

Title: SN1987A y la masa de los neutrinos

Abstract

En este documento se analiza el evento multimensajero SN1987A desde el punto de vista de la relatividad especial de campos. Obtendremos primero la velocidad de los neutrinos que, junto con la estimación de su energía cinética, nos permitirá dar una idea de su masa. También se predecirán las características del próximo evento de Betelgeuse.

Autor: Enrique Domínguez Pinos. © Todos los derechos reservados.
Ingeniero Industrial.

Email: enrique_pinos@yahoo.es

Este proyecto precisa de financiación, no dude en contactar para apoyarlo.
This project requires funding, please do not hesitate to contact for supporting us.

Málaga, 23 de Noviembre de 2023

Table of Contents

Introducción.....	1
Esquema de distancias.....	2
Tiempos de tránsito.....	3
Masa de los neutrinos.....	4
Extrapolación para betelgeuse.....	5
Comentarios finales.....	6
Anexo I: Cálculo de distancias en la bóveda celeste.....	6
Anexo II: Halo de materia oscura en la vía láctea.....	8
Anexo III: Expresión del potencial.....	9
Anexo IV: Cálculo del potencial.....	10
Anexo V: Potencial inducido.....	12
Anexo VI: Agujeros negros primordiales y el impulsor antigravitatorio.....	13
Referencias.....	14

Introducción

El evento SN1987A es un evento multimensajero que se produjo en 1987, fue una explosión de supernova ‘dentro’ de la vía láctea de la que se pudieron registrar señales de fotones y neutrinos.

Vamos a suponer en el análisis que tanto neutrinos como fotones viajan en línea recta a través del halo de materia oscura de la vía láctea; el que ambas detecciones se produjeran prácticamente de manera simultánea nos permitirá imponer que los tiempos de viaje son iguales y ello nos permitirá calcular la energía cinética de los neutrinos. Del resultado de la detección de los neutrinos tenemos una estimación de su energía (10MeV) lo que nos permite dar un valor a su masa.

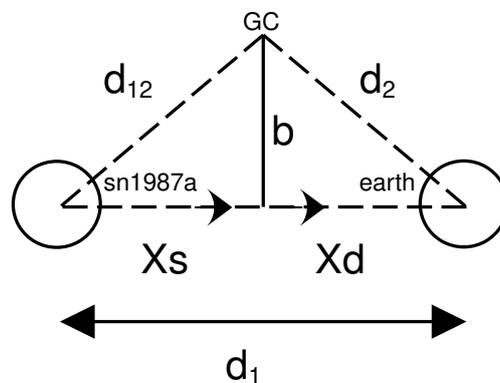
Esquema de distancias

Primero necesitamos hacernos una idea de cómo se posicionan SN1987A (SN), el centro galáctico (GC) y la tierra (referencia respecto a donde se realiza la medición de tiempos). El GC es importante porque es respecto a él que se estima la forma del halo de materia oscura de la galaxia.

Estos tres puntos forman un plano; en él, tenemos que calcular el par de triángulos rectángulos que describen el movimiento de las partículas. Denotamos con b la separación al centro galáctico, según la línea ortogonal a la propagación de las partículas desde el emisor (sn1987a) al receptor (earth).

En general, las distancias se tienen medidas desde la tierra (d_1 es la distancia a SN, d_2 la distancia a GC), por lo que tenemos que empezar por calcular la distancia de SN al centro galáctico (d_{12}). En el “Anexo I: Cálculo de distancias en la bóveda celeste” detallamos como se realiza este cálculo.

Seguiremos el siguiente esquema,



Para el que tenemos los valores,

$$\begin{aligned} d_1 &= 51.474 \text{ kps}, \\ d_2 &= 7.4 \text{ kps}, \\ d_{12} &= 50.9357 \text{ kps}. \end{aligned}$$

De la figura deducimos,

$$\begin{aligned} X_s &= \frac{d_{12}^2 - d_2^2 + d_1^2}{2d_1} = 50.4049 \text{ kps}, \\ X_d &= d_1 - X_s = 1.0691 \text{ kps}, \\ b &= \sqrt{d_2^2 - X_d^2} = 7.3224 \text{ kps}. \end{aligned}$$

También vamos a establecer el diagrama para el sistema betelgeuse-GC, el esquema queda en este caso (el esquema del caso anterior no hace cuadrar los números),

$$\int_0^{t_f} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{\Delta U}{c_m^2} \right) dt = \int_0^{t_f} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{\Delta U}{c^2} - (\gamma - 1) \right) dt.$$

Donde,

$$t_f = \frac{d_1}{c_m}.$$

Pudiendo simplificar el termino constante; además, suponemos que la velocidad de los neutrinos es constante en todo el trayecto (esto es razonable ya que aunque se mueven hacia donde el campo gravitatorio es más intenso, la velocidad que poseen es ya casi la de la luz y puede variar muy poco),

$$- \int_0^{t_f} \frac{\Delta U}{c_m^2} dt = \int_0^{t_f} \frac{\Delta U}{c^2} dt - (\gamma - 1) t_f.$$

Despejando el término del factor de Lorentz,

$$(\gamma - 1) t_f = \left(\frac{1}{c^2} + \frac{1}{c_m^2} \right) \int_0^{t_f} \Delta U dt.$$

Sustituyendo la velocidad de los gravitones,

$$c_m = \frac{c}{\sqrt{2}}.$$

Da,

$$(\gamma - 1) t_f = \frac{3}{c^2} \int_0^{t_f} \Delta U dt.$$

Y realizando el cambio de variables en la integral, adimensionalizando el tiempo,

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_a = \frac{t}{t_f} \\ d\tau_a = \frac{dt}{t_f} \end{array} \right\},$$

queda,

$$(\gamma - 1) = \frac{3}{c^2} \int_0^1 \Delta U d\tau_a.$$

Lo que nos permite calcular la velocidad de los neutrinos.

Masa de los neutrinos

Como la energía de los neutrinos es conocida,

$$E_n = (\gamma - 1) m_n c^2.$$

Podemos calcular la masa de los mismos,

$$m_n = \frac{E_n}{(\gamma - 1)c^2}.$$

Dando,

$$m_n = \frac{E_n}{3 \int_0^1 \Delta U d\tau_a}.$$

Para expresar el resultado en eV/c², multiplicamos por c²,

$$m_n = \frac{E_n c^2}{3 \int_0^1 \Delta U d\tau_a} = 0.34611 \mu\text{eV}/c^2.$$

O, en otras unidades,

$$m_n = 6.16997 e^{-43} \text{ kg},$$

$$m_n = 3.85097 e^{-24} \text{ eV}.$$

Extrapolación para betelgeuse

Cabría preguntarse qué pasará en el próximo evento de betelgeuse. Para tratar de responder, vamos a repetir el cálculo para ese caso; sólo cambian las distancias y la configuración del diagrama de cálculo como antes se indicó.

Entrando a la fórmula con la masa de los neutrinos expresada en eV, obtenemos,

$$E_n = 3 m_n \int_0^1 \Delta U d\tau_a = 55.2 \text{ keV}.$$

Lo que quiere decir que para que podamos tener una detección multimensajero, la explosión de betelgeuse debería emitir neutrinos de esa energía, además deberíamos poder detectarlos (ya que la energía es baja).

Podríamos preguntarnos si sería posible que llegaran neutrinos de energía superior a costa de tardar un poco menos en llegar a la tierra; para ello vamos a añadir un tiempo extra a la ecuación de partida,

$$\int_0^{t_f} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{\Delta U}{c_m^2} \right) dt = \int_0^{t_f} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{\Delta U}{c^2} - (\gamma - 1) \right) dt + t_e.$$

Repitiendo todo el desarrollo,

$$(\gamma - 1) = \frac{3}{c^2} \int_0^1 \Delta U d\tau_a + \frac{t_e}{t_f},$$

y,

$$E_n = 3 m_n \int_0^1 \Delta U d\tau_a + \frac{t_e}{t_f} m_n c^2.$$

El tiempo de tránsito t_f para betelgeuse es de 701 años (llegaría a la tierra en 496 años, por el factor raíz de 2), por lo que para tener un efecto de una unidad en la energía, el tiempo de adelanto debe ser $2.03e^9$ años. Por lo que es imposible que se produzca un evento multimensajero con otra energía diferente.

El tiempo en llegar se calcularía mediante,

$$\tau = \int_0^{t_f} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{\Delta U}{c_m^2} \right) dt = t_f \left(\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{2}{c^2} \int_0^1 \Delta U d\tau_a \right),$$

donde el valor de la integral domina el cálculo dando aproximadamente $-1.35e^{16}$ años (la edad del universo según Λ CDM es $1.3e^{10}$ años).

Comentarios finales

Dado que el perfil de materia oscura Einasto propone una concentración de materia superior conforme nos acercamos la centro de la galaxia, y dado que todos los casos analizados suponen un acercamiento al centro de la galaxia desde la fuente, sabemos que $\Delta U > 0$; es más, es positivo y decreciente, porque vale cero cuando la partícula alcanza la tierra (que es el potencial de referencia). Por este motivo la integral respecto al tiempo de la variación del potencial es positiva; esto es, el retardo shapiro, que es su opuesto, debe ser negativo. Y no sólo eso, el retardo shapiro en los ejemplos analizados es muy superior al tiempo de tránsito de las partículas, lo que implica que lo que observamos a través y desde dentro del halo de materia oscura es una visión del futuro (muy lejano) del cuerpo celeste.

Saber que la física permite que, de alguna manera, podamos ver el futuro, nos insta a buscar la manera de hacerlo localmente y así predecir posibles catástrofes, por ejemplo. O al menos desconfiar de cualquier satélite con comunicaciones activas y orbitando un objeto muy masivo.

La masa de los neutrinos parece demasiado pequeña, y surge la duda de si el halo de materia oscura realmente tiene tanta masa. En el 'Anexo V: Potencial inducido', analizamos la posibilidad de que la materia oscura sea en realidad mucha menos porque parte de la masa se explique a través del potencial inducido.

Anexo I: Cálculo de distancias en la bóveda celeste

Para medir la distancia entre dos cuerpos celestes, empezamos por localizar ambos cuerpos y definir sus vectores de posición en coordenadas cartesianas o esféricas, el módulo del vector diferencia es la distancia que los separa.

Vamos a realizar el cálculo para el sistema SN1987A-GC, los datos de partida los suministra SIMBAD^[1] en forma de ascensión recta (RA) y declinación (DEC); en este orden. Para SN1987A obtenemos,

$$\begin{aligned} RA & 5^h 35^m 28.02^s, \\ DEC & -69^\circ 16' 11.1". \end{aligned}$$

Mientras que para el centro galáctico ('galactic center' en el diálogo de SIMBAD),

$$\begin{aligned} RA & 17^h 45^m 39.6^s, \\ DEC & -29^{\circ} 00' 22.0''. \end{aligned}$$

La ascensión recta se mide en horas, minutos y segundos, mientras que la declinación es en grados, minutos y segundos. Para convertir la ascensión recta a grados, multiplicamos por 360° y dividimos por 24 horas, resultando para SN1987A,

$$\begin{aligned} RA & 83.867^{\circ}, \\ DEC & -69.270^{\circ}. \end{aligned}$$

Mientras que para el centro galáctico,

$$\begin{aligned} RA & 266.415^{\circ}, \\ DEC & -29.01^{\circ}. \end{aligned}$$

Ahora necesitamos conocer las distancias a la tierra, si obtenemos el dato en forma de paralaje, la inversa del paralaje en arcosegundos es la distancia en parsecs. Por ejemplo 7.54 mas (mili-arcosegundos) serían 132.626 parsecs aproximadamente (Polaris).

Las distancias que se han utilizado para los cálculos se han tomado de la página de wikipedia del objeto celeste. Otro servicio que proporciona datos astrométricos es el Gaia Archive de la ESA^[2], entrando al tab 'SINGLE OBJECT' (puede que RA y DEC vengán directamente en grados).

Junto con las distancias, los datos que hemos obtenido son, para SN1987A,

$$\begin{aligned} d_1 &= 51.474 \text{ kps}, \\ \alpha_1 &= 83.867^{\circ}, \\ \delta_1 &= -69.270^{\circ}. \end{aligned}$$

Mientras que para el centro galáctico,

$$\begin{aligned} d_2 &= 7.4 \pm 0.3 \text{ kps}, \\ \alpha_2 &= 266.415^{\circ}, \\ \delta_2 &= -29.01^{\circ}. \end{aligned}$$

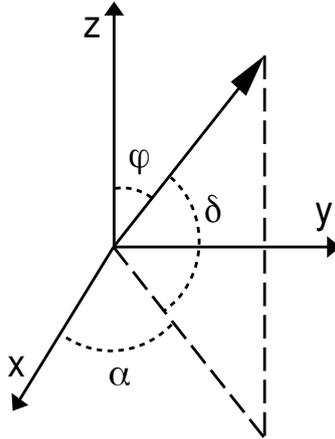
Como hemos indicado, con estos datos se calculan las componentes de su vector de posición, las coordenadas rectangulares serían,

$$\begin{aligned} x &= r \cos(\alpha) \cos(\delta), \\ y &= r \sin(\alpha) \cos(\delta), \\ z &= r \sin(\delta). \end{aligned}$$

Con los dos vectores de posición así definidos, realizamos su diferencia y calculamos el módulo del vector resultante, que es la distancia de separación de ambos objetos celestes (en kilo-parsecs),

$$d_{12} = 50.9357 \text{ kps}.$$

Nótese que el sistema sería el de las coordenadas esféricas habituales excepto por la declinación, que se define como el ángulo del vector de posición al plano XY, al contrario que en esféricas que se define como el ángulo entre el eje Z y el vector de posición (ver figura).



Las coordenadas esféricas siguen las ecuaciones,

$$\begin{aligned} x &= r \cos(\alpha) \operatorname{sen}(\varphi), \\ y &= r \operatorname{sen}(\alpha) \operatorname{sen}(\varphi), \\ z &= r \cos(\varphi). \end{aligned}$$

Por lo que,

$$\varphi = 90^\circ - \delta.$$

Vamos a repetir el cálculo para el sistema betelgeuse-GC. Para betelgeuse, SIMBAD nos aporta (esta vez sí, con paralaje),

$$\begin{aligned} RA & 5^h 55^m 10.31^s, \\ DEC & 7^\circ 24' 25.4'', \\ Parallax & 6.55 \text{ mas}. \end{aligned}$$

o,

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 88.793^\circ, \\ \delta_1 &= 7.4071^\circ, \\ d_1 &= 152.672 \text{ ps}. \end{aligned}$$

Con los mismos datos del centro galáctico, obtenemos la distancia betelgeuse-GC,

$$d_{12} = 7.542049 \text{ kps}.$$

Anexo II: Halo de materia oscura en la vía láctea

Seguimos la referencia [4], donde se publica un halo con un perfil Einasto calibrado con datos de gaia dr3. Nótese que en el perfil de la curva de rotación de la galaxia de la referencia ya observamos un decaimiento, por lo que la masa de materia oscura de esta referencia es sensiblemente menor. El perfil queda,

$$\rho(r) = \rho_0 \exp\left[-\left(\frac{r}{h}\right)^{1/n}\right],$$

Con las constantes,

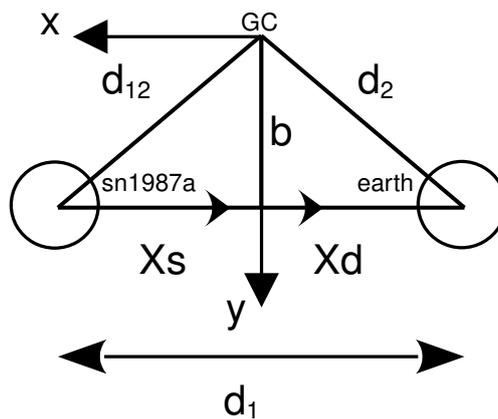
$$\begin{aligned}
GM_s &= 1.32712440018 e^{20} m^3/s^2, \\
c &= 299,792,458 m/s, \\
n &= 0.43, \\
h &= 11.41 kps, \\
\rho_o &= 1.992 e^7 M_s/kps^3, \\
1 eV/c^2 &= 1.782663 e^{-36} kg.
\end{aligned}$$

Anexo III: Expresión del potencial

Para calcular el potencial vamos a despreciar todo excepto el halo de materia oscura, que es muy importante. Es incorrecto reducir el halo a un punto cuando nos encontramos dentro de él, por lo que la expresión que hay que usar para el cálculo es,

$$U = -G \iiint_{V'} \frac{\rho(\vec{r}') dV'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}.$$

Integral que vamos a resolver en coordenadas esféricas, para lo que vamos a definir el sistema de ejes,



por lo que las partículas se mueven en el plano XY.

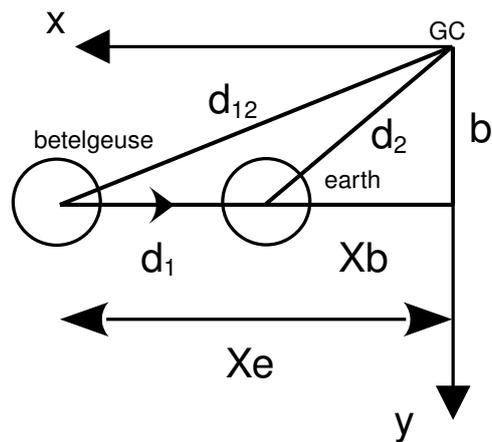
El potencial lo vamos a expresar en función a la coordenada x, ya que las partículas se mueven hacia la dirección negativa de x, pero paralelas a él. Expresando ahora x en función del tiempo adimensional,

$$x = X_s(1 - \tau_a) - X_d \tau_a.$$

Y con la referencia del potencial,

$$U_o(x = -X_d).$$

El diagrama de cálculo para betelgeuse quedaría,



Expresando ahora x en función del tiempo adimensional,

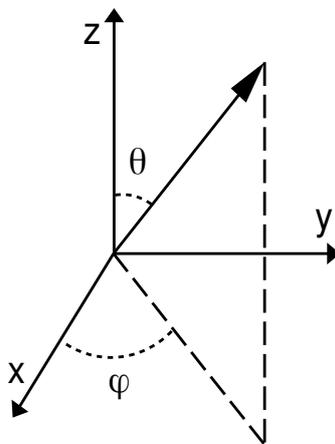
$$x = d_1(1 - \tau_a) + X_b.$$

Y con la referencia del potencial,

$$U_o(x = X_b).$$

Anexo IV: Cálculo del potencial

En coordenadas esféricas definimos,



Con,

$$0 \leq \varphi \leq 2\pi,$$

$$0 \leq \theta \leq \pi.$$

Y,

$$x = r \cos(\varphi) \text{sen}(\theta),$$

$$y = r \text{sen}(\varphi) \text{sen}(\theta),$$

$$z = r \cos(\theta).$$

Cuyo determinante del jacobiano es,

$$|J| = r^2 \text{sen}(\theta).$$

Con el esquema definido en el anexo anterior, r queda,

$$r = \sqrt{b^2 + x^2}.$$

Al estar el movimiento en el plano XY,

$$\varphi = \arccos\left(\frac{x}{\sqrt{b^2 + x^2}}\right),$$

$$\theta = \pi/2.$$

Los límites de integración de la integral quedarían,

$$U(x) = -G \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{\rho(\vec{r}') dV'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}.$$

En realidad R podríamos considerarla $R=R(x)$, y hacerla variar con el tiempo adimensional de modo que $R=r$, esto lleva a valores de la integral negativos y por eso se ha tomado $R=d_{12}$. El fijar R para cubrir 'todo' el halo de materia oscura a, por ejemplo, 100 kps no modifica el resultado de la integral.

En cuando a los vectores de posición,

$$\vec{r} = r \sin(\theta) \cos(\varphi) \hat{x} + r \sin(\theta) \sin(\varphi) \hat{y} + r \cos(\theta) \hat{z},$$

$$\vec{r}' = r' \sin(\theta') \cos(\varphi') \hat{x} + r' \sin(\theta') \sin(\varphi') \hat{y} + r' \cos(\theta') \hat{z}.$$

su diferencia es,

$$\vec{r} - \vec{r}' = (r \sin(\theta) \cos(\varphi) - r' \sin(\theta') \cos(\varphi')) \hat{x}$$

$$+ (r \sin(\theta) \sin(\varphi) - r' \sin(\theta') \sin(\varphi')) \hat{y}$$

$$+ (r \cos(\theta) - r' \cos(\theta')) \hat{z},$$

y la distancia queda,

$$|\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2 r r' (\sin(\theta) \cos(\varphi) \sin(\theta') \cos(\varphi') + \sin(\theta) \sin(\varphi) \sin(\theta') \sin(\varphi') + \cos(\theta) \cos(\theta'))},$$

agrupando,

$$|\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2 r r' (\sin(\theta) \sin(\theta') (\cos(\varphi) \cos(\varphi') + \sin(\varphi) \sin(\varphi')) + \cos(\theta) \cos(\theta')},$$

y usando la fórmula de la diferencia de ángulos,

$$|\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2 r r' (\sin(\theta) \sin(\theta') \cos(\varphi - \varphi') + \cos(\theta) \cos(\theta'))},$$

como,

$$\theta = \pi/2,$$

queda,

$$|\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2 r r' \sin(\theta') \cos(\varphi - \varphi')},$$

sustituyendo $r=r(x)$,

$$|\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{x^2 + b^2 + r'^2 - 2 \sqrt{x^2 + b^2} r' \sin(\theta') \cos(\varphi - \varphi')}.$$

Por lo que la integral queda,

$$U(x) = -G \rho_o \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{r'^2 \sin(\theta') \exp\left[-\left(\frac{r}{h}\right)^{1/n}\right] dr' d\varphi' d\theta'}{\sqrt{x^2 + b^2 + r'^2 - 2\sqrt{x^2 + b^2} r' \sin(\theta') \cos(\varphi - \varphi')}}.$$

Por lo que la variación en el tránsito quedaría,

$$\int_0^1 \Delta U d\tau_a = \int_0^1 U(\tau_a) d\tau_a - U_o.$$

Que hay que resolver numéricamente.

Anexo V: Potencial inducido

Como vimos en el documento sobre la precesión del perihelio de mercurio^[3], el potencial inducido del sol (subíndice 1) sobre mercurio (subíndice 2), tiene por expresión,

$$\vec{E}_{12} = \frac{-GM_1}{c_m^2 R_{12}} \left(\frac{\vec{a}_1}{\gamma'_1} - \frac{\vec{a}_2}{\gamma'_2} \right).$$

Este potencial explica la precesión anómala (atribuida a relatividad general) del perihelio de mercurio en casi un 33%^[3].

Si despreciamos la aceleración del sol, e integramos a lo largo de la trayectoria del mercurio, podemos obtener la evolución del potencial inducido,

$$V_{12} = - \int \vec{E}_{12} \cdot d\vec{x}_2,$$

si lo expresamos en función del tiempo,

$$V_{12} = - \int \frac{\vec{E}_{12} \cdot \vec{v}_2}{\gamma'_2} dt,$$

o, en forma diferencial,

$$\frac{dV_{12}}{dt} = \frac{-\vec{E}_{12} \cdot \vec{v}_2}{\gamma'_2},$$

que sustituyendo,

$$\frac{dV_{12}}{dt} = \frac{-GM_1}{c_m^2 R_{12}} \frac{\vec{a}_2 \cdot \vec{v}_2}{\gamma'^2_2},$$

Esta ecuación diferencial se integra junto con el resto de las ecuaciones dinámicas de mercurio, y el potencial inducido se suma al potencial conservativo de las fuerzas gravitatorias. El sistema es consistente y el cambio modifica muy poco el resultado que se obtuvo.

El hecho de que las trayectorias de mercurio no sean cerradas (por la propia precesión del perihelio) hace que el potencial se acumule poco a poco (no se incrementa en cada rotación porque fluctúa, pero la tendencia es a hacerse cada vez mas negativo). Lo que resulta para la partícula en un potencial extra al que le ejerce el sol y que hace que mercurio se vea atraído por más masa de la que el sol tiene.

El ‘aumento’ de la masa del sol se traduce en un acercamiento de mercurio al sol y, por conservación del momento angular, a un aumento de la velocidad orbital de mercurio. Esto último no se ha podido comprobar en las simulaciones porque el potencial en 100 años se acumula de manera ridícula frente al potencial del sol. Si bien este efecto podría explicar la materia oscura. Pero sólo en parte, porque intentar repetir el cálculo del evento multimensajero con sólo materia bariónica lleva a una incongruencia en el cálculo. Por lo que sólo podría explicar en parte la materia oscura. El conocimiento de la masa del neutrino, podría arrojar luz sobre la proporción de materia oscura/bariónica real.

Nótese que si pensamos en cuerpos celestes que orbitan su estrella, lo más próximos a ella rotan más rápido alrededor y ello acumula potencial más rápidamente que los cuerpos con un periodo superior, por lo que parecería que la materia oscura se acumula cerca de la estrella anfitriona y disminuye conforme nos alejamos como lo perfiles trazados de materia oscura mediante Einasto o NFW.

Anexo VI: Agujeros negros primordiales y el impulsor antigravitatorio

Los agujeros negros primordiales es un intento de explicar la materia oscura. Lo interesante de ellos es que se forman (supuestamente) por agrupamiento en un mismo estado cuántico de bosones (fotones) en el plasma primordial.

Si recordamos la aceleración inducida en mercurio (subíndice 2) por el sol (subíndice 1) es,

$$\vec{a}_2 = \frac{\sum_{j \neq 2} \frac{-GM_j \vec{r}_{j2}}{r_{j2}^3} - \frac{GM_1 \vec{a}_1}{c_m^2 \gamma'_{12}}}{1 - \frac{GM_1}{c_m^2 \gamma'_{212}}}$$

Si atendemos al denominador y suponiendo que los factores de Lorentz generalizados son la unidad, dicho denominador se anula a la distancia del radio de Schwarzschild (R_{sc}). Dicho de otro modo, a distancia inferior a R_{sc} , las fuerzas gravitatorias se vuelven repulsivas; por lo que no se puede caer a un agujero negro (de ningún tipo). También indicamos en la referencia [3], que R_{sc} está sobreestimado y que un valor más acorde con la propiedad de no emisión de radiación implica un radio del orden de diez veces inferior al R_{sc} .

Una aplicación directa de lo que estamos diciendo sería fabricar y confinar un agujero negro primordial en una esfera, fijando la esfera a un vehículo se podría impulsar dicho vehículo con antigravedad sin mas que comenzar el movimiento. Fabricar el agujero negro sería posible si se introduce un haz láser en la esfera por una cavidad que no permite el escape del mismo. La esfera debe tener las dimensiones correctas para que el haz interfiera constructivamente, y ser de material reflectante al haz (casi cualquier metal). Imagino que para poder realizar movimientos de velocidad alta, haría falta dotar al agujero negro de carga y rotación, para que el confinamiento pudiera ser magnético (mucho mas fiable).

Aunque podría pensarse que la energía que hay que invertir es mucha (y lo es), la energía no va a ningún lado, porque está confinada; así que el problema real ahora es cómo recuperarla de manera eficiente una vez que el vehículo abandona la atmósfera. O hacer un confinamiento realmente bueno, si se quiere usar para transporte terrestre.

Referencias

- [1] SIMBAD <https://simbad.cds.unistra.fr>
- [2] Gaia Archive <https://gea.esac.esa.int/archive/>
- [3] Experimentos de GR resueltos con relatividad especial de campos.
<https://vixra.org/abs/2404,0013> versión 3.
- [4] Detection of the Keplerian decline in the Milky Way rotation curve. [arxiv:2309.00048 v4](https://arxiv.org/abs/2309.00048v4)
- [5] Neutrinos from SN1987A.
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1987ApJ...318L..63B/abstract>
- [6] Constraints on neutrino speed, weak equivalence principle violation, Lorentz invariance violation, and dual lensing from the first high-energy astrophysical newutrino source TXS 0506+056. [arxiv:1807.05621 v2](https://arxiv.org/abs/1807.05621v2)
- [7] New Precision Test of the Eistein Equivalence Principle from SN1987A. Michael J. Longo. 1987. Physical review Letters.