

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 las 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

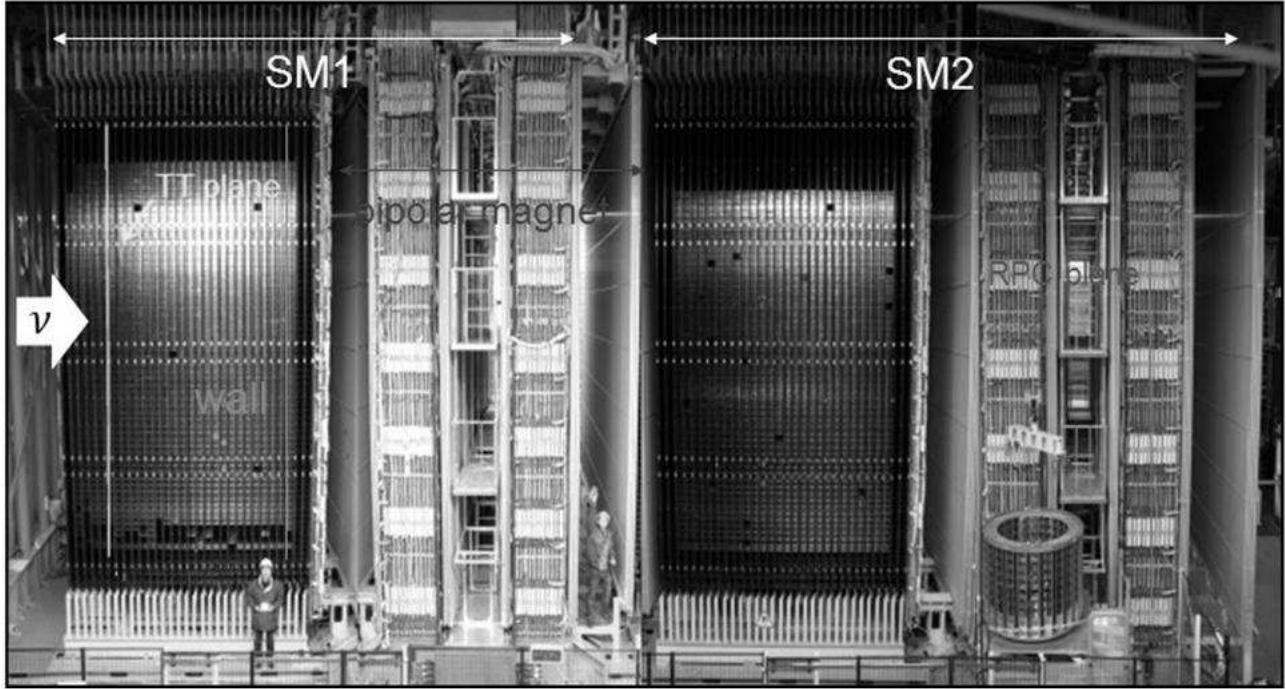


FIG. 1.— Detector de OPERA, la dirección de arriba del haz de neutrinos está indicada con una flecha. El detector tiene una estructura modular, donde cada super módulo es idéntico SM1 y SM2. Cada SM está formado por una zona de blanco constituida de 31 paredes de bricks (walls), instrumentados con planos 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).

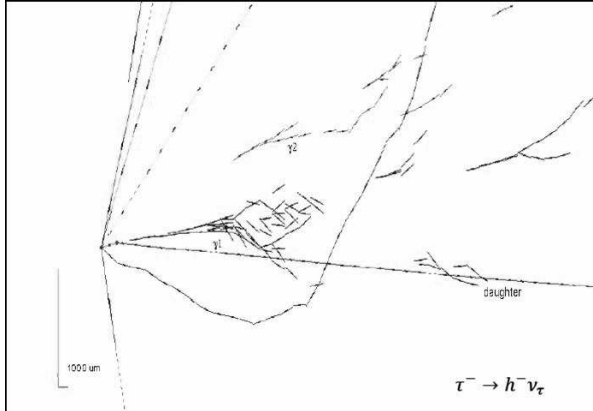


FIG. 2.— La figura muestra como ejemplo, uno de los eventos candidatos de la oscilación $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. En particular la reconstrucción del primer candidato ν_τ detectado en OPERA. La interacción del τ se da en el canal hadrónico ($\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau$). Son apreciables el 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