importante de la no linealidad es que el principio de superposición no es válido. En la teoría newtoniana de la gravedad, que es lineal, una vez conocido el campo producido por un cuerpo, el campo producido por dos cuerpos separados a una distancia dada puede ser calculado muy fácilmente sumando los campos individuales de los cuerpos. Sin embargo, este procedimiento no es posible en la relatividad general. Más aún, mientras que en la gravedad newtoniana tiene sentido el hacer afirmaciones sobre la energía debida al campo gravitatorio de cada uno de los cuerpos por separado, en la teoría de la relatividad general tal asignación carece, estrictamente hablando, de sentido. La energía del campo gravitatorio es una propiedad global del espacio-tiempo.

2.1. Ondas linealizadas

Supongamos que queremos estudiar el campo gravitatorio producido por una cierta distribución de materia en una región alejada de ella. Uno esperaría, si la intuición física no falla, que lejos de las fuentes el campo decayese, y que por lo tanto los efectos de la curvatura del espacio-tiempo se atenuasen. Así, podemos decir que en tal región, que llamaremos asintótica, se cumple que

$$\mathbf{g} \sim \boldsymbol{\eta} + \delta\mathbf{g},$$

donde $\boldsymbol{\eta}$ es el tensor métrico del espacio-tiempo plano (Minkowski), mientras que $\delta\mathbf{g}$ corresponden a desviaciones del espacio-tiempo plano que trataremos como perturbaciones. Las ecuaciones que describen la propagación de las perturbaciones representadas por $\delta\mathbf{g}$ se obtienen substituyendo la expresión anterior en las ecuaciones de Einstein, y despreciando los términos de orden cuadrático en $\delta\mathbf{g}$. La intuición física nos debería sugerir que tales perturbaciones están en forma de ondas. ¿Como se puede ver esto? El lector familiarizado con el electromagnetismo recordará que en el vacío cada componente del campo eléctrico y cada una del magnético satisfacen la ecuación de onda. Esto se puede mostrar substituyendo, por una parte, la ecuación de Gauss eléctrica en la ecuación de Faraday y, por la otra, la ecuación de Gauss magnética en la ecuación de Ampère-Maxwell. La primera

substitución da lugar a una ecuación para el potencial escalar electromagnético, mientras que la segunda da lugar a ecuaciones para las componentes del potencial vectorial. A primera vista, estas ecuaciones tienen una forma muy complicada. El punto crucial en esta deducción consiste en recordar que existe cierta libertad en la elección de los potenciales escalar y vectorial. Una elección apropiada de dicha libertad —conocida como la norma de Lorenz— permite simplificar las ecuaciones para los potenciales hasta obtener sendas ecuaciones de onda. Con las perturbaciones lineales del campo gravitatorio, $\delta\mathbf{g}$, ocurre algo semejante. Como hemos ya mencionado, las fuerzas de marea codificadas en el tensor de Riemann se construyen de segundas derivadas de la métrica. Por lo tanto, las perturbaciones $\delta\mathbf{g}$ se pueden entender como una especie de potencial. La substitución de las perturbaciones en las ecuaciones de Einstein produce ecuaciones cuyo carácter es difícil de discernir a primera vista. El análogo en la relatividad general de la libertad de elección de los potenciales escalar y vectorial del electromagnetismo, es la libertad que se tiene en la elección de coordenadas. Una elección adecuada de dicha libertad, la norma *tt* —*tt gauge* en inglés—, nos permite deducir que en la región asintótica

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \delta\mathbf{g} = 0. \quad (1)$$

Es decir, ¡la perturbación del tensor métrico satisface la ecuación de ondas en cada una de sus componentes! La velocidad de propagación de las perturbaciones coincide con la velocidad de propagación de la radiación electromagnética, es decir la velocidad de la luz: c .

Al estudio de las soluciones de la Ec. (1) se le conoce por el nombre de gravedad linealizada. Las ondas gravitatorias lineales tienen propiedades muy similares a las de las ondas electromagnéticas. En particular, ambas tienen dos estados de polarización, y sus efectos son transversales a la dirección de propagación de las ondas. ¿Cómo se manifiestan físicamente dichos estados de polarización? Recordemos que la curvatura del espacio-tiempo se manifiesta por medio de las fuerzas de marea. Así, si consideramos un anillo circular de partículas que se encuentra en un plano ortogonal a la dirección de propagación de las ondas, uno de los estados de polarización, que llamaremos $+$, alargará y comprimirá el anillo de partículas a lo largo de direcciones ortogonales (vease la Fig. 1). El segundo estado de polarización hará algo semejante, pero a lo largo de direcciones que están rotadas $\pi/4$ radianes (45 grados) con respecto a las direcciones de deformación del estado $+$. A este segundo estado de polarización se le conoce como estado \times (véase la Fig. 2).

Una importante diferencia entre la radiación electromagnética y la gravitatoria es que no existe radiación gravitatoria dipolar. La radiación gravitatoria tiene, al menos, un carácter cuadrupolar. Esto está íntimamente relacionado —como en el caso electromagnético— con la forma en que la radiación es producida. De ello hablaremos más adelante.

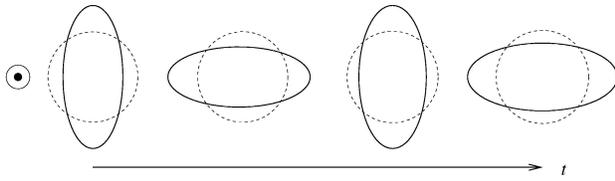


FIGURA 1. Esquema del estado de polarización $+$. La dirección de propagación de la onda es ortogonal a los anillos. Los anillos con trazo discontinuo muestran la posición del anillo en ausencia de ondas (estado de reposo).

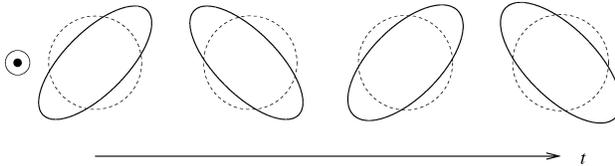


FIGURA 2. Esquema del estado de polarización $-$. La dirección de propagación de la onda es ortogonal a los anillos. Los anillos con trazo discontinuo muestran la posición del anillo en ausencia de ondas (estado de reposo).

2.2. Ondas no-lineales

La teoría linealizada de la radiación gravitatoria es de gran utilidad para ganar intuición sobre ciertas consecuencias de la teoría de la relatividad general. Como se ha dicho, la relatividad general es una teoría esencialmente no lineal. Así, al considerar una teoría linealizada, se está dejando de lado una gran cantidad de efectos, algunos de ellos bastante inesperados. De cualquier forma, cabe recalcar que las ondas linealizadas son una buena aproximación para la radiación gravitatoria que se espera poder detectar desde la Tierra.

La radiación gravitatoria transporta energía de las fuentes del campo gravitatorio a las regiones asintóticas. Este hecho puede ser formalizado de manera matemáticamente rigurosa y, como se ha mencionado en la introducción, ha podido ser observado en sistemas binarios de pulsares. Por tanto, la energía de las fuentes decrece de manera secular compensando la energía acarreada por la radiación. En consecuencia, las ondas gravitatorias exactamente periódicas no pueden darse en la Naturaleza. Ahora bien, a medida que una onda gravitatoria se propaga a través del espacio-tiempo los frentes de onda cambian de forma, es decir, las ondas se refractan. La longitud de onda de la radiación puede variar, es decir, puede ocurrir un corrimiento hacia el rojo. Más aún, las ondas se pueden dispersar —el principio de Huygens no es válido en la relatividad general—. Si la onda tiene la forma de un pulso, entonces su forma y polarización se verán alteradas al propagarse, y ciertas ondas llamadas “colas” que viajan a una velocidad inferior a la de la luz se propagarán tras del pulso.

Debido a la no-linealidad de las ecuaciones de Einstein, dos ondas gravitatorias exactas que coincidan en cierta región del espacio-tiempo no se superpondrán como ocurre con las ondas electromagnéticas, sino que chocarán, sus frentes de onda cambiarán, y se producirá dispersión. En situaciones extremas en que las ondas gravitatorias tuvieran una

suficiente intensidad, al chocar unas con otras podrían enfocarse y surgir singularidades del espacio-tiempo de las que se formarán agujeros negros. Estas singularidades del espacio-tiempo son puntos en las que las leyes de la física que tenemos actualmente a nuestra disposición dejan de ser válidas. El consenso de los investigadores en el área es que una nueva teoría todavía no consistentemente formulada, y que se conoce genéricamente por el nombre de gravedad cuántica, deberá explicar lo que ocurre en estas singularidades. Las singularidades y el proceso de su formación se encuentran, en principio, cubiertos por ciertas superficies conocidas por el nombre de horizontes de eventos que evitan poder observarlas directamente. Nuevamente, la única información que se puede obtener de estos procesos es a través de la radiación gravitatoria que emiten.

3. Un poco de historia

Las nociones que se tienen actualmente sobre las ondas gravitatorias han pasado por un largo proceso evolutivo, resultado de las contribuciones de un gran número de investigadores. Uno de los pasos más importantes lo dio Einstein al obtener la forma definitiva de las ecuaciones del campo gravitatorio en 1915. Debido a la complejidad de las ecuaciones de campo y a la aparente imposibilidad de obtener soluciones exactas de ellas, Einstein desarrolló en 1916 los fundamentos de la teoría linealizada. Como producto de estas investigaciones, predijo la existencia de las ondas gravitatorias en el régimen linealizado. Extrañamente, parece ser que Einstein dudó durante largo tiempo sobre la existencia física de las ondas, considerándolas como un artificio de la linealización que desaparecerían cuando la teoría completa pudiese ser considerada. Esta opinión sobre las ondas gravitatorias fue compartida por algunos otros investigadores. En particular el astrónomo inglés Arthur Eddington, famoso por sus comentarios radicales y excéntricos, las consideraba espurias, y que “se propagan a la velocidad del pensamiento”. Los primeros ejemplos teóricos de ondas en la teoría completa se obtuvieron en los años 30. Todavía a finales de los años 50, ciertos investigadores de renombre en el tema manifestaban dudas sobre la posibilidad de que las ondas gravitatorias transportasen información. La introducción en los años 60 de los llamados métodos globales por el inglés Roger Penrose, sentó las bases de la visión moderna en el tema. Las décadas siguientes han visto el desarrollo de poderosos métodos de geometría diferencial y de análisis funcional para poder analizar las propiedades matemáticas de las ondas. Los primeros intentos de realizar simulaciones numéricas sobre la producción de ondas gravitatorias ocurrieron a fines de los años 60, y los primeros perfiles de onda realísticos producto de las simulaciones con computadoras se han obtenido a principio de los años 90.

Por lo que respecta a la posible detección de las ondas gravitatorias, los primeros intentos fueron llevados a cabo por Joseph Weber a principios de los años 60. Estos ensayos, y todos los que desde entonces se han llevado a cabo, han sido

infructuosos, pero actualmente existe la opinión ampliamente extendida de que los detectores interferométricos que están comenzando a entrar en operación deberán de detectar algo en los próximos diez años. Actualmente prácticamente nadie duda de la existencia de las ondas gravitatorias. Aunque una detección directa todavía no ha sido posible, evidencia indirecta existe en abundancia. Las observaciones del púlsar PSR1913+16 por Hulse y Taylor mostraron que su comportamiento es compatible con la pérdida de energía por emisión de ondas gravitatorias. Por esta contribución obtuvieron el premio Nobel en 1993.

4. Emisión de ondas gravitatorias

Un resultado fundamental de la teoría electromagnética es que variaciones de tipo dipolar en el campo electromagnético dan origen a radiación. En el caso del campo gravitatorio, la situación es algo más compleja. En relatividad general existe un teorema que dice que un cuerpo esférico arbitrario y un agujero negro esférico crean el mismo campo gravitatorio en el exterior del cuerpo, incluso si el cuerpo pulsa de manera esférica. Por consecuencia, la radiación gravitatoria sólo puede ser generada por objetos que pulsen de manera no esférica. Para ser más precisos, una condición necesaria para la producción de radiación gravitatoria es la existencia de variaciones de tipo cuadrupolar en el campo gravitatorio. A pesar de que la teoría de la relatividad general es altamente no lineal, se conocen con cierto detalle algunos mecanismos que pueden dar lugar a radiación gravitatoria.

La existencia de pequeñas montañas en estrellas de neutrones da origen a suficiente variación en la estructura cuadrupolar del campo gravitatorio como para producir radiación gravitatoria detectable. Dado que se estima que el 1 % de la población estelar de nuestra galaxia está formada por estrellas de neutrones y su frecuencia de rotación está en torno a los 300 Hz, se tiene bastante optimismo en que este tipo de ondas pueda ser detectado.

Las fuentes de radiación gravitatoria se pueden dividir en tres categorías. La primera contiene fuentes catastróficas por explosión, tales como la coalescencia de sistemas compactos de estrellas binarias o la formación de estrellas de neutrones o de agujeros negros en una supernova. Debido a que estos sistemas pierden energía debido a la radiación gravitatoria, sus periodos orbitales se reducen con el tiempo. A este fenómeno se le conoce como coalescencia. Éste es precisamente el tipo de efecto observado por Hulse y Taylor en el sistema PSR1913+16. La siguiente clase está formada por fuentes de banda estrecha que incluyen tanto la rotación de estrellas individuales no axisimétricas como estrellas binarias lejos de la coalescencia. Estos sistemas son cuasiperiódicos debido a la pérdida de energía debido a la emisión de ondas. La última clase de fuentes son los fondos estocásticos debidos al efecto integrado de muchas fuentes periódicas en nuestra galaxia, o por grandes poblaciones de fuentes explosivas a muy largas distancias, o por efectos como los incluidos en las clases anteriores ocurridos en el universo primitivo. Los fondos esto-

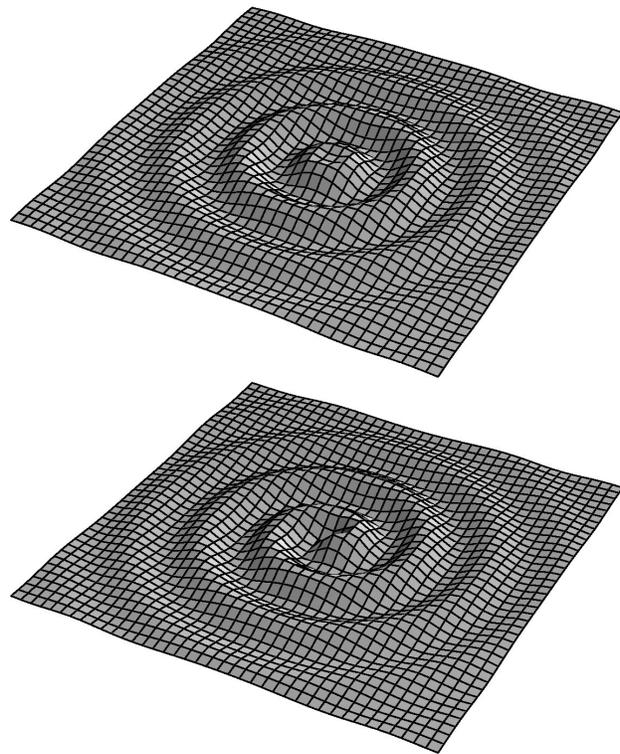


FIGURA 3. Representación gráfica de las arrugas inducidas por las fuentes de ondas en el espacio-tiempo. La figura superior corresponde a una fuente axisimétrica, y la inferior a un sistema binario.

cásticos son muy difíciles de detectar con un único dispositivo porque son prácticamente indistinguibles del ruido instrumental. Estas observaciones constituirían, en principio, bancos de pruebas de la física a escalas de energía inaccesibles a los aceleradores de partículas actuales.

5. Detección

Como ya hemos mencionado, los primeros intentos de detección de ondas gravitatorias fueron llevados a cabo por Joseph Weber. El tipo de dispositivo que construyó se conoce actualmente como detector resonante, y consisten generalmente de un enorme cilindro de aluminio de masa en torno a una tonelada. La idea del detector es tener un cilindro cuya banda de resonancia caiga en el rango de las ondas que se quieren observar. De esta manera, las minúsculas oscilaciones producidas por las fuerzas de marea sobre el cilindro serían amplificadas y habría, en principio, la posibilidad de distinguirlas del ruido del aparato. El resonador recuerda el efecto de la onda ya que continúa oscilando largo tiempo después de que ésta haya pasado. En general, en este tipo de detectores se usan técnicas criogénicas para reducir el ruido térmico. Es claro que la banda de detección de ondas para este tipo de dispositivos es estrecha.

La alternativa a los detectores resonantes son los detectores interferométricos (vease la Fig. 4). Cualquier dispositivo de este tipo que sea capaz de detectar cambios de posición

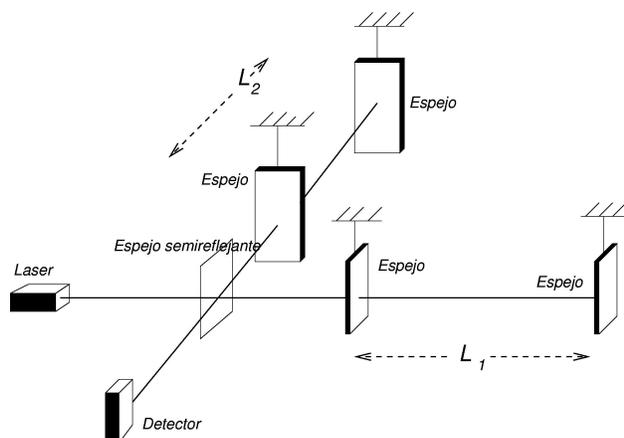


FIGURA 4. Esquema del interferómetro láser.

relativos entre masas situadas en direcciones perpendiculares puede ser empleado como detector de ondas gravitacionales. Al pasar una onda la longitud de los brazos del detector cambiarán en antifase, lo cual inducirá un cambio en la intensidad de luz que llegará al receptor del dispositivo.

Para poder detectar una onda gravitatoria, uno requiere un interferómetro con una extensión de brazos comparable a la longitud de onda de la onda que se quiere observar. [Con respecto a este punto, cae como anillo al dedo cierta anécdota atribuida al premio Nobel estadounidense Richard Feynmann. Durante el examen de doctorado de cierto estudiante, Feynmann, algo disgustado por lo excesivamente matemático que era el trabajo, preguntó al estudiante si podía decirle aproximadamente de qué tamaño es la longitud de onda de la luz visible. El estudiante, algo sorprendido por la pregunta, respondió que en ese momento no sabía decirle. Feynmann insistió en su pregunta, y le pidió al estudiante que hiciese una estimación. Luego, extendiendo los brazos, le sugirió distintos tamaños. El estudiante, confuso respondió que crea que la longitud de onda de la luz correspondía aproximadamente a la distancia comprendida por sus dos brazos extendidos. Feynmann entonces, de manera un poco sarcástica, le preguntó entonces por qué era entonces posible que viese su nariz.] Esto quiere decir que si se quiere detectar radiación gravitacional con una frecuencia del orden de kHz entonces uno requerirá un detector con una extensión de: ¡300 km! En el caso, de ondas en el intervalo de Hz, ¡la distancia requerida será de unos 3×10^5 km! Los dos proyectos mas importantes



FIGURA 5. Vista aérea del observatorio LIGO Livingston (Cortesía del proyecto LIGO. Fotografía: Aero-Data Corp., Baton Rouge, Louisiana, USA)

de detectores de ondas gravitatorias usando interferómetros son LIGO y VIRGO. El proyecto LIGO (Estados Unidos) (véase Fig. 5) cuenta con dos detectores de 4 km y uno de 2 km. El proyecto VIRGO cuenta con un detector de 3 km (Italia). En estos detectores se han implementado múltiples reflexiones en los espejos para poder alcanzar las dimensiones adecuadas que permitan la detección de ondas de la longitud de onda deseada. El número de reflexiones en cada uno de estos detectores es del orden de 100. Existen además otros dos proyectos Geo600 (Alemania/Reino Unido, 600 m) y TAMA300 (Japón, 300 m) de menor dimensión aunque con tecnología más refinada. Existe además el proyecto de construcción de un detector interferométrico en el espacio, LISA. La misión contaría, en principio, con 3 naves espaciales separadas 5×10^6 km entre sí, lo cual corresponde a más de media longitud de onda para ondas gravitatorias con frecuencias superiores a los 30 mHz. La fecha estimada para la puesta en funcionamiento de LISA es 2010.

Agradecimientos

Queremos dar las gracias a Raúl Pérez-Sáez, por ayudarnos con las representaciones gráficas, y a Bonnie Wascom del proyecto LIGO, por proporcionarnos la fotografía. El trabajo de Ruth Lazkoz se ha llevado a cabo gracias a la ayuda financiera del Gobierno Vasco a través de la beca BFI01.412.

1. S. Hacyan, *Relatividad para principiantes*, Colección la Ciencia desde México, (Fondo de Cultura Económica, México, 2000).
2. S. Hacyan, *Los hoyos negros y la curvatura del espacio-tiempo*. Colección la Ciencia desde México, (Fondo de Cultura Económica, México, 1998).
3. J. Flores, *La gran ilusión III: las ondas gravitacionales*. Colección la Ciencia desde México, (Fondo de Cultura Económica, México, 1997).
4. P.C.W. Davies. *The search for gravity waves*. (Cambridge University Press, 1980).
5. R. Feynman, R.B. Leighton y M. Sands, *Lectures on Physics*, Vol. II (Addison-Wesley, 1964).
6. C.M. Will, *The renaissance of General Relativity* en *The New Physics*, P.C.W. Davies (ed.) (Cambridge University Press).
7. B.F. Schutz. *Gravitational Radiation* Por aparecer en *Encyclo-*

- pedia of Astronomy and Astrophysics*. Se puede conseguir en internet, gr-qc/0003069.
8. B.F. Schutz, *Class. Quantum Grav.* **16** (1999) A131. gr-qc/9911034.
 9. B.F. Schutz. "Lighthouses of gravitational wave astronomy" Por aparecer en las actas de la conferencia *Lighthouses of the Universe*, Garching, agosto del 2001, gr-qc/0111095.
 10. R. D'Inverno. *Introducing Einstein's Relativity* (Clarendon Press, Oxford, 1992).
 11. C.W. Misner, K.S. Thorne y J.A. Wheeler, *Gravitation* (Freeman, 1973).
 12. J. Pullin, editor, <http://www.phys.lsu.edu/mog>.