

¿Es la Tierra un lugar seguro para el LHC (CERN)?

Xabier Cid Vidal y Ramón Cid Manzano

John Ellis, physicist at CERN and member of the LHC Safety Assessment Group (LSAG) [1] ended with the title of this paper the presentation of LSAG Report Conclusions in the meeting celebrated at CERN on August 14th 2008. The 2008 Report [2] strengthens the safety conclusions from the 2003 Report [3], in light of additional experimental results and theoretical understanding, concluding that "there is no basis for any concern about the safety of the LHC". The aim of this paper is to present some simple calculations so that the non-specialistic readers can have sufficient data to verify that the LHC experiment is absolutely safe. In fact, nature is continuously creating LHC-like collisions when much higher-energy cosmic rays collide with the Earth's atmosphere, with the Sun, and with other objects such as white dwarfs and neutron stars. If such collisions posed a danger, the consequences for Earth or these astronomical objects would have become evident already. We also introduce some calculation about microscopic black holes. If they appear at all, these black holes would exist for "about a nano-nanosecond," so that they would have no effect of consequence.

Introducción

En una multitudinaria reunión celebrada el 14 de agosto de 2008 en el CERN, el físico John Ellis, portavoz del LHC Safety Assessment Group (LSAG) [1], presentó las conclusiones del estudio [2] que este grupo realizó revisando los análisis realizados en 2003 a la luz de nuevos datos experimentales y nuevos conocimientos teóricos, reforzándose los resultados del estudio de LSAG de 2003 [3]. Se concluye que "no hay bases para ninguna preocupación en relación con la seguridad del LHC".

Como se pudo comprobar en septiembre de 2008, a la vez que los medios anunciaban con gran fuerza el arranque del experimento también se hacían eco de los efectos catastróficos que según algunos podían derivarse de las colisiones frontales entre partículas en los experimentos del LHC. En algunos casos las elucubraciones pasaron a dar lugar a denuncias, amenazas, e incluso graves acusaciones de oscurantismo o prepotencia por parte del CERN en particular, y de la comunidad científica en general. Para muestra puede el amable lector o lectora visitar la siguiente página Web [4].

Por ello, John Ellis en la parte final de su intervención en la reunión de agosto de 2008, se preguntaba irónicamente: "¿Es la Tierra un lugar seguro para el LHC?"

Creemos que es de interés para los lectores de esta revista presentar aquí de forma sencilla algunos cálculos que den luz a este debate. En una primera parte compararemos las colisiones que se van a producir en el LHC a máxima luminosidad, y las que se producen de forma natural por la presencia de la radiación cósmica que incide a diario sobre todos los cuerpos presentes en el universo. De este estudio se sigue inequívocamente que la eventual aparición de exóticos objetos como agujeros negros microscópicos, monopolos magnéticos, strangletes, burbujas de vacío, etc., no constituyen ninguna amenaza racionalmente concebible. En una segunda parte estudiaremos, también de forma simple, las consecuencias que se derivarían de la eventual generación de

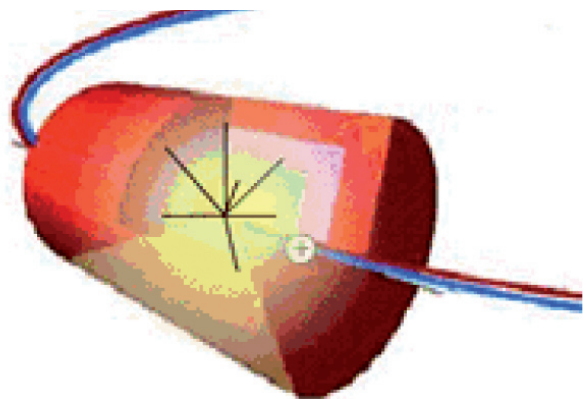
micro-agujeros negros a partir de las colisiones de protones, por haber sido estos posibles eventos los más comentados en los medios de comunicación. Veremos que lejos de constituir un problema, la aparición de estos agujeros negros sería una excelente noticia para la Física.

Colisiones en el LHC

El LHC proporciona colisiones protón-protón con una energía en el centro de masas de 14 TeV, y un muy alto número de colisiones por cm^2 y por segundo (Luminosidad = $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

Los protones van "empaquetados" en paquetes (bunches) de 7,48 cm de longitud y con 1 mm^2 de sección, cuando están lejos de zonas de interacción, y de $16 \times 16 \mu\text{m}$ en las zonas de interacción (detectores).

Los paquetes de protones distan entre sí 7,5 m. Por tanto, en la circunferencia de 27 km debería haber: $26659 / 7,5 \sim 3550$ bunches.



Sin embargo, por cuestiones de eficacia es necesario reducir ese número para mejor control de las operaciones en el acelerador. El número efectivo de "bunches" es de 2808.

La probabilidad de que un protón de un paquete golpee a otro protón de un paquete que viene en sentido contrario se puede obtener aproximadamente a partir del cociente entre el tamaño del protón (d^2 con $d \sim 1 \text{ fm}$) y el tamaño de la sección del bunch (σ^2 , con $\sigma = 16 \text{ micras}$), en el punto de interacción.

Entonces: Probabilidad $\approx (d^2)/(\sigma^2) \implies P \approx 4 \cdot 10^{-21}$. Se trata de un valor muy bajo, pero con $1,15 \cdot 10^{11}$ protones/bunch se producirán un buen número de interacciones.

Así, el número de éstas será: probabilidad $\times N^2$ (con $N =$ número de protones por bunch). Por tanto, $(4 \cdot 10^{-21}) \times (1,15 \cdot 10^{11})^2 \implies \sim 50$ interacciones cada cruce. Pero solo una fracción de esas interacciones ($\sim 50\%$) son choques inelásticos que dan lugar a la creación de nuevas partículas. Por tanto, habrá alrededor de 20 colisiones "efectivas" cada cruce. Si se quiere un cálculo más elaborado es necesario recurrir al concepto de "luminosidad" y de "sección eficaz". Una aproximación al número de colisiones usando estos conceptos puede encontrarse en [5](Cid R., 2006).

Veamos cuantos cruces por segundo se producen en cada punto de interacción (detector). Como cada paquete de protones se mueve prácticamente a la velocidad de la luz, cada segundo dará: N° de vueltas $\approx 3 \cdot 10^8 / 27000 \approx 11000$ vueltas.

Como hay 2808 paquetes en cada haz, tendremos el siguiente número de cruces por segundo: $11000 \times 2808 \approx 30 \cdot 10^6$ cruces/s, que es el llamado "average crossing rate".

El número de colisiones por segundo será entonces: $(30 \cdot 10^6 \text{ cruces/s}) \times (20 \text{ colisiones/cruce}) \implies 600$ millones colisiones/s $\sim 10^9$ colisiones/s.

Este es el orden de valor más alto posible para las colisiones esperadas en los detectores del LHC (en particular, en los detectores ATLAS y CMS).

La radiación cósmica

Los rayos cósmicos son partículas energéticas originadas en el espacio y que colisionan contra la atmósfera de la Tierra. Casi el 90% de ellos son protones, alrededor del 9% son núcleos de Helio (partículas alfa) y un 1% son electrones

Los rayos cósmicos están bombardeando la atmósfera terrestre continuamente y con unas energías, una parte de ellos, mucho mayores que las de los protones en el LHC. De hecho, estos rayos pueden producir en esas colisiones energías iguales y superiores a las que se van a generar en las colisiones del LHC.

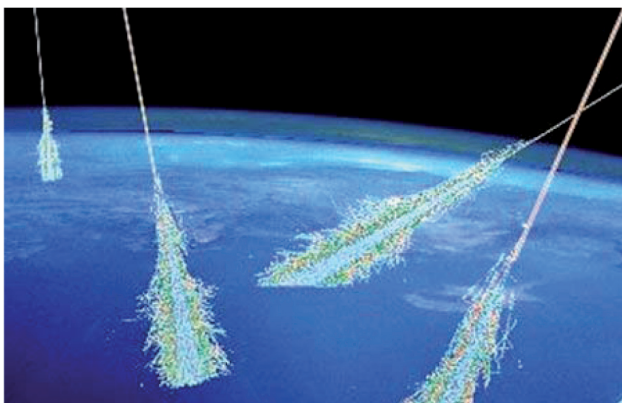


Imagen Nasa Website.

Calculemos la energía necesaria que deben poseer para que chocando con un blanco fijo (protones en reposo en la atmósfera), impliquen una energía total en la colisión de 14 TeV.

Dada las velocidades implicadas, debemos utilizar condiciones relativistas. Llamemos sistema LHC a aquel en el que dos protones colisionan de frente, y sistema CR (Cosmic Ray) a aquel en el que un protón (rayo cósmico) colisiona contra un blanco fijo (protón en reposo en la atmósfera).

Siendo E la energía de las dos partículas en el sistema y P el momento total, de las relaciones de invariancia de la Teoría Especial de la Relatividad se sigue:

$$\left(P^2 - \frac{E^2}{c^2}\right)_{LHC} = \left(P^2 - \frac{E^2}{c^2}\right)_{CR} \quad (1)$$

En el sistema LHC: $P = 0$ y $E = 14 \text{ TeV}$, y en el sistema CR: $P = P_{\text{rayo}} + 0$ y $E = E_{\text{rayo}} + m_p \cdot c^2$, siendo $m_p =$ masa del protón en reposo. Entonces la ecuación

(1) queda: $-\frac{14^2}{c^2} = P_{\text{rayo}}^2 - \frac{(E_{\text{rayo}} + m_p \cdot c^2)^2}{c^2}$. Por tanto,

$$-\frac{14^2}{c^2} = P_{\text{rayo}}^2 - \frac{(E_{\text{rayo}}^2 + m_p^2 \cdot c^4 + 2 \cdot m_p \cdot c^2 E_{\text{rayo}})}{c^2}$$

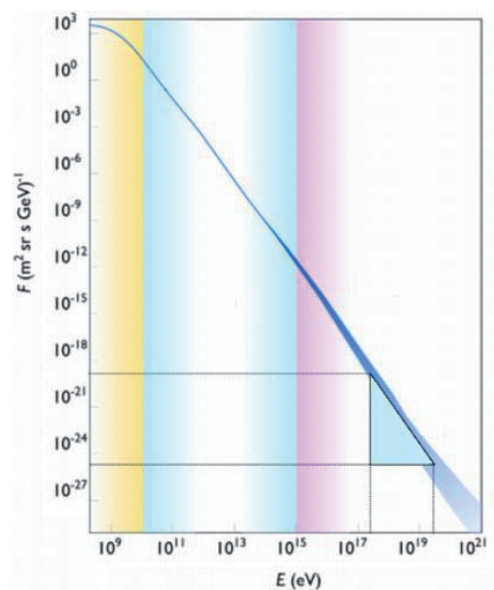
$$-196 = P_{\text{rayo}}^2 \cdot c^2 - (E_{\text{rayo}}^2 + m_p^2 \cdot c^4 + 2 \cdot m_p \cdot c^2 E_{\text{rayo}}) \quad (2)$$

Dado que $E_{\text{rayo}}^2 \gg m_p^2 \cdot c^4$ y $P_{\text{rayo}}^2 \cdot c^2 \approx E_{\text{rayo}}^2$ la ecuación (2) queda así:

$$196 = 2 \cdot m_p \cdot c^2 E_{\text{rayo}} \quad (3)$$

y sabemos que para los protones $m_p \cdot c^2 \approx 10^{-3} \text{ TeV}$ (3). Por tanto de (3) $E_{\text{rayo}} \approx 10^{17} \text{ eV}$.

Así, la energía equivalente en el centro de masas, cuando un protón (rayo cósmico) colisiona contra la atmósfera, es como mínimo de 14 TeV si la energía de ese protón incidente es 10^{17} eV o mayor.



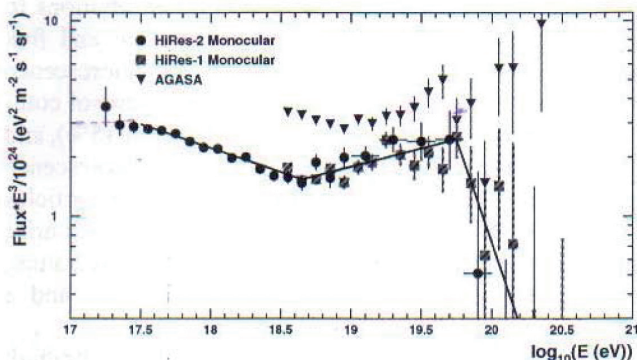
La gráfica muestra el espectro energético diferencial para los rayos cósmicos. Es una medida, en función de su energía, del número de rayos cósmicos que inciden por unidad de superficie correspondiente a un estereorradián de ángulo

sólido. Más sencillamente, nos va a permitir el cálculo del número de rayos cósmicos que alcanzan la atmósfera terrestre por metro cuadrado en función de su energía

Nosotros hemos de considerar el flujo total debido a rayos cósmicos con energía de $10^{17} eV$ o mayor. Para ello, podemos aproximarnos calculando el área del triángulo dibujado.

Su altura es de unas 10^{20} partículas/ $(m^2 \cdot sr \cdot s \cdot GeV)^{-1}$ y su base es de alrededor de $10^{20} eV$ ($10^{11} GeV$). Por encima de ese valor de energía el flujo de rayos cósmicos es depreciable.

$$Flujo \approx \frac{1}{2} 10^{-20} \cdot 10^{11} \Rightarrow Flujo \approx 10^{-10} \text{ partículas} \cdot m^{-2} s^{-1}$$



Una aproximación más elaborada puede hacerse tomando otro tipo de gráfica más usual en el campo del estudio de la radiación cósmica. Así, la siguiente figura [6] (HiRes Collaboration 2008) permite observar mejor el espectro de energías de los rayos cósmicos. Se trata de una representación más compleja para permitir un análisis más exacto de cómo varía el flujo de rayos cósmicos sobre la Tierra en función de su energía. A la vista de la gráfica, consideraremos un valor aproximadamente constante para el Flujo diferencial, de forma que se verifica:

$$\frac{dF}{dE} = \frac{3 \cdot 10^{24}}{E^3} ; 10^{17} < E < 10^{20}$$

y es nulo a partir de $10^{20} eV$.

Integrando en los límites de interés (entre $10^{17} eV$ y $10^{20} eV$):

$$F = \int_{10^{17}}^{10^{20}} \frac{dF}{dE} dE \Rightarrow \int_{10^{17}}^{10^{20}} \frac{3 \cdot 10^{24}}{E^3} \cdot dE \Rightarrow F \approx 10^{-10} \text{ partículas} \cdot m^{-2} s^{-1}$$

Llegamos pues a un resultado del mismo orden que con la aproximación anterior.

Supondremos que el Sol recibe la misma cantidad de esa clase de rayos cósmicos ultra energéticos (el campo magnético del Sol es enorme y muy complejo) y que todos los rayos cósmicos son protones. A la vista de los resultados que seguirán, hacer consideraciones más precisas no afectarían para nada a la conclusión de que el LHC no supone riesgo alguna para la Tierra.

La superficie del Sol es:

$$S = 4 \cdot \pi \cdot R^2 \Rightarrow (S = 4 \cdot \pi \cdot (7 \cdot 10^8)^2) \Rightarrow S \approx 6 \cdot 10^{18} m^2$$

Por tanto, cada segundo el número de colisiones, equivalentes en energía a las del LHC o superiores, en la superficie del Sol es:

$$(10^{-10}) \cdot (6 \cdot 10^{18}) \approx 10^9 \text{ colisiones/s.}$$

Recordemos que el número de colisiones por segundo en ATLAS o CMS a la máxima luminosidad posible es del orden de ese valor.

Por tanto, el Sol sufre cada segundo el mismo “peligro” que el que existirá debido a las colisiones en el LHC en ese mismo tiempo. Pero esta situación para el Sol viene ocurriendo desde su creación. Y el Sol aún existe.

Si además consideramos los millones de objetos cósmicos aún más grandes que nuestro Sol, y por tanto sufriendo más colisiones, es fácil asumir que verdaderamente no hay ninguna razón para el alarmismo.

Nótese que el razonamiento realizado es aplicable a todas las situaciones que han sido objeto de argumentación: agujeros negros que acabarían con el planeta y objetos peligrosos como monopolos magnéticos, strangletes, burbujas de vacío, etc. Si no han sido causa –en el caso de haberse producido por la radiación cósmica– de eventos de destrucción en el cosmos durante miles de millones de años, no tiene sentido alguno pensar que lo van a ser hipotéticamente en las colisiones del LHC.

Agujeros negros

Aproximémonos ahora al tópico que ha sido el más comentado en los medios de comunicación. La generación de un agujero negro en las colisiones del LHC que podría acabar con el planeta.

El punto de partida es suponer que a las energías consideradas una colisión protón-protón va a generar un estado de tal densidad de energía que podría dar lugar a un agujero negro microscópico. Aunque no existe unanimidad a este respecto entre los especialistas, no entraremos en tal cuestión sino que analizaremos de forma sencilla lo que sucedería en tal caso utilizando la famosa propuesta de Hawking [7] (Hawking, 1975).

La radiación de Hawking es una consecuencia del comportamiento cuántico del vacío en las proximidades del “borde” de un agujero negro. Como es conocido en el vacío se están creando continuamente pares de partícula-antipartícula virtuales cuya energía y tiempo de vida deben cumplir la siguiente relación de incertidumbre:

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx \frac{h}{4\pi}$$

Por tanto la distancia máxima, ΔL , que puede una de esas partículas recorrer a máxima velocidad será:

$$\Delta E \cdot \frac{\Delta L}{c} \approx \frac{h}{4\pi} \Rightarrow \Delta L \approx \frac{h \cdot c}{4\pi \cdot \Delta E}$$

Escribiendo la energía a través de la relación de Einstein:

$$\Delta L \approx \frac{h}{4\pi \cdot m \cdot c}$$

Esta es la distancia que puede recorrer la partícula virtual de masa m antes de desaparecer.

Por otro lado, el límite físico de un agujero viene dado por una superficie de radio conocido como radio de Schwarzschild, R_s , que depende de su masa. Ese radio se corresponde con la distancia en la que la energía potencial gravitatoria se iguala a la máxima energía cinética posible de un objeto que trata de escapar del agujero negro. Por tanto, el objeto se detendría para regresar hacia el interior del agujero negro.

Entonces:

$$\frac{1}{2}m \cdot c^2 = G \frac{M \cdot m}{R_s} \Rightarrow R_s = \frac{2G \cdot M}{c^2}$$

Con este dato podemos obtener el valor de la intensidad de la gravedad del agujero negro a esta distancia:

$$g = G \frac{M}{R_s^2} \Rightarrow g = \frac{c^4}{4 \cdot G \cdot M}$$

Supongamos que a un lado del borde marcado por el radio de Schwarzschild se crea una partícula virtual y al otro lado la correspondiente antipartícula virtual. La creada en el interior es de inmediato atraída hacia centro del agujero negro, por lo que la otra sale en dirección contraria. Podemos también considerar como par virtual el formado por un par de fotones, y también tener en cuenta que la partícula (o antipartícula) que escapa se encuentra con otra antagonista en el espacio exterior para aniquilarse y generar radiación electromagnética. Todo esto constituye la llamada radiación de Hawking que escapa constantemente de un agujero negro.

Desde el punto de vista energético, la partícula virtual que desde el borde acelera hacia el interior del agujero negro sufre un incremento de energía cinética durante su trayecto virtual ΔL , a costa de la energía potencial gravitatoria.

Dado que se trata de recorrido muy corto podemos asumir el valor de la intensidad del campo como constante por lo que la expresión para la energía tomada del campo es:

$$E = m \cdot g \cdot \Delta L$$

Teniendo en cuenta los valores anteriormente obtenidos para “g” y ΔL llegamos a:

$$E = m \cdot \frac{c^4}{4 \cdot G \cdot M} \cdot \frac{h}{4\pi \cdot m \cdot c} \Rightarrow E = \frac{h \cdot c^3}{16\pi \cdot G \cdot M}$$

Esta energía obtenida del agujero negro aparenta desaparecer cuando la partícula virtual se desvanece dentro de él cumpliendo la relación de incertidumbre citada anteriormente. Pero esa energía es en realidad la que constituye la radiación emergente desde el agujero negro, portada por la otra partícula del par cuántico inicial.

Por tanto un agujero negro está perdiendo energía de forma constante, y sorprendentemente como se sigue de la expresión anterior, cuanto más grande es el agujero negro (mayor M) menor es la energía que pierde y viceversa. Esta es la razón de que por un lado los grandes agujeros negros no “brillan”, y por otro lado los micro-agujeros negros pierden energía en tal cantidad que se dice que se “evaporan” inmediatamente después de formarse (efecto “runaway”).

Podemos tomar en consideración el tiempo de vida de un agujero negro [8] (Carlitz R.D., Willey R.S., 1987) :

$$t_i = \frac{M^3}{3K} \quad \text{con } K = \frac{h \cdot c^4}{30720 \cdot \pi^2 G^2}$$

Teniendo en cuenta la relación masa-energía:

$$t_i = \frac{E^3}{3Kc^6}$$

Dado que conocemos la energía disponible para crear el agujero negro en el LHC (14 TeV), obtenemos como tiempo de vida:

$$t_i = 1,3 \cdot 10^{-84} s$$

Sin entrar a discutir desde otros ángulos ese valor tan pequeño obtenido en nuestra aproximación para el tiempo, si es relevante su significado en lo que nos ocupa. Así, si la escala de la gravedad cuántica está en el orden del TeV, el LHC podría generar un agujero negro microscópico cada segundo [9] (Dimopoulos y Landsberg – 2001), pero dada su exigua masa se evaporaría inmediatamente como quedó indicado anteriormente. Además, con su tiempo de vida no habría posibilidad alguna de que se pudiese producir el fenómeno de acreción necesario para suponer un peligro.

El decaimiento de estos micro-agujeros en fotones de alta energía, electrones o muones proporcionarían una clara firma del evento, y su detección podría permitir entre otras cosas la comprobación de la teoría de Hawking y la determinación de un gran número de nuevas dimensiones en la escala de gravedad cuántica.

Por tanto, lejos de ser una preocupación sería una extraordinaria noticia para la Física que el LHC generase agujeros negros tan inestables en las colisiones.

También ha sido descrito, según algunos modelos [10] (Giddings S.B. y Mangano M.L. - 2008), el caso aún más hipotético de producción de agujeros negros microscópicos en principio más estables, con dimensiones espaciales extra. Su tratamiento más técnico está fuera del propósito de este artículo, pero se concluye de igual manera que tales hipotéticos micro-agujeros negros tampoco supondrían riesgo alguno en absoluto.

Conclusiones

El último estudio llevado a cabo durante año y medio por el LSAG establece de forma contundente la inexistencia de riesgo alguno de catástrofe debida al funcionamiento del LHC. En estas páginas hemos querido acercarnos a esa argumentación desde razonamientos sencillos que puedan ser útiles para cualquier lector o lectora.

La presencia en el CERN de científicos de enorme cualificación trabajando en el supuesto escenario de riesgo es un signo inequívoco de que no hay lugar para los injustificados intentos de descalificación sufridos por el experimento y la institución. Además, si objetos como los agujeros negros microscópicos son creados desaparecerán de inmediato, como se ha comentado. Y finalmente, por encima de cálculos y suposiciones, sabemos que el universo viene siendo desde hace miles de millones de años un enorme laboratorio en el que se están produciendo una inimaginable cantidad de

colisiones de energías iguales o superiores a las que se van a producir en el LHC.

El peligro real en relación al LHC son los absurdos e infundados miedos difundidos a través de Internet y los medios de comunicación. Esto ya ocurrió con otros progresos científicos y en otras épocas de la historia. Pero ahora son objeto de una rapidísima difusión, lo que puede tener efectos muy perjudiciales para la genuina investigación científica. Por ello la pregunta que da título a este trabajo no es retórica.

Más aproximaciones sencillas a la Física que tiene lugar en el LHC pueden ser encontradas en el sitio Web: “Acercándonos al LHC” [11].

Referencias Bibliográficas

- [1] LSAG: JOHN ELLIS, GIAN GIUDICE, MICHELANGELO MANGANO, IGOR TKACHEV(**) AND URS WIEDEMANN. Theory Division, Physics Department, CERN, CH 1211 Geneva 23, Switzerland. (**) Institute for Nuclear Research of Russian Academy of Sciences, Moscow 117312, Russia.
- [2] JOHN ELLIS et al (2008). *Review of the safety of LHC collisions*. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 35 115004.
- [3] J.P. BLAIZOT et al.(2003). *Report of the LHC Safety Study Group*, CERN-2003-001.
- [4] <http://www.abcdesevilla.es/20080927/-/particula-divina-200809262232.html>.
- [5] CID R. (2006) *Cálculos sencillos para la máquina más compleja. Aprendiendo Física en la secundaria desde el LHC (CERN)*. Revista Española de Física 20 (1), pp 48-57. Madrid.
- [6] HRES Collaboration (2008). *First Observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Suppression*. Phys. Rev. Lett. 100, 101101.
- [7] S. W. HAWKING (1975). *Particle creation by black holes*. Communications in Mathematical Physics Volume 43, Number 3, pp. 199-220.
- [8] CARLITZ R.D., WILLEY R.S. (1987). *Lifetime of a black hole*. Phys. Rev. D 36, 2336 – 2341.
- [9] Savas Dimopoulos and Greg Landsberg (2001), *Black holes at the Large Hadron Collider*, Physical Review Letters, 87(16) 161602, (2001).
- [10] GIDDINGS S.B. AND MANGANO M.L. (2008) *Astrophysical implications of hypothetical stable TeV-scale black holes*, Phys. Rev. D 78, 035009.
- [11] “Acercándonos al LHC”: www.lhc-closer.es.

Xabier Cid Vidal

Departamento de Física de Partículas,
Universidad de Santiago.

Ramón Cid Manzano
IES. de SAR, Santiago.