

Relatividad General y Cosmología

Juan José Gómez Navarro

Licenciatura de Física
Relatividad General y Cosmología
Prof. D. Emilio Torrente Luján
Universidad de Murcia
Curso 2004-2005



Índice

1. La gravedad en la física de partículas	3
2. Formulación variacional de la Relatividad General	7
2.1. Los Lagrangianos de la relatividad.	7
2.2. Espacio vacío.	8
2.3. En presencia de materia.	9
3. Introducción a la Inflación	10
4. Proyecto Einstein@home	11
4.1. Propósito del proyecto	11
4.2. Cálculo compartido	11
4.3. Creando una cuenta en el proyecto Einstein@home	11
4.4. Instalación del cliente Boinc en entorno Linux	12
4.5. Configurar Boinc para que se inicie al arrancar.	14
4.6. Otros proyectos BOINC	15

1. La gravedad en la física de partículas

La gravedad es uno de los grandes rompecabezas de la física moderna. Tenemos dos teorías diferentes para explicar el comportamiento de las cosas a escala microscópica (mecánica cuántica) y a escala del universo (relatividad general). Sin embargo estas teorías son intrínsecamente incompatibles. La relatividad ha sido testada con gran precisión en observaciones astronómicas y ha reemplazado la visión de Newton de un universo con tiempo y espacio absolutos. En relatividad el universo es intrínsecamente cuatridimensional y no podemos separar espacio de tiempo, ya que están acoplados. Pero lo importante en esta nueva construcción es que respeta las viejas leyes de Newton en su límite de validez, ya que predice al igual que la mecánica clásica que la fuerza de la gravedad decaiga como $\frac{1}{r^2}$. No obstante, la relatividad general es una teoría clásica, en el sentido en que no incorpora el principio de incertidumbre de Heisenberg. Éste se haya completamente embebido en la otra gran teoría del mundo microscópico, la mecánica cuántica. Esta otra teoría ha sido crucial en los desarrollos teóricos del siglo XX y ha sido con la que hemos empezado a comprender las peculiaridades de la materia a nivel fundamental. Tenemos razones para creer que el principio de Heisenberg ha de ser aplicable en todos los contextos, y la relatividad general no puede ser una excepción.

He aquí el problema de la física teórica actual: como reconciliar estas dos grandes teorías del universo para crear una más general que las incluya a ambas como casos particulares y que sea válida para todas las escalas del universo?

Uno de los más prometedores intentos de solucionar este problema es la llamada *teoría de cuerdas*. En esta teoría, los elementos que constituyen el universo no son partículas puntuales sino objetos en una dimensión llamados cuerdas. Desde ese punto de vista, todas las partículas del universo incluyendo la materia y las interacciones no son en realidad más que cuerdas vibrando. Esta controvertida teoría tiene una serie de peculiaridades que la hacen fascinante. Las teorías anteriores que intentaban reconciliar la gravedad con el principio de Heisenberg terminaban fracasando debido a que aparecían una serie de infinitos en todas partes que hacían la teoría inviable. Esto se ha resuelto en la teoría de cuerdas imponiendo un universo de 11 dimensiones. Esto no es más que un requerimiento que se ha de imponer a la teoría para que sea consistente matemáticamente. No obstante, debido a que sólo percibimos tres dimensiones espaciales y otra temporal es preciso interpretar donde podrían estar estas nuevas dimensiones. La explicación usual es que estas dimensiones están curvadas, con un radio de curvatura tremendamente pequeño, del tamaño de la longitud de Planck definida como $L_p = \sqrt{\hbar G/c^3}$ que es del orden de $1,6 \times 10^{-35}$ m. Hasta aquí todo esto no es más que una teoría, pero veremos que esto está empezando a cambiar en los últimos años.

Una de las peculiaridades de la gravedad que ha intrigado a los físicos es la tremenda debilidad de ésta. La gravedad es 10^{40} veces más débil que la fuerza electromagnética. Nadie sabe porqué esta desorbitada debilidad. Sin embargo, en los últimos años se están generando una serie de explicaciones teóricas a este hecho experimental argumentando precisamente sobre la base de la teoría de cuerdas.

Existen dos explicaciones sobre la debilidad de la gravedad en el marco de la teoría de cuerdas. Ambas dan lugar a predicciones medibles, lo cual es de sumo interés, ya que proporciona una prueba real que puede refutar o validar la nueva

teoría.

En 1998 Arkani-Hamed, Savas Dimopoulos y Gia Dvali argumentaron que puede que algunas de las dimensiones curvadas extra sean enormemente grandes respecto a las otras y que esto influya a la gravedad. La explicación sería que la materia y energía conocidas están restringidas a moverse en un subuniverso cuadrimensional (el habitual), de manera que no somos conscientes de las demás dimensiones. Es como vivir en la superficie de la tierra, en realidad la Tierra es tridimensional, pero nosotros estamos obligados a movernos en su superficie, de manera que parece plana debido a su gran radio de curvatura (esto llevó durante siglos a la idea equivocada de que la Tierra era plana). A este subuniverso en el que fluyen la materia y energía conocidas se denomina brana, y sería la generalización cuadrimensional de una cuerda, una especie de membrana (de ahí viene su nombre). Hay diferentes membranas a modo de universos paralelos a los que no tenemos acceso. Sin embargo, si la gravedad fuese capaz de estar desligada de nuestra membrana, ésta sería más débil debido a que parte de su fuerza se escapa en direcciones que no podemos concebir. En el marco de la teoría de cuerdas, las partículas habituales serían cuerdas enganchadas a nuestra membrana mientras que las partículas de gravedad, los gravitones, serían cuerdas cerradas sobre sí mismas formando un lazo cerrado que no estaría ligado y podría fluir. Es como un globo de helio que flota en la atmósfera y se escapa sin que podamos ser capaces de alcanzarlo ya que estamos pegados a la superficie de la Tierra. Calcularon que no puede ser una sola dimensión grande, ya que esta tendría que tener un radio de unos $3 \times 10^{12} m$ lo que la convertiría para nosotros en una dimensión más, y seríamos capaces de percibirla en nuestro entorno humano. Sin embargo con que dos de estas dimensiones sean enormes, en realidad de unos $0,3 mm$ sería suficiente para explicar la debilidad de la gravedad. Esto predice que a distancias submilimétricas seríamos capaces de percibir los efectos de las dimensiones extra por medio de la gravedad. Si a esta distancia, la gravedad "ve" más dimensiones, es de esperar que la relación entre fuerza y distancia varía, ya que la ley de Gauss dice que el flujo de líneas de campo ha de ser constante. Si hay tres dimensiones, el campo se reparte en una esfera, y el campo decae como $1/r^2$ pero si hay dos más, el campo se repartiría en una hipersfera de 4 dimensiones, de manera que sería proporcional a $1/r^4$. Esto da una predicción que pasaremos a estudiar.

Una predicción completamente diferente fue dada por Raman Sundrum. Él estaba intentando comprender la energía oscura, el misterioso mecanismo por el que parece que el universo se está expandiendo de manera acelerada. La explicación usual es que en el vacío del universo se crean debido al principio de incertidumbre pares de partículas virtuales. Este mecanismo crea una energía desconocida (denominada oscura) que tira del universo hacia afuera. Esta teoría tiene el gran inconveniente de que las predicciones teóricas estiman que el valor de este empuje debería ser 10^{60} veces mayor del que es en realidad. Para explicar esta discrepancia, Sundrum argumentó que la gravedad está mediada por gravitones que son demasiado grandes para ver los mecanismos responsables de la creación de los pares virtuales y eso reduciría drásticamente la fuerza de la energía oscura. En particular estimó un tamaño de unos $0,1 mm$ para el cual predijo que la gravedad empezaría a ser más difícil si es cierto su mecanismo de apantallamiento de los gravitones. Nuevamente tenemos una hipótesis que podemos contrastar experimentalmente.

Además, la teoría de cuerdas predice una nueva serie de partículas no de-

scubiertas que podrían producir fuerzas de corta distancia y muy fuertes que también influiría en la detección de la gravedad a estas distancias.

Aunque estas predicciones dan una clara manera de testear la teoría, no es fácil medir la gravedad a distancias submilimétricas. Sólo en los últimos años se ha conseguido utilizando para ello péndulos de torsión tremendamente sofisticados. Consisten en dos discos concéntricos. Uno de ellos está unido a un hilo que puede girar, el otro está muy cerca y gira independientemente con velocidad controlada ω . Los discos tienen 21 agujeros de manera que el movimiento de uno de ellos induce movimiento en el otro, que gira el cable del péndulo. En el cable hay un pequeño espejo solidario con él con el que se puede medir la deflexión angular mediante un rayo láser. Ambos discos están separados por una fina capa de metal para eliminar efectos electrostáticos. Este sistema permite medir torques menores a $10^{-18} Nm$.

Con este sistema se intenta buscar la violación o no de la ley $1/r^2$. La energía gravitatoria es en mecánica clásica $V(r) = -G\frac{Mm}{r}$, sin embargo si ésta falla, se espera una generalización de la forma $V(r) = -G\frac{Mm}{r}(1 + \alpha e^{-r/\lambda})$ donde α es una medida de la fuerza de las nuevas fuerzas que se espera encontrar y λ es su rango de acción. Esta fórmula se espera que aproxime bien los efectos de dimensiones adicionales a distancias del tamaño de éstas.

El resultado ha sido que hasta distancias de $0,14 mm$ no se ha encontrado ninguna discrepancia, y la teoría de las dos dimensiones extra grandes de Arkani-Hamed ha quedado excluida. Además se sabe que ninguna dimensión extra puede tener tamaños superiores a $60 \mu m$. Se espera en futuros experimentos llegar a distancias del orden de los $50 \mu m$.

Existen otros experimentos diferentes para medir la gravedad a tan cortas distancias. En la universidad de Colorado están trabajando con un pequeño péndulo formado por una oblea de tungsteno que gira horizontalmente debido a la presencia de un fleje también de tungsteno. El fleje es excitado a la frecuencia de resonancia y el comportamiento de la oblea es medido eléctricamente. Otro experimento en la universidad de Standford utiliza un fleje para medir la fuerza directamente. Ambos experimentos no alcanzan la sensibilidad de un péndulo de torsión, pero están siendo mejorados y se espera que la aumenten drásticamente.

Otra fuente muy diferente de test para las nuevas teorías están en la fuerza de la gravedad a distancias astronómicas. En el año 2003 un grupo de la Universidad de Nueva York pensaron que pasaría si hubiera dimensiones extra no compactas habría efectos en la gravedad a grandes distancias. Para ello se están estudiando la minúscula desviación del perielio de la Luna en su giro alrededor de la Tierra. Se sabe que debido a la teoría de la relatividad que ésta precesión debe existir, pero si medimos con tremenda precisión se espera encontrar desviaciones que no puedan ser explicados por ésta, y serían achacados a efectos de dimensiones extra.

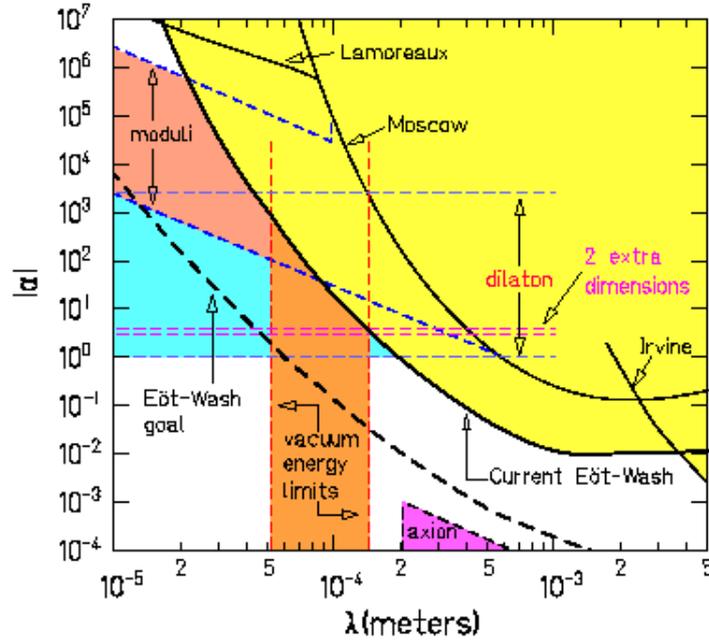


Figura 1: Resultados experimentales de varios laboratorios independientes

Los resultados de diferentes equipos experimentales se puede resumir en la figura 1. En ella se muestra, en un gráfico en el plano λ, α en escala doble logarítmica dos regiones, la excluida y la no excluida. Los puntos pertenecientes a la región excluida dan valores para los dos parámetros que han sido refutados experimentalmente a un nivel de confianza del 95 %. Éstos incluyen la predicción de dos dimensiones extra grandes, como comenté antes. También excluyen una buena cantidad de puntos que son aceptados si existen las partículas teóricas, como dilatones. Las diferentes líneas negras son equipos experimentales diferentes, mientras que la línea punteada es el resultado que esperan encontrar con futuros experimentos. Los puntos no excluidos representan parámetros que no han podido ser refutados experimentalmente, lo que no implica que sean posibles. Las distancias reales entre los dos discos varían entre $60\mu m$ y hasta distancias mucho mayores. Los resultados son producto de un análisis de los resultados tomados a varias distancias diferentes.

Podemos entender mejor la gráfica si dibujamos nosotros una parecida emulando los resultados. Para ello voy a estimar la desviación de la gravedad newtoniana, y la llamaré p :

$$p = \alpha e^{-r/\lambda}.$$

Como tengo 4 variables y busco una gráfica en función de α y λ , voy a fijar varios tamaños para la magnitud de la fuerza y la distancia a la que se comprueba esta discrepancia. Podemos reproducir cualitativamente la gráfica de resultados de esta manera. En particular he supuesto que se obtenían límites de 0,00001 para una distancia de $0,1cm$, 0,00005 para una distancia de $0,05cm$ y 0,002 para una distancia de $0,01cm$ y los resultados se muestran en la gráfica 2. p es una

magnitud adimensional que da la intensidad de la desviación newtoniana.

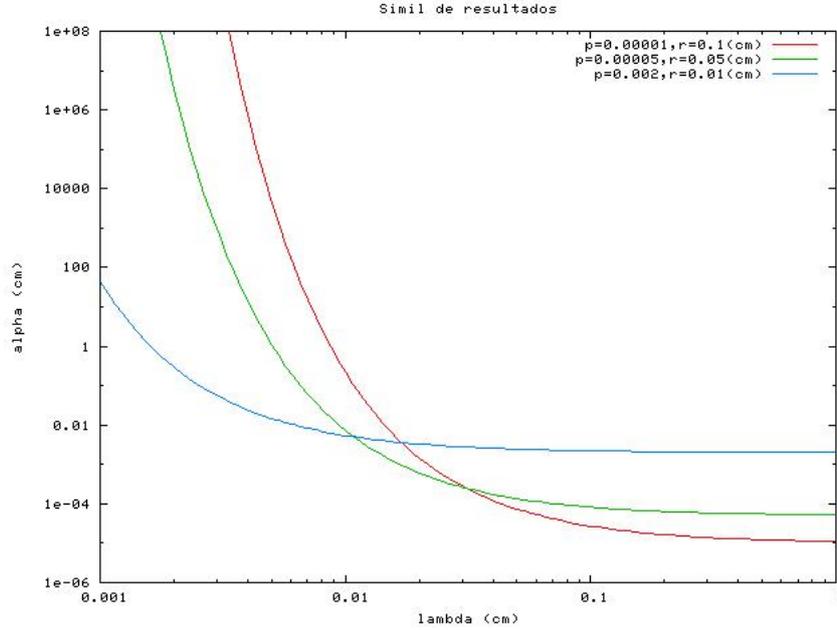


Figura 2: Símil recreada tomando algunos valores para la magnitud de la fuerza y las distancias reales a las cuales se ha medido ésta. Se observa que podemos reproducir cualitativamente la gráfica del experimento real.

2. Formulación variacional de la Relatividad General

2.1. Los Lagrangianos de la relatividad.

Vamos a ver cómo las ecuaciones de Einstein, que gobiernan el comportamiento del campo gravitatorio, pueden ser obtenidas mediante una formulación variacional a partir de un Lagrangiano. Tenemos que usar el Lagrangiano de la energía-momento y del espacio y ver cómo podemos relacionarlos.

Para el espacio, usamos el Lagrangiano del campo gravitatorio de Hilbert:

$$S_g = -\frac{c^3}{16\pi k} \int R\sqrt{-g}d\Omega$$

donde R es el escalar de curvatura del campo, g es el determinante del tensor de la métrica, c es la velocidad de la luz y la integral se extiende sobre todo el espacio cuatridimensional. Por el otro lado, el Lagrangiano correspondiente al tensor energía-momento puede ser escrito en su forma más general posible como:

$$S_m = \frac{1}{c} \int \Lambda\sqrt{-g} d\Omega,$$

donde Λ es una función que tiene información del estado del campo a través del tensor de curvatura y sus derivadas primeras. Haciendo una pequeña per-

mutación obtenemos:

$$\delta S_m = \frac{1}{c} \int \left\{ \frac{\partial \sqrt{-g} \Lambda}{\partial g^{\mu\nu}} \delta g^{\mu\nu} + \frac{\partial \sqrt{-g} \Lambda}{\partial \left(\frac{\partial g^{\mu\nu}}{\partial x^l} \right)} \delta \left(\frac{\partial g^{\mu\nu}}{\partial x^l} \right) \right\} d\Omega$$

e integrando por partes obtenemos

$$\delta S_m = \frac{1}{c} \int \left\{ \frac{\partial \sqrt{-g} \Lambda}{\partial g^{\mu\nu}} - \frac{\partial}{\partial x^l} \frac{\partial \sqrt{-g} \Lambda}{\partial \left(\frac{\partial g^{\mu\nu}}{\partial x^l} \right)} \right\} \delta g^{\mu\nu} d\Omega.$$

Ahora definimos el tensor de energía-momento como

$$-\frac{1}{2} \sqrt{-g} T_{\mu\nu} = \frac{\partial \sqrt{-g} \Lambda}{\partial g^{\mu\nu}} - \frac{\partial}{\partial x^l} \frac{\partial \sqrt{-g} \Lambda}{\partial \left(\frac{\partial g^{\mu\nu}}{\partial x^l} \right)},$$

de manera que tenemos finalmente:

$$\delta S_m = -\frac{1}{2c} \int \sqrt{-g} T_{\mu\nu} \delta g^{\mu\nu} d\Omega.$$

Ya tenemos los dos Lagrangianos, ahora sólo hay que aplicar procedimientos variacionales para obtener la ecuación de movimiento.

2.2. Espacio vacío.

En esta sección vamos a quedarnos en el caso $T_{\mu\nu} = 0$ lo cual significa que para hacer la formulación variacional y obtener las ecuaciones de Einstein en el vacío es suficiente con tomar

$$\delta S_g = 0.$$

Tomemos variaciones en la expresión para el Lagrangiano de Hilbert:

$$\begin{aligned} \delta S_g &= -\frac{c^3}{16\pi k} \delta \int R \sqrt{-g} d\Omega = \\ &= -\frac{c^3}{16\pi k} \int \{ R_{\mu\nu} \sqrt{-g} \delta g^{\mu\nu} + R_{\mu\nu} g^{\mu\nu} \delta \sqrt{-g} + g^{\mu\nu} \sqrt{-g} \delta R_{\mu\nu} \} d\Omega. \end{aligned}$$

Vamos a analizar cada uno de los tres sumandos de la integral de la parte derecha.

Para ver como queda el segundo término, $\delta \sqrt{-g} = -\frac{\delta g}{2\sqrt{-g}}$. Para saber cuanto vale δg , la variación del determinante de la métrica observemos:

$$g_{\mu\nu} g^{\mu\nu} = 4 \Rightarrow g^{\mu\nu} \delta g_{\mu\nu} = -g_{\mu\nu} \delta g^{\mu\nu}$$

así como

$$\delta g = g g^{\mu\nu} \delta g_{\mu\nu}.$$

Juantando todas las expresiones tenemos

$$\delta \sqrt{-g} = -\frac{1}{2} \sqrt{-g} g_{\mu\nu} \delta g^{\mu\nu}.$$

Si logramos demostrar que la integral que involucra $\delta R_{\mu\nu}$ se anula, obtenemos la expresión

$$\delta S_g = -\frac{c^3}{16\pi k} \int (R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R)\sqrt{-g}\delta g^{\mu\nu} d\Omega = 0,$$

pero como los $\delta g^{\mu\nu}$ son independientes, obtenemos las ecuaciones de Einstein en el vacío:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 0.$$

Hemos dejado sin demostrar que se anula una de las integrales, vamos a demostrarlo. Para ello elegimos un sistema de referencia localmente inercial, de manera que los símbolos de Christoffel se anulan (no así sus derivadas)

$$\Gamma_{\mu\nu}^\lambda = 0.$$

En este caso el tensor de Ricci se escribe como

$$R_{\mu\nu} = \frac{\partial\Gamma_{\mu\nu}^\lambda}{\partial x^\lambda} - \frac{\partial\Gamma_{\mu\lambda}^\nu}{\partial x^\nu}.$$

De esta manera, y cambiando el nombre de los índices obtenemos

$$g^{\mu\nu}\delta R_{\mu\nu} = g^{\mu\nu}\frac{\partial}{\partial x^\lambda}\delta\Gamma_{\mu\nu}^\lambda - g^{\mu\lambda}\frac{\partial}{\partial x^\lambda}\delta\Gamma_{\mu\nu}^\nu = \frac{\partial\omega^\lambda}{\partial x^\lambda}$$

por definición del vector ω^λ . Con esto, ya podemos pasar a calcular la integral:

$$\int \sqrt{-g}g^{\mu\nu}\delta R_{\mu\nu} d\Omega = \int \frac{\partial\sqrt{-g}\omega^\lambda}{\partial x^\lambda} d\Omega = \int_{\Sigma} \sqrt{-g}\omega^\lambda \cdot n^\lambda ds = 0$$

donde en el último paso he usado el teorema de Gauss y que en el infinito, las variaciones del campo se anulan. Esto completa la deducción de las ecuaciones de Einstein en el vacío.

2.3. En presencia de materia.

En el caso en que tengamos en cuenta la energía, el principio variacional es en este caso:

$$\delta(S_g + S_m) = 0.$$

Ya hemos desarrollado δS_g en el apartado anterior, el otro ya lo he comentado en la introducción, de manera que juntando ambos obtenemos:

$$0 = -\frac{c^3}{16\pi k} \int (R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R)\sqrt{-g}\delta g^{\mu\nu} d\Omega - \frac{1}{2c} \int T_{\mu\nu}\delta g^{\mu\nu}\sqrt{-g} d\Omega$$

Y otra vez, como los $\delta g^{\mu\nu}$ son independientes, obtenemos:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi k}{c^4} T_{\mu\nu}$$

que es la ecuación de Einstein en presencia de materia-energía.

3. Introducción a la Inflación

En este capítulo vamos a aplicar la relatividad general, en particular la métrica de Robertson-Walker a un campo cuántico escalar. De esta manera es como se introduce fenomenológicamente la física de los campos que pudieron en tiempos iniciales del universo haber producido una expansión exponencial del universo y que permitiera explicar la gran homogeneidad a gran escala del universo observada en la radiación de fondo. Para ello, consideramos el campo más sencillo que podemos manejar, un campo escalar. Éste viene representado por una función Lagrangiana como¹:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + m^2 \phi^2 - V(\phi)$$

donde m^2 es una constante y $V(\phi)$ es un potencial que nos reservamos para ajustar la teoría a las observaciones y que de momento no explicitamos más su forma. Con este Lagrangiano vamos a obtener el tensor energía-momento y juntarlo con las ecuaciones de Einstein. El tensor energía-momento viene dado por la expresión:

$$T_\lambda^\kappa = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\kappa \phi)} \partial_\lambda \phi - \delta_\lambda^\kappa \mathcal{L}.$$

Sustituyendo el lagrangiano del campo escalar obtenemos:

$$\begin{aligned} T_\lambda^\kappa &= \frac{\partial}{\partial(\partial_\kappa \phi)} \left(\frac{1}{2} \partial_\mu \phi g^{\mu\nu} \partial_\nu \phi \right) \partial_\lambda \phi - \delta_\lambda^\kappa \left(\frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + m^2 \phi^2 - V(\phi) \right) = \\ &= \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\nu \phi \delta_\kappa^\mu \partial_\lambda \phi + \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \delta_\kappa^\nu \partial_\lambda \phi - \delta_\lambda^\kappa \mathcal{L} = g^{\kappa\nu} \partial_\nu \phi \partial_\lambda \phi - \delta_\lambda^\kappa \mathcal{L} \end{aligned}$$

Tenemos que bajar el índice del tensor de energía-momento

$$\begin{aligned} T_{\rho\lambda} &= g_{\kappa\rho} T_\lambda^\kappa = g_{\kappa\rho} [g^{\kappa\nu} \partial_\nu \phi \partial_\lambda \phi - \delta_\lambda^\kappa \mathcal{L}] = \delta_\rho^\nu \partial_\nu \phi \partial_\lambda \phi - g_{\kappa\rho} \delta_\lambda^\kappa \mathcal{L} = \\ &= \partial_\rho \phi \partial_\lambda \phi - g_{\rho\lambda} \left(\frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + m^2 \phi^2 - V(\phi) \right) \end{aligned}$$

Ahora le aplicamos esto al caso de la métrica de Robertson-Walker. Juntando ambas expresiones obtenemos:

$$\begin{aligned} G_{00} &= -3 \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 - \frac{3k}{a} = \partial_0 \phi \partial_0 \phi + \left(\frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + m^2 \phi^2 - V(\phi) \right) \\ G_{i0} &= 0 = \partial_i \phi \partial_0 \phi \\ G_{ij} &= \left[2 \left(\frac{\ddot{a}}{a} \right)^2 + \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + \frac{k}{a^2} \right] g_{ij} = \partial_i \phi \partial_j \phi - g_{ij} \left[\frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + m^2 \phi^2 - V(\phi) \right] \end{aligned}$$

Que nos dan un conjunto de ecuaciones que podemos resolver para obtener la evolución del factor de escala, y por tanto la evolución del universo. La resolución de estas ecuaciones depende críticamente de la expresión del potencial $V(\phi)$, y que podemos ajustar para obtener la evolución de nuestro modelo y compararlo con las teorías existentes al respecto.

¹En adelante usamos convenio de suma sobre índices repetidos

4. Proyecto Einstein@home

4.1. Propósito del proyecto

Últimamente se está intentando descubrir un nuevo tipo de ondas predichas por algunas teorías, las ondas gravitacionales. Las ondas gravitacionales son perturbaciones que deforman el tejido del espacio-tiempo, que tienen carácter ondulatorio y que viajan a la velocidad de la luz. Ya fueron predichas por Einstein mediante la teoría de la relatividad general pero nunca han sido verificadas experimentalmente. Esto es en parte por la precisión necesaria para detectar este tipo de ondas debida a su extrema debilidad. Para hacernos una idea, el sistema más preciso desarrollado hasta la fecha para la medida de distancias relativas está siendo utilizado precisamente en los experimentos de detección de este tipo de ondas, con una resolución del orden de picómetros (10^{-12}m). Para estudiarlas, se analiza los datos provenientes de detectores como GEO o LIGO (Láser Interferometer Gravitational Wave Observatory). Éstos experimentos observan grandes púlsars, que son estrellas de neutrones girando a gran velocidad y que son susceptibles de emitir este tipo de ondas. El inconveniente de este proyecto es la gran cantidad de análisis de datos a llevar a cabo para eliminar la gran cantidad de ruido en el que se haya embebida la señal que queremos estudiar. Para solventar este problema, nace el proyecto Einstein@home

4.2. Cálculo compartido

La idea es invitar a usuarios anónimos a que presten su ordenador personal para realizar los cálculos. Para ello se envían los datos sin tratar por internet al usuario que tiene un programa servidor, los datos son analizados en el ordenador personal y son reenviados a la cabecera del proyecto. El programa cliente que sirve para dar soporte a todo este tipo de proyectos es el mismo para diversos proyectos tipo Einstein@home, BOINC (Berkeley Open Infrastructure of Network Computing). Uno puede encontrarlo en la página <http://boinc.berkeley.edu/>. El inconveniente es que no hay muchos manuales de su uso, parte de este escrito es un manual de instalación de BOINC en entorno Linux.

4.3. Creando una cuenta en el proyecto Einstein@home

Para empezar a recibir datos, además de tener instalado el programa cliente Boinc, es necesario tener una cuenta en el proyecto en cuestión, en este caso Einstein@home. Para ello, visitamos <http://einstein.phys.uwm.edu/>. Ésta es la página oficial del proyecto. Para hacernos una cuenta vamos al apartado *create account*, donde tendremos que rellenar cuatro apartados: nombre de usuario de la página, dirección de correo, país y código postal de donde vivamos. Tras esto nos mandará un correo donde le hayamos indicado (**es importante no borrar este correo**). Éste correo contiene un código y una dirección de internet. Tras registrarnos pedirá que confirmemos el alta introduciendo en la página el código que nos han mandado por email (esto es una medida de seguridad para evitar programas maliciosos). La URL y la contraseña son las que tendremos que dar al programa boinc para que se adiera al proyecto adecuado, pues existen otros. Tras meter la contraseña, nos pregunta que si es la primera vez que usamos

boinc, le decimos que no, si es el caso. Entonces nos aparece una página con una serie de preguntas acerca de las opciones que debe tomar boinc una vez se ejecute en tu ordenador, son referentes a cuando se puede ejecutar el programa, duración y fracción de la memoria compartida que estás dispuesto a asumir. Respondemos según sea nuestra capacidad del ordenador y generosidad. Si no sabes que responder puedes dejarlo tal cual está por defecto y pulsar *ok* al final de la página. Nos aparecerá el cartel *Your account setup is complete* que culmina el registro en este proyecto. No debemos preocuparnos si no estamos muy seguros de lo que debemos poner en las opciones, porque siempre podemos editar éstas posteriormente entrando con nuestra clave de cuenta y decirle al cliente Boinc que realcalice las opciones desde la página web.

4.4. Instalación del cliente Boinc en entorno Linux

El cliente es diferente según el sistema operativo que vayamos a usar. En este caso explicaré el proceso para un sistema linux. Para descargar el programa vamos a la página de descarga de boinc: <http://boinc.berkeley.edu/download.php>. En el momento de escribir este manual, la versión más moderna es la 4,43 y es la recomendada. En el apartado Linux/x86 le damos a Download en la versión que queramos y decimos donde se descarga, como ejemplo yo lo descargo en /home/juanjo (el programa ocupa 3.71 MB).

Una vez hecho esto tenemos el archivo

```
/home/juanjo/boinc_4,43_i686-pc-linux-gnu.sh
```

Lo siguiente es cambiar los permisos del archivo para que sea ejecutable:

```
chmod 744 /home/juanjo/boinc_4,43_i686-pc-linux-gnu.sh
```

Ahora ejecutamos ese archivo en su ubicación actual. Para ello tecleamos en consola:

```
sh /home/juanjo/boinc_4,43_i686-pc-linux-gnu.sh
```

Este binario nos crea la carpeta /home/juanjo/BOINC con el siguiente contenido:

- boinc: es el núcleo del programa, tiene muchas opciones que se pueden ver con `-help`
- boincmgr: es un entorno gráfico para boinc. No es estrictamente necesario, pero es muy útil e intuitivo.
- run_client: es un macro que inicia boinc propiamente dicho

El archivo principal es boinc, que es el núcleo del programa y lo que lo controla todo. Con el comando local `./boinc -help` obtenemos una lista de las opciones del comando y lo que hacen:

- help: muestra opciones posibles
- version: información de la versión
- exit_when_idle: obtener/procesar/reportar trabajo al salir

- `show_projects`: muestra proyectos con los que estamos relacionados
- `return_results_immediately`: contacta con el servidor nada más obtener resultados
- `detach_project < URL >`: desvincularse de un proyecto
- `reset_project < URL >`: resetea un proyecto
- `attach_project < URL > < key >`: unirnos a un proyecto
- `update_prefs < URL >`: contacta con el proyecto para actualizar preferencias
- `run_cpu_benchmarks`: comprueba características de la CPU
- `check_all_logins`: si es cierto, chequea logins remotos
- `allow_remote_gui_rpc`: permite conexiones remotas gráficas
- `dir < path >`: cambiar el directorio por defecto del programa

De todas estas opciones, nos interesa realmente una sobre todo, la que nos permite unirnos a un proyecto. Para ello usamos

```
/home/juanjo/BOINC/boinc -attach_project < url > < clave >
```

donde *url* y *clave* son las que nos han mandado previamente por email. Con esto empezará la descarga de archivos a nuestro ordenador, así como comenzará a realizar los cálculos.

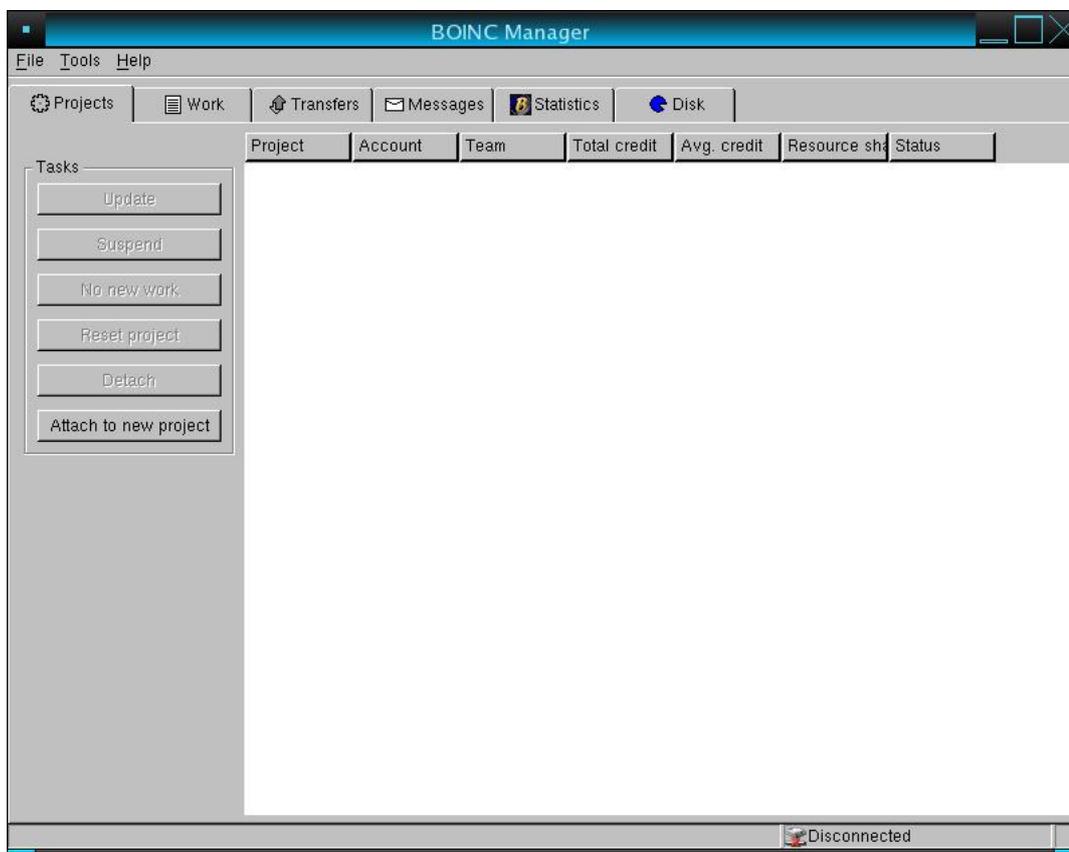
No obstante, tenemos un GUI² (entorno gráfico) para el cliente que hace que todo el manejo sea más intuitivo³. Para ejecutarlo, tecleamos en consola

```
/home/juanjo/BOINC/boincmgr
```

y nos abre una ventana similar a la que aparece en entorno Windows:

²Grafical Useg Interface

³Es muy importante recordar que para ejecutar el GUI tiene que estar ejecutándose el núcleo, es decir el programa boinc. En caso contrario nos dará un mensaje de error diciendo que no puede conectarse



En éste, para unirnos a un proyecto, en la pestaña *Projects* seleccionamos *Attach to new project* y podemos introducir de manera gráfica la URL y del proyecto y nuestra contraseña identificativa. En las diferentes pestañas encontramos información sobre el trabajo realizado hasta el momento, la transferencia de archivos al servidor Boinc del proyecto que corresponda y otros datos relacionados.

4.5. Configurar Boinc para que se inicie al arrancar.

Para que el programa arranque automáticamente cuando nos logueamos en la pantalla de inicio tenemos que copiar un par de líneas en el archivo `.xinitrc`⁴. La línea en cuestión es

```
nice /home/juanjo/BOINC/boinc >/dev/null &
```

- nice le dice al programa que se ejecute un nivel de prioridad muy bajo, para que no interfiera con el resto de procesos y no ralentice en exceso el sistema

⁴el nombre de este archivo es fuertemente dependiente de la distribución e incluso del entorno gráfico. Por ejemplo en mi ordenador con Fedora core 3 y entorno gráfico fluxbox el archivo es `./fluxbox/apps`

- `>/dev/null` le dice que ignore los mensajes de error que el programa pudiera ejecutar
- `&` es para que se ejecute como un proceso en segundo plano

De esta manera el núcleo se auto ejecuta al iniciar sesión. También podríamos haberle dicho que iniciara el GUI con la línea

```
nice /home/juanjo/BOINC/boincmgr >/dev/null &
```

Una alternativa más sofisticada es ejecutar el programa en el arranque del ordenador sin necesidad de estar logueado. Para esto ejecutamos el programa como un demonio⁵. Para ello necesitamos crear un usuario que ejecute este demonio tecleando simplemente

```
adduser boinc
```

Ahora necesitamos crear un script que levante el demonio. Existe un script ya creado en la página

```
http://www.spy-hill.com/%7Emyers/help/boinc/init.d-boinc
```

que podemos usar en la mayoría de distribuciones o que en cualquier caso podemos modificar ligeramente para adaptarlo a la nuestra si no funciona. Para levantar el demonio copiamos el script en la carpeta

```
etc/init.d/boinc
```

donde `boinc` es el nombre que tenemos que asignar al script y debemos tener cuidado de darle permisos de ejecución con la orden que he usado anteriormente. En este momento podemos levantar el demonio de dos maneras: manualmente tecleando

```
service boinc start
```

o automáticamente añadiéndolo a la lista de servicios que se autoejecutan en el arranque con el comando

```
chkconfig --add boinc
```

Por último recordar que esto levantará `boinc` como núcleo, aparte podemos ejecutar o no el GUI si queremos información gráfica del proceso de análisis.

4.6. Otros proyectos BOINC

`Einstein@home` no es el único tipo de proyecto de cálculo compartido. El pionero de este sistema fue el proyecto `SETI@home`, que pretende analizar señales de radio para buscar patrones regulares en la búsqueda de vida inteligente extraterrestre. Otro es el `LHC@home`, que analiza datos del acelerador de partículas que lleva su nombre. Puedes ver los proyectos abscritos a BOINC en la página oficial <http://boinc.berkeley.edu/>.

De hecho uno puede crear su propio proyecto si tiene grandes necesidades de cálculo. Para aprender cómo hacerlo, recomiendo visitar http://boinc.berkeley.edu/create_project.php donde hay un extenso manual sobre cómo hacerlo.

⁵necesitaremos permisos de `root` en lo que sigue

Referencias

- [1] *Gravitation and Cosmology: Principles and applications of the General Theory of Relativity*. Steven Weimberg, 1972
- [2] *Teoría Clásica de los Campos, Curso de Física Teórica*, Volumen 2, Segunda Edición. L.D.Landau y E.M.Lifshitz. Editorial Reverté, 1973.
- [3] *An introduction to Modern Cosmology*. Andrew Liddle, John Wiley and Sons, 1998
- [4] *Physics World*, Abril 2005, Volumen 18, número 4, págs 41-45
- [5] *Physics Review D*, 15 Agosto 1984, Volumen 30, número 4, págs 720-727