
REVISTA BOLIVIANA DE FÍSICA
Ésta es una revista de la Unión Iberoamericana de Sociedades de Física

COMITÉ EDITORIAL

Sociedad Boliviana de Física

Dr. Diego Sanjinés Castedo
Email: sanjines@fiumsa.edu.bo

Instituto de Investigaciones Físicas

Lic. Alfonso Velarde Chávez
Email: avelarde@fiumsa.edu.bo
Dr. Eduardo Palenque Vidaurre
Email: edyruy@yahoo.es

Carrera de Física

Dr. Armando R. Ticona Bustillos
Email: aticona@fiumsa.edu.bo

Casilla 8635, La Paz – Bolivia. Tel.: (591-2) 2792999, Fax: (591-2) 2792622

CONSEJO EDITORIAL

Dr. Oscar Antonio Rondón
Institute of Nuclear and Particle Physics
University of Virginia
McCormick Road, Charlottesville, VA 22901
804 924-6787, USA
Email: or@virginia.edu

Dr. Carlos Navia
Instituto de Física
Universidade Federal Fluminense
Av. Gen. Milton Tavares de Souza
24210-340, Niterói, RJ-Brasil
Email: gfcnoj@if.uff.br

Dr. Oscar Saavedra
Dipartimento di Fisica Generale
Universita di Torino, Italia
Email: saavedra@to.infn.it

ISSN 1562-3823



Revista Boliviana de Física

PUBLICACIÓN DE
INSTITUTO DE INVESTIGACIONES FÍSICAS
CARRERA DE FÍSICA
UNIVERSIDAD MAYOR DE SAN ANDRÉS
Y
SOCIEDAD BOLIVIANA DE FÍSICA

NÚMERO 28s
NOVIEMBRE DE 2016

Revista Boliviana de Física

ISSN 1562-3823

Indexada en: SciELO, Latindex, Periódica

<http://biblioweb.dgsca.unam.mx/latindex>

Publicación del Instituto de Investigaciones Físicas, la Carrera de Física de la Universidad Mayor de San Andrés y de la Sociedad Boliviana de Física.
Casilla 8635, La Paz, Bolivia.

Diseño: A. Ticona

Dirección: Carrera de Física, Campus Universitario, Calle 27, Cota Cota, La Paz.

Tel: (591 2) 2792999; FAX: (591 2) 2792622.

Portada: Takaaki Kajita Doctor Honoris Causa UMSA, La Paz - Bolivia.

Formato $\text{\LaTeX}2_{\epsilon}$. *Tipo de fuente utilizada:* newcentury

IMPRESO EN BOLIVIA — PRINTED IN BOLIVIA

CONTENIDO

NEUTRINOS

EL DESCUBRIMIENTO DE LAS OSCILACIONES DE LOS NEUTRINOS	<i>T. Kajita</i>	1
UN POSIBLE PULSO DE ANTINEUTRINOS DE ORIGEN EXTERRESTRE	<i>K. Lande et al.</i>	4
RECORDANDO LA SN1987A DESPUÉS DE 23 AÑOS	<i>O. Saavedra</i>	7
MEDIDA DE LA VELOCIDAD DE LOS NEUTRINOS DEL FLUJO CNGS CON EL DETECTOR DE GRAN VOLUMEN	<i>N. Yu. Agafonova et al.</i>	16
DESCUBRIMIENTO DE LA OSCILACIÓN DE NEUTRINOS EN EL CANAL $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, RESULTADOS FINALES DEL EXPERIMENTO OPERA	<i>E. Medinaceli</i>	22
PROYECTO ALPACA		
EL PROYECTO ALPACA	<i>M. Takita</i>	27
ACERCA DEL NUEVO PROYECTO DE RAYOS CÓSMICOS EN LAS CERCANÍAS DEL MONTE CHACALTAYA	<i>H. Rivera et al.</i>	29

LA VISITA DEL PROFESOR KAJITA Y EL PROYECTO ALPACA

El Premio Nobel de Física del año 2015 fue otorgado a los científicos Takaaki Kajita (Higashimatsuyama-Japón, 1959) y Arthur B. McDonald (Sydney-Canadá, 1943) por sus contribuciones fundamentales a los experimentos que demostraron que los neutrinos cambian de identidad. Dicho cambio requiere que los neutrinos tengan masa. El descubrimiento ha cambiado nuestra comprensión del funcionamiento más íntimo de la materia y puede resultar crucial para nuestra visión del universo.

A principios de este siglo Takaaki Kajita, afiliado a la Universidad de Tokio, reportó que los neutrinos que llegan desde la atmósfera cambian entre dos identidades en su camino hacia el detector japonés Super-Kamiokande. Al mismo tiempo, el grupo de investigación liderado por Arthur B. McDonald, investigador de la universidad canadiense de Queen's, pudo demostrar que los neutrinos procedentes del Sol eran capturados con un estado o identidad diferente cuando llegaban al Observatorio de Neutrinos de Sudbury (Ontario, Canadá).

El 2 de mayo del 2016, el profesor Takaaki Kajita visitó la Universidad Mayor de San Andrés, como parte de la implementación del proyecto ALPACA que será instalado en las cercanías del monte Chacaltaya. ésta visita se realizó como parte de los festejos de los 50 años de la Facultad de Ciencias Puras y Naturales, 50 años de la Carrera de Física, 64 años del Instituto de Investigaciones Físicas y 30 años del Planetario Max Schreier. En esta ocasión la UMSA entregó el título de Doctor Honoris Causa al profesor Kajita.

El presente número de la Revista Boliviana de Física presenta artículos referentes a la detección y las oscilaciones de neutrinos, incluyendo la explicación, por parte del propio profesor Kajita, de su trabajo que resultó ganador del Premio Nobel. Los trabajos presentados en la primera sección cuentan con la participación de científicos bolivianos, en proyectos de muy grande envergadura, los cuales están orientados a la detección y estudio de los rayos cósmicos el cual es un tema que aún presenta muchas incógnitas sobre el origen del universo y la estructura de la materia.

En la segunda parte se presentan dos trabajos sobre el nuevo proyecto ALPACA, el cual está dirigido por el profesor Masako Takita y cuenta con la participación del profesor Takaaki Kajita, junto a un grupo grande de científicos, principalmente japoneses y bolivianos. Este proyecto estará establecido en el cerro "Estuquería", en las cercanías del Monte Chacaltaya y se encuentra en la fase de prueba de los primeros detectores. Este es un proyecto de gran magnitud y representará un nuevo hito en la cooperación científica entre la Universidad de Tokio y la Universidad Mayor de San Andrés.

EL DESCUBRIMIENTO DE LAS OSCILACIONES DE LOS NEUTRINOS

DISCOVERY OF NEUTRINO OSCILLATIONS

TAKAAKI KAJITA

Institute for Cosmic Ray Research
University of Tokio
5-1-5 Kashiwanoha, Kashiwa
Chiba Prefecture - Japan

Es un honor poder dar esta charla y quiero agradecerles por organizar este maravilloso evento.

Ahora hablaré un poco sobre el descubrimiento de las oscilaciones de los neutrinos. Aquí presento un resumen acerca de la charla; con una muy breve introducción sobre qué son los neutrinos. Luego hablaré sobre el déficit de los neutrinos atmosféricos, luego sobre el descubrimiento de las oscilaciones de los neutrinos, y antes de terminar, quiero añadir algunas cosas más sobre las oscilaciones de los neutrinos; y luego presentaré un resumen de toda la charla.

Ahora quiero decirles qué son los neutrinos, así que si no entienden qué son los neutrinos desde un principio, no van a entender nada de la charla. Los neutrinos son partículas elementales, como lo son los electrones o los quarks. Los neutrinos no tienen carga eléctrica. Existen tres tipos de neutrinos: los neutrinos electrónicos, los neutrinos muónicos y los neutrinos tauónicos. Los neutrinos se producen en varios lugares como la atmósfera de la tierra, el centro del Sol, y otros sitios. Los neutrinos pueden penetrar fácilmente a través de la Tierra e incluso el Sol. Por ejemplo, los neutrinos producidos al otro lado de la Tierra pueden fácilmente penetrar la Tierra.

Sin embargo, los neutrinos interactúan con la materia muy raras veces. Por ejemplo, un neutrino muónico produce un muón, y un neutrino electrónico produce un electrón. En el muy exitoso Modelo Estándar de las partículas, se asume que los neutrinos no tienen masa. Sin embargo, los físicos se han estado preguntando si realmente los neutrinos no tienen masa.

Esta es la introducción a los neutrinos y ahora pasaré al déficit de los neutrinos atmosféricos. Antes de discutir acerca de los neutrinos atmosféricos como tales, quiero recordar un poco la historia de los neutrinos atmosféricos. En los años 70s se propusieron nuevas teorías que unificaban las fuerzas fuerte, débil y electromagnética. Esta es una teoría bastante convincente. Estas teorías predicen que los protones y los neutrones deberían decaer con una vida media de cerca de 10²⁸ a 10³² años. Por supuesto, estos números representan tiempos muy largos. Pero, si hacemos un experimento con mucho cuidado, es posible medir estas vidas medias de los protones y los neutrones. Las implicaciones físicas de detectar

el decaimiento de los protones son muy importantes. La identificación de los decaimientos de protones es similar a la identificación de fósiles. Por lo tanto, varios experimentos para buscar el decaimiento del protón empezaron en los años 80s. Uno de esos experimentos era el de Kamiokande. Este es un dibujo del experimento Kamiokande. Es un experimento de 3 KTon de agua, basado en el efecto Cerenkov. Si una partícula con carga se produce dentro del agua, entonces se producen fotones de Cerenkov. Seguidamente, esos fotones se detectan con los fototubos multiplicadores.

Por supuesto, para detectar el decaimiento de los protones, es necesario construir un detector. Por lo tanto, en 1983 iniciamos la construcción del detector Kamiokande. Esta foto fue tomada una mañana de la primavera del año 1983. La foto fue tomada justo antes de entrar a la mina. Y pueden ver, aquí está el Prof. Koshiba, quien ganó un Premio Nóbel en 2002. Aquí me pueden ver, acá atrás, y también pueden ver al Prof. Takita, cuando era más joven.

En este experimento Kamiokande observamos muchos eventos asociados a neutrinos. Los neutrinos atmosféricos se producen gracias a las interacciones de los rayos cósmicos en la atmósfera. Cuando un rayo cósmico interactúa con la atmósfera se producen piones que decaen en muones, que decaen en electrones. En esta cadena de decaimiento se producen dos neutrinos muónicos y un neutrino electrónico, y es posible observar estos neutrinos por debajo de la tierra.

Quiero mencionar ahora un poco de mi trabajo en los años 80s. Obtuve mi doctorado en marzo de 1986. Poco después de obtener el doctorado, inicié el trabajo de mejorar el software de análisis. Uno de los programas de análisis era para identificar el tipo de partícula. Particularmente, quería saber si un anillo Cerenkov era producido por un electrón o por un muón. Este es un anillo típico producido por un muón, y este otro es un anillo típico producido por un electrón. El nuevo software fue aplicado a eventos de datos reales. El resultado fue muy extraño: el número de eventos asociados a neutrinos muónicos fue mucho menor de lo que esperaba. Por supuesto que eso no puede ser cierto. Lo que primero que pensé es existían algunos errores en algún lugar, en la simulación, en la reducción de los datos o

en la reconstrucción de los eventos. Así que, nosotros (al decir nosotros quiere decir principalmente Prof. Takita y yo), iniciamos varios estudios para encontrar errores, al final del año 1986.

Así que nos pusimos a trabajar seriamente por cerca de un año, y nuestra conclusión fue que el déficit de neutrinos no podría deberse a algún problema grave en el análisis de los datos ni en las simulaciones. Así que decidimos publicar este resultado, y este es el resultado principal presentado en el artículo: noten que el número de eventos de neutrinos electrónicos está de acuerdo con lo que se esperaba. En cambio, si observamos el caso de los neutrinos muónicos, podemos ver que los datos reflejan un valor mucho menor al que se esperaba. Así que nuestra conclusión fue que ningún efecto sistemático del detector o alguna incerteza en los flujos de los neutrinos atmosféricos era responsable de este desacuerdo. Así que una de las conclusiones podría ser que la oscilación de los neutrinos podría explicar los datos. También quiero hablar un poco de mi recuerdo personal. Estaba muy emocionado por la posibilidad de que exista una oscilación de neutrinos con un gran ángulo de mezcla. Particularmente, parecía que los neutrinos muónicos parecían oscilar máximamente a otro tipo de neutrinos, que no era lo que se esperaba. De hecho, este gran ángulo de mezcla no era lo que se esperaba de trabajos anteriores. Por lo tanto, yo estaba muy emocionado y fue la motivación para estudiar de manera muy seria este fenómeno.

Ya que he mencionado las oscilaciones de los neutrinos, quiero explicar que son esas oscilaciones de los neutrinos. Si los neutrinos tienen masa, entonces los neutrinos pueden cambiar de tipo, de un tipo a otro. Por ejemplo, las oscilaciones pueden ocurrir entre neutrinos muónicos y neutrinos taúnicos. Por ejemplo, un neutrino muónico que se produce en ese punto, tiene este comportamiento (apunta a la gráfica) para su probabilidad de sobrevivencia, y en este punto, la probabilidad de seguir siendo un neutrino muónico es mínima; y al mismo tiempo, la probabilidad de aparición de un neutrino tauónico es máxima. Así que este es el fenómeno llamado oscilaciones de los neutrinos. Esta gente (fotografías de la derecha) predijo teóricamente este fenómeno. Quiero hacer notar que si la masa del neutrino es pequeña, la longitud de la oscilación se vuelve más grande. Por lo tanto, al medir la longitud de la oscilación, uno puede inferir la masa del neutrino.

Así que publicamos nuestros resultados en 1988. Afortunadamente, otro experimento, el IMB, publicó también resultados similares, tres años después.

Así que, dos experimentos observaron el déficit de los neutrinos atmosféricos. Sin embargo, la observación del déficit no es suficiente para concluir que existe la oscilación de los neutrinos. Necesitamos evidencia más fuerte de la oscilación de los neutrinos. Así que pensamos: qué deberíamos observar si realmente los neutrinos oscilan. Para algunas masas de los neutrinos, como los neutrinos que provienen del tope de la atmósfera hasta nuestro detector, no tienen suficiente tiempo como para oscilar. Por otra

parte, los neutrinos producidos al otro lado de la Tierra pueden tener suficiente tiempo para oscilar. Por lo tanto, deberíamos de ver una asimetría significativa entre el flujo de los neutrinos que vienen de arriba, comparada con el flujo de los neutrinos que vienen de abajo. Así queríamos observar esta asimetría, pero, desafortunadamente, el detector de Kamiokande no era lo suficientemente grande. Necesitábamos un detector mucho más grande, que pasó a ser el Super Kamiokande

Ahora hablaré sobre el descubrimiento de las oscilaciones de los neutrinos. El Super Kamiokande es una versión mucho más grande del detector de Kamiokande. El diámetro del Super Kamiokande es de 39 m y su altura es de 42 m, y contiene 50 mil toneladas de agua pura. Esta es una colaboración internacional, y los actuales países que participan del experimento están presentados aquí.

Como ya dije, Super Kamiokande es un detector mucho más grande que el Kamiokande, y por lo tanto necesitábamos mucha más gente para construirlo. Esta es una foto tomada en la primavera de 1995. En el 95, trabajamos prácticamente todos los días en la mina, y esta foto presenta el número típico de personas que estaban en la mina. Quiero mencionar que la mayor parte de esta gente son físicos o estudiantes de postgrado.

Este es el interior del Super Kamiokande, cuando prácticamente concluimos la construcción, y pueden notar cuán grande es este detector si se fijan en las tres personas que se encuentran en el bote.

Así que este detector funcionaba muy bien desde el principio. Este (a la izquierda) es el patrón típico de una interacción de un neutrino muónico, y este (a la derecha) es otro patrón típico de una interacción de un neutrino muónico, pero la energía es mucho mayor. Así que en el Super Kamiokande se analizaron muchos tipos de eventos de neutrinos. Así que la colaboración de muchos participantes ha sido muy importante para alcanzar los resultados; y particularmente el trabajo duro de muchos colaboradores jóvenes ha sido muy importante.

Ya que el detector funcionó muy bien, después de dos años obtuvimos el primer resultado importante. Esta diapositiva en particular fue presentada en la conferencia Neutrino, en el año 1998. La imagen superior es para neutrinos electrónicos, y la imagen inferior es para neutrinos muónicos. La gráfica presenta los eventos en función del coseno del ángulo cenital, donde uno representa a los neutrinos que provienen de encima; por otro lado, los neutrinos que vienen del otro lado de la Tierra están alrededor de -1 . Pueden ver que las cajitas son las predicciones de las simulaciones y los puntos representan los datos. Pueden observar que los eventos observados en la dirección de abajo hacia arriba, es prácticamente la mitad de lo que se predecía. Esto era exactamente lo que queríamos observar. Combinando estos datos con otros datos, llegamos a la conclusión que los neutrinos oscilan. Así que el resultado del Super Kamiokande fue aceptado por la comunidad de físicos.

Ahora quiero hablar un poco más acerca de las oscilaciones de los neutrinos. De hecho, existía un problema famoso relacionado con los neutrinos solares. El experimento Homestake observó neutrinos solares, pero a un flujo de un tercio de lo que se esperaba de la teoría. Este problema existía incluso desde finales de los años 60s. Este problema fue confirmado por los experimentos que siguieron a este en las décadas siguientes. Pero no podían concluir que este déficit de los neutrinos solares se debía a las oscilaciones de los neutrinos.

Así que, finalmente obtuvimos la respuesta a este problema en este siglo. El problema fue en esencia resuelto por el experimento SON en Canadá. En este experimento pudieron medir el flujo de neutrinos electrónicos, y de manera independiente medir el flujo total de neutrinos. Estos son los datos de ese experimento, y se puede ver que el flujo total de neutrinos en la barra inferior y el flujo de neutrinos electrónicos es básicamente un tercio del flujo total. Así que, con esta observación se pudo concluir que el problema de los neutrinos solares se debía a las oscilaciones de los neutrinos.

Hasta este momento he discutido los resultados del experimento Super Kamiokande y del experimento SNO. Así que sabemos que los neutrinos tienen masa. Pero, por qué son importantes las masas de los neutrinos? Con esta diapositiva quiero explicar por qué las pequeñas masas de los neutrinos son importantes. En esta gráfica podemos ver las masas de las partículas de diferentes generaciones. Así que queríamos comparar las masas de los neutrinos con las de esta figura. Antes de mostrarles el resultado de la comparación, quiero mencionar que la escala del eje inferior entre cada una de sus divisiones, una diferencia de un factor de cien. Ahora les muestro las masas de los neutrinos que están a la izquierda. Está claro que las masas de los neutrinos son mucho, mucho menores que las masas de las otras partículas.

Así podemos ver que las masas de los neutrinos son aproximadamente diez millardos de veces más chicas que las masas correspondientes de los quarks y de los leptones cargados. Pensamos que estas pequeñas masas de los neutrinos son la clave para entender la naturaleza a las escalas más pequeñas y a las escalas más grandes. Por lo tanto, estamos muy emocionados con las masas de los neutrinos.

En esencia, he concluido, pero antes de realmente concluir, quiero mencionar algunas otras cosas: Como mencionó el Prof. Takita, la colaboración entre Bolivia y Japón en el área de los rayos cósmicos comenzó en el año 1962. En 1982, se firmó el acuerdo actualmente vigente entre el ICRR - U.Tokio y el IIF - UMSA. Desde entonces, varios experimentos han sido realizados. El año pasado, uno de los experimentos principales, el BASJE concluyó sus operaciones, ahora estamos entrando en una nueva etapa. Ahora, la colaboración entre Bolivia y Japón entra en una nueva etapa con el nuevo experimento denominado ALPACA.

Ahora voy a resumir mi charla. Un déficit inesperado del flujo de neutrinos muónicos provenientes de la atmósfera fue observado en el experimento Kamiokande en el año 1988. Seguidamente, en 1998, el experimento Super Kamiokande descubrió las oscilaciones de los neutrinos, que demuestra que los neutrinos tienen masa. El descubrimiento de una de los neutrinos diferente de cero abrió una nueva ventana para el estudio de la física, más allá del modelo estándar de las partículas elementales; probablemente relacionado con una teoría de gran unificación de las interacciones elementales. Y este es el principal mensaje que quiero dar: la investigación científica está llena de emociones, y espero que muchos de ustedes trabajen en los diferentes campos de la ciencia.

Muchas gracias por su atención.

UN POSIBLE PULSO DE ANTINEUTRINOS DE ORIGEN EXTRATERRESTRE*

POSSIBLE ANTINEUTRINO PULSE OF EXTRATERRESTRIAL ORIGIN

K. LANDE, G. BOZOKI, W. FRATI, & C. K. LEE

Department of Physics
University of Pennsylvania
Philadelphia, Pennsylvania 19174

E. FENYVES

Physics Department
University of Texas at Dallas
PO Box 30365, Dallas, Texas 75230

O. SAAVEDRA

Laboratorio di Cosmo-Geofisica
University of Torino, 10125 Torino, Italy

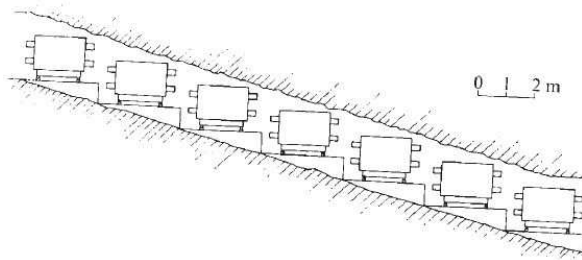


FIG. 1.— Arreglo de los contadores de agua Cerenkov en un túnel bajo 1480 m de la superficie, en la mina de plomo Homestake, en Dakota del Sur. El mas profundo a la derecha es el número 1 y el mas alto a la izquierda es el número 7.

Se reporta un evento inusual observado durante nuestra búsqueda de explosiones (burst) de antineutrinos electrónicos $\bar{\nu}_e$ de origen extraterrestre (Fenyves et al. 1973). Nuestro experimento utiliza un sistema de detectores de explosiones de $\bar{\nu}_e$ adyacente al Brookhaven Solar Neutrino Observatory (Davis et al. 1968) a una profundidad de 4400 metros equivalentes de agua (m.e.a.) en la Homestake Gold Mine en Lead, South Dakota. En ese sistema hemos colocado una cantidad de detectores Cerenkov con agua de gran tamaño (Fig1) diseñados para detectar las interacciones de los mediante la radiación Cerenkov de los positrones que resultan de las reacciones $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ (Bozoki et al. 1973).

Cada uno de los detectores Cerenkov es un cilindro de 2 m^3 , de 1.78 m de largo por 1.22 m, lleno de agua desionizada, que contiene Amino-G como desplazador de longitud de onda, y observado por ocho fotomultiplicadores de 12.5 cm de diámetro. El circuito asociado a cada contador por mayoría de coincidencias lógicas da un pulso de la señal de salida

cada vez que cinco o más de los ocho fotomultiplicadores de ese detector dan una señal de coincidencia. La ocurrencia de cualquier pulso de gran amplitud de cualquiera de los detectores, o de pulsos de dos o más detectores en un intervalo de 0.1 s inicia la grabación en cinta magnética de la distribución de los pulsos para cada contador, de la suma de la amplitud de los pulsos y el patrón de la misma en cada contador incluido en la coincidencia. La diferencia de tiempos entre pulsos en un evento se mide con un oscilador de 20 MHz que da una resolución temporal de 50 ns.

El 4 de enero de 1974, a las 17h 16m 48s GMT observamos un evento con un total de 24 pulsos en un lapso de 3 ms en seis de los detectores. Estos pulsos ocurrieron en cuatro grupos, cada uno de aproximadamente $1 \mu\text{s}$ de ancho. Entre el primer y segundo grupo hubo $640 \mu\text{s}$, entre el segundo y el tercero $928 \mu\text{s}$ y entre el tercer y cuarto grupo $968 \mu\text{s}$. El primer grupo consistía de nueve pulsos, distribuidos sobre seis contadores; el segundo grupo incluyó seis pulsos, y el tercero, ocho pulsos. Esos tres grupos utilizaron 23 de los 24 canales disponibles dejando solamente un canal de lectura para el último pulso. A partir del umbral de nuestro detector y la altura del pulso, estimamos que la energía de las partículas incluidas en esos pulsos es de $20 \text{ MeV} \leq E \leq \text{MeV}$. Estas alturas de pulso indican que las partículas cargadas causantes de estos pulsos tenían rangos considerablemente menores a la mitad del diámetro de nuestros contadores de manera que raramente podrían haber atravesado nuestros contadores.

Como nuestros canales de lectura estaban completamente llenos por las explosiones (bursts) registrados, no sabemos si hubieron pulsos subsecuentes. Sólo sabemos que después de 0.8 s desde el primer pulso, cuando la transferencia de la cinta se com-

*Traducción autorizada de "Possible antineutrino pulse of extraterrestrial origin", K. Lande et al., *Nature* **251** (1974) 485.

TABLA 1
DETALLES DE LOS DATOS DE LOS BURSTS.

Burst	1	2	Contador 3	4	5	7
1	0.10 μs 0.60 μs	0.15 μs	0.05 μs	0.05 μs 0.45 μs 1.00 μs	0.15 μs	0.0 μs
2	639.65 μs	639.65 μs 640.00 μs 640.40 μs Toda la escala de lectura llena	639.60 μs			639.70 μs
3	1607.60 μs Toda la escala de lectura llena		1607.50 μs 1607.80 μs Toda la escala de lectura llena	1607.60 μs Toda la escala de lectura llena	1607.65 μs 1608.00 μs	1607.45 μs 1608.10 μs Toda la escala de lectura llena
4					2535.7 μs Toda la escala de lectura llena	

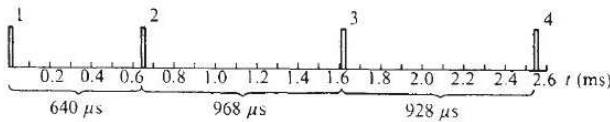


FIG. 2.— Distribución temporal de los bursts cortos de los pulsos observados.

pletó, no habían más cuentas; por lo que la duración del pulso fue menor a ese lapso.

La figura 2 muestra la distribución temporal de las explosiones (bursts) observadas, y la figura 3 muestra la distribución de pulsos dentro de cada una de las explosiones (bursts). Los detalles de las explosiones (burst) están en la Tabla 1.

Hemos considerado y eliminado la posibilidad que este evento se deba a: un efecto de la instrumentación electrónica, o a una versión rara del conocido fenómeno de una física “local”. La evidencia utilizada para descartar la primera posibilidad está en el hecho que inclusive durante el mismo evento y en los registros de otras cintas tomados durante las horas precedentes y posteriores al evento. Un registro normal que contiene un pulso ocurre 30 s después del evento y otro 9 s antes del mismo.

Observamos alrededor de 300 coincidencias dobles, y alrededor de 4 coincidencias triples en cada día con nuestra resolución temporal de 0.1 s. Estas tasas están de acuerdo con una predicción accidental basada en las tasas “individuales”. A partir de esas tasas esperaríamos una coincidencia fortuita de 24 detectores dentro de 0.1 $\approx 10^{-40}$ veces por segundo. Una correlación dentro de 3 ms reduce considerablemente esa tasa.

Se puede obtener una tasa más alta si se consideran tres muones provenientes de ángulos más grandes que atraviesan los instrumentos dentro de los mismos 3 ms. Hemos observado que cada día, cerca de 7.5 muones de traza vertical que atraviesan cada detector y vemos un muón desde un ángulo grande a través de dos detectores una vez cada dos días. A partir de estas cantidades, podemos predecir que un muón pasando por todos los detectores podría

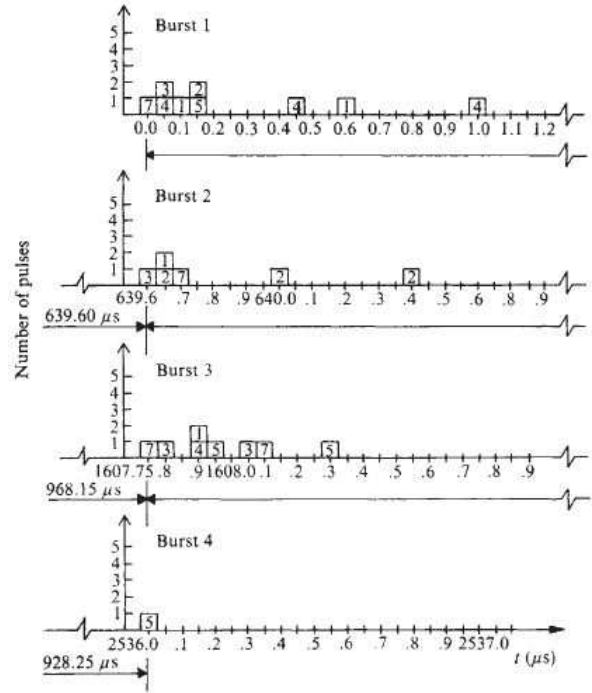


FIG. 3.— Distribución temporal de los contadores de pulsos de cada burst. El número de cada caja indica el número del contador que inicia cada pulso.

ocurrir alrededor de una vez por año; y que el paso de tres muones dentro de la ventana de 3 ms $\approx 10^{-30}$ veces por segundo. Por supuesto, este mecanismo no toma en cuenta la estructura de pulsos múltiples de las explosiones, ni las alturas pequeñas asociadas a nuestros pulsos.

Los chubascos extensos de rayos cósmicos tienen una dispersión en el tiempo de arribo de cerca de 150 ns (Armitage et al. 1973). Esta dispersión es consistente con la distribución temporal de pulsos dentro de una de las explosiones detectadas. Hemos observado alrededor de un chubasco de rayos cósmicos por semana en nuestro equipo, pero muy pocos llegan a más de un detector. Durante tres meses de observación encontramos tan sólo un chubasco que incluya

tres detectores y ninguno que abarque una mayor cantidad de detectores. Claramente, la frecuencia de chubascos que afecten a todos nuestros detectores es $\leq 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ por lo que la probabilidad de tener un chubasco de esos dentro de la ventana de 3 ms es $\leq 10^{-26} \text{ s}^{-1}$. Este proceso tampoco concuerda con las pequeñas alturas de los pulsos observados.

Hemos considerado varias otras posibles correlaciones, incluyendo aquellas que consideran la radioactividad local, y encontramos probabilidades así de bajas. Por tanto, eso nos lleva a considerar las 24 cuentas como correlacionadas entre sí y probablemente causada por interacciones de ν_e . Al utilizar 24 cuentas en 12 m^3 de agua, obtenemos un límite inferior para el flujo de ν_e a $\bar{\nu}_e$ de $1.5 \times 10^{11} (50 \text{ MeV}/E_\nu)^2 \bar{\nu}_e/\text{cm}^2$, o de $1.2 \times 10^7 \text{ erg cm}^{-2}$ para anti neutrinos de 50 MeV.

No se cuenta con ninguna otra información experimental adicional. Sin embargo, podemos especular sobre posibles fuentes, como el colapso gravitacional de las estrellas. Para una fuente de ese tipo, cercana al centro galáctico ($d \approx 3 \times 10^{22} \text{ cm}$) encontramos un flujo en la fuente de $1.4 \times 10^{53} \text{ erg}$ (para $E_{\bar{\nu}_e} = 50 \text{ MeV}$), que es consistente con la predicción de Zel'dovich y Guseinov (Zel'dovich & Guseinov 1965) para la en-

ergía de emisión de los neutrinos de una estrella que colapsa. Varios autores (May & White 1966; Colgate 1971; Hoyle & Narliker 1968; Cooke & Cohen 1968; Misner et al. 1973) han señalado que es probable que una estrella que esté colapsando "rebote" una cantidad de veces con un periodo cercano a 1 ms. La estrechez de los pulsos de la radiación emitida puede ser una consecuencia que la estrella que colapsa emite principalmente antineutrinos durante el periodo cuya densidad es máxima, en el mínimo del rebote.

Si suponemos que la distribución de la energía de los $\bar{\nu}_e$ tiene un ancho comparable con la $E_{\bar{\nu}_e}$, entonces del ancho de los pulsos estrechos, podemos extraer un límite superior para la masa de los $E_{\bar{\nu}_e}$ de $10^{-2} eV/c^2$.

AGRADECIMIENTOS

Agradecemos al Dr. Raymond Davis Jr. Y a su grupo, junto a la Homestake Mining Company por el uso de sus instalaciones. La Sra. Lila Shapiro nos dió ayuda en la programación y los Srs. Lauren Taylor y James Cook diseñaron nuestra electrónica. Este trabajo fue parcialmente financiado por la Comisión de Energía Atómica de los Estados Unidos.

REFERENCIAS

- Armitage M. L., Blake P. R. & Nash W. F. (1973), *Proc. 13th Int. Cosmic Ray Conf.* **IV**, 2545
 Bozoki G., Frati W., Lande K., Lee C. K. & Fenyves E. (1973), *Proc. 13th Int. Cosmic Ray Conf.* **III**, 1994
 Colgate S. A. (1971), *Astrophys. J.* **163**, 221
 Cooke W. J. & Cohen J. M. (1968), *Nature* **219**, 1009
 Davis R. jun., Harmer D. S. & Hoffman K. C. (1968), *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1205
 Fenyves E., Lande K., Bozoki G., Frati W. & Lee C. K. (1973), *Ann. NY Acad. Sci.* **224**, 333
 Hoyle F. & Narliker J. (1968), *Nature* **218**, 123
 May M. M. & White R. H. (1966), *Phys. Rev.* **141**, 1232
 Misner C. W., Thorne K. S. & Wheeler J. A. (1973), *Gravitation* Chapter 36 (Freeman, New York)
 Zel'dovich Ya B. & Guseinov O. Kh. (1965), *Soviet Phys. JETP Lett.* **1**, 109

RECORDANDO LA SN1987A DESPUÉS DE 23 AÑOS*

THE 23 YEAR REMINISCENCE OF THE SN1987A

O. SAAVEDRA SAN MARTIN

Dipartimento di Fisica Generale
Università di Torino and INFN Torino Italy

RESUMEN

Hace veinte tres años, el 23 de febrero de 1987, la explosión de la SN en el L.M.C. fue observada tanto en forma óptica como por los detectores subterráneos. Las observaciones ópticas se realizaron con telescopios en Chile y Australia, mientras que la explosión de neutrinos fue detectada por varios experimentos subterráneos en el Hemisferio Norte, que estaban funcionando en ese momento: en el Monte Blanco en Italia, Kamioka en Japón, y Baksan en Rusia, y el IMB en los EE.UU. Esta es la primera vez en la historia de la humanidad, que un evento astrofísico fue observado por los detectores subterráneos. En este evento, el experimento del Monte Blanco detectó cinco pulsos en forma instantánea, que no eran los detectados por los otros experimentos cinco horas después. Aún no queda claro por qué se detectaron dos explosiones en dos momentos diferentes y cómo una SN puede generar dos explosiones de neutrinos. Después de 23 años, se ha propuesto un modelo con una explicación de un colapso en etapas, con dos momentos diferentes, como recientemente sugirieron V.S. Imshennik y O. Ryazhskaya. En este trabajo se presentan los detalles de algo extraño que ocurrió el 23 de febrero, mientras que la mayoría de la información científica ya se expuso en otros trabajos publicados.

ABSTRACT

Twenty three years ago on February 23, 1987, the explosion of the SN in the L.M.C. was observed both optically and by underground detectors. The optical observations were done in Chile and Australian observatories while the neutrino burst was detected by several underground experiments in the Northern Hemisphere, running at that time: Mt. Blanc in Italy, Kamioka in Japan, and Baksan in Russia and IMB in the USA. For the first time in the history of human existence, an astrophysical phenomenon has been observed in underground detectors. In this astrophysical event, the Mt. Blanc experiment detected five pulses on-line that were not at the same time, as detected by the other three detectors around five hours later. It is still not clear to astrophysicists why two bursts at two different times have been detected and how an SN can generate two neutrino bursts. After 23 years a model has proposed an explanation for a double stage collapse at two different times, as recently suggested by V.S. Imshennik and O. Ryazhskaya. In this paper, a detailed occurrence of something strange that happened on February 23rd is presented while most of the scientific information has been exhibited in other published papers.

1. INTRODUCCIÓN

La primera sugerencia acerca de la papel de los neutrinos en fenómenos astrofísicos dada por G. Gamow y Schoenberg (Gamow , Schoenberg 1941) fue quince años antes del descubrimiento real de su existencia por F. Reines en 1956.

Después de 24 años de la idea de Gamow y de Schoenberg, el trabajo de G.V. Domogatsky y G. T. Zatsepin (Domogatsky , Zatsepin 1965) demostró que el sueño de la detección de neutrinos de las explosiones de SN podría hacerse realidad. De acuerdo con su idea debería ser posible la detección de los neutrinos

de supernovas a través de la emisión de electrones en procesos β , inducidos por los neutrinos, dentro de detectores que tengan de muchas toneladas de material de blanco.

Pasaron otros 35 años para que el sueño de Domogatsky y Zatsepin se convierta en realidad . De hecho, con el actual sistema SNEWS (Super Nova Early Warning System - Sistema de Alerta Temprana de SuperNovas), (Sholberg 1999) podemos proporcionar a la comunidad astronómica, una alerta temprana de aparición de SN, muy robusta, al utilizar un sistema de coincidencia de las señales de neutrinos en todo el mundo.

A partir de las ideas de Domogatsky y Zatsepin (1965), los científicos soviéticos comenzaron experimentos para detectar neutrinos de SNs, con la con-

*Traducción autorizada de "The 23 Year Reminiscence of the SN1987A", O. Saavedra, *Astronomy Letters* **36** 7 (2010) 467.

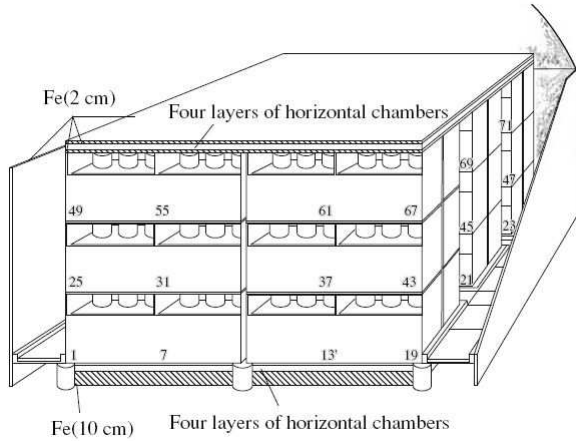


FIG. 1.— Las 90 toneladas del LSD en el laboratorio del Monte Blanco. En la figura no se muestran las 200 toneladas de la cubierta de Fe.

strucción de grandes detectores en Baksan, en el Cáucaso (Alekseyev et al. 1979), y en Artewmosk en Ucrania (Beresnev et al. 1979), mientras que se realizaba un intento para detectar neutrinos del SN mediante la búsqueda de coincidencias entre dos detectores intercontinentales, con una colaboración italiana - EE.UU. (Lande et al. 1974).

Se construyó el detector de centelleo líquido (LSD) con una colaboración italo-rusa, entre la Academia Rusa de Ciencias, la Universidad de Turín y el Instituto de Cosmogeofísica; en el túnel del Monte Blanco. Este detector tuvo un papel importante en la detección de neutrinos de SN 1987A. Aquí se presenta y discute una reminiscencia de la ocurrencia en la forma original de los hechos reales de entonces.

2. EL DETECTOR DE NEUTRINOS DEL MONTE BLANCO

La colaboración entre Italia y Rusia (entonces parte de la URSS) previó, desde el inicio, la construcción de un detector de centelleo líquido (LSD) dedicado a la detección de neutrinos de el colapso de estrellas. Este experimento se encuentra dentro de un túnel en el Monte Blanco, a una profundidad de 5200 m.e.a. (metros equivalentes de agua), a unos 150 km al norte de Turín. La cavidad era de $12 \times 6 \times 8 \text{ m}^3$.

El detector elegido era de centelleo líquido tanto como un objetivo y como detector contenidos en 72 tanques de acero con blindaje de hierro.

Nuestro sistema de contadores de centelleo puede detectar todas las reacciones de neutrinos, de cualquier sabor, pero debido a la relativamente pequeña masa de nuestro detector, tan sólo 90 toneladas, y porque la sección eficaz para las reacciones de neutrinos es muy pequeña, la reacción más importante fue la captura de antineutrinos por protones del escintilador.

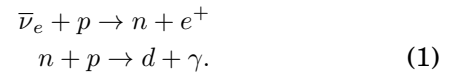
Desde el inicio fuimos extremadamente cuidadosos con el ruido de fondo de baja energía y estudiamos con precisión sus posibles efectos en el detector LSD.

El LSD comenzó a funcionar en enero de 1985. Antes de eso, se celebró en Dormund, Alemania en junio de 1984, la Conferencia de Astrofísica y Física

de Neutrinos. Allí se expusieron las principales características de las predicciones del detector de neutrinos LSD, (entonces en construcción) en el Laboratorio del Monte Blanco, también se indicó que podrían detectarse 1 ó 2 eventos de neutrinos por el LSD si una SN apareciese en la LMC (Saavedra, 1985).

Las características experimentales del aparato están bien descritas con anterioridad, como en Badino et al. (1984). Brevemente, el detector consiste de 90 toneladas de un centelleador líquido ($C_{10}H_{22}$) contenidas en 72 tanques de acero inoxidable ($1.0 \times 1.0 \times 1.5 \text{ m}^3$) colocados en tres capas, tal como se muestra en la Fig. 1. Cada contador tiene además, tres tubos fotomultiplicadores (PM) FEU49 rusos, de 15 cm de diámetro.

Desde su concepción, el experimento LSD ha estado dedicado a la detección de explosiones de antineutrinos provenientes del colapso gravitacional de las estrellas dentro de nuestra galaxia, (Saavedra et al., 1985) a través de la captura de un antineutrino los protones libres, como en las reacciones 1 (umbral de energía $E_{th} = 1.8 \text{ MeV}$):



Esta interacción da dos señales dentro del tiempo de coincidencia: El pulso rápido de los positrones con energía: $E_{el} = E_{\bar{\nu}_e} - 0.8 \text{ MeV}$ seguido por un pulso gamma con energía $E_\gamma = 2.2 \text{ MeV}$ con un retraso medio de $\sim 190 \mu s$. Esta detección pulsos dobles es una buena firma para la reacción de captura de neutrinos en uno de nuestros detectores.

Se llevó a cabo el estudio cuidadoso y sistemático de la radiación de fondo del espectro de baja energía durante varios años, con un seguimiento continuo.

Con el fin de eliminar la radiación de baja energía proveniente de elementos naturales de las rocas circundantes de la cavidad, que representa el ruido de fondo principal en el LSD; este detector, desde su inicio, está protegido por ~ 200 toneladas de Fe; el cual también es considerado como un blanco de material pesado para las interacciones de neutrinos.

La electrónica fue diseñada para dar una buena firma para ambas reacciones en (1). La señal rápida debido a los e^+ con energía $> 5 \text{ MeV}$ da la señal de disparo y abre una puerta de $600 \mu s$ para todos los contadores en los 72 tanques. Durante ese tiempo de $600 \mu s$, la electrónica es capaz de bajar el umbral de energía a 0.8 MeV , nivel que permite la detección de la captura n-gamas de 2.2 MeV . Se determinan tanto el tiempo como la altura de pulsos para cada uno de los 72 contadores.

El contador se dividió según su tasa de recuento: los contadores cercanos a las paredes, donde la radiación de fondo era alta, y los tanques internos donde la radiación fue eliminada casi por completo. Se fijó un umbral de 7 MeV en los primeros, mientras que los segundos tenían un umbral de 5 MeV . En ambos casos, el umbral de baja energía fue de 0.8 MeV .

Cada pulso fue marcado por un reloj que daba la hora estándar italiana, con una precisión de 2 ms. Cada 7 min se le daba una revisión electrónica a todo el detector, con el fin de tener el sistema bajo control permanente.

Bajo esas condiciones de umbral, la tasa total fue 0.012/s, mientras que la tasa de conteo para muones fue de 3.5/h.

En nuestro sistema de adquisición de datos LSD, el software en línea identifica en tiempo real e imprime cualquier candidato de explosión a los datos de salida de la computadora. La explosión de neutrinos fue reconocido en el análisis estadístico en línea por nuestra computadora, sobre la base de la frecuencia real de eventos. Con tal sistema, nuestro equipo es capaz de detectar cualquier explosión de N impulsos, grabado en un intervalo de tiempo Δt entre 1 ms y 600 s. Además el este programa calcula una simulación del ruido de fondo de acuerdo con la distribución estándar:

$$F_{imit} = f \sum_{n=N-1}^{\infty} P(n, \Delta t) = f \sum_{n=N-1}^{\infty} \frac{e^{-f\Delta t} (f\Delta t)^n}{n!}$$

donde f es la tasa bruta de inicio.

En el análisis en línea, si aparece una explosión anormal de impulsos, que está fuera de la estadística de Poisson calculada, nuestra computadora imprime la explosión, a partir de la información principal del estallido: la duración del tiempo de la explosión, los tanques que dieron el inicio, la altura del pulso inicial, los pulsos de baja energía, y si la hubiera, la simulación de la probabilidad, así como el tiempo en que ocurrió. El análisis posterior se hace de una manera similar, pero incluyendo un análisis más detallado del pulso solitario en la explosión.

3. LOS CINCO PULSOS DETECTADOS POR EL LSD

El 23 de febrero de 1987, a las 3:52 hora italiana (02:52 UT) el equipo de LSD imprimió, como alarma en línea, una explosión de 5 pulsos dentro de un tiempo de 7 s de duración. La explosión fue analizada en línea por el equipo, determinado la probabilidad de la simulación por ruido de fondo de $\sim 10^{-3}$ considerando como base la frecuencia real de la tasa de fondo de 0.012 evento/s. Este tipo de evento nunca se había dado antes, desde el inicio del experimento con nuestro equipo, en enero de 1985.

Como la explosión se detectó a las 3:52 de la madrugada del lunes 23 febrero, no fue observada por ningún operador de turno en el laboratorio. Sólo fue vista en la mañana del mismo día a las 8:30 por un miembro de nuestro grupo que estaba de turno en el experimento, quien llamó a la sede en Turín y nos informó acerca de lo que el equipo había impreso. El registro ráfaga consistía en 5 pulsos, distribuidos uniformemente en todo el detector LSD. En la salida de la computadora se puede ver que los tanques involucrados son el 31, 14, 25, 35 y 33. A partir de la altura del pulso pareciera que todos los pulsos son de baja energía y solamente en un tanque el

TABLA 1

LA EXPLOSIÓN DE 5 PULSOS DETECTADA POR EL LSD. ADEMÁS INCLUYE LOS DOS PULSOS DETECTADOS CERCA DEL MOMENTO IMB.

Número de evento	Tiempo UT \pm 2 ms	Energía MeV
994	2 h 52 min 36.79 s	6.2-7
995	2 h 52 min 40.65 s	5.8-8
996	2 h 52 min 41.01 s	7.8-11
997	2 h 52 min 42.70 s	7.0-7
998	2 h 52 min 43.80 s	6.8-9
1285	7 h 36 min 00.5 s	9.0
1286	7 h 36 min 18.9 s	6.4

pulso inicial fue seguido de un segundo pulso 259 μ s después, dentro de la ventana temporal de los 500 μ s. El tiempo de duración de la explosión es 7.00 s mientras la probabilidad de ocurrencia según la simulación imitación es 1.7×10^{-3} por día (Saavedra, 2007). La Tabla 1 muestra la explosión de 5 pulsos detectados en línea en el LSD. La misma tabla también muestra los dos pulsos detectado al mismo tiempo por el IMB.

No fue hasta el miércoles 25 de febrero que recibimos la noticia de que una SN había sido observada ópticamente en observatorios del hemisferio sur. Inmediatamente trajimos la cinta y analizamos nuestros datos del Monte Blanco, con el fin de ver si los pulsos detectados en nuestro experimento tenían algo que ver con la explosión ópticamente observada en la SN LMC.

El análisis posterior de nuestros datos muestran que todos los datos concordaban antes del 23 de febrero y también después de los controles y discusiones con nuestros colegas italo-rusos, y, en particular, el control de registro del tiempo de ocurrencia de explosión SN con el momento del probable de inicio de la explosión por comparación con las mediciones ópticas, decidimos anunciar la detección del evento del Monte Blanco, el sábado 28 de febrero en la circular No. 4323 (Castagnoli et al., 1987).

La figura 2 muestra el número de explosiones como función de su duración y la multiplicidad de pulsos en la explosión (> 5 , > 10 y > 15) en el plazo de 2 días. La explosión de 5 pulsos con 7 s de duración se muestra como un punto suelto en la figura 2.

4. LAS ANTENAS GRAVITACIONALES Y LOS EVENTOS DEL LSD

Poco después de la detección de la explosión por el detector LSD nosotros comunicamos al grupo del profesor E. Amaldi que estaba a cargo del Geograv (que llamaremos GWA) que es una antena de onda gravitacional que está en funcionando Roma a temperatura ambiente.

Inmediatamente después de esta información, el grupo de Roma encontró una señal de coincidencia en el tiempo de la apertura de LSD. Los primeros informes fueron publicados por el LSD (Aglietta y col., 1987) y por RGW (Amaldi et al., 1987).

El grupo de Roma también supo que la antena Weber estaba operando a temperatura ambiente, al mismo tiempo, en Maryland. Un intercambio de

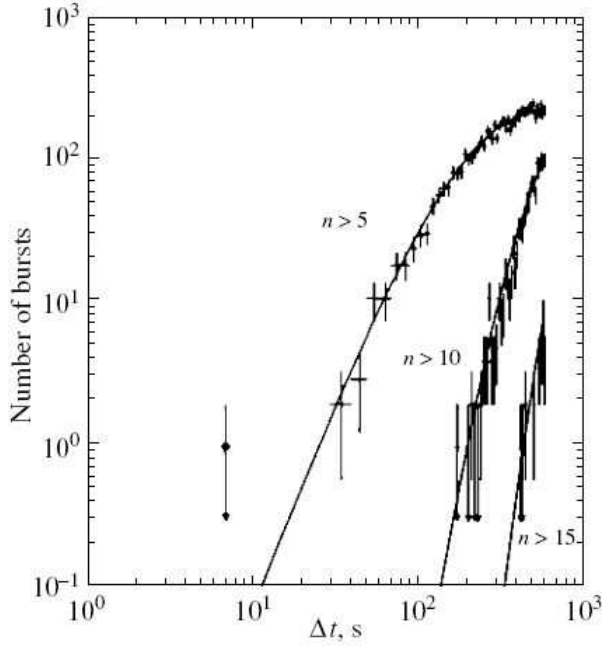


FIG. 2.— Número de explosiones detectados en el LSD en función al tiempo de duración de la explosión, para 1.96 días de funcionamiento, con multiplicidad de pulsos >5 , >10 y >15 . La explosión de 5 pulsos y 7 s de duracin se observa como un punto.

datos hizo una primera comparación posible.

Los datos de RGW y MGW consisten en dos secuencias de variaciones del estado energético de las GWA, en intervalos equidistantes, con $\delta t = 1s$.

Desde el inicio, el análisis de los datos de las antenas de Roma y Maryland, en coincidencia con los pulsos del LSD, mostraron que, además de la explosión de los 5 pulsos del LSD, ocurrieron otros pulsos en coincidencia con GWA durante un período de pocas horas alrededor de la explosión a las 2 h 52 min.

Esa fue la razón por la cual decidimos analizar un período de tiempo mucho más largo y no restringir el análisis sólo a la explosión del Mt. Blanco. En Aglietta y col. (1988) se describe bien nuestro análisis.

Para representar las correlaciones de nuestro interés, se ha utilizado la cantidad:

$$C(\varphi) = \frac{1}{N} \sum_i^{1,N} x(t_i + \varphi) \quad (2)$$

que se calcula durante un período determinado de tiempo τ que puede ser todo el período en estudio o parte del mismo, donde $x(t)$ indica una de las cuatro cantidades que representan los datos de la GWA:

$$E_R(t), E_M(t), E_R(t) + E_M(t), E_R(t) \times E_M(t);$$

N es el número de eventos de impulsos que ocurrieron período τ dado; t_i es el tiempo en el cual ocurrió el i -ésimo pulso; φ es el tiempo de retardo entre los eventos en el Monte Blanco y las antenas. Hay que remarcar que la cantidad $C(\varphi)$ es la función de correlación cruzada con tiempo de retardo φ entre las dos series de tiempo de los eventos LSD y GWA (Aglietta y col., 1989).

Este análisis de los datos se aplicó al intervalo de

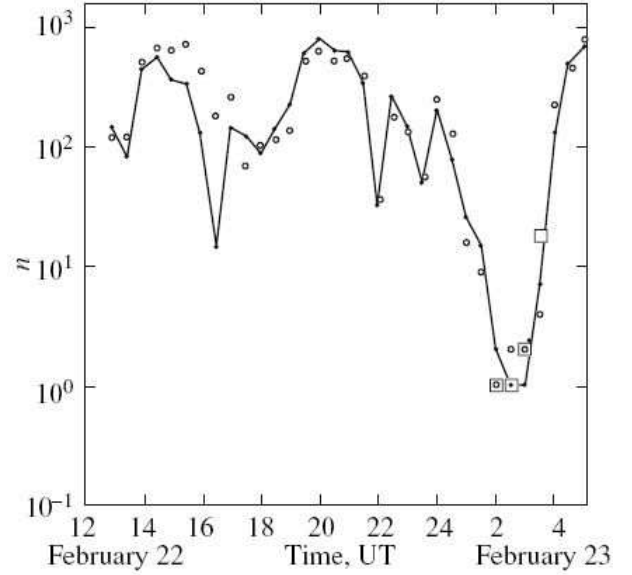


FIG. 3.— La cantidad n con $N = 1000$ en función al tiempo, para el periodo completo de análisis calculado para periodos de dos horas que son movidos en pasos de media hora. Los círculos vacíos son la suma y los puntos los productos del RWG y MGW, respectivamente. Los cuadrados se calculan excluyendo los 5 pulsos de la explosión LSD. Ésta figura muestra un gran efecto de correlación alrededor del momento del evento del Monte Blanco. Ver Aglietta et al. 1989 para mas detalles.

tiempo a partir de las 13 h del 22 de febrero hasta las 5 h del 23 de febrero. La Figura 3 muestra la cantidad n , que indica cuántas veces el nivel de la señal fondo es más grande que el valor correspondiente de la función de correlación, (la relación n/N es una estimación de la probabilidad de que la correspondiente valor de $C(\varphi)$ se deba al cambio) y los resultados de los cálculos moviendo el periodo de dos horas en pasos de media hora para todo el período que se estudió, como función de la suma $E_R(t) + E_M(t)$ y para el producto $E_R(t) \times E_M(t)$. Nos damos cuenta de que la correlación se hace muy grande alrededor de 1 a 3 h en el 23 de febrero. Se repitieron los cálculos sin incluir los 5 pulsos de la explosión detectada en LSD. Aún así, el efecto es todavía muy claro, lo que indica que la contribución que se debe principalmente a otros pulsos del LSD.

Estas coincidencias no comunes ocurrieron aproximadamente en dos horas, alrededor de las 02:52 h de la explosión detectada en el Monte Blanco. Pudimos extraer los pulsos en coincidencia al poner un límite en los datos GWA: $E(t) = E_R(t) + E_M(t) \geq 150K$ y en la ventana $W = 120$ min con centro en 2 h 45 min durante los cuales tenemos $N_{LSD} = 96$ y $N_{GA} = 172$ eventos respectivamente en el LSD y en GWAS. Hemos encontrado 13 eventos en coincidencia. El número esperado de eventos sin correlación es:

$$\bar{n} = \frac{N_{LSD} \times N_{GA} \times 1s}{120min} = 2.29.$$

Suponiendo una distribución de Poisson, la probabilidad de 13 eventos por azar es $p(\geq 13) = 9.4 \times 10^{-7}$. La Figura 4 muestra la distribución de las coinciden-

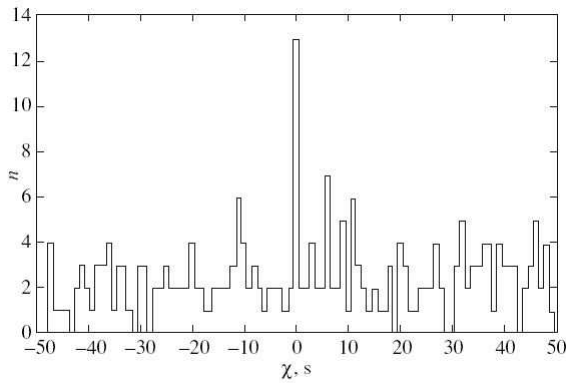


FIG. 4.— Las coincidencias entre 96 N_{LSD} y la suma de 172 N_{GA} sobre 150 K. Ver Aglieta et al. 1989 para más detalles.

cias.

A partir de esas coincidencias quedaba muy claro para nosotros que era de suma importancia para poder continuar con nuestra investigación de la coincidencia, el tener en cuenta también, a los otros detectores de neutrinos subterráneos que funcionaron el 23 de febrero.

5. LOS EVENTOS DE KAMIOKA, IBM Y BASKAN

El lunes 9 de marzo, el grupo japonés anunció en una rueda de prensa que el experimento Kamiokande II (a partir ahora le llamaremos K2) había detectado 12 pulsos, pero cerca de 5 horas después del evento del Mt. Blanco (Hirata et al., 1987). Casi al mismo tiempo, los grupos del IMB, (Bionta et al., 1987) y del Baksan (a partir ahora le llamaremos BST), (Alekseyev et al., 1987) dieron sus resultados en coincidencia con el experimento Kamioka.

Como se sabe, el K2 y el IMB utilizan agua como detector, mientras que el Mt. Blanco y el Baksan utilizan líquidos escintiladores como detector. La reacción de los neutrinos es igual en ambos tipos de detectores.

¿Qué pulsos fueron detectados por el experimento del Monte Blanco? Una interpretación rápida esas dos explosiones fue dada por De Rújula (1987) como una manifestación de dos explosiones. El análisis de Rújula se basó en dos de los eventos en los cuales, los datos del Kamioka están en coincidencia con tiempo del Mt. Blanco. Parece muy plausible, aunque la idea de dos explosiones no era muy aceptable por la teoría estándar canónica de explosiones de las SN.

Los eventos de los detectores de Kamioka, IMB y Baksan mostraron una serie de “anomalías”. Por ejemplo, las energías promedio $\bar{\nu}_e$ inferidas de las observaciones IMB y Kamiokande son diferentes entre sí.

La gran diferencia de tiempo de 7.3 s entre los primeros 8, y los últimos 3 eventos en Kamiokande es algo que preocupa.

La distribución de los positrones en el estado final de la reacción de captura $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ debería ser isotrópica, pero se confirma que tiene un significativamente alejado de la dirección de la SN, ver Dadykin y Ryahzskaya (2008) En todo caso, en ausencia de otra explicación, estas características se atribuyen a fluctuaciones estadísticas en los datos

TABLA 2

TODOS LOS PULSOS GRAVADOS EN EL LSD DE 2:37:43 A 3:01:47 DEL 23 DE FEBRERO DE 1987. LOS EVENTOS 983, 1003 Y 1007 SON MUONES.

Número de evento	Tiempo UT	Número de contador	Disparador ADC
980	2:37:43.5	11	35
981	2:38:24.9	13	49
982	2:39:22.7	50	36
983	2:39:35.6	3	255
		9	208
		19	255
		16	255
		23	255
984	2:42:03.2	Prueba TDC	
985	2:42:11.1	69	37
986	2:42:27.6	31	42
987	2:43:47.4	35	33
988	2:43:58.5	61	39
989	2:44:29.2	41	45
990	2:45:26.4	42	45
991	2:45:38.8	59	50
992	2:49:12.7	Prueba TDC	
993	2:52:02.0	16	35
994	2:52:36.8	31	33
995	2:52:40.6	14	37
996	2:52:41.0	25	46
997	2:52:42.7	35	32
998	2:52:43.8	33	40
999	2:53:47.3	63	40
1000	2:55:51.2	11	49
1001	2:56:12.1	55	44
1002	2:56:22.2	Prueba TDC	
1003	2:56:24.6	5	255
		11	59
		29	113
1004	2:58:14.8	31	43
1005	2:59:28.3	42	44
1006	2:59:46.6	43	39
1007	2:59:50.6	11	255
		35	255
		59	255
1008	3:00:01.5	25	44
1009	3:01:04.7	61	44
1010	3:01:39.6	1	38
1011	3:01:47.2	3	34

dispersos .

Hemos analizado con precisión todos nuestros datos del Mt. Blanco, no sólo durante el tiempo de las dos explosiones, sino también varios días antes y después de esos dos tiempos. Las tablas 2 y 3 dan la lista de todos nuestros datos durante unos 20 minutos alrededor de los dos eventos. De ambas tablas es fácil reconocer los muones por involucrar a varios tanques y saturan el umbral ADC. Además existía la prueba TDC cada ~ 7 min.

Es evidente que en ambos intervalos, el experimento del Mt. Blanco estaba funcionando correctamente y que no hay cortes ni en las estadísticas ni en la energía de los acontecimientos, lo cual era necesario; y que puede ser visto por el número correlativo que también fue incluso grabado.

Los resultados inesperados de los análisis de las

TABLA 3
 TODOS LOS PULSOS GRAVADOS EN EL LSD CERCA DEL
 K2-IMB-BST EL 23 DE FEBRERO DE 1987. LOS EVENTOS
 1270, 1281 Y 1300 SON MUONES.

Número de evento	Tiempo UT	Número de contador	Disparador ADC
1270	7:13:35.2	10	255
		11	184
		28	106
		29	255
		53	255
1271	7:14:04.1	Prueba TDC	
1272	7:17:35.5	4	26
1273	7:21:13.6	Prueba TDC	
1274	7:23:19.0	14	34
1275	7:25:46.4	1	42
1276	7:26:28.1	12	48
1277	7:28:23.1	Prueba TDC	
1278	7:28:25.3	10	36
1279	7:29:57.1	6	45
1280	7:32:43.9	41	41
1281	7:32:53.9	25	255
1282	7:33:39.7	20	37
1283	7:34:21.6	17	36
1284	7:35:32.6	Prueba TDC	
1285	7:36:00.5	2	34
1286	7:36:18.9	14	38
1287	7:37:12.6	20	42
1288	7:37:50.1	31	35
1289	7:39:25.2	27	35
1290	7:42:42.1	Prueba TDC	
1291	7:44:09.1	41	40
1292	7:44:33.0	53	42
1293	7:45:08.6	14	33
1294	7:47:24.9	33	40
1295	7:49:51.6	Prueba TDC	
1296	7:56:47.4	35	42
1297	7:57:01.1	Prueba TDC	
1298	7:58:11.3	41	35
1299	7:59:08.2	54	45
1300	7:59:17.1	25	255
1301	7:59:18.5	17	42

coincidencias de pulsos con el GWA en un período de aproximadamente dos horas, incluyendo el evento del Mt. Blanco, y nos llevó a buscar un análisis similar con otros detectores de partículas. Por lo tanto, después de pedir los datos del grupo de Kamioka, que amablemente nos reenviaron los datos de alrededor de 32 h, período que incluye a los eventos del Monte Blanco y Kamioka.

Una de las cosas que nos llamó la atención fue que los detectores de Kamioka y Baksan tenían errores en sus relojes, ± 60 s para Kamioka y $+2$ s -54 s para Baksan, mientras que la precisión del reloj del IMB era de 50 ms. Por lo tanto, supusimos que el tiempo del IMB era el correcto para la llegada de la explosión. El problema era cómo conciliar el tiempo de los pulsos detectados por los otros dos detectores.

Hicimos un análisis preciso de los datos y buscamos coincidencias, con la misma técnica, entre los dos conjuntos de datos con la GWA, pero en este caso, nos vimos obligados a utilizar un cambio δt (0.1 a 2.0 s) para los datos del K2 en el intervalo de ± 60 s

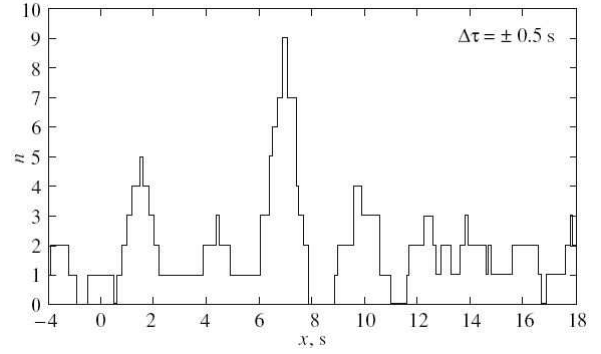


FIG. 5.— Distribución del número de coincidencias entre Kamioka y LSD en el periodo de 1:45 a 3:45 UT del 23 de febrero de 1987 como función del cambio de tiempo del tiempo absoluto de Kamioka. La ventana temporal $\Delta\tau$ fue considerada como 0.5 s.

para todos los datos disponibles entonces. Los tiempos del K2 fueron reportados con una precisión de milisegundos y una incertidumbre global de un minuto. Podemos imaginar, por tanto, que las diferencias de tiempo del K2 en el intervalo de tiempo considerado, podría haber tenido errores no más grandes que una fracción de segundo.

El resultado de nuestro análisis muestra resultados inesperados. Un pico de coincidencia se veía sólo cuando se desplazaban todos los datos del Kamioka por $+7$ s. Esto significa que todos los datos del Kamioka tendrían que desplazarse en $+7$ segundos para todo el período de tiempo considerado. Suponiendo una ventana de coincidencia de $\Delta t = \pm 0.5$ s, tal como lo hicimos en el análisis con los datos del GWA, el número esperado de coincidencias aleatorias está dado por $N = (91 \times 191 \times 2 \times 0.5) / 7200 = 2.41$, donde 91 y 191 son la tasa de conteo del LSD y del K2, respectivamente; en el intervalo de 01:45 a 03:45 UT. Lo más sorprendente fue que el desplazamiento del tiempo para los eventos del Kamioka debe ser $+7$ s con el fin de sincronizar su explosión con el detectado por el IMB (Aglietta et al., 1989).

La Figura 5 muestra la distribución de las coincidencias de los eventos LSD- Kamiokande en el intervalo de 1:45 a 03:45 UT como función del desplazamiento de los eventos Kamiokande, y para una ventana temporal $\Delta\tau = 0.5$ s. Se realizó el mismo análisis sobre los 17 intervalos de dos horas cada uno, desde 11:45 UT del 22 de febrero hasta las 21:45 de 23 de febrero. En ese período se registraron respectivamente 1462 y 2890 eventos en LSD y K2. Por lo tanto, el número de coincidencias aleatorias que se esperaba era de 2.03 por cada intervalo. Con el tiempo K2 desplazado entre $+6.9$ a $+7.0$ s, el único período con exceso significativo de coincidencias está en un lapso previamente considerado, que es de 01:45 a 3:45 UT durante el cual se han encontrado 9 coincidencias. En cada uno de los otros 16 intervalos, la cantidad de coincidencias observadas concuerda muy bien con el número esperado de una distribución de Poisson.

En la Fig. 6 podemos ver claramente que un pico de la distribución se encuentra en el intervalo de dos

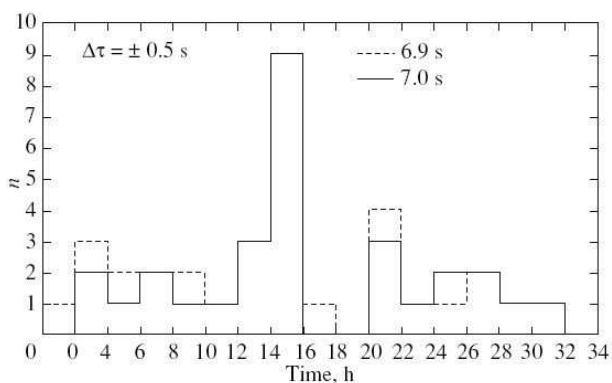


FIG. 6.— Número de coincidencias entre Kamioka y LSD observadas durante 34 horas, a partir de la 1:45 UT del 22 de febrero, en 17 intervalos de dos horas cada uno.

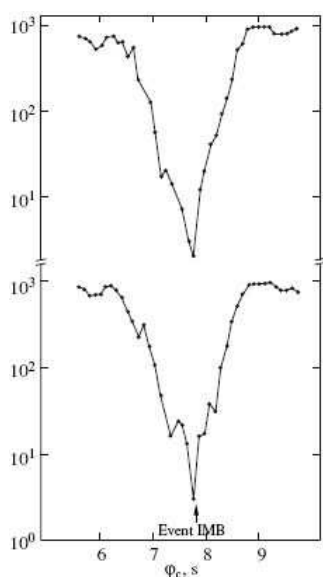


FIG. 7.— Correlación de tiempo entre los datos del Kamiokande y los datos del GWA para el periodo de 2:00 h a 3:00 h del 23 de febrero. La línea superior es el producto de las señales del GWA, mientras que la inferior es la suma de las señales del GWA. Existe un claro pico de coincidencia en ~ -7 s.

horas, de 1:45 a 03:45 UT del 23 de febrero, de la distribución de la coincidencia en el intervalo de 2 horas, al tomar todos datos disponibles del Kamioka, desde las 11:45 del 22 de febrero a las 21:45 del 23 de febrero, con dos valores de corrimiento: 6.9 y 7.0 s.

El análisis del GWA y del K2, (ver Amaldi et al., 1989) también da resultados excepcionales, que se muestran en la Fig. 7. Es evidente que hay un pico en las correlaciones cuando se corrigió el reloj del K2 por +7 s con el fin de ser coincidente con el reloj del IMB. (ver Amaldi et al., 1989 para obtener más detalles).

Tras estos resultados interesantes que decidimos realizar el mismo análisis con los datos de Baksan. De hecho, y después de conversaciones con el Prof. Chudakov decidimos intercambiar nuestros datos, y realizar el análisis de datos de manera independiente. Nuestros resultados son prácticamente los mismos que fueron encontrados por Chudakov (1989) y

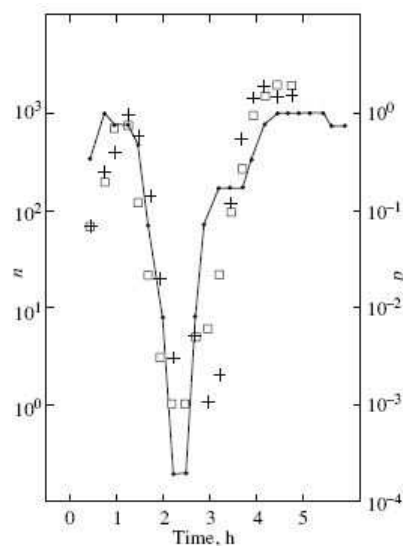


FIG. 8.— La significancia de la correlación observada para GWA-LSD (cuadrados y cruces) y LSD-Baksan (puntos y líneas sólidas) en función de la posición del periodo T en escala UT.

que se muestran en la figura 8.

Podemos ver claramente un pico de coincidencias sólo cuando los datos de Baksan se desplazan por -30 segundos. Esto es fantástico, porque es exactamente el mismo el tiempo de desplazamiento que necesitan los datos de Baksan para poder sincronizar con la explosión detectada en el IMB. De nuevo, estas coincidencias positivas se presentan sólo en el intervalo de las dos horas que abarca la explosión en el Monte Blanco, de 2.52 entre las 01:45 y las 3:45, exactamente el mismo intervalo en el que se producen las coincidencias LSD- K2. El mismo análisis se hizo para todo el conjunto de datos de BST y LSD, para la observación de las coincidencias por hora calculados con distintos desplazamientos temporales y ventanas de coincidencia $\Delta\tau$. Los únicos periodos con un exceso significativo de coincidencias está en el intervalo de 2:00 a 3:00 UT.

No esperábamos un resultado tan positivo, porque de la naturaleza fantástica del fenómeno, tal como fue mencionado por Chudakov (1989). Podemos ver (en particular de la Fig. 8) que tres análisis independientes de los datos, por parte de los grupos de Roma, Torino, y Baksan llegaron a las mismas conclusiones: existen coincidencias en un intervalo de dos horas alrededor de la explosión detectada en el Mt. Blanco.

Este resultado, junto con el LSD- K2 es muy rara y parecía fantástica al mismo tiempo, ya que las diferencias de -30 s y $+7$ s son exactamente los intervalos con los cuales se ajustaron los relojes de Baksan y Kamioka a la hora del reloj IMB.

En cuanto a que los acontecimientos parece que no son nada más que parte del ruido de fondo de tres detectores subterráneos que están en coincidencia. La Tabla 4 muestra las coincidencias con el K2, también indican el ángulo θ calculado por el grupo Kamiokande. La Tabla 5 muestra la coincidencia del LSD con el BST en las dos horas alrededor del evento del Monte Blanco para los dos casos.

TABLA 4
COINCIDENCIAS ENTRE LSD Y KAMIOKA EN EL PERIODO DE 1:45 A 3:45 UT EL 23 DE FEBRERO DE 1987^a.

LSD			Kamiokande				
Número de evento	Tiempo	Energía (MeV)	Número de evento	Tiempo	N golpe	$\cos \theta^b$	Diferencia de tiempo LSD-Kam
957	2:11:37.04	6.4	124037	2:11:29:72	23	-0.647	7.31
970	2:29:30.77	7.5	124948	2:29:23:39	21	-0.807	7.37
971	2:31:23.31	6.8	125041	2:31:16:51	20	-0.805	6.80
979	2:36:17.75	6.5	125275	2:36:10:91	20	0.170	6.84
1017	3:05:35.37	7.1	126600	3:05:28:82	34	-0.028	6.55
1026	3:12:39.10	7.2	126905	3:12:32:57	21	-0.842	6.53
1027	3:12:39.46	7.3	126905	3:12:32:57	21	-0.842	6.89
1040	3:28:33.18	7.2	127782	3:28:25:99	39	-0.845	7.19
1044	3:31:06.14	5.5	127904	3:30:59:18	21	0.321	9.96

^a La ventana de coincidencia es ± 0.5 s.

^b θ es la dirección desde SN 1987A.

El evento No. 979 del LSD coincidente con el evento No. 125275 del K2 es también coincidente con el BST.

TABLA 5
COINCIDENCIAS ENTRE LSD Y BAKSAN (BST) EN EL PERIODO DE 1:45 A 3:45 UT EL 23 DE FEBRERO DE 1987.

Índice ^a	Número de evento	Tiempo	Energía (MeV)	Tiempo	Energía (MeV)	Diferencia de tiempo LSD-Baksan
1 2 3 4	931	1:47:48.80	8.4	1:48:18.12	22.9	-29.32
1 3 4	934	1:52:22.45	6.3	1:52:52.63	17.5	-30.18
1 2 3 4	945	2:03:00.48	7.9	2:03:30.04	8.8	-29.56
1 2 3 4	954	2:10:40.10	6.2	2:11:09.70	35.6	-29.60
1 2 3 4	955	2:10:40.32	6.8	2:11:09.70	35.6	-29.38
2 3	962	2:17:05.05	7.2	2:17:33.84	22.9	-28.79
2 3 4	966	2:22:31.19	7.5	2:23:00.33	12.5	-29.14
1 3 4	968	2:26:42.26	7.4	2:27:12.49	35.9	-30.23
1 2 3 4	977	2:34:35.62	6.9	2:35:05.00	19.2	-29.38
1 3 4	979	2:36:17.75	6.5	2:36:47.80	29.1	-30.05
1 2 3 4	981	2:38:24.89	7.8	2:38:54.41	24.7	-29.52
1 2 3 4	1036	3:25:15.53	7.0	3:25:45.11	23.5	-29.58
2 3 4	1047	3:38:21.10	7.8	3:38:50.08	20.6	-28.98
4	1051	3:43:03.69	6.9	3:43:34.09	22.1	-30.40

^a El significado del índice es como sigue: (1) ventana de coincidencia $\Delta t = \pm 0.5$ s, tiempo de desfase BST $\delta t = -29.8$ s; (2) $\Delta t = \pm 0.5$ s, tiempo de desfase BST $\delta t = -29.1$ o -29.2 s; (3) $\Delta t = \pm 0.75$ s, tiempo de desfase BST $\delta t = -29.5$ s; (4) $\Delta t = \pm 0.75$ s, tiempo de desfase BST $\delta t = -29.7$ s. El evento No. 979 del LSD coincidente con el BST es también coincidente con el evento K2.

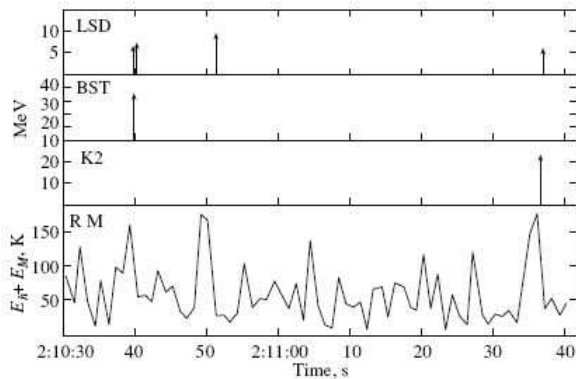


FIG. 9.— Datos gravados durante 57 s en diferentes experimentos bajo tierra y GWA, a partir de 2:10:40 UT en febrero de 1987. En este periodo 4 eventos LSD (LSD tiene una tasa de disparo de 0.7 eventos por minuto) están en coincidencia con los eventos en otros experimentos. La curva inferior es el gráfico temporal de la suma de los pulsos cada 0.1 s para GWA de Maryland y Roma.

El evento LSD No. 979 es coincidente con el BST y también es coincidente con el evento K2.

En la Fig. 9 podemos ver la distribución de pul-

sos en el período comprendido entre las 02:10:30 UT y las 02:11:40 UT medidos en el LSD (4 pulsos), Baksan (1 pulso), Kamioka (1 pulso) y la suma de las das GWA (3 pulsos). Es muy intrigante tener en cuenta que durante este corto tiempo (menos de 60 s) se presentó una cuádruple coincidencia entre el LSD (dos pulsos) con Baksan y las GWA; y una coincidencia triple entre el LSD y los pulsos Kamioka y GWA. Si tenemos todas estas coincidencias en aproximadamente un minuto obtenemos que la probabilidad de ocurrir estas coincidencias por casualidad es de $\sim 10^{-7}$.

Sin embargo, hay otra cosa más que es bastante inusual, y también que se presentó en ese día fatídico del 23 de febrero. A partir del análisis de los datos del LSD desde el 10 de febrero hasta el 1 de julio de 1987, buscando correlaciones entre todos los pulsos superiores a 5 MeV, encontramos una extraña correlación de nueve pares de pulsos, pulsos de alta energía, (muones) y pulsos de baja energía dentro de una ventana temporal de $\Delta t = 2$ s en un intervalo entre las 05:42 UT y las 10:43 UT del 23 de febrero

de 1987. La frecuencia de tal tipo de fluctuaciones aleatorias del fondo es $\sim 1/(10 \text{ años})$ (Dadykin et al., 1992). La pregunta es si este resultado indica una relación entre la correlación temporal de los pulsos y la SN 1987A.

6. CONCLUSIONES

Este trabajo tenía la intención de centrarse principalmente en una la narración cronológica de los acontecimientos que se produjeron el 23 de febrero de 1987, y en la presentación del análisis de datos que ya fueron publicados por los diversos grupos involucrados en este problema. El punto crucial en el análisis era el problema de temporización para el Kamioka y detectores de Baksan. A partir de nuestro análisis, es evidente que los datos Kamioka deben ser corregidos por $\sim +7$ s, mientras que para los datos Baksan la corrección es ~ -30 s. No se requiere corrección para la GWA sin error, ya que tiene una precisión de tiempo absoluto de ± 0.1 s, por ejemplo ver la Fig 4.

En este caso las correlaciones simuladas para el ruido de fondo, calculadas independientemente y por separado por los grupos son: para el LSD-GWA: 10^{-5} ; LSD-Baksan: 4×10^{-3} ; LSD-Kamioka: 8×10^{-4} ; GWA-Kamioka: 5×10^{-4} y GWA-Baksan: 5×10^{-2} . Creo que es innegable que admitir que durante SN 1987A se produjo algo muy inusual en unas pocas horas en la mañana del 23 de febrero.

Me gustaría hacer hincapié en que los efectos han sido observados en forma independiente, con distintos métodos, y en diferentes continentes durante la SN 1987A. Además, el momento en que el exceso de coincidencias se ha encontrado, se centra en el momento de la explosión detectada por LSD en el Monte Blanco. Incluso las correlaciones de pulsos dobles encontrado por Dadykin et al. (1992) se produce sólo en la mañana del 23 de febrero y que se repite durante el análisis de varios otros analizados.

La pregunta es que, si la probabilidad para las coincidencias dobles y triples es muy pequeña, ¿éste

efecto puede ser aleatorio? Si no es así, entonces el problema es dar una explicación científica que tenga en cuenta todos efectos de las explosiones gravitacionales de las SN.

Podemos separar los dos efectos: Primero, la detección de los 5 pulsos de la explosión por el LSD a las 02:52 UT. Para ese evento, existe la posibilidad que el colapso de una supernova conduce al colapso de dos etapas con una diferencia de fase de ~ 5 horas, debido a la rotación inicial de masa. Esta idea fue propuesta por Imshennik y Ryazhskaya (2004). Un análisis muy amplio y convincente de los eventos de varios detectores está en Dadykin y Ryazhskaya (2008).

Las teorías recientes sobre el confinamiento de los quarks, (Drago et al., 2008) inducen a pensar que se puede tener dos explosiones de estrellas masivas con la posibilidad de tener dos explosiones de neutrinos.

Sobre el segundo efecto, no tenemos por el momento ninguna explicación plausible para las coincidencias de pulsos entre los varios detectores en el mundo.

AGRADECIMIENTOS

Realmente no sé cómo agradecer lo suficiente a O.G.Ryazhskaya por su apoyo, amable y continuo para escribir este documento, y para todos los colegas rusos, en particular, a V.A. Matveev, quien me dio el oportunidad de dar una charla en la ocasión del jubileo de 20 años de la SN en el Instituto de Investigación Nuclear de los RAS, en Moscú, Rusia.

Estoy también muy agradecido a todos los miembros italianos y rusos de la colaboración LSD que durante muchos años trabajaron juntos con la idea que se detectarían los neutrinos de SN. En particular, gracias a S. Vernetto por su contribución en el análisis de los datos. Muchas gracias al grupo del Prof. E. Amaldi, especialmente a G. Pizzella, porque la mayoría de las correlaciones con GWA fueron realizadas por él. Gracias también a A. Drago por sus conversaciones y discusiones sobre útiles este asunto.

REFERENCIAS

- Aglietta M. et al. (1987)a, *Europhys. Lett.* **3**, 1315
 —. (1987)b, *Proc. of the Rencontres de Phys. La Thuile March* (M. Greco (Frontieres 1988))
 —. (1989)a, *Nuovo Cimento C* **12**, 75
 —. (1989)b, *Annals of the New York Academy of Science* **571**, 584
 —. (1991)a, *Nuovo Cimento C* **14**, 171
 —. (1991)b, *Nuovo Cimento B* **106**, 1257
 Alekseyev E. N. et al. (1979), *Procc. XVI Inter. Cos. Rays Conf. (Kyoto)* **10**, 276
 —. (1987), *JETP Lett.* **45**, 589
 Amaldi E. et al. (1987)a, *Europhys. Lett.* **3**, 1325
 —. (1987)b, *Proc. of the Rencontres de Phys. La Thuile March* (M. Greco (Frontieres 1988))
 —. (1989), *Annals of the New York Academy of Science* **571**, 561
 Badino G. et al. (1984), *Nuovo Cimento* **7**, 573
 Beresnev V. I. et al. (1979), *Procc. XVI Inter. Cos. Rays Conf. (Kyoto)* **10**, 293
 Bionta R. et al. (1987), *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1494
 Castagnoli C. et al. (1987), *I. A. U. Circular*, 4323
 Chudakov A. E. (1989), *Annals of the New York Academy of Science* **577**, 561
 Dadykin V. L. et al. (1992), *JETP Lett.* **56**, 426
 Dadykin V. L. & Ryazhskaya O. G. (2008), *Astron. Lett.* **34**, 581
 De Rujula A. (1987), *Phys. Lett. B* **193**, 514
 Domogatsky G. V. & Zatsepin G. T. (1965), *Proc. 9th ICRC London* **39**, 1030
 Drago A. et al. (2008), *pre-print, private communication*
 Gamow G. & Schoenber M. (1941), *Phys. Rev.* **59**, 539
 Hirata K. et al. (1987), *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1490
 Imshennik V. S. & Ryazhskaya O. G. (2004), *Astron. Lett.* **30**, 14
 Lande K., Bozoki G., Frati W., Lee C. K., Fenyves E. & Saavedra O. (1974), *Nature* **251**, 485
 Saavedra O. et al. (1984), *Int. Conf. On Neutrino Phys. and Astrop. Neutrino'84*, 562
 O. Saavedra. (2007),
http://lvd.ras.ru/SN1987A/materials/posters/Saavedra_SN1987a_20071.ppt
 K. Scholberg. (1999),
 arXiv: astro-ph/9911359v1

MEDIDA DE LA VELOCIDAD DE LOS NEUTRINOS DEL FLUJO CNGS
CON EL DETECTOR DE GRAN VOLUMEN*

MEASUREMENT OF THE VELOCITY OF NEUTRINOS FROM THE CNGS BEAM
WITH THE LARGE VOLUME DETECTOR

N. YU. AGAFONOVA¹, M. AGLIETTA², P. ANTONIOLI³, V. V. ASHIKHMIN¹, G. BARI³, R. BERTONI², E. BRESSAN^{4,5}, G. BRUNO⁶, V. L. DADYKIN¹, W. FULGIONE², P. GALEOTTI^{7,2}, M. GARBINI³, P. L. GHIA⁸, P. GIUSTI³, E. KEMP⁹, A. S. MALGIN¹, B. MIGUEZ^{9,6}, A. MOLINARIO², R. PERSIANI^{3,4}, I. A. PLESS¹⁰, V. G. RYASNY¹, O. G. RYAZHSKAYA¹, O. SAAVEDRA^{7,2}, G. SARTORELLI^{3,4}, I. R. SHAKYRIANOVA¹, M. SELVI³, G. C. TRINCHERO², C. VIGORITO^{7,21}, V. F. YAKUSHEV¹, A. ZICHICHI^{3,4,5,11}, A. RAZETO⁶

(La colaboración LVD)

¹Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

²INFN-Torino, OATO-Torino, 10100 Torino, Italy

³INFN-Bologna, 40126 Bologna, Italy

⁴University of Bologna, 40126 Bologna, Italy

⁵Centro Enrico Fermi, 00184 Roma, Italy

⁶INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, 67100 Assergi LAquila, Italy

⁷University of Torino, 10125 Torino, Italy

⁸Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies (LPNHE), Universités Paris 6 et Paris 7, CNRS-IN2P3, Paris, France

⁹University of Campinas, 13083-859 Campinas, SP, Brazil

¹⁰Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA 02139-4307, USA &

¹¹CERN, Geneva, Switzerland

RESUMEN

Se reporta la medida del tiempo de vuelo de ν_μ de ~ 17 GeV en la línea base del CNGS (732 km) con el Detector de Gran Volumen (LVD) (por su sigla en inglés). El acelerador CERN-SPS ha sido maniobrado desde el 10 de mayo de 2012, con una estructura de haz fuertemente agrupado para permitir que la velocidad de los neutrinos sea medida cuidadosamente evento por evento. LVD ha detectado 48 eventos de neutrinos, asociados al haz, con una alta y absoluta precisión de tiempo. Estos eventos permiten establecer el siguiente límite en la diferencia de velocidad entre los neutrinos y la luz: $-3.8 \times 10^6 < (v_\nu c)/c < 3.1 \times 10^6$ (al 99% C.L.). Esta velocidad es un orden de magnitud menor que la medida directa previa.

ABSTRACT

We report the measurement of the time-of-flight of ~ 17 GeV ν_μ on the CNGS baseline (732 km) with the Large Volume Detector (LVD) at the Gran Sasso Laboratory. The CERN-SPS accelerator has been operated from May 10th to May 24th 2012, with a tightly bunched-beam structure to allow the velocity of neutrinos to be accurately measured on an event-by-event basis. LVD has detected 48 neutrino events, associated to the beam, with a high absolute time accuracy. These events allow to establish the following limit on the difference between the neutrino speed and the light velocity: $-3.8 \times 10^6 < (v_\nu c)/c < 3.1 \times 10^6$ (at 99% C.L.). This value is an order of magnitude lower than previous direct measurements.

1. INTRODUCCIÓN

Las mediciones cosmológicas (26) proporcionan límites estrictos a la suma de masas de los neutrinos. Incluso suponiendo que el más pesado de los estados propios de los neutrinos, la desviación relativa esperada respecto de la velocidad de la luz es inferior a 10^{-20} para neutrinos ≈ 10 GeV. Sin embargo, en el pasado se plantearon teorías permitiendo que algunos o todos los neutrinos tengan velocidades

aparentes que son diferentes de la velocidad de la luz, c , (ver por ejemplo (24)). Un límite estricto en $E \approx 10$ MeV, $|v_\nu - c|/c < 2 \times 10^{-9}$, se ha obtenido a partir de la observación de antineutrinos electrónicos de la SN1987A (18; 14; 8; 20). A mayores energías ($E > 30$ GeV), la desviación ha sido probada hasta $|v_\nu - c|/c < 4 \times 10^{-5}$ (19; 9). La colaboración MINOS (2) ha realizado una medición del tiempo de vuelo (TOF) de los neutrinos sobre una línea de base ≈ 735 km, con un haz de energía media $\langle E \rangle = 3$ GeV. El resultado MINOS es de $(v_\nu - c)/c = (5.1 \pm 2.9) \times 10^{-5}$ a 68% C.L. Recientemente la colaboración OPERA ha informado (Adam et al.) de un TOF para la medición de neutrinos muónicos de la línea CNGS (el haz

*Traducción autorizada de “Measurement of the velocity of neutrinos from the CNGS beam with the Large Volume Detector”, N. Yu. Agafonova et al., *Physical Review Letters* **109** (2012) 070801.

de neutrinos CERN - Gran Sasso). La evidencia reportada de una propagación de ν_μ superlumínicos posteriormente fue atribuida a un problema técnico (27; 28; 5; 22). Esta explicación también fue confirmada por los resultados de otro experimento en el Laboratorio Nacional Gran Sasso (10).

El detector de gran volumen (LVD) del INFN en el Laboratorio Nacional Gran Sasso (LNGS), tiene una profundidad media de 3600 m.e.a. El LVD es un detector con 1 *kton* de centellador líquido, cuyo propósito principal es el monitoreo de la galaxia para estudiar explosiones de neutrinos provenientes de colapsos gravitacionales estelares (6). El LVD comenzó a funcionar en 1992, y desde 2006 funciona también monitor lejano del haz CNGS (7; 3). El LVD es sensible a las interacciones de neutrinos con protones y núcleos de carbono en el contador de centelleo líquido y con el hierro de la estructura del detector. Los muones, que se producen por interacciones de corriente cargada de los neutrinos muónicos en la roca, y son responsables de la mayor parte de los eventos CNGS detectados en el LVD. Aquí presentamos una medición de la velocidad de los neutrinos obtenida a través de la detección de ν_μ del haz CNGS. Se demuestra que la velocidad de los neutrinos es compatible con c , siendo su desviación $< 3.8 \times 10^{-6}$ con 99% C.L. La sensibilidad de esta medición es de un orden de magnitud mejor que la de los anteriores en un rango de energía similar.

2. EL DETECTOR

El LVD consiste en 840 contadores de centelleo, de $1.5 m^3$ cada uno. El arreglo está dividido en “torres” idénticas, que tienen alimentación de alto voltaje, disparadores y sistema de adquisición de datos y un reloj absoluto (ESAT Slave RAD100) independientes. Este último está conectado al Reloj Maestro (ESAT RAD100) a través de un enlace óptico de 8 km, ubicado en los edificios externos al LNGS. Cada una de las torres consta de 35 “módulos” que contienen un grupo de 8 contadores. Cada contador se observa desde la parte superior por tres tubos fotomultiplicadores (PMT) de 15 cm, FEU49b ó FEU125. La electrónica estándar del LVD se describe en detalle en (13; 4).

La condición de activación para cada torre es una triple coincidencia de los PMT en cualquiera de sus contadores, lo que corresponde, en promedio, a un umbral de energía $E_H \simeq 4$ MeV. La energía liberada en cada contador se mide, a través de un ADC de 12 bits, con una media de resolución $\sigma_E/E \sim 15\%$ para 10 MeV. El tiempo de arribo se mide con una granularidad de 12.5 ns. Un oscilador de cristal de citrino de alta estabilidad (40 MHz) alimenta al reloj general para todo el experimento. Una milésima de segundo después de la ocurrencia de un disparador, se leen en conjunto los buffers de memoria (que contienen la información de la energía y el tiempo de todas las señales detectadas) con la señal de tiempo asociada al reloj de cada torre (ESAT Slave). La precisión del tiempo absoluto del LVD es del orden de un microsegundo. Esta es más de la necesaria para

buscar, entre los diferentes telescopios de neutrinos, coincidencias que fuesen generados por un colapso gravitacional y para guiar la búsqueda de posibles señales de ondas gravitacionales (23).

A pesar de su resolución de tiempo absoluto limitado, el LVD ha detectado, hasta finales de 2011, 32 eventos de neutrinos de las prueba del haz CNGS agrupado (16). La diferencia entre tiempo de vuelo del neutrino tof_ν y el correspondiente valor esperado tof_c a la velocidad de luz que se ha encontrado que es:

$$\delta t = tof_\nu - tof_c = 3.1 \pm 5.3_{stat} \pm 8_{sys} ns. \quad (1)$$

Para realizar esta medición, hemos recalibrado cuidadosamente todos los componentes del LVD así como los retardos de tiempo con el fin para mejorar la precisión en la medida del tiempo. Las incertidumbres se deben a la resolución del tiempo absoluto; a las fluctuaciones en el tiempo de respuesta de los distintos detectores (a veces se utilizan valores medios de tránsito cuando no se los conoce); y para la incertidumbre en la determinación de la posición de evento. Esta medida preliminar ha demostrado que, dentro de la incertidumbre, la velocidad de los neutrinos CNGS es compatible con la velocidad de la luz. Por otra parte, ha ayudado a la identificación de qué características de los detectores podrían mejorarse para una medición más precisa de la velocidad de los neutrinos.

3. ACTUALIZACIÓN DE LAS INSTALACIONES

Para permitir una medición muy precisa del TOF de los neutrinos, el acelerador del CERN - SPS estuvo operando con una nueva estructura de haz desde 10 al 24 de mayo del 2012. Se utilizó un juego de cuatro lotes separados por unos 300 ns, con 16 paquetes en cada lote, con un ancho de banda de ~ 3 ns cada uno, separados entre sí por 100 ns. La estructura por lotes se conoce por la forma de onda obtenida desde el transformador de corriente de haz (BCT) (ver fig. 2, líneas grises).

Para esta ocasión, se diseñó una nueva Instalación para Tiempo con Alta Precisión (HPTF) por la colaboración Borexino (15) e instalados en los edificios exteriores del LNGS. Un receptor GNSS Septentrio PolaRx4, sincronizado con la frecuencia de 10 MHz de reloj de rubidio de un GPS, el cual proporciona una señal de salida de tiempo de GPS y XPPS (10 Hz). El HPTF está equipado con Contadores de Intervalo de Tiempo (TIC) de Péndulo con alta precisión (50 ps), CNT-91; a los que se pueden conectar las señales de los factores desencadenantes de los diferentes experimentos del LNGS.

En vista del nuevo haz de neutrinos, hemos modificado un subconjunto de los contadores del LVD, para mejorar su funcionamiento temporal. Hemos elegido 58 de ellos (Super-Set, ver fig. 1) para maximizar la aceptación de los neutrinos CNGS mientras se redujo al mínimo el número de detectores modificados. A partir de los datos tomados desde el año 2006 con el haz CNGS (y de acuerdo con simulaciones Monte

Carlo (7)) se ha medido que los contadores de Super-Set están implicados en un $\sim 40\%$ de los eventos detectados por el conjunto CNGS LVD, mientras que representa menos del 7% de toda la matriz. Por un lado, para evitar las fluctuaciones de tiempo en el desencadenante a nivel de un solo contador, se ha modificado el cableado de los PMT, retrasando sólo uno de ellos. Este cambio garantiza que las coincidencias triples entre los PMT en cada contador siempre se forman debido al mismo tubo. Por otra parte, para realizar una medición del tiempo de tránsito en cada contador, los hemos equipado con un sistema de LED. El tiempo de tránsito, denominado δ_{LVD} , es el tiempo entre la generación de luz dentro de un contador y la formación del desencadenante. Por medio del sistema de LED, hemos medido el comportamiento del tiempo de tránsito como función de la energía para cada contador. Se han simulado diferentes valores de energía variando la intensidad del LED en cada uno de ellos, y se mide el tiempo de tránsito en función de la energía. Para cada contador, que mejor ajuste a los resultados es una ley de potencias de la forma:

$$\delta_{LVD}(E_m) = P_1 \times E_m^{P_2} + k, \quad (2)$$

donde E_m es la liberación de energía medido por el ADC, mientras que P_1 , P_2 y k son parámetros libres del ajuste, para cada contador.

También se actualizó el desencadenante de la matriz. Se ha implementado una lógica de disparo rápido independiente por la extracción (desde los discriminadores) de la coincidencia de los contadores disparados, con el desencadenante enviados al HPTF. El desencadenante está conectado a una de las TIC, que es detenido por la señal del XPPS. Esto proporciona una alta precisión diferencia de tiempo, δ_{TIC} , entre el tiempo del desencadenante del LVD el del GPS absoluto. Gracias a esta mejora, la exactitud de tiempo absoluto del LVD es del orden de unos pocos nanosegundos.

Finalmente, se realizó una medida geodésica nueva, independiente y de alta precisión. El valor inicial de la línea CNGS-LVD, es decir, la distancia entre el centro del haz BFCTI.400344 del transformador de corriente (BCT) del detector en el CERN y el Super-Set del LVD en la pared superior (se toma como referencia el LVD), se encuentra que es 731291.87 ± 0.04 m (Barzaghi). El tiempo de vuelo correspondiente a la velocidad de la luz, cuando se incluye la contribución de 2.2 ns debido a la rotación de la Tierra, es $tof_c = 2439329.32 \pm 0.13$ ns.

4. LA MEDICIÓN

El tiempo de vuelo de los neutrinos, tof_ν , es la diferencia entre el tiempo absoluto en el cual el evento activa un contador en LVD (t_ν) y el tiempo absoluto en que el grupo de protones cruza el monitor de intensidad BCT en el CERN (t_p), ambos expresados en el tiempo de referencia de la LNGS, es decir, $tof_\nu = t_\nu - t_p$. t_ν está dado por :

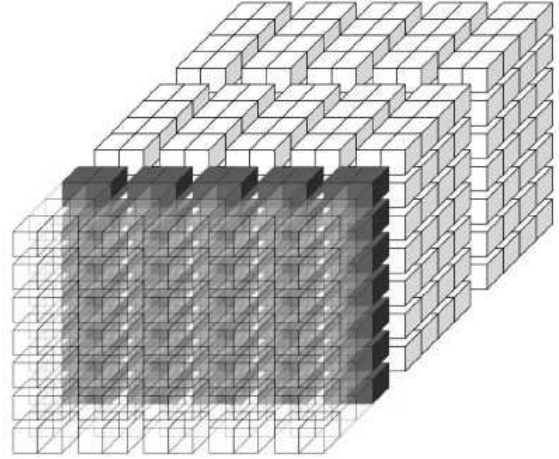


FIG. 1.— Esquema de los contadores LVD. Los oscuros representan el “Super-Set”.

$$t_\nu = t_{XPPS}^{GPS} - \delta_{TIC} - \delta_{LVD} - \delta_h + \Delta_{const}^{LVD}, \quad (3)$$

donde t_{XPPS}^{GPS} es la señal de tiempo del GPS absoluto de la primera señal XPPS la después del desencadenante. δ_h es una corrección para la diferencia de camino causada por eventos de neutrinos que llegan a los contadores diferentes alturas (el ángulo de incidencia del haz CNGS con respecto al plano horizontal es ≈ 3 grados). $\Delta_{const}^{LVD} = 180.8 \pm 1.5$ ns resume todos los retrasos constantes en el LVD. δ_{LVD} y δ_{TIC} se han introducido previamente, y representan la corrección del tiempo de tránsito en cada contador y el retraso entre el desencadenante y el tiempo GPS absoluto, respectivamente. t_p está dada por :

$$t_p = t_{HCA} + \delta_{wf} + \Delta_{const}^{CERN} + \delta_{LNGS}^{CERN}, \quad (4)$$

donde t_{HCA} es la señal temporal de extracción de la señal del protón incidente (inicio de la digitalización de forma de onda BCT); δ_{wf} es el retraso del primer grupo de protones con respecto al comienzo de la adquisición de la señal (t_{HCA}); $\Delta_{const}^{CERN} = 9521.1 \pm 2.0$ ns suma todas los retrasos de tiempo en el CERN y el δ_{LNGS}^{CERN} es la diferencia de tiempo entre los sistemas de referencia del LNGS y el CERN (15).

El LVD estuvo en pleno funcionamiento en mayo de 2012 con un haz agrupado. Para cada evento detectado en ese periodo, hemos determinado la diferencia entre el tiempo de la detección en el LVD y el tiempo de la señal de extracción del incidente en el CERN, después de contar el valor inicial de la CERN-LVD, es decir, $\delta T_{batch} = (t_\nu - t_p) - tof_c$. δT_{batch} no incluye la identificación del grupo de neutrinos que dan origen al evento. Para comprobar el funcionamiento del detector, se han buscado coincidencias en todo el LVD en un tiempo de ventana amplia, a saber $|\delta T_{batch}| < 100 \mu s$. Tenemos que se han encontrado 190 eventos en total, en consonancia con el 1.89×10^{17} protones en el blanco (p.o.t.) existentes durante el periodo del haz (7).

Para la medición de la velocidad de neutrinos sólo se utilizan los eventos que involucran al menos uno de los contadores del Super-Set. Hemos encontrado

79 eventos de un total de 190, es decir, el 40% como se esperaba (ver sección anterior). Cuatro de ellos no son utilizables para una medición precisa del tiempo de vuelo: uno no tiene información completa en la base de datos del CERN, mientras que los otros tres el ADC tuvo un mal funcionamiento. Para limitar las fuentes de incertidumbre sistemática, se han aplicado cortes de calidad para los 75 eventos restantes. En primer lugar, porque el número de fotoelectrones necesarios para liberar la energía $E < 10$ MeV es demasiado baja para garantizar que el contador se active por la luz directa (es decir, rápido), por lo que se han seleccionado sólo los eventos donde $E > 10$ MeV (diez eventos excluidos). En segundo lugar, hemos requerido la no saturación del ADC del contador de activación, porque la saturación no permitiría una medición precisa de la expresión δ_{LVD} en (2) (siete eventos excluidos). Por último en los 58 eventos restantes, hemos probado diferentes cortes de energía, entre 10 y 100 MeV. Mientras que el valor medio del tiempo de medio de la distribución se mantiene constante para cualquier corte, el r.m.s. decrece a medida que aumenta el umbral; y se convierte en estable para $E > 50$ MeV, siendo este valor nuestra elección final para el corte de energía. Los cortes descritos reducen la muestra a 48 eventos, que serán utilizados para el análisis final. Nosotros notamos que entre todos los eventos excluidos, hay cinco cuyos tiempo-de-vuelo se desvían significativamente de la media de la distribución de los 79 eventos originales. Esos son cinco de los eventos para los cuales $E < 10$ MeV, este número es coherente con el valor esperado del ruido de fondo. De hecho, la frecuencia del ruido de fondo del Super-Set, debido principalmente a la radiactividad de la roca, es $f_{bk} = 1.1s^{-1}$. Con $n \approx 25000$ extracciones, el número esperado de eventos de fondo es $N = n f_{bk} 2 \times 10^{-4} \approx 5.5$.

Los 48 eventos seleccionados han sido inspeccionados de forma individual: casi todos ellos muestran la presencia de una señal de muones, como se espera de una interacción de corriente de ν_μ . La distribución de la medición δT_{batch} se muestra en la figura 2 (líneas negras), donde también se muestra la suma de las formas de onda digitalizadas asociados al monitor de intensidad del haz (líneas grises). La estructura del haz viga es claramente identificable, y cada evento del LVD se puede asociar al pico más cercano de la forma de onda del haz. Para cada evento que calculamos la diferencia de tiempo, δ_t , con respecto al máximo de intensidad del pico. La distribución de δ_t para los 48 eventos se muestran en la figura 3 (histograma negro) en comparación con la superposición de todos los picos de las formas de onda correlacionadas con eventos detectados (curva gris). La cola positiva en el histograma gris es un artefacto de la función de transferencia del sistema BCT (17). Este efecto no influye en nuestra medida ya que las calibraciones de tiempo se realizaron respecto a la posición del máximo. El valor medio de la distribución medida es:

$$\delta t = t_{of_\nu} - t_{of_c} = 0.9 \pm 0.6_{stat} ns. \quad (5)$$

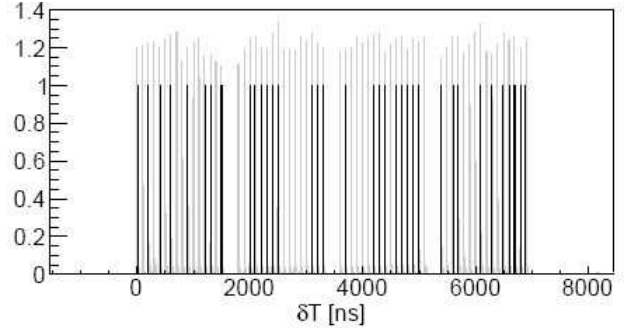


FIG. 2.— Comparación de los valores de δT de los 48 eventos seleccionados (líneas negras) con las formas de ondas sumadas de la extracción de protones (líneas grises). El origen del tiempo de las formas de ondas están dados por el máximo del primer grupo.

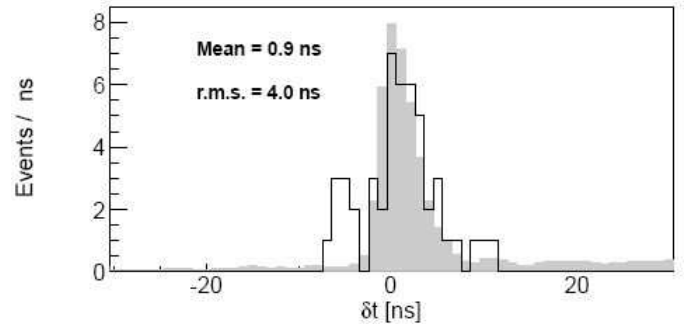


FIG. 3.— Distribución de los δt , la diferencia entre el tiempo de vuelo del neutrino y el tiempo de vuelo a la velocidad de la luz, para los 48 eventos seleccionados (histograma en negro), comparado con la superposición de los picos de las formas de onda correlacionados con los eventos detectados (histograma en gris).

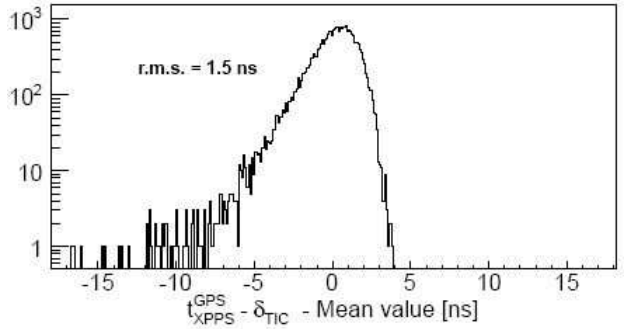


FIG. 4.— Estabilidad del sistema durante la medida: cada 10 minutos el tiempo de transito de un contador “Super-Set” fue medido.

La estabilidad a largo plazo de la configuración experimental está monitoreada durante la medición mediante la activación el LED en uno de los contadores del Super-Set, cada 10 minutos y midiendo el retardo de la cadena (ver Figura 4). Durante todo el período de las mediciones, el sistema tuvo una fluctuación con una r.m.s. = 1.5 ns. La asimetría de la distribución se debe a prepulsos PMT (21).

Las incertidumbres sistemáticas asociadas a la medición de δ_t se resumen en la Tabla 1. La línea de base entre el CERN y el LVD se conoce con una incertidumbre inferior a 0.3 ns. De hecho, los neutrinos muónicos inducidos que son la causa de los

TABLA 1
FUENTES DE LAS INCERTIDUMBRES SISTEMÁTICAS EN LAS MEDIDAS.

Incertidumbres sistemáticas	ns	Dist. de Error
Baseline (< 10 cm)	< 0.3	Gaus.
Const. de corr. en el CERN	2.0	Gaus.
Calibración BCT	1.0	Gaus.
Calibración de tiempo de enlace	1.1	Gaus.
Prescs. de sinc. de GPS	1.0	Gaus.
Correc. de tiempo de trans. PMT	0.4	Gaus.
Calin. abs. de tiempo de trans.	1.5	Plana
Largo de Fibra Óptica	0.5	Gaus.
Tiempo de vida de Fluores.	0.6	Exp.
Error Sist. Total	± 3.2	

eventos en el Super- Set se pueden generar a distancias hasta de varios cientos de metros del LVD. Esto acorta la línea base real de los neutrinos, ya que parte de la distancia se recorre por muones de diferentes energías. Este efecto fue analizado a través de simulaciones de Monte Carlo y tiene un impacto insignificante en la medición. Los retrasos constantes en el CERN dan una incertidumbre adicional de 2.0 ns. La incertidumbre debida al tiempo del sistema de intercalibración ha sido medida (15) y es de 1.1 ns. También se ha medido, el retraso entre el tiempo de extracción de protones y el registro de las formas de onda por un digitalizador BCT, con una incertidumbre de 1.0 ns. La corrección de la variable δ_{LVD} (que es dependiente de la energía y el contador) introduce una incertidumbre sistemática adicional de 0.4 ns, evaluados a través la propagación de la señal de energía asociada a la medición. Por último, los tres últimos términos de la Tabla I están relacionados con las correcciones constantes en la calibración del tiempo absoluto de los contadores del Super set. Representan el retardo de tiempo desconocido entre el desencadenante y la generación de luz LED: 2.6 ± 1.5 ns; la incertidumbre asociada a la longitud de la fibra óptica, 0.5 ns, y la diferencia entre la respuesta del detector de luz LED y de ionización de las partículas de 1.1 ± 0.6 ns (el tiempo de decaimiento de centelleo es $\tau = 3.32$ ns (11)). Sumando cuadráticamente todas esas contribuciones, se obtiene una incertidumbre sistemática total de 3.2 ns.

5. CONCLUSIONES

Hemos presentado la medición de la velocidad de los neutrinos con el experimento LVD, a través de la detección del haz de neutrinos muónicos CNGS. Durante 10 días de medidas del haz agrupado, el LVD ha detectado 190 eventos en coincidencia con los neutrinos del haz. De esos eventos, 79 han involucrado al menos un contador en el Super- set, que es un conjunto de 58 contadores actualizados para mediciones precisas del tiempo. A fin de limitar las

fuentes sistemáticas de incertidumbre, se han aplicado cortes de calidad a estos eventos. Los 48 eventos resultantes se han utilizado para determinar el tiempo de vuelo de ν_μ con $\langle E \rangle = 17$ GeV en la línea de base CNGS. Se encontró que la desviación prevista del tiempo de la propagación a la velocidad de la luz es:

$$\delta t = 0.9 \pm 0.6_{stat} \pm 3.2_{sys} ns. \quad (6)$$

El límite de confianza del 99% correspondiente en la velocidad de neutrino es:

$$-3.8 \times 10^{-6} < (v_\nu - c)/c < 3.1 \times 10^{-6}. \quad (7)$$

Estos valores son un orden de magnitud inferior a las mediciones previas directas. Mediante el uso de la energía media del haz de neutrinos, $\langle E \rangle = 17$ GeV, se encuentra un límite para la masa relativista de neutrinos:

$$m_{\nu_\mu} < 47 MeV/c^2 (99\% C.L.). \quad (8)$$

AGRADECIMIENTOS

Esta medición fue posible por el esfuerzo de G. Di Carlo, S. Parlati y P. Spinnato del Centro de Cómputo LNGS; G. Korga, de la Colaboración Borexino; P. Álvarez y J. Serrano del personal del CERN; G. Cerretto, V. Pettiti y C. Plantard del INRIM Torino; Héctor Esteban del Real Instituto y Observatorio de la Armada (ROA), San Fernando, España y la División de Electrónica INFN Torino. Agradecemos a F. Vissani por las discusiones de gran valor para nuestro trabajo.

6. NOTA AÑADIDA EN LA PRUEBA

Recientemente hemos recibido los datos de otro proyecto acerca de una nueva medición del Δ_{const}^{CERN} , es decir, la suma de los retrasos constantes en el CERN (Sanchez). El nuevo valor es: $\Delta_{const}^{CERN} = 9522.4 \pm 2.0$ ns. Utilizando este valor, nuestro resultado se convierte en:

$$\delta t = -0.3 \pm 0.6_{stat} \pm 3.2_{sys} ns.$$

La diferencia respecto de los resultados previos está dentro del rango de nuestras incertidumbres. El límite correspondiente a la velocidad del neutrino con 99% C.L., se hace más restrictivo:

$$-3.3 \times 10^{-6} < (v_\nu - c)/c < 3.5 \times 10^{-6}$$

y para la masa del neutrino:

$$m_{\nu_\mu} < 44 MeV/c^2 (99\% C.L.).$$

REFERENCIAS

- [1] Adam et al. Adam T. et al. [OPERA Coll.] (2007) and arXiv:1109.4897
[2] Adamson P. et al. [MINOS Collaboration] (2007), *Phys. Rev. D* **76**, 072005 and arXiv:0706.0437
[3] Agafonova N. Yu. et al. (2007), *Eur. Phys. J. C* **52**, 849
[4]—. (2008), *Astropart. Phys.* **28**, 516
[5]—. (2012), *Eur. Phys. J. C* **127**, 71
[6] Aglietta M. et al. (1992), *Il Nuovo Cimento A* **105**, 1793

- [7]—. (2004), *NIM A* **516**, 96
- [8]Alekseev E. N., Alekseeva L. N., Krivosheina I. V. & Volchenko V. I. (1988), *Phys. Lett. B* **205**, 209
- [9]Alspector J. et al. (1976), *Phys. Rev. Lett.* **36**, 837
- [10]Antonello M. et al. (2012), *Phys. Lett. B* **713**, 17
- [11]Barabanov I. R. et al. (2010), *JINST* **5**, 04001
- [Barzaghi]Barzaghi R. (*private communication*)
- [13]Bigongiari A., Fulgione W., Passuello D., Saavedra O. & Trincherro G. (1990), *NIM A* **288**, 529
- [14]Bionta M. et al. (1987), *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1494
- [15]Caccianiga B. et al. (2012), submitted to *JINST* and arXiv:1207.0591
- [16]CERN. (2011), *Bulletin*, 45
- [17]—. BE/CO, (2012)
- [18]Hirata K. et al. (1987), *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1490
- [19]Kalbfleisch G. R., Baggett N., Fowler E. C. & Alspector J. (1979), *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1361
- [20]Longo M. J. (1987), *Phys. Rev. D* **36**, 3276
- [21]Lubsandorzhev B. K., Pokhil P. G., Vasiljev R. V. & Wright A. G. (2000), *NIM A* **442**, 452
- [22]The OPERA Collaboration, (2012), *NEUTRINO 2012 Conf. Proceedings*, (in press.)
- [23]Pagliaroli G., Vissani F., Coccia E. & Fulgione W. (2009), *Phys. Rev. Lett.* **103**, 0311102
- [24]Pas H., Pakvasa S. & Weiler T. J. (2005), *Phys. Rev. D* **72**, 095017
- [Sanchez]Sanchez P. A. (*private communication*)
- [26]Thomas S. A., Abdalla F. B., & Lahav O. (2010), *Phys. Rev. Lett.* **105**, 031301
- [27]Zichichi A. (2012), *Int. J. Mod. Phys. A* **27**, 1230017
- [28]—. (2012), *La Rivista del Nuovo Cimento* **35**

DESCUBRIMIENTO DE LA OSCILACIÓN DE NEUTRINOS EN EL CANAL $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$,
RESULTADOS FINALES DEL EXPERIMENTO OPERA

FINAL RESULTS OF THE OPERA EXPERIMENT:
THE DISCOVERY OF NEUTRINO OSCILLATION IN THE $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ CHANNEL

EDUARDO MEDINACELI V.
para la colaboración OPERA
INFN Padova, Italia

RESUMEN

El experimento OPERA fue diseñado para la observación directa de la oscilación de neutrinos de tipo muónico (ν_μ) en neutrinos de tipo tauónico (ν_τ), en la modalidad de aparición, es decir detectando leptones τ producidos en la interacción a corriente cargada del ν_τ . El experimento tomó datos desde el 2008 al 2012 utilizando el haz de neutrinos CERN - Gran Sasso. En este período OPERA detectó cinco eventos candidatos de ν_τ ; considerando el fondo y el número total de eventos detectados se determinó el descubrimiento de las oscilaciones $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ en la modalidad de observación directa, con una significancia mayor a 5σ . Este artículo es una adaptación del reciente anuncio de descubrimiento de la colaboración OPERA (Agafanova et al. 2015); aquí se incluye un mayor énfasis en la descripción del aparato experimental.

ABSTRACT

The OPERA experiment was designed for the direct observation of neutrino oscillation of the muonic neutrino (ν_μ) into the tauonic neutrino (ν_τ) where τ leptons are produced by the interaction through charged current of ν_τ . The experiment recorded data, from 2008 to 2012, using a neutrino beam, CERN - Gran Sasso, during this period OPERA detected 5 event candidates. Considering the background and the total number of detected events the oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ was determined directly with a standard deviation of 5σ . In this article we give a thorough description of the experimental apparatus and details related to the reported OPERA discovery (Agafanova et al. 2015).

1. INTRODUCCIÓN

El Modelo Estándar (ME) de la física de partículas establece que existen tres familias de neutrinos (auto-estados de sabor) asociadas al leptón producido en la interacción en la cual viene generado; tipo electrónico (ν_e), tipo muónico (ν_μ) y tipo tauónico (ν_τ). Establece además los tipos de interacción débil mediante las cuales interaccionan; estas pueden ser de corriente cargada (CC) en la cual viene producido un leptón eléctricamente cargado, o de corriente neutra (NC) sin la producción del leptón eléctricamente cargado. Cada uno de estos estados es igual a la combinación lineal de auto-estados de masa (ν_1, ν_2, ν_3) $|\nu_\mu\rangle = \sum_i U_{\mu i} |\nu_i\rangle$, $\mu = \mu, e, \tau$; $i = 1, 2, 3$; donde $U_{\mu i}$ es la matriz unitaria de PMMN (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) que es una función de los siguientes parámetros de oscilación: tres ángulos de mezcla $\theta_{23}, \theta_{13}, \theta_{12}$ y una fase δ_{CP} denominada delta de Carga-Paridad CP. Cada uno de los ángulos de mezcla está relacionado con neutrinos de distinta naturaleza, teniendo en cuenta el origen de los mismos, que a su vez es función de la energía del tipo de proceso que describe su producción. Estos son θ_{23} que está asociado a neutrinos de tipo atmosférico,

generados en la interacción de rayos cósmicos con la atmósfera terrestre; θ_{12} que está relacionado con neutrinos producidos en cadenas de decaimiento de partículas del Sol; θ_{13} y δ_{CP} están asociados a neutrinos generados en reactores nucleares. Hasta ahora no se ha podido determinar el valor absoluto de los auto-estados de masa, y se tienen solo límites superiores a las diferencias de masas entre los auto-estados: $\Delta m_{2-3}^2 \equiv \Delta m_{atm}^2 \sim 3 \times 10^{-3} eV^2$ llamado delta atmosférico y $\Delta m_{1-2}^2 \equiv \Delta m_{sol}^2 \sim 8 \times 10^{-5} eV^2$ llamado delta Solar. Esto lleva a la ambigüedad denominada problema de la jerarquía de masas, en la cual se tienen los siguientes casos, $\Delta m_{atm}^2 > \Delta m_{sol}^2$ llamada jerarquía normal o $\Delta m_{atm}^2 < \Delta m_{sol}^2$ conocida como jerarquía invertida.

Transiciones de sabor entre estas familias de neutrinos durante su propagación $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}$, fenómeno gobernado por la mecánica cuántica, fueron propuestos hace más de 50 años (Maki et al. 1926; Pontecorvo 1967) en extensiones del modelo estándar. Una condición necesaria para que este proceso exista es que los neutrinos tengan una masa diferente de cero, lo cual es prohibido en el ME. Distintos experimentos con neutrinos solares, atmosféricos, de

reactor y producidos artificialmente en aceleradores de partículas han contribuido a entender estas transiciones conocidas como “oscilación de neutrinos” (Fukuda et al. 1989; Abe et al. 2006; Wendell et al. 2010; Ahmad et al. 2001; Allison et al. 2005; Ambrosio et al. 2004; Ahn et al. 2006; Abe et al. 2008; Adamson et al. 2011). Dichos experimentos observaron un fuerte déficit en el flujo esperado de neutrinos de una determinada familia. A pesar de esto una confirmación unívoca sin lugar a ambigüedades de la oscilación de neutrinos considerando los tres sabores en el sector atmosférico era necesaria; por lo tanto se requería una observación directa.

Considerando el caso de la oscilación de neutrinos de dos familias, la probabilidad de oscilación de un sabor ν_α a otro ν_β viene descrita mediante $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 L}{E_\nu} \right)$ que es una función de los parámetros de mezcla del proceso considerado θ , y Δm^2 , la distancia recorrida del neutrino antes de oscilar L (baseline) y la energía inicial del haz de neutrinos E_ν .

El experimento OPERA, acrónimo en inglés de “Oscillation Project with Emulsion Racking Apparatus”, fue diseñado para la detección directa de $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ en la modalidad de aparición, a través de la detección directa del leptón τ producido en las interacciones de tipo CC. Dicho leptón τ tiene una vida media muy breve después de la cual decae con una de los siguientes modos de decaimiento (en paréntesis son indicados las respectivas fracciones de ramificación branching ratios): $\tau^- \rightarrow e^- + \nu_\tau$ (17.8%) llamado electrónico, $\tau^- \rightarrow \mu^- + \nu_\tau$ (17.4%) llamado muónico o en una de las siguientes canales hadrónicos $\tau^- \rightarrow h^- + \nu_\tau$ (49.5%), $\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ + \nu_\tau$ (15.2%).

OPERA utiliza una baseline grande de ~ 732 km, y un haz de neutrinos de tipo ν_τ con una muy baja contaminación de otras familias ($\nu_e/\nu_\mu \sim 0.8\%$, $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu \sim 2.0\%$, $\bar{\nu}_e/\nu_\mu \sim 0.05\%$, ν_τ despreciable), con una energía media de 17 GeV; además la observación se realizó utilizando un rango de masa del orden de los neutrinos atmosféricos, es decir $\Delta m_{23}^2 \sim 10^{-3} eV$ y $\theta_{23} \sim \pi/4$ (Agafanova et al. 2012a).

OPERA funcionó desde el año 2008 al 2012 en el laboratorio subterráneo del Gran Sasso, en condiciones de bajo nivel de fondo (con una reducción del flujo de rayos cósmicos de un factor 10^6) con una fracción señal-fondo de alrededor de ~ 10 .

2. HAZ DE NEUTRINOS, DETECTOR Y MUESTRA DE DATOS

El haz de neutrinos de tipo muónico de OPERA denominado CNGS (del inglés CerN to Gran Sasso) es generado partiendo en el laboratorio CERN (Ginebra, Suiza) de un haz de protones (400 GeV/c) incidente en un blanco de grafito en el cual son producidos los mesones $\kappa^{+/-}$ y $\pi^{+/-}$; los mesones de carga positiva decaen en μ^+ y ν_μ y en un túnel de decaimiento largo de 1 km. Luego son focalizados y dirigidos hacia el detector de OPERA (Assergi, Italia) (Agafanova et al. 2012a). En todos los años en los cuales se realizaron medidas se obtuvo una

exposición que corresponde a 17.97×10^{19} protones incidentes en el blanco, resultando en 19505 interacciones de neutrino en el volumen eficaz del detector.

El blanco del detector OPERA está compuesto de una gran cantidad de plomo, que se halla distribuido en una estructura compuesta junto a material sensible al paso de partículas cargadas (emulsión nuclear). La topología de la interacción de los neutrinos es registrada en el detector denominado ECC (Emulsion Cloud Chamber), a los cuales llamaremos “brick” (ladrillo). Cada brick tiene una resolución espacial sub-micrométrica; y está compuesto de 56 láminas de plomo con un espesor de 1 mm, intercaladas con 57 películas de emulsión nuclear con un espesor de $\sim 300 \mu m$ (compuesta de dos capas sensibles de $\sim 45 \mu m$ depositadas en los extremos de una base plástica de $\sim 200 \mu m$ de espesor). La sección eficaz de cada brick es de $12.7 \times 10.2 cm^2$, posee un espesor de 7.5 cm que corresponde aproximadamente a 10 distancias de atenuación y tiene una masa de 8.3 kg. Con ayuda de los bricks, el momento de las partículas cargadas puede ser determinado midiendo la dispersión múltiple de Coulomb (Multiple Coulomb Scattering) en las placas de plomo (Agafanova et al. 2012b). Un pequeño contenedor de dos películas de emulsión nuclear (Changeable Sheet, CS) es adherido al brick en la cara opuesta a la dirección de incidencia del haz de neutrinos (Amokhina et al. 2008) (dirección referida de ahora en adelante como downstream); el CS es analizado antes del brick para verificar que la interacción ocurra efectivamente ahí, en caso contrario el brick es re insertado en el detector para no disminuir la masa total del blanco. Cada brick es un detector independiente (stand-alone) con una resolución sub-micrométrica, con el cual se puede reconstruir tridimensionalmente la topología de la interacción de neutrino.

El detector OPERA está formado por un blanco segmentado compuesto de alrededor de 150000 bricks (~ 9 millones de emulsiones nucleares), con una masa total de ~ 1.25 kTon. El blanco está formado de dos super módulos (SM) idénticos, cada uno de ellos formado de 31 paredes de bricks (walls). Detrás (downstream) de cada pared existen dos planos ortogonales de detectores electrónicos, llamados Target Trackers (TT trazadores del blanco); estos están hechos de conjuntos de cuerdas centelantes anchas 2.6 cm, las cuales detectan la posición y la energía depositada por partículas cargadas eléctricamente (Adam et al. 2007). Con ayuda del registro del paso de estas partículas cargadas, es posible reconstruir sus trayectorias tridimensionalmente.

Un espectrómetro de 1.2 T formado de un núcleo de Hierro equipado con planos de detectores de tipo resistivo (RPC Resistive Plate Chambers) y tubos a deriva está montado detrás de cada SM. Los espectrómetros son utilizados para identificar muones, determinar su carga y medir su momento con una precisión del 20% (Acquafredda et al. 2009). La figura 1 es una foto del detector donde se muestran

sus componentes principales descritos.

Una traza 3D de una partícula es etiquetada como un μ si el producto de su largo por la densidad de material atravesado supera los $660g/cm^2$ (Acquafredda et al. 2009). Un evento es clasificado como 1μ si contiene por lo menos una traza etiquetada como μ o si el número de planos de TT más RPC que contienen una señal es mayor de 19. El conjunto complementario de eventos es clasificado como 0μ . La correlación momentum-range (distancia total hasta cuando la partícula se detiene), la pérdida de energía cerca del punto donde la partícula se detiene y eventualmente la etiquetación del tipo de interacción o de la topología de decaimiento, pueden contribuir a definir la naturaleza muónica de la traza por encima del rendimiento del detector electrónico.

El análisis descrito posteriormente comprende solamente eventos de tipo 0μ y 1μ con momento del muón menor a $15\text{ GeV}/c$, selección que permite disminuir el fondo. El procedimiento comienza con el uso de la configuración del señal en los TT para la determinación del brick que posiblemente puede contener la interacción del neutrino (Gornushkin et al. 2015). Los bricks seleccionados son ordenados en orden decreciente de acuerdo a la probabilidad de contener el vértice de interacción. El brick más probable, llamado de ahora en adelante primer brick es extraído del blanco. Si la interacción no esreconstruida en este brick, se extrae el siguientebrick del ranking (segundo brick). Una vez que el vértice primario se encuentra, se realiza un scan en las emulsiones nucleares en un volumen de $2cm^3$ alrededor de dicho punto. A este volumen de datos digitales se aplica un procedimiento llamado búsqueda de decaimientos (“decay search”) con la cual se buscan leptones de tipo τ u otras partículas con una vida media breve (Agafanova et al. 2010). Detalles de este procedimiento se pueden encontrar en (Agafanova et al. 2014).

La figura 2 muestra como ejemplo la reconstrucción del primer evento candidato ν_τ detectado en OPERA. En esta interacción el leptón τ que decae en el canal hadrónico ($\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$). En la figura se puede apreciar el vértice de interacción primaria del ν_τ compuesto de 7 trazas, donde es generado el leptón τ (traza diseñada con color rojo) que decae en el hadrón ρ y un ν_τ no visible. La partícula ρ decae inmediatamente en π^- (etiquetado daughter en el diseño) produciendo dos rayos γ etiquetados γ_1 y γ_2 . Detalles acerca de este evento se pueden encontrar en (Agafanova et al. 2010).

En este artículo se presentan los resultados correspondientes al análisis del primer y segundo brick registrados en OPERA. El número de eventos completamente analizados correspondientes a cada año de toma de datos está indicado en la tabla 1.

3. RESULTADOS - ESTIMA DE LA SEÑAL Y DEL FONDO

El número n_i de candidatos ν_τ correspondiente a cada uno de los canales i de decaimiento del τ es considerado como un proceso Poissoniano (descrito de acuerdo a la estadística de Poisson) independi-

TABLA 1

NÚMERO TOTAL DE PROTONES EN EL BLANCO (P.O.T), NÚMERO DE EVENTOS UTILIZADOS EN ESTE ANÁLISIS, Y NÚMERO DE CANDIDATOS ν_τ ENCONTRADOS EN CADA AÑO DE TOMA DE DATOS.

	2008	2009	2010	2011	2012	Total
p.o.t. (10^{19})	1.74	3.53	4.09	4.75	3.86	17.97
0μ	149	253	268	270	204	1144
1μ	542	1020	968	966	768	4264
total eventos	691	1273	1236	1236	972	5408
candidatos ν_τ	-	1	-	1	3	5

ente, con valores de expectación $\mu s_i + b_i$. El número esperado de eventos de señal s_i y fondo b_i se hallan en la Tabla 2; el índice que indica la fuerza de la señal μ “signal strenght factor” es un parámetro multiplicativo constante para la expectación de la señal. La hipótesis de solo fondo corresponde a $\mu = 0$, y el señal nominal a $\mu = 1$.

La significancia de los candidatos ν_τ observados es evaluada como la probabilidad que el fondo pueda producir una fluctuación mayor o igual a los datos observados. Dos pruebas estadísticas (tests) fueron aplicadas para hacer este cálculo; en ambos casos, los valores estadísticos de prueba de los datos observados son comparados con distribuciones de muestra obtenidas con pseudo-experimentos.

El primer *test* estadístico está basado en el método de Fisher. Para la hipótesis de solo fondo, los p -valores p_i de cada canal individual (calculado como la intergral de la distribución de Poisson para valores mayores o iguales del número de candidatos observados) son combinados en el estimador $p^* = \prod_i p_i$ (Sato 2014; CDF 2007). De la comparación del número de eventos observado p_{datos}^* con el muestreo de las distribuciones de p^* , la significancia (de un solo lado one-side significance) igual a 5.1 desviaciones estándar (σ) es obtenida, correspondiendo a una probabilidad de la fluctuación del fondo de 1.1×10^{-7} .

El segundo *test* estadístico está basado en el perfil de un solo lado one-sided profile likelihood ratio $\lambda(\mu)$ (Olive et al. 2014). Este *test* es utilizado para cuantificar la discrepancia entre los datos y un cierto valor hipotético de μ . La significancia, entendida como el nivel de desacuerdo entre los datos observados y la hipótesis $\mu = 0$, es calculada comparando $\lambda_{datos}(\mu = 0)$ con la correspondiente distribución muestreada de $\lambda(\mu = 0)$. La verosimilitud likelihood L que incluye términos Gaussianos para tener en cuenta la incertidumbre del fondo, es

$$L = \prod_{i=0}^4 \text{Poisson}(n_i | \mu s_i + \beta_i) \text{Gauss}(\beta_i | b_i, \sigma b_i),$$

donde σb_i es la incerteza del fondo para cada canal i (de la Tabla 2) y β_i son los parámetros del fondo modelados siguiendo una función Gaussiana. Dos aplicaciones del mismo método fueron utilizados, una basada en un algoritmo personalizado y la otra basada en RooStats (TWIKI.CERN 2016); ambas

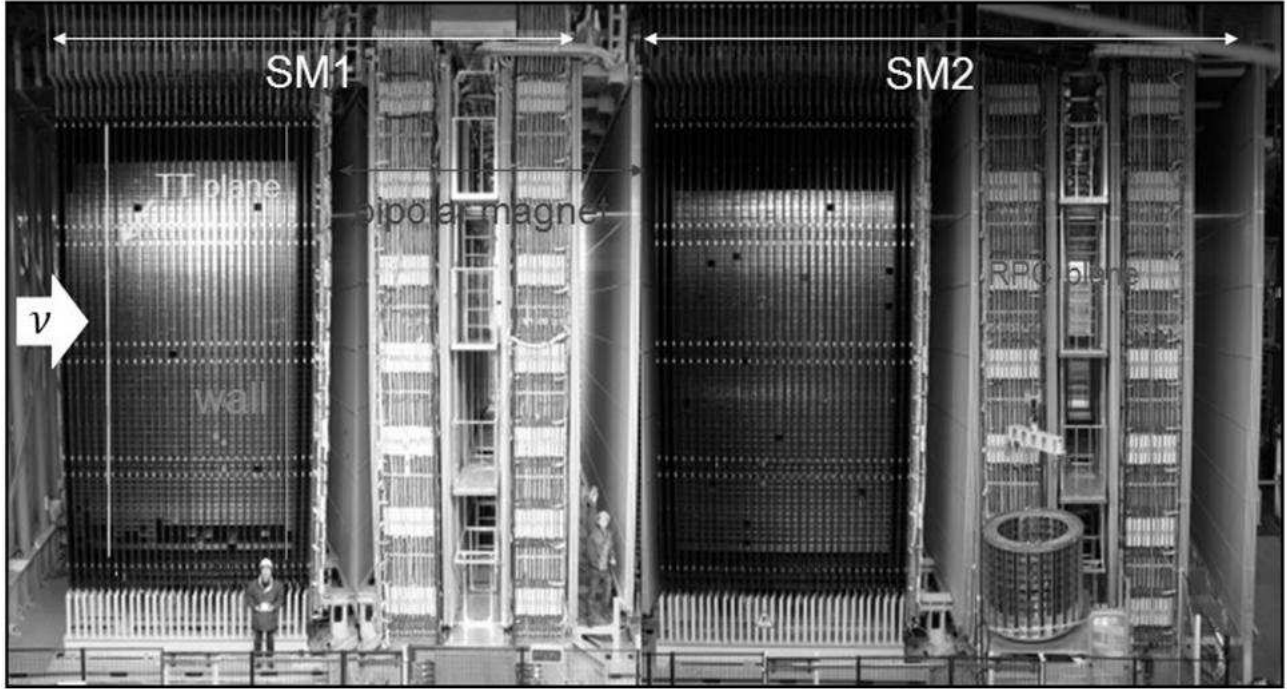


FIG. 1.— Detector de OPERA, la dirección de arriba del haz de neutrinos está indicada con una flecha. El detector tiene una estructura modular, donde cada super módulo es idéntico SM1 y SM2. Cada SM está formado por una zona de blanco constituida de 31 paredes de bricks (walls), instrumentados con planos de detectores de tipo trazante (TT plane). Detrás del blanco se halla un espectrómetro (bipolar magnet) equipado con planos de detectores de tipo resistivo (RPC plane).

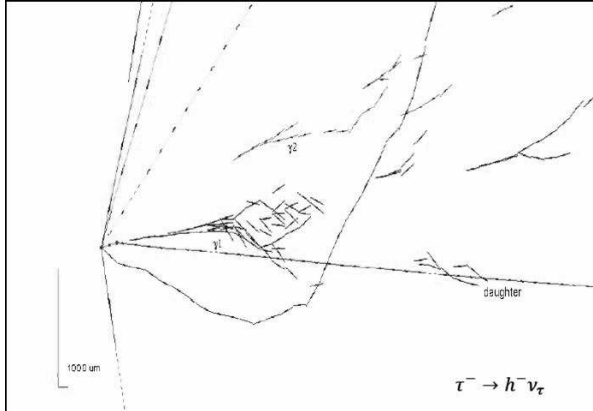


FIG. 2.— La figura muestra como ejemplo, uno de los eventos candidatos de la oscilación $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. En particular la reconstrucción del primer candidato ν_τ detectado en OPERA. La interacción del τ se da en el canal hadrónico ($\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau$). Son apreciables el vértice de interacción primaria compuesto de 7 trazas y el vértice de decaimiento en el cual son producidos el hadrón π^- (daughter) y dos rayos γ (γ_1 y γ_2).

dieron una significancia de 5.1 desviaciones estándar.

Un simple test de compatibilidad entre los datos observados con el valor esperados, considerando la hipótesis de la oscilación de neutrinos ($\mu = 1$) es dado dal mejor fit del signal strenght con un nivel de confianza del 90%, $\mu = 1.8_{-1.1}^{+1.8}$, que es consistente con la unidad. Otro test fué hecho utilizando pseudo-experimentos para muestrear la distribución de los datos asumiendo $\mu = 1$ y teniendo en cuenta las incertidumbres dela señal esperada y del fondo. La probabilidad de que los datos sean menos similares o iguales a los eventos observados es igual a 6.4%.

Si consideramos el número total de candidatos ν_τ sin tener en cuenta la distribución en diferentes canales de decaimiento, la probabilidad de obtener 5 o más eventos con una expectación dela señal de 2.64 y un fondo de 0.25 eventos es del 17% teniendo en cuenta la estadística de Poisson.

Un intervalo de confianza del 90% para Δm_{23}^2 fue estimado con tres diferentes métodos, usando el profile likelihood ratio, el método de Feldman-Cousins, y usando estadística Bayesiana. Asumiendo una condición de mezcla máxima, el mejor fit es $\Delta m_{23}^2 = 3.3 \times 10^{-3} eV^2$ con un intervalo de confianza del 90% $[2.0, 5.0] \times 10^{-3} eV^2$, las diferencias entre los tres métodos son despreciables (Agafanova et al. 2015).

4. CONCLUSIONES

Se presentan aquí los resultados del análisis de la muestra de datos correspondiente al primer y segundo brick más probable considerando los 5 años de toma de datos. Dado el bajo nivel de fondo y el número de candidatos ν_τ encontrados, se reporta el descubrimiento de la aparición de ν_τ en el haz de neutrinos CNGS con una significancia de 5.1 σ (Agafanova et al. 2015).

AGRADECIMIENTOS

Agradesco a los editores de la revista Boliviana de Física por la invitación que me hicieron para comunicar los recientes resultados del experimento OPERA. Me parece importante la iniciativa de la revista de divulgar distintos aspectos de la física experimental como en este caso la física del neutrino.

TABLA 2
NÚMERO DE EVENTOS DE SEÑAL Y FONDO ESPERADOS CORRESPONDIENTES A LA MUESTRA DE DATOS UTILIZADOS EN ESTE ANÁLISIS.

canal de decaimiento	charm	re-interacción hadrónica	gran scattering μ	total	señal esperada	observada
$\tau \rightarrow 1h$	0.017 ± 0.003	0.022 ± 0.006	-	0.04 ± 0.01	0.52 ± 0.10	3
$\tau \rightarrow 3h$	0.17 ± 0.03	0.003 ± 0.001	-	0.17 ± 0.03	0.73 ± 0.14	1
$\tau \rightarrow \mu$	0.004 ± 0.001	-	0.0002 ± 0.0001	0.004 ± 0.001	0.61 ± 0.12	1
$\tau \rightarrow e$	0.03 ± 0.01	-	-	0.03 ± 0.01	0.78 ± 0.16	0
total	0.22 ± 0.04	0.02 ± 0.01	0.0002 ± 0.0001	0.25 ± 0.05	2.64 ± 0.53	5

Finalmente doy las gracias a la Lic. Verónica Subieta F. que me ayudó en la edición de este artículo.

REFERENCIAS

- Abe K. et al. (Super-Kamiokande Collab.) (2006), *Phys. Rev. Lett.* **97**, 171801
- Abe S. et al. (KamLAND Collab.) (2008), *Phys. Rev. Lett.* **100**, 221803
- Acquafredda R. et al. (OPERA Collab.) (2009), *JINST* **4**, 04018
- Adam T. et al. (OPERA Collab.) (2007), *Nucl. Instr. Meth. A* **577**, 503
- Adamson P. et al. (MINOS Collab.) (2011), *Phys. Rev. Lett.* **106**, 181801
- Agafanova N. et al. (OPERA Collab.) (2010), *Phys. Rev. Lett.* **B 691**, 138
- (OPERA Collab.) (2012)a, *New J. Phys.* **14**, 033017
- (OPERA Collab.) (2012)b, *New J. Phys.* **14**, 013026
- (OPERA Collab.) (2014), *Eur. Phys. J. C* **74**, 2986
- (OPERA Collab.) (2015), *Phys. Rev. Lett.* **115**, 121802
- Ahmad Q. R. et al. (SNO Collab.) (2001), *Phys. Rev. Lett.* **87**, 071301
- Ahn M. H. et al. (K2K Collab.) (2006), *Phys. Rev. D* **74**, 072003
- Allison W. W. M. et al. (Soudan2 Collab.) (2005), *Phys. Rev. D* **72**, 052005
- Ambrosio M. et al. (MACRO Collab.) (2004), *Eur. Phys. J. C* **36**, 323
- Amokhina A. et al. (OPERA Collab.) (2008), *JINST* **3**, 07005
- Fukuda Y. et al. (Super-Kamiokande Collab.) (1989), *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562
- Gornushkin Y. A., Dmitrievsky S. G. & Chukanov, A. V. (2015), *Phys. Part. Nucl. Lett.* **12**, 89
- Maki Z., Nakagawa M. & Sakata S. (1926), *Prog. Theor. Phys.* **28**, 870
- CDF/MEMO/STATISTICS/PUBLIC/8662. (2007), <http://www-cdf.fnal.gov/luc/statistics/cdf8662.pdf>
- TWIKI.CERN. (2016), <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/RooStats/WebHome>
- Olive K. A. et al. (2014), (Particle Data Book) *Chin. Phys. C* **38**, 090001
- Pontecorvo B. (1967), *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **53**, 1717
- Sato O. (2014), *OPERA Public note N.* **73**
- Wendell R. et al. (Super-Kamiokande Collab.) (2010), *Phys. Rev. D* **81**, 092004

EL PROYECTO ALPACA

THE ALPAC PROJECT

MASATO TAKITA

Institute for Cosmic Ray Research
University of Tokio
5-1-5 Kashiwanoha, Kashiwa
Chiba Prefecture - Japan

Buenas tardes, me llamo Masato Takita.

Antes que nada quiero agradecer a las autoridades por invitarme a esta “conferencia” y es un honor y placer hablar ahora sobre el nuevo experimento ALPACA cuya sigla significa Andes Large area Particle detector for Cosmic ray physics and Astronomy.

El proyecto ALPACA está compuesto por 26 físicos, excluyendo estudiantes. Actualmente, consta de seis físicos bolivianos y 20 físicos japoneses.

Esta diapositiva muestra el descubrimiento de los rayos cósmicos por Viktor Hess en el año 1912. En la fotografía de la derecha, podemos observar a Viktor Hess, que está subiéndose al globo aerostático.

Pero, ¿qué son los rayos cósmicos?

Los rayos cósmicos son partículas que vienen del espacio exterior, por ejemplo, núcleos de hidrógeno, helio, carbono, nitrógeno, oxígeno y hierro.

En la fotografía superior podemos ver nuestra galaxia, y el centro de la galaxia está donde está apuntando ahora. Nuestra Tierra está ubicada en este lugar.

El origen de los rayos cósmicos debería de estar en algún lugar de nuestra galaxia. El origen más probable de los rayos cósmicos es en las supernovas.

Pero no sabemos dónde se ubica en este momento. Es muy difícil ubicar el origen de los rayos cósmicos. Este es el origen de los rayos cósmicos, en la explosión de una supernova y esa es nuestra Tierra.

Dado que los rayos cósmicos son partículas cargadas, debido a la presencia de los campos magnéticos en la galaxia, su trayectoria es bastante errática. Y la dirección original está representada por esta flecha amarilla. Pero los rayos cósmicos pierden su dirección original, debido a los campos magnéticos en nuestra galaxia.

Entonces, ¿qué podemos hacer?

Algunas veces los rayos cósmicos interactúan con la materia que rodea su origen, y producen rayos gama de alta energía. Como saben, los rayos gamma son partículas de carga eléctrica neutra, por lo van directamente a la Tierra. Entonces es importante observar los rayos gamma para determinar el origen de los rayos cósmicos.

Entonces, el propósito principal de ALPACA será localizar el origen de los rayos cósmicos, que sigue siendo un misterio desde el descubrimiento de os

rayos cósmicos en 1912, al detectar rayos gamma de mucha energía provenientes de su origen. Los rayos gamma son fotones de mucha energía, con mucha más energía que los rayos X.

Por qué en Bolivia?

Necesitamos una planicie de mucha altura, mayor a 4000 metros. Por qué? Porque los rayos cósmicos se absorben en la atmósfera antes de alcanzar el nivel del mar. Otro motivo es que el centro de la galaxia se puede ver desde el hemisferio sur, en cambio, no se puede ver desde el hemisferio norte. Y por qué estudiar el centro galáctico? Porque es el mejor candidato para el origen de los rayos cósmicos.

Y el tercer motivo es que existe una larga tradición de colaboración entre Bolivia y Japón, desde 1962 en el campo de los rayos cósmicos, por ejemplo el experimento BASJE. Este será el sitio experimental, ubicado en el cerro Estuquería; ese soy yo.

Este es un bosquejo del experimento ALPACA, estos pequeños cuadrados negros representan los detectores de escintilador plástico de un metro cuadrado, y el área total de estos detectores de centelleo es de 83 mil metros cuadrados. Por debajo de los detectores de centelleo ubicaremos detectores de muones, bajo tierra. Este es un detector de agua, basado en el efecto Cerenkov, de la misma manera que el experimento Superkamiokande. El área total de los detectores bajo tierra será de 5 400 metros cuadrados.

Esta es una imagen del experimento ALPACA, que por supuesto no existe. En la imagen podemos ver el arreglo superficial de detectores de centelleo, y por debajo los detectores de muones.

La técnica de detección de rayos cósmicos que utilizará el experimento ALPACA es muy simple. Cuando los rayos cósmicos bombardean nuestra atmósfera, producen un chubasco de partículas compuesto por muchas, muchas partículas. Este detector de centelleo es capaz de detectar tales partículas. Cuando una partícula cargada golpea el detector, este detector produce una luz de centelleo; y el sensor de luz, similar a nuestro ojo, detecta la luz emitida por el centellador. Y seremos capaces de medir la energía del rayo cósmico y su dirección; utilizando este arreglo de detectores basados en el centelleo. Sin embargo existe un problema adicional, el que tenemos

que separar rayos cósmicos de rayos gamma.

Bueno, cómo podríamos separar los rayos cósmicos de los rayos gamma? Esta separación se puede realizar utilizando muones. No me pregunten qué es un muón, solamente sepan que es una partícula elemental. En cada segundo, un muón los golpea a ustedes, particularmente en la palma de su mano. Los chubascos producidos por los rayos cósmicos contienen muones. Por otra parte, los chubascos inducidos por rayos gamma del espacio no contienen

muones. Ahora entienden que por un lado los rayos cósmicos producen muchos muones, y por otro lado, los rayos gamma no producen muones. Este es el motivo por el que se colocarán detectores de muones bajo tierra. Nuestro experimento será muy, muy sensible en la región de 100TeV. Esta será la cosa principal que dirá en la última diapositiva: Gracias por escucharme, por favor apoyen el experimento ALPACA.

ACERCA DEL NUEVO PROYECTO DE RAYOS CÓSMICOS EN LAS CERCANÍAS DEL MONTE CHACALTAYA

THE NEW COSMIC RAYS PROJECT IN THE VICINITY OF MOUNT CHACALTAYA

H. M. RIVERA BRETTEL, P. MIRANDA LOZA, M. RALJEVIC, M. A. SUBIETA VÁSQUEZ, & R. TICONA
Instituto de Investigaciones Físicas, Carrera de Física
Universidad Mayor de San Andrés
c. 27 Cota-Cota, Campus Universitario, Casilla de Correos 8635
La Paz - Bolivia

RESUMEN

El Instituto de Investigaciones Físicas^a (IIF) de la Universidad Mayor de San Andrés y el Instituto para la Investigación de Rayos Cósmicos de Japón (ICRR, por sus siglas en inglés^b) de la Universidad de Tokio, encabezan una iniciativa para construir un observatorio en Bolivia, en las cercanías del monte Chacaltaya. El observatorio planeado no es uno convencional, pues detectaría rayos cósmicos provenientes del espacio exterior en lugar de luz visible. Los objetivos principales de este proyecto serían la astronomía gamma y el estudio de posibles cúmulos de materia oscura^c en nuestra galaxia. Los beneficios para nuestro país serían importantes, particularmente en los ámbitos de la ciencia, la tecnología y la educación.

ABSTRACT

The Physics Research Institute (IIF) of the University Mayor de San Andrés and the Institute for the Investigation of Cosmic Rays (ICRR), of the University of Tokyo, Japan are heading an initiative to build an observatory in the vicinity of Mount Chacaltaya, Bolivia. The planned observatory is no ordinary facility as it will detect cosmic rays from outerspace instead of visible light. The main objectives of the Project will be to study gamma astronomy and possible clusters of black material of our galaxy. The future benefits for Bolivia are important particularly for the development of science, technology and education

1. INTRODUCCIÓN

Los rayos cósmicos son partículas muy energéticas que viajan, casi a la velocidad de la luz, a través del Universo en el que vivimos. En su gran mayoría, los rayos cósmicos son átomos que han perdido la capa de electrones que los rodean, o en otras palabras, los rayos cósmicos son núcleos atómicos.

Estos rayos golpean la atmósfera terrestre provenientes del espacio exterior desde todas las direcciones posibles. Sus energías varían enormemente de un rayo a otro y, a bajas energías, virtualmente todos los rayos cósmicos provienen del Sol, originados en fenómenos solares como las denominadas llamaradas solares. A medida que se estudian rayos cósmicos de más y más energía se encuentran nuevas

fuentes que los producen, principalmente en nuestra galaxia¹. Una vez producidos en la fuente de origen, los rayos cósmicos comienzan su viaje a través de la Vía Láctea y, eventualmente, algunos de ellos llegan a la Tierra.

A pesar de que los rayos cósmicos han sido estudiados por más de un siglo, aún quedan muchos misterios acerca de su origen y propagación, especialmente a las energías más altas. Para aclarar dichos misterios es necesario hacer observaciones de tres de las características de estos rayos: su masa, su energía y su dirección de llegada. Los científicos utilizan observatorios de rayos cósmicos para determinar estas características con la mayor exactitud que les es posible.

Sin embargo, debemos notar que los rayos cósmicos son partículas con carga eléctrica y que el espacio exterior está lleno de campos magnéticos de intensidades y orientaciones muy cambiantes. De manera similar a la que un imán atrae un alfiler, los campos magnéticos de nuestra galaxia alteran las trayectorias de los rayos cósmicos, desviándolos de sus trayectorias originales y provocando la pérdida

^a Dependiente de la Carrera de Física de la Facultad de Ciencias Puras y Naturales, <http://www.fiumsa.edu.bo>

^b Institute for Cosmic Ray Research, <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/index.eng.html>

^c La materia oscura es una substancia que no interactúa con la luz (es decir, que es perfectamente transparente) y que contribuye con cerca al 27% de la masa total del Universo. En contraste, la materia normal que nos rodea contribuye sólo con 4%. La existencia de la materia oscura ha sido inferida de los efectos gravitacionales que ejerce sobre la materia visible, sus efectos sobre la estructura a gran escala del Universo y su influencia sobre la radiación cósmica de fondo.

¹ En la comunidad científica es bien sabido que tanto los remanentes de supernovas como los púlsares son emisores de rayos cósmicos.

de la información de la posición de la fuente que los generó. Por este motivo es muy importante hacer observaciones de rayos cósmicos que no tengan carga eléctrica, como por ejemplo, los rayos gamma.

Los rayos gamma son radiaciones electromagnéticas de mucha energía y son capaces de interactuar con los núcleos atómicos que nos rodean. Estos rayos juegan un rol especial en el contexto de la astrofísica pues, al carecer de carga eléctrica, no son afectados por los campos magnéticos y por ende apuntan a la fuente de donde provienen, de la misma manera que la luz visible señala la posición de la estrella que la emitió. En nuestra galaxia, el púlsar del Cangrejo es una fuente muy conocida de rayos gamma.

Hace mucho tiempo que los científicos están intrigados por el centro de la Vía Láctea. Dicho centro posee una colección de objetos astrofísicos únicos que incluyen a un agujero negro supermasivo, enormes cúmulos de estrellas, filamentos magnéticos y púlsares, por dar algunos ejemplos. *Recientemente se han descubierto dos burbujas gigantes de rayos gamma, cada una de un diámetro aproximado de 25000 años luz², en el centro de nuestra Vía Láctea. Es más, mediciones actuales parecen indicar un exceso de rayos gamma proveniente del centro galáctico. Dicho exceso podría asociarse a la presencia de materia oscura.*

Dada su cercanía a la ciudad de La Paz, su altura sobre el nivel del mar y la excelente visión que ofrece del centro galáctico, *el monte Chacaltaya y sus inmediaciones representan un candidato ideal para construir un observatorio de rayos gamma.*

2. EL LABORATORIO DE CHACALTAYA

El laboratorio de Chacaltaya es un establecimiento científico perteneciente a la Carrera de Física de la Universidad Mayor de San Andrés, donde principalmente se desarrollan dos tipos de actividades: estudios de rayos cósmicos y de física atmosférica. Este laboratorio es la estación científica en funcionamiento continuo más alta del mundo y ha producido notables resultados en el ámbito de la física.

Su fundación se debe en gran medida al descubrimiento del pión. El pión es una partícula subatómica cuya existencia fue predicha por el físico japonés Hideki Yukawa, en 1935. En 1947, científicos británicos, brasileños e italianos, liderados por Cecil Powell, realizaron medidas en el monte de Chacaltaya y descubrieron la existencia del pión predicho por Yukawa. Por este descubrimiento, Hideki Yukawa y Cecil Powell recibieron el premio Nobel de la física en 1949 y 1950, respectivamente. Pocos años después, se fundó el laboratorio de física de Chacaltaya. En los siguientes párrafos mencionaremos muy brevemente algunos de los experimentos más notables del laboratorio de Chacaltaya.

En la década de los 1970, gracias a un esfuerzo de científicos brasileños y japoneses, se construyó

² Un año luz es aproximadamente igual a 9 460 730 472 581 km.

una cámara de emulsiones con la cual se produjeron, entre otras cosas, los llamados eventos Centauro. Estos eventos eran bastante inusuales en sus características y permanecieron como un misterio durante casi 30 años, con explicaciones que incluían la creación de agujeros negros en miniatura. Finalmente, a inicios de este siglo de les dio una explicación más convencional.

El grupo SYS (Saitama - Yamanashi - San Andrés) operó un experimento de emulsiones nucleares e hicieron algunos descubrimientos acerca de las multiplicidades hadrónicas, resultados que fueron confirmados seguidamente por el experimento KASKADE en Alemania.

Finalmente, uno de los experimentos más importantes construidos en Chacaltaya empezó en la década de 1960. Su nombre era Bolivian Air Shower Joint Experiment (BASJE) y se originó gracias al trabajo de científicos estadounidenses, bolivianos y japoneses. Sus primeros resultados científicos se produjeron en 1963 y algunas de las técnicas desarrolladas en este experimento se usan hoy en día en otros experimentos de rayos cósmicos. El experimento operó hasta el año pasado.

3. EL EXPERIMENTO TIBET AS GAMMA

El experimento Tibet AS gamma es un observatorio de rayos cósmicos situado en Yangbajing, China, a 4300 metros sobre el nivel del mar. El experimento se inició en 1990 y fue mejorado dos veces, una en 1994 y otra en 1999. El ICRR participa activamente de este emprendimiento científico.

Los científicos chinos y japoneses que operan dicho observatorio han producido resultados notables en astronomía gamma, rayos cósmicos en general, física solar y física de partículas. Actualmente, el portavoz del experimento es el físico japonés Masato Takita.

4. PROPÓSITO

La principal motivación para construir un nuevo observatorio en Chacaltaya es su posición geográfica, que ofrece dos ventajas. Primero, su latitud geográfica privilegiada, que permite observar el centro galáctico con ángulos cenitales bajos (es decir, justo por encima de nuestras cabezas). Dado el inmenso interés que tiene la comunidad científica en el centro de nuestra galaxia, combinado con resultados recientes muy reveladores, hacen de Chacaltaya y sus alrededores un sitio ideal para observar el centro de la Vía Láctea. Segundo, la elevación por encima del nivel del mar ofrece una ventaja técnica para estudiar a los rayos gamma provenientes del espacio.

5. VISITA DE CIENTÍFICOS DEL ICRR

El ICRR es el acrónimo en inglés del Instituto para la Investigación de Rayos Cósmicos, perteneciente a la Universidad de Tokio, en Japón. Este instituto lleva muchos años colaborando con el Instituto de Investigaciones Físicas de la UMSA; el primer convenio formal con el instituto data del 1981.

Con el ánimo de impulsar la construcción de un observatorio en Bolivia, el director del ICRR, junto a un

equipo de científicos japoneses que incluye a Masato Takita del experimento Tibet AS Gamma, nos harán una visita el 2 de mayo del año en curso. El director de dicho instituto es el señor Takaaki Kajita, *quien ganó el premio Nobel de la Física en 2015* por su trabajo en el experimento Super Kamiokande. Gracias a este trabajo y a otro realizado en Canadá, se pudo establecer experimentalmente que los neutrinos oscilan de un tipo a otro y que, por tanto, tienen masa³.

6. LUGAR CANDIDATO PARA EL NUEVO PROYECTO

Cerca de 4 kilómetros al sur del monte Chacaltaya (16°21'12"S, 68°7'53"O), existe una región bastante plana, con una pendiente de cerca al 4%, en la cumbre del **Cerro Estuquería** (16°23'21" S, 68°7'39"O). Esta cumbre tiene un área de aproximadamente 220 000 m² a una altitud de 4750 metros sobre el nivel del mar. Este sitio es de fácil acceso desde la ciudad de La Paz; en coche el viaje no excede la hora y media desde el centro de la ciudad. Estudios preliminares de la composición del suelo, realizados por docentes e investigadores de la Carrera de Física de la UMSA y por investigadores japoneses del ICRR, determinaron que este sitio sería apto para los objetivos del nuevo proyecto.

El área es rural y sin actividad agrícola. En los alrededores existen pequeñas comunidades en las cuales habitan pocas personas. Este sitio pertenece al distrito de La Paz, específicamente a la subalcaldía de Hampaturi. El año pasado se iniciaron las negociaciones con las autoridades pertinentes y estamos progresando en las negociaciones con los pobladores.

7. BENEFICIOS PARA BOLIVIA

Dada la envergadura del observatorio y el alto nivel de los científicos involucrados, los beneficios

para el país podrían ser diversos y muy importantes:

- La llegada de un experimento de este nivel nos daría la oportunidad de expandir programas de educación e interacción social en el ámbito científico a niveles sin precedentes. Es una oportunidad de informar y cautivar a niños, adolescentes, estudiantes, profesores y al público en general sobre los rayos cósmicos, la física nuclear y de partículas, la astrofísica, la tecnología y la emoción del descubrimiento científico.
- Como sucede en todo experimento científico de gran magnitud, el éxito del mismo dependerá de estudiantes de pregrado y posgrado, asistentes, ingenieros, técnicos, docentes e investigadores, tanto nacionales como extranjeros, provenientes de diversas facultades, universidades e institutos, todos financiados con dinero proveniente de sus instituciones y otras fuentes. El clima científico que generaría este proyecto, gracias a las interacciones de todos los profesionales y estudiantes involucrados, beneficiaría al conjunto de personas en su totalidad. No sólo porque existiría un intercambio de conocimiento científico, tecnológico y técnico, sino también porque personas de culturas distintas tendrían la oportunidad de entablar relaciones profesionales y personales entre ellas. Particularmente, para un país como Bolivia, la realización de un experimento de esta talla ofrece una oportunidad extraordinaria para que investigadores, docentes y estudiantes de ciencias e ingenierías se involucren en investigación científica de altísima calidad.

³ Los neutrinos son partículas subatómicas que no poseen carga eléctrica e interactúan a través de la gravedad y la fuerza débil.

La principal fuente local de neutrinos es el Sol y, algunas veces, se los considera como rayos cósmicos.

REVISTA BOLIVIANA DE FÍSICA

COMITÉ EDITORIAL

Sociedad Boliviana de Física

Dr. Diego Sanjinés Castedo

Email: sanjines@fiumsa.edu.bo

Instituto de Investigaciones Físicas

Lic. Alfonso Velarde Chávez

Email: avelarde@fiumsa.edu.bo

Dr. Eduardo Palenque Vidaurre

Email: edyruy@yahoo.es

Carrera de Física

Dr. Armando R. Ticona Bustillos

Email: aticona@fiumsa.edu.bo

Casilla 8635, La Paz – Bolivia. Tel.: (591-2) 2792999, Fax: (591-2) 2792622

Misión

La Revista Boliviana de Física (RBF) es el órgano oficial de la Sociedad Boliviana de Física (SOBOFI) y se publica semestralmente en forma conjunta con el Instituto de Investigaciones Físicas y la Carrera de Física de la Universidad Mayor de San Andrés (IIF-UMSA).

La RBF busca difundir la producción científica de la comunidad de físicos y profesionales de ciencias afines, especialmente dentro de Iberoamérica.

Secciones

Los artículos, revisiones y colaboraciones se distribuyen en las siguientes secciones:

- A. **Artículos:** Son trabajos que presentan material nuevo y original. Para su publicación, deben ser revisados y aprobados por árbitros del Consejo Editorial. Los artículos deberán tener un resumen no mayor a 200 palabras y secciones de Introducción, Métodos y Procedimientos, Resultados y/o Discusión de datos, Conclusiones y Referencias.
- B. **Contribuciones y Revisiones:** Estos trabajos no presentan, necesariamente, material original sino que definen la posición del (de los) autor(es) sobre un determinado tópico de debate (en el caso de Contribuciones) o bien, son una revisión de temas conocidos en algún área de la física (en el caso de Revisiones). Las contribuciones deberán estar orientadas hacia la difusión de algún problema o debate interpretativo. Las revisiones estarán orientadas a exponer temas de trascendencia para el desarrollo de las ciencias relacionadas con la física, o exponer en forma didáctica algún tema que los autores encuentren que no ha sido tratado en forma adecuada en la literatura asequible en lengua castellana.
 - I. **Presentaciones:** Estos trabajos muestran, en resumen, las presentaciones mostradas por los expositores del **VI Workshop on Lidar Measurements in Latin America**, que no pudieron ser publicadas en el Número 20s.
- C. **Memorias de la Reunión Anual de la SOBOFI u otras reuniones de física:** Esta sección reúne los resúmenes de los trabajos presentados durante la última Reunión Nacional Anual de la SOBOFI o de otras reuniones científicas importantes sobre física.
- D. **Enseñanza de la Física:** Esta sección está dedicada a artículos que tratan sobre problemas relacionados a la enseñanza de la física o a la promoción del estudio de la física entre los jóvenes estudiantes. Se incorporan regularmente en esta sección los exámenes de las Olimpiadas de Física y las Olimpiadas de Astronomía y Astrofísica. Las contribuciones a esta sección son seleccionadas exclusivamente por el Comité Editorial.
- E. **Historia:** Esta sección se dedica a la conmemoración de hechos importantes en la historia de la Física Boliviana e Iberoamericana. De igual manera, se orienta a la recopilación de publicaciones relacionadas a la física que, por su importancia histórica, merecen ser nuevamente publicadas.

Instrucciones para los autores

Los trabajos enviados para su publicación deberán estar escritos preferentemente en castellano. Trabajos escritos en inglés podrán ser aceptados por el Comité Editorial y, pasado el proceso de aceptación, serán traducidos al castellano para su publicación en la RBF.

Los autores deberán enviar sus trabajos preferentemente en los formatos $\text{\LaTeX} 2_{\epsilon}$, *MS Word*, o *sólo texto* (con extensiones *.tex*, *.doc* y *.txt*, respectivamente), ya sea mediante una copia en dispositivo magnético o bien por correo electrónico. En este caso, deberán incluir una carátula donde se especifique el título del trabajo, los nombres de los autores, las direcciones (postal y/o electrónica) y el resumen del trabajo. Además, las figuras, tablas y notas de pie de página contenidas deberán estar indicadas en el texto, debidamente numeradas y referenciadas. Las figuras deberán tener una resolución razonable a fin de que puedan ser vistas con suficiente claridad por el lector.

Los artículos científicos serán revisados por el Comité Editorial y posteriormente por un par de árbitros anónimos quienes dan el veredicto sobre si el artículo es aceptado o no.

La comunicación de los autores con los árbitros se realiza únicamente a través del editor encargado del área.

Los trabajos y consultas sobre la RBF deberán enviarse a las direcciones del Comité Editorial indicadas arriba.

Conflicto de interés: Los autores que envíen artículos para su publicación en la RBF admiten que no tienen conflicto de interés en relación a los trabajos realizados y presentados.