

SANTANDER, 19-23 DE SEPTIEMBRE DE 2011

XXXII

21º
Encuentro
Ibérico para
la Enseñanza
de la Física

Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física

tomo I

Física de Altas Energías
Física Teórica
Física Nuclear

PUBliCan

Ediciones
Universidad de Cantabria



XXXIII Reunión Bienal
de la
Real Sociedad Española de Física

21.º Encuentro Ibérico para la Enseñanza de la Física



Reunión bienal de la
Sociedad Española
de Física

21º Encuentro Ibérico para la Enseñanza de la Física

M.^a Teresa Barriuso Pérez (Editora)

XXXIII Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física

21.^{er} Encuentro Ibérico para la Enseñanza de la Física

Santander, 19-23 de septiembre de 2011

RESÚMENES DE LAS COMUNICACIONES

[TOMO I]

FÍSICA DE ALTAS ENERGÍAS

FÍSICA TEÓRICA

FÍSICA NUCLEAR

PUBliCan



Ediciones

Universidad de Cantabria

Real Sociedad Española de Física. Reunión Bienal (33ª : 2011 : Santander)

XXXIII Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física ; 21er Encuentro Ibérico para la Enseñanza de la Física. -- Santander : PubliCan, Ediciones de la Universidad de Cantabria, 2011.

Reuniones celebradas en el Palacio de la Magdalena de Santander del 19 al 23 de septiembre de 2011.

ISBN 978-84-86116-40-8 (O.C.)

ISBN 978-84-86116-41-5 (T.1)

ISBN 978-84-86116-42-2 (T.2)

ISBN 978-84-86116-43-9 (T.3)

ISBN 978-84-86116-44-6 (T.4)

Física-- Congresos.

Física-- Didáctica-- Congresos.

Encuentro Ibérico para la Enseñanza de la Física (21º : 2011 : Santander)

53(063)

53:37.02(063)

Esta edición es propiedad de PubliCan - EDICIONES DE LA UNIVERSIDAD DE CANTABRIA, cualquier forma de reproducción, distribución, comunicación pública o transformación sólo puede ser realizada con la autorización de sus titulares, salvo excepción prevista por la ley. Diríjase a CEDRO (Centro Español de Derechos Reprográficos, www.cedro.org) si necesita fotocopiar o escanear algún fragmento de esta obra.

Consejo Editorial de PubliCan - Ediciones de la Universidad de Cantabria:

Presidente: Gonzalo Capellán de Miguel

Área de Ciencias Biomédicas: Jesús González Macías

Área de Ciencias Experimentales: M.ª Teresa Barriuso Pérez

Área de Ciencias Humanas: Fidel Ángel Gómez Pérez

Área de Ingeniería: Luis Villegas Cabredo

Área de Ciencias Sociales: Concepción López Fernández y Juan Baró Pazos

Secretaría Editorial: Belmar Gándara Sancho

© Mª Teresa Barriuso Pérez (ed.)

© PubliCan - Ediciones de la Universidad de Cantabria

Avda. de los Castros, s/n. 39005 Santander

Tlfno. y Fax: 942 201 087

www.libreriauc.es

ISBN: 978-84-86116-40-8 (obra completa)

ISBN: 978-84-86116-41-5

DL: S. 1.171-2011

Impreso de España - *Printed in Spain*

Imprenta KADMOS

SALAMANCA

Saludo de la presidenta de la Real Sociedad Española de Física

Esta Reunión Bienal es la primera que se celebra desde que asumí la Presidencia de la RSEF, en enero de 2010, como primera mujer que ocupa este cargo, dándose la circunstancia de que en este año 2011 se conmemora el año internacional de la mujer científica, al cumplirse 100 años de la concesión del Premio Nobel de Química a Madame Curie, por lo que para mi significa un reto importante la celebración de este Congreso que es tradicional en la RSEF desde su creación.

Ahora bien las Reuniones Bienales están concebidas como una cita donde se muestra parte de la actividad científica de nuestro país con un programa de actividades variado y de calidad científica alta, programados en sesiones plenarias y conferencias temáticas que son impartidas por autoridades científicas mundiales y en sesiones paralelas organizadas por los Grupos Especializados de la RSEF.

Este Congreso es una buena muestra de la actividad científica de nuestro país, con la participación de los físicos que trabajan en las diferentes áreas de conocimiento de esta disciplina y con la participación, y el deseo de que aumente cada año, de jóvenes científicos recientemente licenciados o doctorados.

Como es sabido España tiene ganado y reconocido un buen prestigio en la producción científica mundial, ya que la física es precisamente la ciencia que tiene el índice más alto en España en cuanto a reconocimiento internacional.

Además la RSEF tiene una marcada voluntad de futuro para adaptarnos a lo que requiere una Sociedad Científica del siglo XXI, para lo cual continuaremos con el compromiso de seguir potenciando la Física básica, su enseñanza, su investigación y su divulgación, luchando por el fortalecimiento en España del espacio que tiene la Física en el sistema de innovación de todos los países avanzados.

A la vez de la Reunión Bienal tendrá lugar el 21º Encuentro Ibérico para la Enseñanza de la Física celebrando reuniones y debates sobre diferentes temas relacionados con la docencia.

Este libro recoge los trabajos científicos presentados en las diferentes reuniones y debates llevadas a cabo en esta Reunión Bienal.

Por último quiero agradecer el trabajo llevado a cabo por todos los comités organizadores, así como a las instituciones públicas y privadas que han colaborado para organizar este congreso considerando el momento económico en que estamos inmersos.

Finalmente en nombre del Comité Organizador quiero daros la bienvenida a la bella y acogedora ciudad de Santander, y en especial en el marco excepcional del Palacio de la Magdalena, y deseáros un interesante y fructífero Congreso

MARÍA DEL ROSARIO HERAS CELEMÍN

Presidenta de la RSEF

Saludo del presidente del comité organizador

La XXXIII Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física y 21º Encuentro Ibérico de Enseñanza de la Física se ha celebrado entre los días 19 al 23 de Septiembre de 2011, teniendo como sede el Palacio de la Magdalena de la ciudad de Santander.

A la presente edición se han presentado cerca de 400 comunicaciones que se han expuesto en quince simposios correspondientes a las diferentes disciplinas, así como el Encuentro Ibérico de Enseñanza de la Física. Además hemos contado con la presencia de autoridades mundiales en diferentes campos de la Física, que nos han presentado sus contribuciones en sesiones plenarias, abarcando desde los aspectos más fundamentales de la física fundamental y la cosmología a la nanotecnología, óptica, información cuántica, plasmas o aplicaciones médicas. Se ha completado con la enseñanza y la transferencia y divulgación científica. Además hemos contado con mesas redondas en temas de gran interés y coloquios multidisciplinares, diversas actividades divulgativas y festivas, así como las actividades propias de la RSEF.

Como Presidente del Comité Organizador quiero agradecer a todos los profesores invitados, a los ponentes y a todas las personas asistentes por su interés en las actividades de la RSEF. Quiero agradecer especialmente al Comité Local, constituido por personal científico de la Universidad de Cantabria, con quienes hemos preparado, con la inestimable ayuda de la RSEF y sus Grupos Especializados, la Universidad Internacional Menéndez y Pelayo, el CSIC y la propia Universidad de Cantabria, este programa de actividades variado y de calidad científica alta.

Como en anteriores ediciones, la afluencia ha sido muy sobresaliente, siendo particularmente gratificante la alta participación de jóvenes científicos recientemente licenciados o doctorados. Nuestra intención ha sido mantener este espíritu en la presente edición, destacando la relación con la Sociedad y debatiendo sobre el presente y futuro de la Física, tanto desde el punto de vista académico como de sus salidas profesionales. Esta edición coincide, además, con el año internacional de la mujer científica, al cumplirse 100 años de la obtención del Premio Nobel de Química, por parte de Mme. Curie. Queremos resaltar esta feliz coincidencia.

Quiero agradecer asimismo a todos aquellos que han colaborado a que la Bienal y el Encuentro Ibérico se haya realizado en un ambiente agradable y acogedor. Particularmente a la Agencia de Congresos Altamira, la empresa EDUCEX, la asistencia técnica de J.Molleda, a todo el personal del Palacio de la Magdalena y a todos los estudiantes que nos han ayudado a que las sesiones se celebren cómodamente. También quiero agradecer a Alberto Aguayo y al Teniente Coronel Berruezo, Jefe de la Yeguada Militar de Ibio, por su colaboración en la realización del experimento de las esferas de Magdeburgo.

Finalmente, agradecer a las entidades patrocinadoras y colaboradoras, el Ministerio de Ciencia e Innovación, el Gobierno de Cantabria, el Ayuntamiento de Santander, la Universidad de Cantabria, la Universidad Internacional Menéndez y Pelayo, el Consejo Superior de Investigaciones Científicas, el proyecto Consolider Centro Nacional de Partículas, Astropartículas y Nuclear, el Laboratorio Europeo de Física de Partículas (CERN), la editorial Reverte y la Fundación Española de Ciencia y Tecnología.

Recibid mi saludo más sincero

ALBERTO RUIZ JIMENO
Presidente del Comité Organizador

Comité de honor

- Su Majestad el Rey Don Juan Carlos I
- Excma. Sra. Ministra de Ciencia e Innovación
- Excmo. Sr. Ministro de Educación
- Excmo. Sr. Presidente del Gobierno de Cantabria
- Excmo. Sr. Secretario de Estado de Investigación
- Excmo. Sr. Secretario de Estado de Educación y Formación Profesional
- Excmo. Sr. Secretario General de Innovación
- Excmo. Sr. Secretario General de Universidades
- Excma. Sra. Directora General de Investigación y Gestión del Plan Nacional de I+D+i
- Excmo. Sr. Director General de Cooperación Internacional y Relaciones Institucionales
- Excmo. Sr. Rector de la Universidad Internacional Menéndez y Pelayo
- Excmo. Sr. Rector de la Universidad de Cantabria
- Excmo. Sr. Presidente del Consejo Superior de Investigaciones Científicas
- Excmo. Sr. Director General del Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT)
- Excma. Sra. Consejera de Educación del Gobierno de Cantabria
- Excmo. Sr. Vicerrector de Investigación y Transferencia del Conocimiento de la Universidad de Cantabria
- Excma. Sra. Vicerrectora de Ordenación Académica de la Universidad Internacional Menéndez y Pelayo
- Excmo. Sr. Director General de Universidades e Investigación del Gobierno de Cantabria
- Excmo. Sr. Presidente de la Real Academia de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales
- Excmo. Sr. Alcalde del Ayuntamiento de Santander
- Excma. Sra. Rosario Heras Celemin, Presidenta de la Real Sociedad Española de Física
- Excmo. Sr. Antonio Fernández-Rañada y Menéndez de Lurcar, expresidente de la Real Sociedad Española de Física
- Excmo. Sr. Gerardo Delgado Barrio, ex-presidente de la Real Sociedad Española de Física
- Excmo. Sr. José Manuel Fernández de Labastida, Director Departamento Gestión Científica del “European Research Council”
- Excmo. Sr. Emilio Santos Corchero, Presidente de Honor de la Sección Local de Cantabria de la RSEFA

Comité organizador

- Prof. D. Alberto Ruiz Jimeno (Presidente)
- Prof. D. Ernesto Anabitarte Cano (Secretario)
- Prof. D. Jaime Amorós Arnau (Coordinador Asuntos Económicos)
- Prof. D. Jesús Rodríguez Fernández (Coordinador Científico)
- Prof. Dña. M^a Teresa Barriuso Pérez (Coordinadora Publicaciones)
- Prof. Dña. Mercedes López Quelle (Coordinadora Organizativa)
- Prof. D. Jose María Saiz Vega (Asesor)
- Prof. D. José Ignacio González Serrano (Coordinador Técnico)
- Prof. D. Saturnino Marcos Marcos (Coordinador Encuentro Ibérico)
- Prof. D. Luis Santiago Quindós Poncela (Asesor)

Comité científico

- Prof. D. Jesús Rodríguez Fernández (Presidente)
- Prof. D. Luis Viña Liste (Presidente del Grupo Especializado de Física del Estado Sólido)
- Prof. D. José Manuel Udías Moinelo (Presidente del Grupo Especializado de Física Nuclear)
- Prof. D. Julián José Garrido Segovia (Presidente del Grupo Especializado de Adsorción)
- Prof. D. Luis Bañares Morcillo (Presidente del Grupo Especializado de Física Atómica y Molecular)
- Prof. D. Alberto Ruíz Jimeno (Presidente del Grupo Especializado de Física de Altas Energías)
- Prof. D. María Victoria Roux Arrieta (Presidente del Grupo Especializado de Calorimetría y Análisis Térmico)
- Prof. D. Luis Liz Marzán (Presidente del Grupo Especializado de Coloides-Interfases)
- Prof. D. Santiago García Granda (Presidente del Grupo Especializado de Cristalografía y Crecimiento de Cristalino)
- Prof^a. Dña. Manuela Martín Sánchez (Presidente del Grupo Especializado de Didáctica e Historia de la Física y la Química)
- Prof. D. Julio San Román del Barrio (Presidente del Grupo Especializado de Polímeros)
- Prof. D. Pedro Antonio Santamaría Ibarburu (Presidente del Grupo Especializado de Reología)
- Prof. D. Fernando Cornet Sánchez del Águila (Presidente del Grupo Especializado de Física Teórica)
- Prof. D. Jaime Amorós Arnau (Presidente del Grupo Especializado de Física de Termodinámica)
- Prof. D. José María Pastor Benavides (Presidente del Grupo Especializado de Enseñanza de la Física)
- Prof. D. Fernando Langa de la Puente (Presidente del Grupo Especializado de Nanociencias y Materiales Moleculares)
- Profra. Dña. Pilar López Sancho (Presidente del Grupo Especializado de Mujeres en la Física)
- Prof. D. Juan Manuel Rodríguez Parrondo (Presidente del Grupo Especializado de Física Estadística y No Lineal)
- Profra. Dña. Ana Ulla Miguel (Presidente del Grupo Especializado de Astrofísica)
- Prof. D. Adán Cabello Quintero (Presidente del Grupo Especializado de Información Cuántica)
- Prof. D. Carlos Hidalgo Vera (Presidente del Grupo Especializado de Física de Plasmas)
- Prof. D. Luíís Vázquez Martínez (Presidente del Grupo Especializado de Ciencias de la Vida)
- Prof. D. José Luis Casanova Roque (Presidente del Grupo Especializado de Física de la Atmósfera y del Océano)
- Prof. D. José Luis Muñiz Gutiérrez (Presidente del Grupo Especializado de Física Médica)

21º Encuentro Ibérico para la Enseñanza de la Física

COMITÉ ORGANIZADOR

- Dr. D. José María Pastor Benavides - Grupo Especializado Enseñanza de la Física (Presidente)
- Dr. D. Carlos Portela, Coordenador da Divisão de Educação da SPF y Prof. del centro ES Dr. Joaquim de Carvalho en Figueira da Foz (Portugal) (Vocal)
- Dr. D. Vitor Duarte Teodoro, Faculdade de Ciências e Tecnologia, Lisboa (Portugal) (Vocal)
- Dra. D^a. Carmen Carreras Béjar, UNED (España) (Vocal)
- Dr. D. Saturnino Marcos, Universidad de Cantabria (España) (Vocal)

COMITÉ CIENTÍFICO

- Dra. D^a. Verónica Tricio Gómez, Universidad de Burgos (España) - Vicepresidenta Grupo Especializado Enseñanza de la Física (Presidenta)
- Dr. D. Horácio Fernandes, Instituto Superior Técnico, Lisboa (Portugal) (Vocal)
- Dr. D. Jorge Valadares, Universidade Aberta, Lisboa (Portugal) (Vocal)
- Dra. D^a. Paloma Varela Nieto, Universidad Complutense de Madrid (España) (Vocal)
- Dr. D. Ernesto Anabitarte, Universidad de Cantabria (España) (Vocal)

Instituciones colaboradoras

- Ministerio de Ciencia e Innovación (MICINN)
- Gobierno de Cantabria
- Universidad Internacional Menéndez Pelayo (UIMP)
- Consejo Superior de Investigaciones Científicas (CSIC)
- Centro Nacional de Física de Partículas, Astropartículas y Nuclear (proyecto Consolider CPAN)
- Universidad de Cantabria (UC)
- Real Sociedad Española de Física (RSEF)
- Ayuntamiento de Santander

Índice

<i>Saludo de la Presidenta de la Real Sociedad Española de Física.....</i>	<i>VII</i>
<i>Saludo del Presidente del Comité Organizador.....</i>	<i>IX</i>
<i>Comité de Honor.....</i>	<i>XI</i>
<i>Comité Organizador</i>	<i>XI</i>
<i>Comité Científico.....</i>	<i>XIII</i>
<i>Comités del 21º Encuentro Ibérico para la Enseñanza de la Física..</i>	<i>XV</i>
<i>Instituciones Colaboradoras.....</i>	<i>XV</i>
<i>Programa general de la Bienal.....</i>	<i>XXVII</i>
<i>Conferenciantes invitados.....</i>	<i>XXIX</i>

Conferencias plenarias

<i>Electrons, Spins and Emerging Directions in Spintronics</i>	
A. Fert	3
<i>Graphene and its unique properties</i>	
F.Guinea	4
<i>The outreach programs for Physics and the inspired science education for High school teachers</i>	
C.Kourkoumelis	5
<i>Criticality in brain's physics and mind dynamics</i>	
D.R. Chialvo	6
<i>Optical technologies for quantum information processing</i>	
F. Sciarrino	7
<i>Fusion turbulent plasmas as complex systems</i>	
R. Sanchez.....	8
<i>Highlights from the Planck mission</i>	
J. A. Tauber	9
<i>Plasmonics: Achievements, trends, and challenges</i>	
F. J. García de Abajo	10
<i>Polarimetric study of the liquid crystal panels. Optimization for diffractive optics</i>	
M. J. Yzuel, J. Campos, A. Márquez, I. Moreno, J. Nicolás, A. Lizana, O. López-Coronado, C. Iemmi, J.A. Davis.....	12
<i>The Large Hadron Collider LHC: Entering a new era of fundamental science</i>	
R.Heuer	14

Física de Altas Energías

<i>Alignment of the ATLAS Inner Detector Tracking System</i>	
E.Romero, V.Lacuesta, R.Moles	17
<i>Aplicaciones de Física utilizando la Infraestructura de e-Ciencia del IFIC</i>	
S. González de la Hoz, M. Villaplana, C. Escobar, G. Amorós, A. Fernández, M. Kaci, A. Lamas, E. Oliver, J. Salt, J. Sánchez, V. Sánchez.....	20
<i>ATLAS Top Mass Reconstruction in $t\bar{t}$ events (lepton+jets channel)</i>	
R. Moles-Valls, M. Moreno Llácer, C.Escobar, V.Lacuesta, A.Wildauer	22

<i>Búsqueda de bosones pesados W' desintegrándose en muon y neutrino en colisiones pp a 7 TeV</i>	
C. Diez Pardos, S. Goy López	24
<i>Calibration and performance of the T2K Time Projection Chambers</i>	
L. Escudero, A. Cervera, P. Stamoulis, L. Monfregola.....	26
<i>Calorimetría hadrónica semidigital en CALICE</i>	
J. Berenguer, E. Calvo, M. C. Fouz, J. Puerta.....	28
<i>Caracterización de la fluorescencia producida por radiación cósmica con el código GEANT4</i>	
N. Pacheco, J.A. Morales de los Ríos, L. del Peral, D. Rodríguez-Frías, G. Ros, H. Prieto, G. Sáez Cano, J. H. Carretero.....	30
<i>Comportamiento del detector de muones de CMS en colisiones pp a 7 TeV en el LHC</i>	
D. Domínguez Vázquez, C. Battilana, C. Fernández Bedoya, I. Redondo Fernández, M.C. Fouz, S. Goy López.....	32
<i>Construcción de un detector TPC de Xe a alta presión</i>	
C. Martín, F. Sánchez.....	34
<i>Desarrollo de detectores de píxeles de silicio para las mejoras del experimento ATLAS</i>	
S. Grinstein, A. Harb, S. Tsiskaridze	36
<i>Desarrollo de Fuentes de Alto Voltaje de Bajo Consumo para MAPMTs para Aplicaciones Espaciales</i>	
H.Prieto, J. A. Morales de los Ríos, G. Sáez-Cano, N.Pacheco, G. Ros, J.H.Carretero, L. del Peral, M. D.Rodríguez Frías	38
<i>Detectores Micromegas en el experimento CAST</i>	
J.A. García	40
<i>Development of wavelength shifter coated reflectors for the NEXT experiment</i>	
M.Nebot43	
<i>Diseño y puesta en marcha de una estación de calibración de CCDs</i>	
I.Sevilla, J. De Vicente, J. Castilla, C.Díaz, J.García, R.Ponce, E.Sánchez.....	45
<i>Efecto de la contaminación de Estrellas sobre la Función de Correlación de una muestra de Galaxias</i>	
R. Ponce, E. Sánchez, I. Sevilla	47
<i>El Experimento Double Chooz: medida del ángulo de mezcla de neutrinos θ_{13}</i>	
J.I.Crespo	49
<i>El parámetro SB aplicado a la discriminación entre fotones y hadrones en el flujo de rayos cósmicos de ultra-alta energía</i>	
G. Ros, G. A. Medina-Tanco, D. Supantisky, L. del Peral, M. D. Rodríguez-Frías, N. Pacheco, J. A. Morales de los Ríos, H. Prieto, G. Sáez-Cano y J. H. Carretero	51
<i>Estudio de la difusión y del fondo radioactivo en un experimento doble beta sin neutrinos en Xenón 136</i>	
L.Seguí.....	53
<i>Estudio de técnicas de identificación de leptones Tau en eventos $t\bar{t}B\bar{R}$ con el detector ATLAS</i>	
S. Cabrera Urbán, M.T. Pérez García-Estañ, E. Valladolid Gallego.....	55
<i>Estudio del funcionamiento del detector de neutrinos double chooz</i>	
J.M.López Castaño.....	57
<i>Experimentación en Física de Neutrinos</i>	
R.Castillo, M. Ieva, F.Sánchez.....	59

<i>First measurement of $pp \rightarrow WW$ Production Cross-Section at $\sqrt{s} = 7$ TeV</i>	
J.A. Brochero, A. Calderón, SH.Chuang, J. Duarte, M. Felcini, G. Gómez, C. Jordá, P. Lobelle, C. Martínez, F. Matorras, J. Marco, J. Piedra, T. Rodrigo, A. Rodríguez, A. Ruiz, L. Scodellaro, I.Vila, R. Vilar, J.Cuevas, J. Fernández, S. Folgueras, I. González, L. Lloret.....	61
<i>Infra-Red transparent microstrips detectors for tracker alignment</i>	
D. Bassignana, M. Lozano, G. Pellegrini, D. Quirión·M. Fernández, R. Jaramillo , I. Vila, F.J. Muñoz	63
<i>La escala de energía de los jets y su error sistemático</i>	
M. Costa, S.Martí, R.Moles-Valls, M.Moreno Llácer	65
<i>Measurement of the $t\bar{t}$ cross section in the dilepton final state using b-tagging at 7 TeV</i>	
J.A. Brochero, A. Calderón, SH.Chuang, J. Duarte, M. Felcini, G. Gómez, C. Jordá, P. Lobelle, C. Martínez , F. Matorras, J. Marco, J. Piedra, T. Rodrigo, A. Rodríguez, A. Ruiz, L. Scodellaro, I.Vila, R. Vilar, J.Cuevas, J. Fernández, S. Folgueras, I. González, L. Lloret.....	67
<i>Mediadores de estados finales t-t, $t\bar{b}$-$t\bar{b}$, t-$t\bar{b}$</i>	
V. Sánchez, M. Vos, S. González de la Hoz, E. Oliver, E. Ros, J. Salt, M. Villaplana, M. Amine	69
<i>Medida de la seccion eficaz del boson W en el canal muonico en el experimento CMS del LHC</i>	
J. Alcaraz, M. Cepeda, B. de la Cruz, C. Diez Pardos, M.I. Josa, A. Quintario, J. Santaolalla	71
<i>Medida del flujo de neutrinos electrónicos en el ND280 del T2K</i>	
J.Caravaca, C.Giganti, F.Sanchez	73
<i>Método para una medida dinámica de la masa del quark top: estudio de viabilidad</i>	
J.Fuster, A.Irles	75
<i>Micromegas para la Búsqueda de la Desintegración Doble Beta sin Neutrinos</i>	
D.Herrera	77
<i>NEXT, a HPXe TPC for neutrinoless double beta decay searches</i>	
L.Serra, D. Lorca, J. Martín-Albo on behalf of the NEXT Collaboration.....	79
<i>Nuevos detectores para sLHC. Los pétalos de ATLAS</i>	
U. Soldevila, C. Lacasta, C. García, D. Santoyo, JV. Civera, B. Muñoz.....	81
<i>Observación de top mono-jets en ATLAS</i>	
M. Villaplana, S. González de la Hoz, E. Oliver, E. Ros, J. Salt, V. Sánchez, M. Vos	83
<i>Overview of the T2K experiment</i>	
L. Escudero, A. Cervera, P. Stamoulis, L. Monfregola.....	85
<i>Recent CMS and CDF Results</i>	
L.Scodellaro	87
<i>Representación gráfica y publicación Web de datos generados en el proyecto BATATA</i>	
J. H. Carretero, N. Pacheco, J. A. Morales de los Ríos, L. del Peral, G. A. Medina- Tanco, M. D. Rodríguez-Frías, D. Supanitsky , G. Ros, H. Prieto y G. Sáez-Cano	89
<i>Search for new physics with same-sign isolated dilepton events with jets and missing transverse energy at the LHC.</i>	
J.A. Brochero, A. Calderón, SH.Chuang, J. Duarte, M. Felcini, G. Gómez,C. Jordá, P. Lobelle, C. Martínez , F. Matorras, J. Marco, J. Piedra, T. Rodrigo, A. Rodríguez, A. Ruiz, L. Scodellaro, I.Vila, R. Vilar, J.Cuevas, J. Fernández, S. Folgueras, I. González, L. Lloret.....	91

<i>Search for Standard Model Higgs Boson Production in Association with a W Boson using CDF Data</i>	
B. Alvarez, B. Casal, J. Cuevas, E. Palencia, A. Ruiz, R. Vilar and J. Vizán (and the CDF Collaboration)	93
<i>Search for Standard Model Higgs Boson Production using CDF Data</i>	
B. Alvarez, B. Casal, J. Cuevas, E. Palencia, A. Ruiz, R. Vilar and J. Vizán (and the CDF Collaboration)	95
<i>Search for SUSY in CMS with two isolated leptons</i>	
J.A. Brochero, A. Calderón, SH.Chuang, J. Duarte, M. Felcini, G. Gómez, C. Jordá, P. Lobelle, C. Martínez, F. Matorras, J. Marco, J. Piedra, T. Rodrigo, A. Rodríguez, A. Ruiz, L. Scodellaro, I. Vila, R. Vilar, J. Cuevas, J. Fernández, S. Folgueras, I. González, L. Lloret	97
<i>Search for the higgs boson decaying to WW in CMS</i>	
J.A. Brochero, A. Calderón, SH.Chuang, J. Duarte, M. Felcini, G. Gómez, C. Jordá, P. Lobelle, C. Martínez, F. Matorras, J. Marco, J. Piedra, T. Rodrigo, A. Rodríguez, A. Ruiz, L. Scodellaro, I. Vila, R. Vilar, J. Cuevas, J. Fernández, S. Folgueras, I. González, L. Lloret	99
<i>Simulaciones de la cámara infrarroja para detección de nubes de JEM-EUSO.</i>	
J.A. Morales de los Ríos, G. Sáez Cano, K. Shinozaki, H. Prieto, N. Pacheco, G. Ros, J.H. Carretero, L. del Peral, M.D. Rodríguez Frías	101
<i>Simulaciones de rayos cósmicos extremadamente energéticos en presencia de nubes atmosféricas con ESAF (el software de JEM-EUSO)</i>	
G. Sáez Cano, J.A. Morales de los Ríos, K. Shinozaki, H. Prieto, N. Pacheco, G. Ros, J.H. Carretero, L. del Peral, M.D. Rodríguez Frías	103
<i>Single Top Production at the ATLAS Detector</i>	
B. Alvarez Gonzalez, J. L. Holzbaue ¹ , R. Schwienhorst (and the ATLAS Collaboration).	105
<i>Si-PMs for Tracking in NEXT-1 EL</i>	
D. Vázquez, D. Lorca, on behalf of the NEXT Collaboration	107
<i>Study of the top-pair invariant mass distribution in the semileptonic decay channel at $\sqrt{s}=7$ TeV</i>	
F. Fassi, R. Cherici, S. Perries, S. Tosi, V. Sordini	109
<i>SUSY searches in the Z+Jets+MET final state in 7 TeV pp collisions with the Jet-Z balance method</i>	
M-A. Buchmann, P. Martinez Ruiz del Arbol, F. Ronga, K. Theofilatos	111
<i>The NEXT-1 EL for neutrinoless double beta decay searches.</i>	
D. Lorca, L. Serra, J. Martín-Albo, on behalf of the NEXT collaboration	113
<i>Triggers in the search for H->WW in the dilepton channel in CMS</i>	
J.A. Brochero, A. Calderón, SH.Chuang, J. Duarte, M. Felcini, G. Gómez, C. Jordá, P. Lobelle, C. Martínez, F. Matorras, J. Marco, J. Piedra, T. Rodrigo, A. Rodríguez, A. Ruiz, L. Scodellaro, I. Vila, R. Vilar, J. Cuevas, J. Fernández, S. Folgueras, I. González, L. Lloret	115
<i>Upgrade of the novel 2D position-sensitive microstrip detector</i>	
D. Bassignana, M. Lozano, G. Pellegrini, D. Quirion, R. Jaramillo, M. Fernández, F. Munoz, I. Vila	117

Física Teórica

Bulk Viscosity in Heavy Ion Collisions

Antonio Dobado, Felipe J. Llanes Estrada and Juan M. Torres Rincón 121

Effective Description of Squarks Interactions: MadGraph Approach

A. Abrahantes, J. Guasch, S. Peñaranda, R. Sánchez-Florit 123

El marco de Frenet y el campo electromagnético

A. Prieto Ruiz 125

First Direct Observation of Time Reversal Violation

P. Villanueva 127

Gluones masivos en colisionadores hadrónicos

R. Barceló 129

Observadores acelerados y el vacío cuántico: una nota desde teoría de cuerdas

A. Paredes, M. Chernicoff 131

Física Nuclear

Análisis “in situ” de pinturas mediante fluorescencia de rayos X

J. Cal González, J.L. Herraiz, S. España, J.M. Udías 135

*Análisis de los canales de Ruptura del sistema $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ en torno a la barrera de Coulomb.*J.P. Fernández-García, M. Cubero, L. Acosta, M. Alcorta, M.A.G. Alvarez,
M.J.G. Borge, C. Diget, D. Galaviz, J. Gómez-Camacho, J.A. Lay, M. Madurga,
I. Martel, A. M. Moro, I. Mukha, A. M. Sánchez-Benítez, A. Shotter, O.
Tengblad y P. Walden 137*Análisis del potencial de emanación de radón de rocas volcánicas de la Isla de Gran Canaria.*H. Alonso, J. G. Rubiano, M. A. Arnedo, I. López-Coto, JM Gil, R. Rodríguez,
R. Florido, P. Sancho, P. Martel 139*Analysis of isotopic shifts in the framework of relativistic nuclear models*

R. Niembro, S. Marcos, M. López-Quelle and L. N. Savushkin 141

Aspectos de estructura nuclear en la desintegración beta simple y doble del ^{76}Ge

O. Moreno, J.M. Boillos, E. Moya de Guerra 143

Caos en hadrones

L. Muñoz, C. Fernández-Ramírez, A. Relaño, J. Retamosa 145

*Caracterización de un detector de silicio para medida de dosis en 2D de tratamientos con radioterapia*A. Bocci, M.A. Cortés Giraldo, Z. Abou-Haidar, M.I. Gallardo, J.M. Espino,
R. Arráns, M.A.G. Alvarez, J.M. Quesada, A. Pérez Vega-Leal, F.J. Pérez Nieto 147*Caracterización radiológica de las principales cuevas turísticas de Extremadura*

A. Martín Sánchez, J. De la Torre, A.B. Ruano, F.L. Naranjo 149

*Characterization of a new segmented BaF_2 total absorption gamma-ray spectrometer*E. Valencia, J. Agramunt, A. Algora, E. Estévez, G. Giubrone, M.D. Jordan,
F. Molina, S.E.A. Orrigo, C. Domingo-Pardo, A. Pérez, B. Rubio, J.L. Tañá 151*Comparación de la respuesta temporal y energética de una muestra de centelladores con SiPM y PMT.*

E. Picado, B. Olaizola, J. Cal-Gonzalez, L.M. Fraile, J.M. Udías, J.J. Vaquero 153

<i>Constraints on the effective field theory for the $AN@NN$ transition</i>	
A.Pérez-Obiol, A.Parreño, B.Juliá-Díaz	155
<i>Corrección del rango del positrón en imagen PET a partir de la información obtenida de una imagen CT</i>	
J. Cal González, J.L. Herraiz, S. España, J.M. Udías	157
<i>Detección de corrientes inducidas por núcleos exóticos almacenados en vacío a baja Energía</i>	
J.M.Cornejo, D.Rodríguez	159
<i>Detección de radionúclidos alfa mediante un espectrómetro portátil</i>	
A.Martín Sánchez, J. de la Torre Pérez	161
<i>Detectores de Trazado: Cámara de Hilos y Micromegas a baja presión</i>	
B. Fernández, J. Pancin, M.A.G. Alvarez, T. Chaminade, S. Damoy, J. Dochler, D. Doré, A. Drouart, F. Druillol, G. Fremont, M. Kebbiri, E. Monmarthe, L. Nalpas, T. Papaevangelou, M. Riallot, H. Savajols	163
<i>Detectores phoswich de $LaBr_3-LaCl_3$ para protones y radiación gamma de alta Energía</i>	
E. Nácher, M.J.G. Borge, J. A. Briz, M. Carmona-Gallardo, J. Sánchez del Río, J. Sánchez-Rosado, A. Perea, O. Tengblad	165
<i>Determinación de la actividad alfa en muestras sólidas mediante lixiviación o digestión</i>	
J. De la Torre Pérez, A. Martín Sánchez, M.P. Rubio Montero, M. Jurado Vargas, A.B. Ruano Sánchez	167
<i>Determinación del comportamiento cíclico del radón en interiores, mediante técnicas de series temporales</i>	
C.Miró, E.Pinilla, F.Cereceda	169
<i>Diseño conceptual de CALIFA/R3B: definición de las soluciones técnicas para la sección BARREL</i>	
H. Alvarez-Pol, D. Cortina-Gil, I. Durán, M. Gascón, D. González-Caamaño, N. Montes, M.S. Robles. Por la colaboración R3B	171
<i>Diseño del end-cap de CALIFA en configuración phoswich utilizando la herramienta R3BRoot</i>	
J. Sánchez del Río, E. Nácher, M.J. G. Borge, J. Sánchez Rosado, J.A. Briz, M. Carmona-Gallardo, A. Perea, O. Tengblad	173
<i>Diseño mecánico del γ-p calorimeter endcap</i>	
J. Sánchez-Rosado, M.J.G. Borge, E. Nácher, A. Perea, J. Sánchez, O. Tengblad	175
<i>Disociación coulombiana del ^{27}P</i>	
Saúl Beceiro, K. Sümmerer, D. Cortina-Gil, H. Alvarez-Pol, T. Aumann, K. Behr, K. Boretzky, E. Casarejos, A. Chatillon, U. Datta-Pramanik, Z. Elekes, Z. Fulop, D. Galaviz, H. Geissel, S. Giron, U. Greife, F. Hammache, M. Heil, J. Hoffman, H. Johansson, C. Karagiannis, O. Kiselev, N. Kurz, K. Larsson, T. Le Bleis, Y. Litvinov, K. Mahata, C. Muentz, C. Nociforo, W. Ott, S. Paschalis, W. Prokopowicz, C. Rodríguez-Tajes, D. Rossi, H. Simon, M. Stanoiu, J. Stroth, S. Typel, A. Wagner, F. Wamers, H. Weick, C. Wimmer	177
<i>Distribución de radioisótopos naturales en la isla de Gran Canaria</i>	
M. A. Arnedo, J. G. Rubiano, H. Alonso, R. Lozano, J.P. Bolivar, JM Gil, R. Rodríguez, P. Martel	179
<i>Distribución de radioisótopos naturales en Ciudad Autónoma de Melilla</i>	
J. G. Rubiano, M. A. Arnedo, C. L. León-Navarro, H. Alonso, A. Tejera, JM Gil, R. Rodríguez, P. Martel	182

Distribución energética de partículas alfa en fuentes finas medidas con bajo factor geométrico.

A.Fernández Timón, M.Jurado Vargas..... 184

Electrones y rayos x producidos en la interacción láser – plasma, con blancos metálicos

C. Fonseca, C. Méndez, D. Bote, F. Fernández, L. Roso..... 186

Estructura de bajo espín de ^{72}Br revisada

J.A. Briz, M.J.G. Borge, A. Maira, A. Perea, O. Tengblad, J. Agramunt, A. Algora, E. Estevez, E. Nácher, B. Rubio, L.M. Fraile, A. Deo, G. Farrelly, W. Gelletly y Z. Podolyak..... 188

Estudio de los isótopos ricos en protones ^{31}Ar y ^{33}Ar

V.Pesudo, M.J.G. Borge, B. Blank, J.A. Briz, M.Carmona-Gallardo, L. Fraile, H.Fynbo, D. Galaviz, D. Giovinazzo, J.S. Johansen, A. Jokinen, T. Kurtukian, J. Kusk, T. Nilsson, E. Picado, K. Riisager, L.R. Gasques, A. Saastamoinen, O. Tengblad, G. T.Koldste, J.C. Thomas, J. Van de Walle 190

Explorando la estructura de isótopos de nitrógeno ricos en neutrones

C. Rodríguez-Tajes, H. Álvarez-Pol, T. Aumann, E. Benjamim, J. Benlliure, M.J.G. Borge, M. Caamaño, E. Casarejos, D. Cortina-Gil, A. Chatillon, L. V. Chulkov, K. Eppinger, T. Faestermann, M. Gascón, H. Geissel, R. Gernhäuser, B. Jonson, R. Kanungo, R. Krücken, T. Kurtukian, K. Larsson, P. Maierbeck, T. Nilsson, C. Nociforo, Yu. Parfenova, C. Pascual-Izarra, A. Perea, D. Pérez-Loureiro, A. Prochazka, H. Simon, K. Sümmerner, O. Tengblad, H. Weick, M. Winkler y M. V. Zhukov 192

Fast-timing study of n-rich Fe nuclei populated in the β -decay of Mn

B. Olaizola, L.M. Fraile, H. Mach,2, J.A. Briz, J. Cal, D. Ghita, W. Kurcewicz, S. Leshner, D. Pauwels, E. Picado, D. Radulov, J.M. Udías 194

Haces monocromáticos de electrones para física fundamental y aplicaciones

J. Almansa, J. M. Cornejo, A. M. Lallena, D. Rodríguez 195

La radiactividad de la arena de las playas de Las Palmas de Gran Canaria

M.A. Arnedo, J.G. Rubiano, A. Tejera, H. Alonso, J.M. Gil, R. Rodríguez y P. Martel 197

Latent heat of nuclear matter

A. Carbone, A. Polls, A. Ríos, I. Vidaña..... 199

Lifetime Measurement in Neutron-rich Cu Isotopes

M. Doncel, E. Sahin, A. Görgen, A. Gadea, G. de Angelis, B. Quintana, J.J Valiente-Dobón, C. Louchart, W. Korten, M. Albers, S. Aydin, D. Bazzacco, M. Bostan, E. Clément, L. Corradi, A. Dewald, G. Duchene, M. N. Erduran, E. Farnea, E. Fioretto, G. de France, C. Fransen, R. Gernhäuser, A. Gottardo, M. Hackstein, T. Huyuk, S. Klupp, A. Kusoglu, S. Lenzi, J. Ljungvall, S. Lunardi, R. Menegazzo, D. Mengoni, C. Michelagnoli, T. Mijatovic, G. Montagnoli, D. Montanari, O. Möller, D. R. Napoli, A. Obertelli, R. Orlandi, A. Prieto, G. Pollaro, F. Recchia, W. Rother, M-D Salsac, F. Scarlassara, M. Schlarb, M. Sferrazza, P. P. Singh, A. Stefanini, B. Sulignano, S. Szilner, C. Ur..... 201

Measurement of Activity Produced by Low Energy Proton Beam in Metals

Using off – line PET

P.M.G. Corzo, J. Cal-González, J.L. Herraiz, E. Herranz, E. Picado, E. Vicente, J.M. Udías, S. España, J.J. Vaquero, A. Muñoz, L.M. Fraile 203

<i>Medida de ^{26}Al en Espectrometría de Masas con Acelerador de Baja Energía</i> S.Padilla, J.M.López-Gutierrez.....	204
<i>Medida de la distribución angular de fragmentos emitidos en la fisión inducida por neutrones</i> D. Tarrío, C. Paradela, I. Durán, L. Audouin, Lou-Sai Leong, L. Tassan-Got. Por la colaboración n_TOF.....	205
<i>Medida de sección eficaz estelar $^{181}\text{Ta}(n,\gamma)$ en el CNA</i> J. Praena, N. Dzysiuk, PF. Mastinu, G. Martín-Hernández, J. M. Quesada, M. Lozano, J. Gómez-Camacho, J. García.....	207
<i>Medidas de captura neutrónica del ^{243}Am y del ^{241}Am en la instalación n_TOF del CERN</i> E. Mendoza, D. Cano-Ott, C. Guerrero, colaboración n-TOF.....	209
<i>Medidas de los niveles de radón en edificios de la Universidad de Las Palmas de Gran Canaria.</i> H. Alonso, B. Enríquez, JG. Rubiano, M. A. Arnedo, A. Tejera, JM Gil, R. Rodríguez, P. Martel.....	210
<i>Método secuencial para la determinación de isótopos de uranio, radio y plomo</i> P. Blanco Rodríguez, F. Vera Tomé, J.C. Lozano, C. Prieto Calvo, E. Leal-Cidoncha.....	212
<i>Monte Carlo simulations of Biograph PET/CT</i> K. M. Abushab, J.L. Herraiz, E. Vicente, S. España, J.J. Vaquero, J.M. Udías.....	214
<i>NonProportionality Studies in Single Crystal Scintillators: Towards Improved Energy Resolution for Nuclear and Radiological Detectors</i> M. Gascón, S. Lam, R. Gaumé, R. Feigelson, W. Setyawan, S. Curtarolo.....	216
<i>Nuevo sistema portátil de microfluorescencia de rayos X ($\mu\text{-XRF}$) confocal para medidas en profundidad y 3D.</i> F. J. Ager, B. Gómez-Tubio, A. Kriznar, K. Laclavetine, A.I. Moreno-Suarez, I. Ortega-Feliu, M. A. Respaldiza y S. Scrivano.....	217
<i>Observables de violación de paridad nuclear en isótopos de Ba: aplicación a experimentos atómicos</i> O. Moreno, E. Navarro, E. Moya de Guerra.....	219
<i>Quantification limits of iterative PET reconstruction algorithms and estimation of kinetic constants</i> E. Herranz, J. L. Herráiz, E. Vicente, S. España, J.M. Udías.....	221
<i>Reacciones de nucleos halo con la base THO</i> J. A. Lay, A. M. Moro, J. M. Arias, J. Gómez-Camacho.....	223
<i>Revisión experimental de datos de desintegración nuclear mediante el uso de nuevas Cámaras</i> B. Caro Marroyo, A. Martín Sánchez, M. Jurado Vargas.....	225
<i>Sección eficaz total de fisión de $^{208}\text{Pb}+p$ y $^{208}\text{Pb}+d$ a 500 AMeV</i> Y. Ayyad, J. Benlliure, E. Casarejos, K.-H. Schmidt, B. Jurado, A. Kelic-Heil, M. V. Ricciardi, R. Pleskac, T. Enqvist, F. Rejmund, L. Giot, V. Henzl, S. Lukic, Son Nguyen Ngoc, A. Boudard, M. Fernandez, T. Kurtukian, P. Nadtochy, C. Schmitt, D. Henzlova, A. Bacquias y D. Pérez-Loureiro.....	227
<i>Solubilización de uranio en suelos mediante enmiendas con citrato, AEDT y EDDS</i> J.C. Lozano, P. Blanco Rodríguez, F. Vera Tomé, C. Prieto Calvo.....	229
<i>The $N=50$ shell closure near ^{78}Ni: recent evidence from the study of $^{78}\text{Zn}(d,p)^{79}\text{Zn}$ transfer reaction</i> R. Orlandi.....	231

<i>The role of Fe and Ni for s-process nucleosynthesis and innovative nuclear technologies</i>	
G. Giubrone, C. Domingo, J.L. Tain	232
<i>THO analítico para el estudio de núcleos débilmente ligados de 3 cuerpos</i>	
M. Rodríguez-Gallardo, A.M. Moro	234
<i>Towards a deep characterization of a 64-fold-pixelated Position Sensitive Detector for a new Gamma-Scanning System of HPGe segmented detectors</i>	
A. Hernández-Prieto, B. Quintana	236
<i>Violación de la paridad en dispersión elástica electrón-protón: extrañeza del nucleón</i>	
R. González-Jiménez, J.A. Caballero	237
<i>Índice de autores</i>	242

Programa general

	Lunes 19	Martes 20	Miércoles 21	Jueves 22	Viernes 23
09:30 - 10:30	Registro	Plenaria (F. Guinea)	Plenaria (F. Sciarrino)	Plenaria (J. Tauber)	Plenaria (R. Heuer)
10:30 - 11:00		Plenaria (C. Kourkoumelis)	Plenaria (R.Sanchez)	Plenaria (J.G. Abajo)	EPS L. Cifarelli
11:00 - 11:30					Coloquio socios
11:30 - 12:00	Inauguración	Café	Café	Café	Café
12:00 - 13:00	Plenaria (A. Fert)	Plenaria (D. Chialbo)	Plenaria (G. Mosca)	Plenaria (M.J. Yzuel)	Actos RSEF
13:00 - 14:00		Mesa redonda (Enseñanza)	EPJ (M. Bellantone)	Mesa redonda (Mujeres en Física)	Clausura
14:00 - 15:30	Comida	Comida	Comida	Comida	
15:30 - 20:00	Enseñanza Física	Enseñanza Física	Excursión	Enseñanza Física	
	F. de AA.EE. y F. Teórica	F. de AA.EE. y F. Teórica		F. de AA.EE. y F. Teórica	
	Spintrónica	Nanomateriales		Mujeres en Física	
	Física Médica	Física Médica		Materia Blanda	
	Didáctica e Historia	Inf. Cuántica		Inf. Cuántica	
	Física Nuclear	Física Nuclear		Multidisciplinar-Optica	
	Termodinámica	Termodinámica		Astrofísica y Plasmas	
		Plasmas			
	Exper. Divulgativa	Exper. Divulgativa		Exper. Divulgativa	
20:30	Recepción			Cena bienal	

Conferenciantes invitados:

<p>Prof. Albert Fert Premio Nobel Física, 2007 CNRS, Francia</p> <p><i>“Electrons, Spins and Emerging Directions in Spintronics”</i></p>	<p>Prof. Rolf Heuer Director General CERN Suiza</p> <p><i>“The Large Hadron Collider LHC: Entering a new era of fundamental science”</i></p>
<p>Prof. Jan Tauber Director Científico Misión PLANCK ESA, Países Bajos</p> <p><i>“Highlights from the Planck mission”</i></p>	<p>Prof. Dante R. Chialvo UCLA, Los Angeles, California Universidad Nacional de Rosario, Argentina</p> <p><i>“Criticality in brain’s physics and mind dynamics”</i></p>
<p>Dr. Francisco Guinea Investigador teórico en Física de Materia Condensada ICMM. CSIC. Madrid</p> <p><i>“Graphene and its unique properties”</i></p>	<p>Prof. María Josefa Yzuel Giménez Vicepresidenta de la RSEF y Presidenta de la SPIE (International Society for Optics and Photonics). Universidad Autónoma de Barcelona</p> <p><i>“Polarimetric study of the liquid crystal panels. Optimization for diffractive optics”</i></p>
<p>Prof. Fabio Sciarrino. Universidad “La Sapienza” de Roma.</p> <p><i>“Optical technologies for quantum information processing”</i></p>	<p>Prof. Raúl Sánchez Fernández Grupo de Física de Plasmas Universidad Carlos III de Madrid</p> <p><i>“Fusion turbulent plasmas as complex systems”</i></p>
<p>Dr. Javier García de Abajo Director del Grupo de Nanofotónica del CSIC Instituto de Óptica – CSIC.Madrid</p> <p><i>“Plasmonics: Achievements, trends, and challenges”</i></p>	<p>Prof. Christine Kourkouvelis Professor of Physics, University of Athens, and CERN</p> <p><i>“The outreach programs for Physics and the inspired science education for High school teachers”</i></p>
<p>Prof. Gene P. Mosca Gene P. Mosca ha sido profesor de la United State Naval Academy.</p> <p><i>“La enseñanza de la física en los primeros cursos de universidad en USA”</i></p>	<p>Luisa Cifarelli Presidenta de la European Physical Society</p> <p><i>“European Physical Society activities and perspectives”</i></p>
<p>Maria Bellantone Senior Publishing Editor, European Physical Journals</p> <p><i>“EPJ: a European physics tradition achieves global reach”</i></p> <p>(Chair: Maria L. Calvo Scientific Advisory Committee, European Physical Journals)</p>	<p>Coloquio socios: Revista Española de Física Coordinación: José Luis Sánchez Gómez</p>

Conferencias Plenarias

Electrons, Spins and Emerging Directions in Spintronics

A. Fert

UMP CNRS/Thales, Palaiseau and Université Paris-Sud, Orsay, (France)

Spintronics exploits the influence of the electron spin orientation on electronic transport. It is mainly known for the “giant magnetoresistance” (GMR) and the large increase of the hard disc capacity obtained with read heads based on the GMR, but it has also revealed many other interesting effects. Today spintronics is developing along many novel directions with promising prospects as well for short term applications as for the “beyond CMOS” perspective. After an introduction on the fundamentals of spintronics, I will review some of the most interesting emerging directions of today: spin transfer and its applications to STT-RAMs or to microwave generation, spintronics with semiconductors, graphene and carbon nanotubes, Spin Hall Effects, neuro-morphic devices etc.

Graphene and its unique properties

Francisco Guinea

Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid, CSIC, Cantoblanco E-28049 Madrid, Spain (Spain)

Graphene is a unique material, with special features such as extreme two dimensionality, high mobility metallic transport due to mass less carriers, largest known elastic constants, very flexible, ... Some of these properties will be reviewed, as well as on-going research intended to elucidate their origin.

The outreach programs for Physics and the inspired science education for High school teachers

Christine Kourkouvelis

Professor of physics, University of Athens

Since the large experiment started at CERN, the need for communicating with the public and transferring the knowledge acquired, became more urgent. This was due to the need of sharing the excitement of the researchers and informing the public about the use of public funds on one hand, and on the other hand, the need to bridge the clear gap of between teaching and research.

We have developed an interactive event display for the events collected at LHC by the ATLAS experiment, called HYPATIA. Using HYPATIA the teachers and students can view the events and at the same time analyze them, the way the real researchers do.

The example of high energy physics educational tools will be used to illustrate the EU driven efforts for the introducing novel pedagogical techniques in schools which require the continuous iterative process of questions, active investigation and creation by the students. The EU outreach programs "Learning with ATLAS@CERN", "Pathway to Inspired Science Teaching", "Discover the COSMOS" will be discussed and examples will be given.

Criticality in brain's physics and mind dynamics

Dante R. Chialvo

CONICET, Universidad Nacional de Rosario, Argentina & University of California, Los Angeles, USA.

It is well known that dynamical systems posed near a second order phase transition generate a bewildering variety of flexible behavior, associated with the abundance of metastable states at the critical point. This universal feature led us to conjecture, since the last millennium, that the most fundamental cognitive properties of the functioning brain are only possible because spontaneously stays near criticality. In this talk first we discuss which aspects of the mind dynamics can be usefully explained in terms of critical phenomena. Then we review recent experimental results, both in health and disease, at various brain scales, ranging from a few millimeters up to the entire brain supporting our conjecture. Finally we discuss the lessons and implications for the design of emergent intelligent devices.

Optical technologies for quantum information processing

Fabio Sciarrino

Dipartimento di Fisica, Sapienza Università di Roma

Photons are a natural candidate for quantum information transmission, quantum computing, optical quantum sensing, and metrology. In the last few years, the Quantum Optics group of Roma has contributed to develop different experimental photonic platforms to carry out quantum information processing based on different photon degrees of freedom.

The standard encoding process of quantum information adopting the methods of quantum optics is based on the two-dimensional space of photon polarization. Very recently the orbital angular momentum (OAM) of light, associated to the transverse amplitude profile, has been recognized as a new resource, allowing the implementation of a higher-dimensional quantum space, or a “qudit”, encoded in a single photon. Our research topic is based on the study of new optical devices able to couple the orbital and spinorial components of the photonic angular momentum[1]. Such devices allow to manipulate efficiently and deterministically the orbital angular momentum degree of freedom, exploiting both the polarization and the OAM advantages [2]

Another approach exploits integrated optical technology which may represent an excellent experimental platform to carry out quantum information processing. We report the realization of a laser written beam splitter in a bulk glass able to support polarization encoded information [3]. We demonstrated integrated quantum optical circuits, like CNOT gate [3]. The maskless technique, the single step easy fabrication, the possible three-dimensional layouts and the circular transverse waveguide profile able to support the propagation of gaussian modes with any polarization state make this approach promising to carry out optical quantum information processing.

REFERENCES:

1. E. Nagali, et al., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 013601 (2009).
2. E. Nagali, et al., *Nature Photonics* **3**, 720 (2009); E. Nagali, et al., *Phys. Rev. Lett.* **105**, 073602 (2010).
3. L. Sansoni, et al., *Phys. Rev. Lett.* **105**, 200503 (2010); A. Crespi, et al. [arXiv:1105.1454]

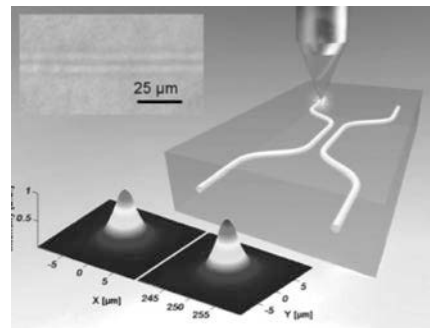


Figure 1. Schematic of the laser-written directional coupler in the bulk of a glass.

Fusion turbulent plasmas as complex systems

R. Sanchez

Departamento de Física, Universidad Carlos III de Madrid, 28021 Madrid (Spain);

In nature there are many systems that exhibit some form of self-organization from which a priori unexpected structures and dynamical behaviors emerge. These are unexpected specially when examined in the light of the physical mechanisms that govern each of the individual elements that form the system. Several common ingredients seem to be needed for complex dynamics to emerge: strong nonlinear interactions between many independent elements or degrees of freedom, the presence of instability thresholds, fluctuations and external drives for the system. Examples of these systems are forest fires, earthquakes, sandpiles, and even aspects of economics and society itself.

Magnetically confined plasmas of interest for the production of fusion energy also exhibit self-organized behavior. Although the underlying equations governing these plasmas are apparently simple, their behavior is extraordinarily varied and subtle as a result of their extreme susceptibility to the presence of electric and magnetic fields. Complexity is manifested via the spontaneous formation of interesting spatial structures and complex dynamical behaviors that span a wide range of length and time scales. The excitation of zonal flows by plasma turbulence and the way these flows affect the leakage of energy and particles out of the magnetic traps containing these plasmas is one such example of particularly important practical consequences. The dynamics of energy confinement in these turbulent plasmas in near-marginal conditions is another. The way in which tools and ideas imported from the so-called '*science of complexity*' can help to understand the underlying physics and to thrust the further development of these prototype fusion reactors will be described in a non-specialized way.

J. A. Tauber, on behalf of the Planck Collaboration

1. <http://www.esa.int/Planck>
2. http://www.sciops.esa.int/index.php?project=planck&page=Planck_Legacy_Archive
3. http://www.sciops.esa.int/index.php?project=PLANCK&page=Planck_Published_Papers

Plasmonics: Achievements, trends, and challenges

F. Javier García de Abajo

Instituto de Óptica – CSIC, Serrano 121, Madrid, Spain; J.G.deAbajo@csic.es.

Surface plasmons, the electromagnetic excitations coupled to collective conduction-electron oscillations at metal surfaces, are pillar stones of applications as varied as ultrasensitive optical biosensing, photovoltaics, optoelectronics, and quantum-information processing. The growing plasmonics community gathered around these fields combines a multidisciplinary range of expertises that are currently generating new discoveries at an impressive pace. In this talk, we will discuss prominent examples and recent achievements based on plasmons.

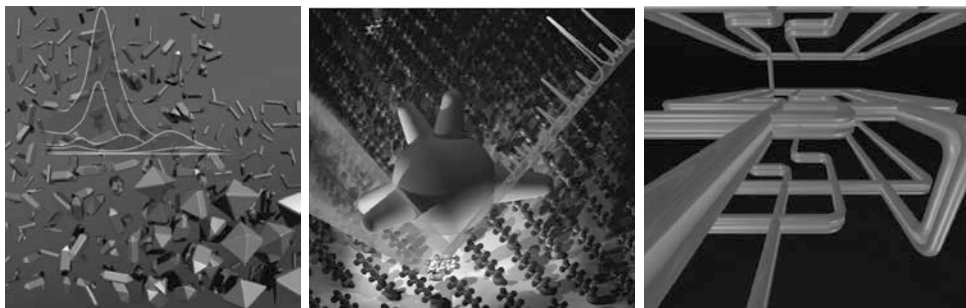


Figure 1. Left: The morphology and size of nanoparticles, and in notoriously gold nanoparticles, can now be controlled with sufficient accuracy to produce monodisperse particle assemblies with well-defined plasmons that rule their optical properties. This image shows nanoparticles produced at different stages of a colloidal reaction going from 60-nm rods to larger octahedra. The background and particle colors indicate how they appear in solution under light reflection and transmission conditions, respectively. Center: Small gaps between metals, such as those formed between the tips of star-shaped nanoparticles and a planar gold surface, produce large concentration of light intensity that is used to make spectroscopy of single molecules. Right: Plasmons can propagate along waveguides, for example within the gap between a nanowire pair, which has been postulated as a solution to achieve high volumen density of optical components.

The field of plasmonics started over half a century ago with the prediction [1] and subsequent observation [2] of surface plasmons. These initial studies relied on fast electrons to excite the new modes. Actually, electron-microscope imaging and spectroscopy has played a central role in this field, which is now enhanced by the availability of a new generation of electron microscopes with outstanding energy and space resolution. Electron energy-loss spectroscopy and cathodoluminescence spectroscopy have contributed to understand plasmons both in extended systems and in nanoparticles. We will examine several examples of plasmon mapping using these techniques [3].

Plasmons are capable of producing light intensity enhancement at so-called optical hot spots. This effect is remarkably efficient at the gaps between sharp metal tips (see Fig. 1), leading to local-field intensities over five orders of magnitude higher than the intensity of the externally supplied light. Such large optical enhancement finds application in drug delivery, tumoral treatments, and ultrasensitive chemical analysis, down to the single-molecule level, particularly when analyzing molecule-specific vibrational levels via surface-enhanced Raman scattering [4].

New trends in plasmonics research will be briefly discussed, and in particular, the interaction between electrons, photons, and plasmons at the single-particle level (quantum plasmonics); tunable plasmons in highly doped graphene (graphene plasmonics); and improved photovoltaics.

REFERENCES

1. Ritchie R. H., *Physical Review*, **106**, 874-881 (1957)
2. Powell C. J., Swan J. B., *Physical Review*, **115**, 869-875 (1959)
3. García de Abajo, F. J., *Reviews of Modern Physics*, **82**, 209-275 (2010)
4. Rodríguez-Lorenzo, L. *et al.*, *Journal of the American Chemical Society*, **131**, 4616-4618 (2009)

Polarimetric study of the liquid crystal panels. Optimization for diffractive optics

M. J. Yzuel,¹ J. Campos,¹ A. Márquez,² I. Moreno,³ J. Nicolás,⁴ A. Lizana,¹ O. López-Coronado,¹
C. Iemmi,⁵ J.A. Davis,⁶

¹Departamento de Física, Universidad Autónoma de Barcelona, 08193 Bellaterra (Spain);

²Depto. de Física, Ingeniería de Sistemas y Teoría de la Señal, Universidad de Alicante (Spain);

³Dept. Ciencia y Tecnología de Materiales. Univ. Miguel Hernández, Elche (Spain);

⁴ALBA Synchrotron Light Source Facility. 08290 Cerdanyola del Vallès. (Spain);

⁵Dept. de Física, Fac. de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires (Argentina);

⁶Department of Physics, San Diego State University, San Diego, California 92182 (USA).

LC panels are widely used in diffractive optics (DO). Some applications are related with the generation of lenses and the change of the optical systems behavior. These panels are also used in digital holography. The introduction of elliptically polarized light [1, 2] in the use of twisted nematic liquid crystal displays improves the phase only modulation and the optimization of their performance in diffractive optics. In optical pattern recognition we implemented optical processors for the recognition of color objects, using the color distribution, in the discrimination process. Another research line that we have developed is the design and implementation of apodizing filters in imaging systems.

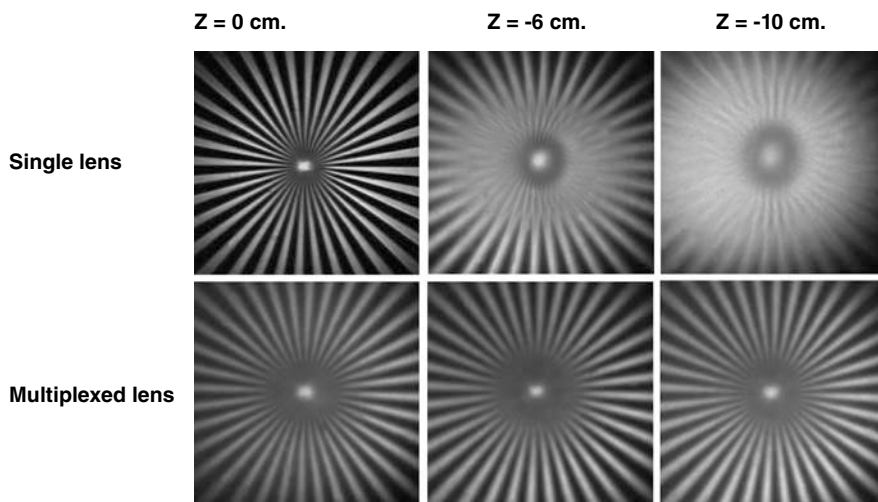
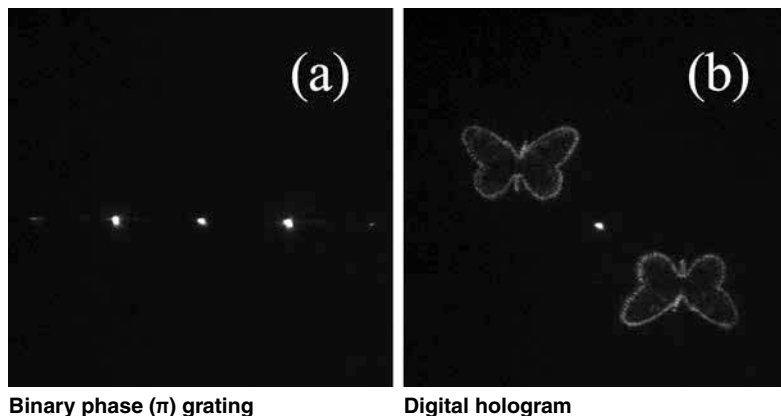


Figure 1. Images of the Siemens star captured at the best image plane ($Z = 0$) and defocused planes ($Z = -6$ cm and $Z = -10$ cm) when a single lens and a multiplexed lens (M33) are generated in a liquid crystal panel

We have also analyzed the design of diffractive lenses by the generation of phase elements resulting from the multiplexing of diffractive lenses to increase the depth of focus [3] (Figure 1). In this presentation we analyze the use of transmission liquid crystal displays and liquid crystal on silicon (LCoS) displays that work in reflection.

We have implemented Diffractive Optical Elements on LCoS displays working in reflection. The influence of the temporal phase fluctuations [4] is shown in Figure 2.

Binary phase (π) grating

Digital hologram

Figure 2. Generation of Diffractive Optical Elements on LCoS displays. The zero order is due to the temporal phase fluctuations

REFERENCES:

1. A. Márquez, C. Iemmi, I. Moreno, J. A. Davis, J. Campos and M. J. Yzuel, "Quantitative prediction of the modulation behavior of twisted nematic liquid crystal displays based on a simple physical model," *Opt. Eng.* 40, 2558-2564 (2001).
2. A. Márquez, I. Moreno, C. Iemmi, A. Lizana, J. Campos and M. J. Yzuel, "Mueller-Stokes characterization and optimization of a liquid crystal on silicon display showing depolarization," *Opt. Express* 16, 1669-1685 (2008)
3. C. Iemmi, J. Campos, J. C. Escalera, O. López-Coronado, R. Gimeno and M. J. Yzuel, "Depth of focus increase by multiplexing programmable diffractive lenses," *Opt. Express* 14, 10207-10219 (2006)
4. A. Lizana, I. Moreno, A. Márquez, C. Iemmi, E. Fernández, J. Campos and M. J. Yzuel, "Time fluctuations of the phase modulation in a liquid crystal on silicon display: characterization and effects in diffractive optics," *Opt. Express* 16, 16711-16722 (2008)

The Large Hadron Collider LHC: Entering a new era of fundamental science

Rolf Heuer

CERN, European Organization for Nuclear Research
Geneva, Switzerland

With the start of the Large Hadron Collider (LHC) at CERN, particle physics is entering a new era. The LHC will open up a new chapter in high-energy physics, providing a deeper understanding of the universe and any of the insights gained could change our view of the world. We expect revolutionary results about the origin of matter, the nature of dark matter and possibly glimpses of extra spatial dimensions. The talk will address the exciting physics prospects offered by the LHC, present first results since the start of data taking on 30 March thlast year and will have a forward look to particle physics at the energy frontier.

Física de Altas Energías

Alignment of the ATLAS Inner Detector Tracking System

E. Romero¹, V. Lacuesta, R. Moles

Instituto de Física Corpuscular (IFIC), CSIC-Universitat de València. Apartado 22085, 46071 Valencia (Spain);

¹ Elena.Romero@ific.uv.es

During 2010 the LHC produced proton-proton collisions at an unprecedented centre-of-mass energy of 7 TeV. These collisions have been recorded with ATLAS, a general-purpose experiment designed to search for new physics phenomena and to test the Standard Model at these high energies.

The efficient and precise reconstruction of charged particle tracks is a basic aspect of high-energy physics experiments. In order to achieve its scientific goals, ATLAS is equipped with several sub-detectors: a very precise Inner Detector (ID) tracking system, the calorimeter system and the muon spectrometer.

The ID consists of three subsystems: the Pixel detector, the Semiconductor Tracker (SCT) and the Transition Radiation Tracker (TRT). The Pixel and SCT are silicon-based detectors but using two distinct technologies, pixels and microstrips respectively. The TRT is a drift chamber composed of straws filled with gas.

All three subsystems are divided into a barrel part and two end-caps. The barrel parts consist of several layers of sensors whilst the end-caps are composed of a series of disks or wheels of sensors. The entire tracking system is embedded within a superconducting solenoid coil that produces a 2 T axial magnetic field. A schematic view of the ID can be seen in figure 1.

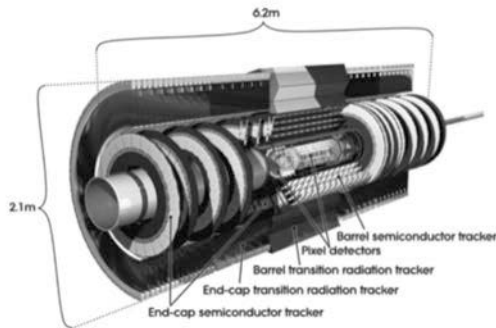


Figure 1: Schematic Inner detector view: Pixel, SCT and TRT detectors.

After the assembly of the ID, the position of the individual detector elements is known with less precision than their intrinsic resolution. The baseline goal of the ID alignment is to determine the position and orientation of the active detector components such that the track parameter resolutions are not significantly degraded (no more than 20%) with respect to those derived with perfect knowledge of the detector geometry. Therefore, alignment tolerances should be:

	Pixel		SCT		TRT
	Barrel	Endcap	Barrel	Endcap	All
r_j (mm)	7	7	12	12	30
z (mm)	20	100	50	200	-

Table 1: precision of the positioning of the devices.

To obtain these requirements the strategy of the ID alignment has different steps:

- Initial knowledge of the module position based on optical and mechanical survey information collected during the assembly and integration stages. This in-

formation gives a first estimate of the detector position and it has been used as initial detector geometry in the alignment procedure.

- Track-base offline alignment algorithms within the ATLAS software framework are used to achieve the required precision. These algorithms have been tested using simulated and real data (cosmic and collisions). All of them make use of the track-hit residuals, i.e. the distance from the extrapolated track position in a given detector element to the hit recorded in the same element. The alignment constants are those that minimise the track-hit residuals. For this purpose a χ^2 function is built from the residuals of all collected tracks as follows:

$$\chi^2 = \sum_{\text{tracks}} r^T V^{-1} r; \quad \frac{d\chi^2}{da} = 0$$

where $\mathbf{r} = \mathbf{r}(\boldsymbol{\tau}, \mathbf{a})$ is the vector of the track-hit residuals for a given track, which depends on the track parameters $\boldsymbol{\tau} = (d_0, z_0, \phi_0, \theta, q/p)^1$ and the alignment parameters \mathbf{a} , which is a repetition of the basic vector $(T_x, T_y, T_z, R_x, R_y, R_z)^2$ for as many as alignable structures. V represents the covariance matrix of the hit measurements. The χ^2 minimisation is done with respect to the alignment parameters \mathbf{a} .

The detector alignment is performed in a sequence of several levels of different detector granularity, following the assembly hierarchy. First, the largest structures, sub-detector barrels and end-caps, are aligned. These have the largest misalignments, but require the smallest number of hits-on-tracks to accurately determine their alignment. A second level of alignment treats barrel layers and end-cap disks as separate alignable objects. At this level, more structures, and consequently more degrees of freedom (DoFs), are aligned. The final alignment level consists on the module-by-module (Pixel, SCT) or wire-by-wire (TRT) alignment. This level has the most DoFs and requires the greatest statistics. Table 2 shows a summary of the number of structures, DoFs and typical corrections for each of the main alignment levels.

	# Structures			# DoFs		Typical correction (mm)
	Pixel	SCT	TRT	Silicon	TRT	
Level 1	1	3	3	24	17	1000
Level 2	12	22	96	204	960	100
Level 3	1744	4088	350848	34992	701696	10

Table 2: Number of structures to be aligned, DoFs used and typical correction of the main alignment levels.

Two distinct track collections were used simultaneously as input for the alignment:

- Collision tracks: this sample consisted on a collection of high p_T and well isolated tracks. These tracks were selected from the LHC proton-proton collisions by the high-level trigger and put into a dedicated calibration stream.

¹ d_0 and z_0 are the transverse and longitudinal impact parameter respectively, measured with respect to the origin. ϕ_0 is the azimuthal angle of the track at the point of closest approach to the origin, and θ is the polar angle. The ratio q/p is the inverse of the particle momentum multiplied by its charge.

² Each alignable structure has 6 basic degrees of freedom. These correspond to the 3 translations (T_x, T_y, T_z) that determine its position and 3 rotations (R_x, R_y, R_z) that designate its orientation.

- Cosmic-ray tracks: collected by the cosmic-ray triggers enabled during the LHC proton-proton physics runs but just during those periods without unpaired proton bunches passing through ATLAS. As the cosmic-ray tracks are acquired in parallel with the collision tracks, the detector geometry and operation conditions are exactly the same for both samples. The cosmic-ray tracks help the ID alignment by introducing correlations between detector regions that are not correlated by collision tracks, which do not cross opposite parts of the detector. Whereas cosmic-ray tracks can cross the full barrel with modules in both the upper and lower barrel halves registering hits.

The data used for the alignment presented here were collected during the LHC run from March to July 2010. Depending on the alignment level, the actual size of the sample of tracks varied. In alignment levels 1 and 2 all the hits collected by the modules lying in the same alignable structure contribute to the hit statistics. However, in order to collect enough hits per module for the alignment at level 3 the full sample of 4.3 million and 300 k of collision and cosmic-ray tracks were used. This is referred to as the Autumn 2010 Alignment.

To check the quality of this alignment, an independent data set was needed. For this purpose a data set that comprises $\sim 150,000$ events collected from $\sqrt{s} = 7$ TeV proton-proton collision runs taken between 29th July 2010 and 18th August 2010 was used.

If a module layer in the barrel or a disk in the end-caps is misaligned with respect to the others, the hits in that layer/disk will be systematically displaced from their true position, and the mean of the residual distribution for that layer or disk will be significantly different from zero. Figure 2 shows the mean of the residual distributions as a function of the module layer in the Pixel and SCT barrels and as a function of the module disk in the Pixel and SCT end-caps. Very small biases at sub-micrometre level can be observed. The origin of these small biases may be related to relative movements of the ID layers and disks at the level of $5\mu\text{m}$ between different run periods.

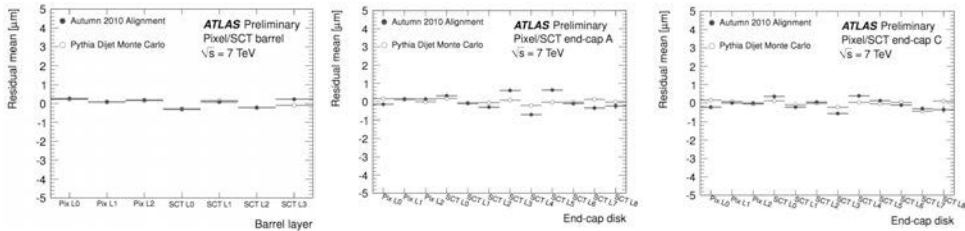


Figure 2: Mean of the residual distributions as a function of the module layer in the Pixel and SCT barrels, and as a function of the module disk in the Pixel and SCT end-caps. The residual distributions for the jet trigger data sample reconstructed with the Autumn 2010 Alignment (full circles) are compared with the dijet MC simulation sample (open circles). Tracks are required to have $p_T > 2$ GeV.

During 2011 the LHC luminosity has increased. Therefore, the 2011 data will have enough track statistics to attempt a complete ID alignment for shorter data taking periods, enabling the study of a time dependence of alignment and a possible correlation with detector events (cooling loops and magnet cycles), thus following closely the detector operation conditions.

Aplicaciones de Física utilizando la Infraestructura de e-Ciencia del IFIC

S. González de la Hoz¹, M. Villaplana¹, C. Escobar¹, G. Amorós¹, A. Fernández¹, M. Kaci¹, A. Lamas¹, E. Oliver¹, J. Salt¹, J. Sánchez¹, V. Sánchez¹

¹Instituto de Física Corpuscular (IFIC), CSIC-Universitat de València, Apartado 22085, E-46071 Valencia; santiago.gonzalez@ific.uv.es.

La infraestructura GRID-CSIC [1] proporciona recursos de computación distribuida, cuyo fin es potenciar proyectos multidisciplinares y/o entre varios centros, los cuales necesitan simular, analizar, distribuir o acceder a grandes volúmenes de datos. Actualmente en el IFIC las aplicaciones científicas usando dicha infraestructura son: Física en Imagen Médica y Hadronterapia, Física Nuclear, Física Teórica (Lattice) y Física de Neutrinos.

La comunidad de Física de Altas energías disfruta desde diciembre de 2009 del acelerador de partículas más potente jamás construido, el *Large Hadron Collider* (LHC). Gracias al LHC y a experimentos como ATLAS somos capaces de explorar por primera vez el rango de energía del orden de varios TeV en busca de nueva física.

El modelo de computación GRID en ATLAS tiene una jerarquía en capas que van desde el Tier0 en el CERN hasta los Tier2 distribuidos por todo el mundo. El Tier2 del IFIC está destinado principalmente a la generación de sucesos Monte Carlo (MC) y al análisis de datos. El tamaño de la infraestructura debe desarrollarse hasta llegar al 5% del total de todos los Tier2 de ATLAS, de acuerdo con la participación de los grupos españoles. La infraestructura está integrada en el LHC *Computing GRID* (LCG) [2] siguiendo el modelo de computación de la colaboración ATLAS [3].

En la figura 1 se representa el número de trabajos de análisis y de MC que han sido enviados al IFIC desde Marzo de 2010 hasta Abril de 2011. Se puede observar como el número de trabajos de análisis ha ido aumentando progresivamente desde la puesta en marcha del acelerador a 7 TeV en Abril de 2010 hasta alcanzar un máximo de 3500 trabajos de análisis ejecutados en un día. Así mismo, la producción de sucesos de MC se ha mantenido más o menos constante, con una media de unos 1000 trabajos diarios.

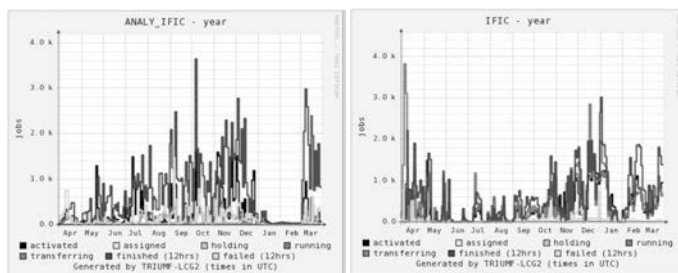


Figura 1. Número de trabajos de análisis (izquierda) y de simulación Monte Carlo (derecha) enviados a la infraestructura del IFIC desde Abril de 2010 hasta Marzo de 2011.

La infraestructura Tier2 está integrada en ATLAS y está estrechamente relacionada con otros proyectos de desarrollo de sistemas distribuidos que utilizan tecnologías GRID para la implantación de un sistema de análisis distribuido, servicios de gestión automática de granjas de ordenadores, y finalmente servicios de almacenamiento y gestión de datos.

En la tabla 1 se pueden ver los recursos de computación, CPU y disco, instalados y funcionando en la infraestructura de e-Ciencia del IFIC tanto para el Tier2 de ATLAS como para el proyecto GRID-CSIC en Abril de 2011.

	TOTAL	TIER2	GRID-CSIC
CPU (HEPSpec06)	8704,8	6004,8	2700
Disco (TB)	710	530	180

Tabla 1. Recursos de CPU y disco en la infraestructura de e-Ciencia del IFIC dedicados para el experimento ATLAS y para el proyecto GRID-CSIC en Abril de 2011.

La figura 2 muestra el uso de CPU desde marzo de 2010 hasta Abril de 2011 por parte de los usuarios ATLAS y por el resto de usuarios en el IFIC. EL 83% de los recursos de la infraestructura de e-Ciencia se utilizan por parte de la colaboración ATLAS y el 17% por el resto de aplicaciones científicas.

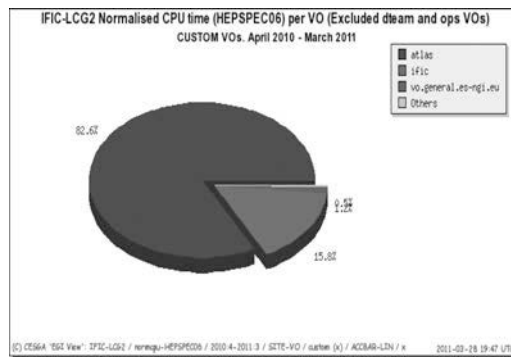


Figura 2. CPU utilizada desde Abril de 2010 hasta Marzo de 2011 en la infraestructura de e-Ciencia.

Podemos concluir que la infraestructura de e-Ciencia del IFIC esta siendo una pieza esencial en la cadena de análisis y de simulación de ATLAS y además tiene una componente de desarrollo tecnológico con proyección a la implementación de aplicaciones dentro del campo de la llamada e-Ciencia.

Agradecimientos: Al proyecto del plan Nacional de I+D+i (FPA2010-21919-C03-01) y al Proyecto Intramural del CSIC (200450E494).

REFERENCIAS

1. GRID-CSIC Project website . <http://www.grid.csic.es>
2. LHC Computing Grid project website. <http://lcg.web.cern.ch>.
3. The ATLAS Collaboration, D. Adams et al. The ATLAS Computing Model. 2005. CERN-LHCC-2004-037/G-085.

ATLAS Top Mass Reconstruction in $t\bar{t}$ events (lepton+jets channel)

R. Moles-Valls¹, M. Moreno Llácer¹, C. Escobar², V. Lacuesta¹, A. Wildauer¹

¹Instituto de Física Corpuscular, UV-CSIC, Apdo Correos 22085, E-46071 Valencia; regina.moles@ific.uv.es

²University of Pittsburgh, Department of Physics and Astronomy, 3941 O'Hara Street, Pittsburgh, PA 15260, USA

The top quark mass is a fundamental parameter of the Standard Model (SM) of particles physics. After the discovery of the top quark in 1995 at Tevatron in Chicago, USA, much work has been devoted to precisely measure its mass because it is intriguingly close to the electro-weak symmetry breaking scale. In addition, it can help to constrain the yet-unobserved Higgs Boson. The present world average value of $m_{\text{top}} = (173.3 \pm 1.1) \text{ GeV}/c^2$ [1].

During 2010 LHC (*Large Hadron Collider*) has been working at proton-proton center of mass energy of $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. Top quarks at LHC are mainly produced in pairs and through gluon-gluon fusion process. The SM $t\bar{t}$ production cross-section at the present LHC has been measured to be $(165^{+11}_{-16}) \text{ pb}$ [2]. The SM top quark decays into a W boson and a b-quark almost 100% of the time. The main methodology used to determine m_{top} at hadron colliders consists of measuring the invariant mass of the decay of the products of the top-quark candidate. The most precise measurement is based on $t\bar{t} \rightarrow \text{lepton} + \text{jets}$ channel with lepton (electron or muon) where one of the W boson decays into a pair of leptons and the other into a pair of quarks. Finally, $t\bar{t}$ events contain a charged lepton, missing transverse energy from the undetected neutrino and four jets with high transverse momentum, two of them originated from b quarks. ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) is one of the two multi-purpose detectors built to study the LHC physics, and in particular, the top physics. ATLAS was taking data during 2010 and the integrate luminosity amounts to $L_{\text{int}} = 35.3 \text{ pb}^{-1}$. In ATLAS several complementary methods are exploited to measure the top mass. There are a 2-dimensional template analysis that simultaneously determine the m_{top} and the JES (Jet Energy Scale), a 1-dimensional template analysis exploiting a kinematical likelihood fit to all decay products of the $t\bar{t}$ system, and finally the 1-dimensional template analysis which is based in the measurement

of the mass ratio of the top mass and W boson mass. All these methods have the same event selection that consist of applying the following requirements to the reconstructed objects: trigger (electron or muon should have fired the ATLAS trigger system), a primary vertex, one electron or muon candidate, missing transverse energy and four jets with transverse momentum larger than 25 GeV. Using this selection the expected background contribution is 15% (16%) for the electron (muon)

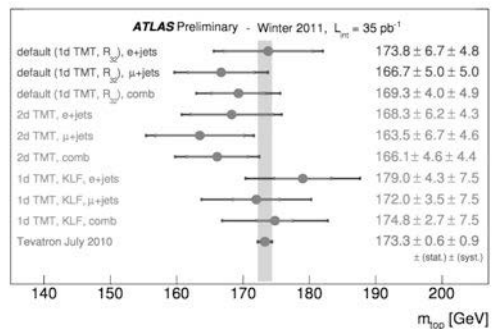


Figure 1. The results on m_{top} from the three analyses at different channel (electron and muon) and combined result compared to the present world average value for m_{top} measured in tevatron in 2010.

channel, and the corresponding signal to background (S/B) is 5.7(5.1). The sources of background considered are $t\bar{t}$ with all other decay channels, single top production, di-boson processes and finally QCD multi-jet production. The analysis of the $t\bar{t}$ to electron+jets and muon+jets channels have been done and these ones yield consistent results. Combining both channels the measured top quark mass in ATLAS is $m_{\text{top}} = (169.6 \pm 4.0(\text{stat}) \pm 5.1(\text{syst})) \text{ GeV}/c^2$ [3].

The Global χ^2 is the name of the kinematic method developed in Valencia to determine the mass of the top quark. The Global χ^2 method consists in one global fit and one nested fit: the W boson and top quark fits are simultaneously at their minima and correlations are taken into account. This kinematic fit uses the following χ^2 function that accounts for all the reconstructed objects and some extra information:

$$\chi^2 = \sum_{\text{jets}+\ell} \left(\frac{E_i^m - E_i^f}{\sigma_{E_i}} \right)^2 + \left(\frac{M_{jj} - M_W^{\text{PDG}}}{\Gamma_W^{\text{PDG}}} \right)^2 + \left(\frac{M_{\ell\nu} - M_W^{\text{PDG}}}{\Gamma_W^{\text{PDG}}} \right)^2 + \left(\frac{M_{j\bar{b}_H} - M_{\text{top}}^f}{\sigma_{\text{top}_H}^{\text{PDG}}} \right)^2 + \left(\frac{M_{\ell\bar{b}_L} - M_{\text{top}}^f}{\sigma_{\text{top}_L}^{\text{PDG}}} \right)^2$$

This χ^2 has several terms, the first term compares the measured energy with the expected energy. The next two terms constrain the invariant mass of the two light jets and the lepton plus the neutrino to the pole mass of the reference W boson, hadronic and the leptonic W decay. Finally the latest two terms allow to compute the top quark mass for the hadronic and leptonic top quark decays. This method was tested using Monte-Carlo samples and the results were very promising [4]. At this moment new tools are being added to the algorithm to analyze real data and obtain the top mass value with 2010/2011 data.

A new study to investigate the properties of the electroweak interaction, in particular of the tWb coupling is performed in Valencia. For un-polarised top quark decays, the meaningful direction in the top quark rest frame is the one of the W boson (and b quark) three-momentum. However, for polarised top quark decays further spin directions may be considered: the transverse and normal W polarization fractions. In particular, a rather simple forward-backward asymmetry in the normal direction is found to be very sensitive to complex phases in the Wtb anomalous couplings [5]. In the t-channel single top production at LHC, the top quarks have a large polarization and therefore the measurement of this asymmetry is encouraging.

One must add that the kinematic reconstruction of the top decays relies just in the Born level diagram. Therefore it might be expected that the higher order terms may have important contributions. These are expected to be energy dependent. Therefore this kind of analysis may lead to different results at Tevatron and LHC.

REFERENCES

1. The CDF and D0 Collaboration and the Tevatron New-Phenomena and Higgs Working Group. 2010. Combined CDF and D0 Results on the Mass of the Top Quark using up to 5.6fb^{-1} of data, **arXiv:1007.3178**
2. The ATLAS Collaboration, G.Aad et al., Measurement of the top-quark pair production cross-section with ATLAS in pp collision at $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}$. 2010. *Submitted to Eur.Phys.Journal C*. **arXiv:1012.1792**
3. The ATLAS Collaboration, G.Aad et al., Measurement of the Top-Quark Mass using the Template Method in pp Collisions at $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector. 2011.
4. Carlos Escobar Ibañez. Alignment of the ATLAS Silicon Tracker and measurement of the top quark mass. 2010. *Tesis Doctoral*, **chapter 8**
5. J. A. Aguilar-Saavedra, J. Bernabeu .W polarisation beyond helicity fractions in top quark decays. **arXiv:1005.5382**

Búsqueda de bosones pesados W' desintegrándose en muon y neutrino en colisiones pp a 7 TeV

C. Díez Pardos¹, S. Goy López¹

¹División de Física Experimental de Altas Energías, CIEMAT, 28040 Madrid, carmen.diez@ciemat.es

El acelerador LHC comenzó a operar a energías en el sistema de centro de masas de 7 TeV en marzo de 2010. Con los datos recogidos durante ese año, equivalentes a una luminosidad integrada de 36 pb^{-1} , el experimento Compact Muon Solenoid, CMS [1], ha llevado a cabo las primeras búsquedas de nuevas partículas.

Un candidato de nueva física es un bosón vectorial pesado y cargado, W' , propuesto por varias extensiones del Modelo Estándar. Un modelo generalizado asume para las búsquedas experimentales que este nuevo bosón es análogo al bosón W , intermedio en las interacciones débiles, con canales de desintegración similares en leptones o quarks. Debido a la mayor masa del bosón W' la desintegración en el canal $W' \rightarrow t\bar{b}$ es posible por lo que el cociente de desintegración en otros canales es menor que en el caso del W del Modelo Estándar.

El experimento CMS, es uno de los experimentos de propósito general instalados en el acelerador LHC. Su estructura es cilíndrica y está compuesto por un sistema de detección de trazas y un sistema de calorimetría, inmersos en un solenoide, y por detectores de muones, fuera del mismo.

Los procesos de fondo de la búsqueda de $W' \rightarrow \mu\nu$ incluyen desintegraciones determinadas por el Modelo Estándar, como W , sucesos de QCD, $t\bar{t}$, $Drell\text{-}Yan$, dibosones, así como una contribución de muones cósmicos.

Para estimar la eficiencia de identificación y selección de sucesos de señal y de fondo se utilizaron simulaciones Monte Carlo, junto con los propios datos. El análisis se basa en una reconstrucción eficiente de los muones junto con la energía faltante en el plano transversal, E_T^{miss} , debida al neutrino que escapa sin ser detectado. Los muones tienen que ser energéticos, aislados (poca energía depositada a su alrededor) y superar ciertos criterios de calidad para asegurar una buena reconstrucción de la trayectoria en los distintos detectores. E_T^{miss} se define como la suma vectorial negativa de todas las partículas en el suceso. Dado que se busca una desintegración en dos cuerpos, se espera que sus energías estén equilibradas en el plano transversal, tanto en dirección como en magnitud. Por lo tanto se requiere que el cociente entre las energías del leptón y del neutrino sea $0.4 < E_T(\text{leptón})/E_T^{\text{miss}} < 1.5$ y el ángulo acimutal entre ellos, $\Delta\phi$, sea cercano a π radianes. La masa transversa, M_T , se calcula como

$$M_T = \sqrt{2 \cdot p_T \cdot E_T^{\text{miss}} \cdot (1 - \cos\Delta\phi_{\mu\nu})}$$

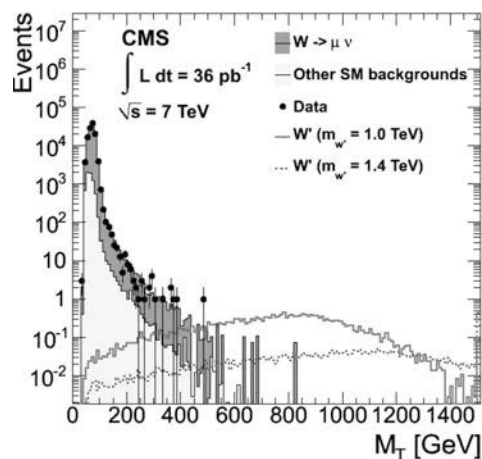


Figura 1. Distribución de la masa transversa para los fondos del Modelo Estándar (histograma), superpuestos a los datos (puntos), junto con la distribución esperada para la señal de W' para dos masas diferentes.

En la Figura 1 se muestra la distribución de la masa transversa. El fondo del Modelo Estándar se ha separado en dos contribuciones, el dominante, W , y el resto mencionado anteriormente. Se muestra también la distribución simulada para dos señales de W' . Las distribuciones de los datos y la predicción del Modelo Estándar son consistentes, teniendo en cuenta los errores sistemáticos (la medida de la luminosidad, la eficiencia de la señal y la estimación de los sucesos de fondo) y no se ha observado un exceso en la cola de la distribución de masa transversa.

Por tanto se puede establecer un límite superior al producto de la sección eficaz de producción de W' por la fracción de desintegración en ese canal. El valor de la sección eficaz teórica se utiliza para traducir el límite en la sección eficaz en una cota mínima en la masa del bosón W' . De este modo se excluye la existencia de un W' con acoplamientos similares a los del Modelo Estándar con una masa inferior a 1.4 TeV con un nivel de confianza del 95% [2].

Finalmente, los resultados de esta búsqueda se combinaron con los del análisis del canal electrónico de desintegración $W' \rightarrow e\nu$ [3]. Tampoco en este canal se han observado sucesos a alta masa transversa. En la Figura 2 se muestran los límites para cada canal y la combinación de ambos canales junto con la sección eficaz teórica. El límite mínimo para la masa del nuevo bosón aumenta a 1.58 TeV combinados los dos canales, lo que representa una mejora significativa con respecto a los límites publicados anteriormente.

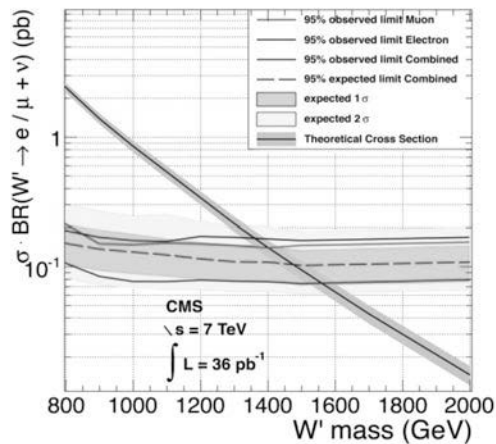


Figura 2. Límites obtenidos con el canal de desintegración en muones, rojo, y electrones, negro. La combinación se muestra con una línea azul continua (punteada) para el límite observado (esperado).

REFERENCIAS

1. CMS Collaboration, "Detector Performance & Software, Physics Technical Design Report", CERN/LHC 2006-001, CMS TDR 8.1, 2 febrero 2006.
2. CMS Collaboration, enviado a Phys. Lett. B, hep-ex/1103.0030
3. CMS Collaboration, Phys. Lett. B 698 (2011) 21-39, hep-ex/1012.5945

Calibration and performance of the T2K Time Projection Chambers

L. Escudero¹, A. Cervera, P. Stamoulis, L. Monfregola

Instituto de Física Corpuscular (IFIC), CSIC-Universidad de Valencia, Valencia.

¹loressa@ific.uv.es

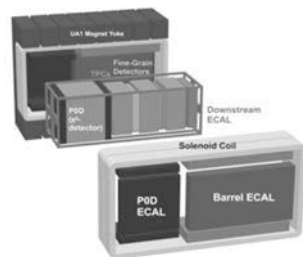
The Tokai to Kamioka (T2K) experiment located in Japan is the first off-axis long-baseline neutrino oscillation experiment. It consists of a highly pure muon neutrino beam generated at J-PARC in Tokai and directed towards the Super-Kamiokande (SK) detector, 295 km away, with a 2.5° off-axis configuration, providing a narrow band beam peaked at about 700 MeV, so that the far detector is located at the first oscillation maximum. The main goals at T2K are to improve the measurements of the atmospheric mixing parameters Δm_{23}^2 and θ_{23} using the ν_μ disappearance channel, and measure, in a ν_e appearance experiment, the mixing angle θ_{13} , the last unknown mixing angle in the lepton sector.

The near detectors are located at a distance of 280 m downstream of the production target. On the neutrino beam axis, the INGRID detector monitors the neutrino beam profile. Along the off-axis direction towards the far detector, the ND280 detector measures the interaction rates, neutrino spectra, and neutrino interaction kinematics. The off-axis detector is composed of several subdetectors. The PØD is a water-scintillator detector optimized to identify π^0 's; the tracker consists of time projection chambers (TPCs) and fine grained detectors (FGDs) optimized to study charged current interactions; and an electromagnetic calorimeter (ECal) surrounds the PØD and the tracker. The whole off-axis detector is placed in a 0.2 T magnetic field provided by the refurbished UA1 magnet, which also serves as part of a side muon range detector (SMRD).

The ND280 TPCs are currently one of the main tools both for tracking and particle identification of charged particles. The calibration of TPCs comprises two main steps: the “low level calibration” (requiring no reconstruction input), related to the charge calibration and important for the particle identification; and the “high level calibration” (using reconstruction input), including from the drift velocity calibration up to the corrections applied for electric and magnetic field distortions.

1. Low Level Calibration

The detector modules of the T2K TPC were built using the bulk micromegas (MM) technology. On a first stage of the “low level calibration”, it is important to mention the dedicated test bench carried out at CERN in order to characterize the MM modules. The Test-Bench consisted of a



ND280 off-axis detector



Inner box of the TPC

small drift chamber with a MM implemented on one side and a cathode on the other side. An automated X-Y scanning system allowed to measure the response of a single module pad when illuminated by a collimated ^{55}Fe source (185MBq). The goal was to provide a gain map of each MM and measure the energy resolution.

Another key element of the low level calibration procedure are the monitor chambers. The monitor chambers are two independent mini TPCs, constructed with a design similar to the large ones, which allow us to monitor the supply and return gas of the TPCs. Each of these two chambers measures both the drift velocity (using two ^{90}Sr sources) and the gas amplification (with one ^{55}Fe source).

The results from the low level calibration allow us to apply basic corrections. The correction for gain variation, resulting from gas density changes (mainly due to atmospheric pressure changes), is applied in the charge calibration, important for particle identification.

2. High Level Calibration

In order to measure and monitor important aspects of the electron transport in the TPCs, a photoelectron calibration system was incorporated into the TPC design. A collection of Al targets (dots and strips) with a well defined pattern is located on the central cathodes. When illuminated by the light source provided by the Nd:YAG UV laser (18 optical fibers + multiplexer), a control pattern of photoelectrons is produced on the central cathodes. The pattern produce an image on the pad plane that is detected and used for the calibration, to measure relative drift velocity, electronics timing uncertainties, micromegas gain, and inhomogeneities and misalignments of B,E fields. Cosmic rays are also used in the calibration to measure the absolute drift velocity or the transverse diffusion.



Example of event display (tracker)

3. Performance

Neutrino, cosmic rays and calibration events have been processed in order to study the initial performance achieved by the TPCs. Those studies carried out are a clear example of the importance of the calibration effort for the present and future physics results. For instance, we can mention some of the performance parameters studied, such as spatial resolution (~ 0.5 mm, depending on the drift distance), momentum resolution ($<10\%$ at 1GeV), or PID discrimination (the probability of identifying a muon as an electron is 0.2% for energy loss pull values $-1 < \delta_E(e) < 2$ and tracks below 1 GeV/c).

REFERENCES

1. K. Abe et al. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research (in preparation)
2. N. Abgrall et al. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 637 (2011) pp. 25-46

Calorimetría hadrónica semidigital en CALICE

J. Berenguer¹, E. Calvo, M. C. Fouz, J. Puerta

CIEMAT. Departamento de Investigación Básica, Avda Complutense 22, 28040 Madrid

¹ jorge.berenguer@ciemat.es

1. Calorimetría en CALICE

CALICE (CALorimeter for the Linear Collider Experiment) es una colaboración internacional que realiza I+D en calorímetros finamente segmentados para nuevos colisionadores lineales y se optimizan para hacer uso del Particle Flow Algorithm (PFA). El PFA es un método que identifica cada partícula de forma individual, mejorando considerablemente la resolución de energía de los jets respecto a experimentos previos. Para ello, los distintos tipos de partículas se miden en las diferentes partes del detector. La energía de las partículas cargadas se miden en el detector de trazas y se aíslan en los calorímetros, eliminando su contribución del computo total de energía, los fotones en el calorímetro electromagnético (ECAL) y los hadrones neutros en el calorímetro hadrónico (HCAL). Esto implica que los calorímetros tienen que tener una gran capacidad de reconocimiento de trazas y por tanto una alta segmentación.

Dentro de la colaboración CALICE se desarrollan varios tipos de calorímetros tanto electromagnéticos como hadrónicos. Entre ellos se encuentra el llamado SDHCAL (SemiDigital Hadron CALorimeter). Consiste en un calorímetro de muestreo que utiliza un detector gaseoso segmentado en “pads” de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ como medio activo intercalados en un conjunto de planchas de acero inoxidable como absorbente. Con el SDHCAL se introduce el concepto calorimetría digital, que consiste en contar el número de pads tocados por el paso de una partícula con una energía superior a un cierto umbral. Para mejorar la resolución se establecen dos umbrales de discriminación utilizando una lectura semidigital.

2. Desarrollo del medio activo

Se están considerando dos tipos de detectores gaseosos como medio activo: las GRPC's (Glass Resistive Plates Chambers) y las MICROMEGAS (MicroMesh Gaseous Structure). Las GRPC's constituyen la principal línea de desarrollo, mientras que las MICROMEGAS siguen siendo estudiadas como posible alternativa a las GRPC's. Las GRPC's son más robustas y su construcción más sencilla que en el caso de las MICROMEGAS. Su principal desventaja es el posible “crosstalk” inducido por los propios procesos físicos y que no se presenta en las MICROMEGAS ya que la amplificación se produce en un gap del orden de los milímetros, frente a al orden de las 100 micras de las MICROMEGAS.

Las GRPC's que se utilizan están compuestas por dos planos de vidrio separados entre sí por 1.2 mm por espaciadores de cerámica. El plano más delgado forma el ánodo y el más ancho el cátodo. El material de los dos planos posee una resistividad de $10^{12} - 10^{13} \Omega \text{m}$ y están revestidos por una pintura resistiva y conectados a alta tensión. Una capa de Mylar de unas $50 \mu\text{m}$ separa el ánodo de los pads de cobre de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ de la electrónica de lectura. El ánodo es más delgado para reducir la multiplicidad. El gas usado en el detector es una mezcla formada por: 93% de tetrafluoroetano (TFE), 5 % de isobutano, 2% de SF_6 .

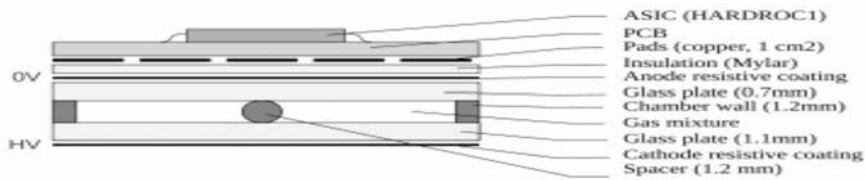


Figura 1. Esquema de la estructura de una Glass Resistive Plate Chamber.

Durante los últimos años se han construido varios prototipos de GRPC's de distintas dimensiones (de hasta 1m^2) y diferentes tipos de revestimientos para los electrodos. Se han probado con cósmicos en el laboratorio y con haces de partículas en el CERN en varias campañas de tests, obteniéndose eficiencias del orden del 95% y multiplicidades de entre el 1.1/MIP y 1.6/MIP dependiendo del tipo de revestimiento utilizado. Además de probarse que todas ellas poseen una buena estabilidad y homogeneidad.

3. El prototipo SDHCAL

En estos momentos se está terminando la construcción de un prototipo de SDHCAL de $\sim 1\text{m}^3$ que permitirá contener casi por completo la cascada hadrónica tanto lateral como longitudinalmente. Como medio activo se usarán GRPCs de 1m^2 con la electrónica integrada, que se ensamblan dentro de una caja o "cassette" de acero inoxidable. La construcción y pruebas se están llevando a cabo en Lyon. No se descarta sustituir algunas de estas GRPCs por MICROMEGAS en el futuro. La estructura mecánica está formada por 51 planchas de acero inoxidable de 1m^2 y 15mm de espesor y espaciadores de 13mm del mismo material que se atornillan en los laterales. Estos espaciadores garantizan el espacio entre dos planchas, donde posteriormente se introducirán las "cassettes". Planchas y espaciadores están mecanizados con gran precisión para poder reducir la holgura extra necesaria para la inserción de las "cassettes" así como garantizar la dimensión en profundidad del calorímetro. El mecanizado de los espaciadores se ha llevado a cabo en los talleres del CIEMAT y se han obtenido precisiones de 30 a 50 micras. El ensamblaje de la estructura mecánica también se está realizando en el CIEMAT y finalizará en mayo.

A lo largo del verano de 2011 se realizarán en el CERN las primeras pruebas con haces de partículas del prototipo, lo que servirá para certificar la validez de esta tecnología, así como para realizar estudios realistas de la viabilidad de operación de un gran número de canales de electrónica (entorno al medio millón). Los resultados podrán compararse con los que se obtengan por otros HCAL's propuestos por CALICE, en vistas a la elección de la mejor tecnología para futuros experimentos en colisionadores lineales.

REFERENCIAS:

1. <http://www.linearcollider.org/>
2. CALICE Report to the DESY Physics Research Comitee, The CALICE Colaboration, March 16, 2010.
3. Performance of Glass Resistive Plates Chambers for a high-granularity semi-digital calorimeter. M.Bedjidian et al, February 1, 2011.

Caracterización de la fluorescencia producida por radiación cósmica con el código GEANT4

N. Pacheco¹, J.A. Morales de los Ríos², L. del Peral², D. Rodríguez-Frías², G. Ros²,
H. Prieto², G. Sáez Cano², J. H. Carretero²

¹Instituto de Física Teórica (IFT), Universidad Autónoma de Madrid, Spain noelia.pacheco@uam.es

²Space and Astroparticle Group, Dpto. de Física, Universidad de Alcalá, Madrid, Spain

Los experimentos de detección de rayos cósmicos Pierre Auger [1] y JEM-EUSO [2] miden la fluorescencia producida en la atmósfera por las partículas secundarias de la cascada producida por el rayo cósmico primario. Para la determinación calorimétrica de la energía primaria del rayo cósmico medida por telescopios de fluorescencia es necesaria la determinación del factor entre la energía depositada en la atmósfera y el número de fotones de fluorescencia emitidos, (fluorescence yield, FY). De hecho la incertidumbre en FY es el error sistemático más importante (14%) en la determinación de la energía actualmente [3].

El FY depende de la composición, presión y temperatura del aire así como de la concentración de vapor de agua. La determinación experimental del FY se ha llevado a cabo por experimentos de laboratorio como “AirLight” que ha medido con precisión el valor del FY para las ocho bandas de emisión del nitrógeno más intensas para electrones con energías entre 250 keV y 2 MeV y presiones entre 5hPa y 1000 hPa.

Lo que se pretende conseguir es una simulación mediante el código GEANT4 [4], de la fluorescencia generada por electrones en diversos gases, Nitrógeno, Oxígeno, Aire con variación de distintos parámetros físicos del gas como son la presión, temperatura, humedad (en el caso del aire) para la obtención teórica de la fluorescencia producida en el gas de las partículas de la cascada. Se ha seleccionado el código GEANT4 para la realización del programa debido a su gran precisión y su extrema fiabilidad en el tratamiento de los procesos físicos por simulación MonteCarlo, habiendo sido este programa ampliamente comprobado en los experimentos de partículas del CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) tanto en el LEP (Large Electron-Positron collider) como en el LHC (Large Hadron Collider) que basan toda su simulación en GEANT4.

Para la consecución de estos objetivos se ha desarrollado un programa de simulación del paso de partículas a través de los gases fluorescentes de interés para el estudio. Este programa es ampliamente versátil en la selección de las

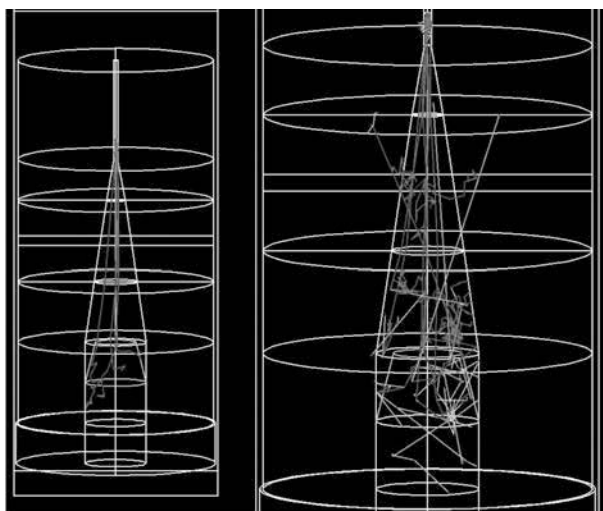


Figura 1 Izda: Representación de la simulación de los e^- primarios a través del aire seco (trazas rojas.) Dcha: Se representan además las partículas secundarias.

partículas incidentes y la energía de las mismas. El programa desarrollado proporcionará los parámetros físicos necesarios para la determinación teórica de la fluorescencia generada.

En la figura 1 se puede ver la geometría del detector simulado donde se muestran las trayectorias de 10 electrones desde que salen de la fuente hasta que desaparecen (Figura 1. izqda.). Además se muestran las partículas secundarias producidas (Figura 1. dcha.)

Se ha realizado una simulación con 500000 sucesos y se ha representado el espectro de fluorescencia para el aire seco como se puede ver en la figura 2. Estos resultados preliminares son en principio satisfactorios como se puede comprobar en la figura 3 [5].

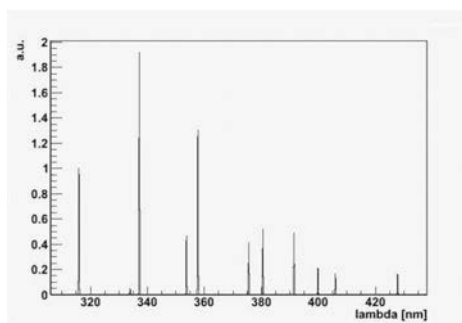


Figura 2. Representación de los resultados del espectro de fluorescencia del nitrógeno para el aire seco.

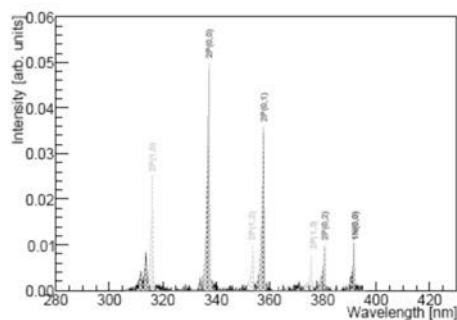


Figura 3. Espectro de fluorescencia del nitrógeno para el aire seco

REFERENCIAS

1. Página oficial del proyecto Pierre Auger <http://www.auger.org/>
2. Página oficial del proyecto JEM-EUSO <http://jemeuso.riken.jp/en/index.html>
3. Pierre Auger Collaboration. Arxiv: [0906.2189](https://arxiv.org/abs/0906.2189) (2009)
4. GEANT4-9.3 User Documentation. CERN publications.2009 <http://geant4.cern.ch/support/userdocuments.shtml>
5. T. Waldenmaier Thesis: Spectral resolved measurement of the nitrogen fluorescence yield in air induced by electrons. (2006) <http://bibliothek.fzk.de/zb/berichte/FZKA7209.pdf>

Comportamiento del detector de muones de CMS en colisiones pp a 7 TeV en el LHC

D. Domínguez Vázquez¹², C. Battilana, C. Fernández Bedoya, I. Redondo Fernández, M.C. Fouz, S. Goy López

Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT);

¹ email: daniel.dominguez@ciemat.es.

El detector CMS se encarga desde noviembre de 2009 de recoger datos de los productos resultantes de colisiones pp producidas en el acelerador LHC. La detección de muones es vital en CMS ya que permite un claro reconocimiento de muchas señales de interés (bosón de Higgs, partículas supersimétricas...) con respecto a otros canales de desintegración, debido su fácil identificación sobre el gran fondo de partículas producidas en el LHC. Por ello, CMS cuenta con un potente detector de muones encargado de la identificación, medida del momento y *triggering*¹, que posteriormente se asocia con la información del detector interno de trazas para una mejor resolución del momento.

El detector de muones cubre todo el rango cinemático de interés del LHC y está formado por 3 tipos diferentes de detectores gaseosos, situados en la parte más externa del cilindro que constituye el detector: Las cámaras de deriva (DT) miden con gran precisión la posición del paso del muon en la zona central del detector, mientras que en los extremos del detector donde el campo magnético no es uniforme y la ocupación es mayor, se emplean las Cathode Strip Chambers (CSC). Ambos subdetectores incluyen un sistema de disparo con identificación del cruce de haces, el cual se ha complementado con las cámaras RPC (Resistive Plate Chambers) que poseen una excelente resolución temporal. Ambas (CSC y DT) se distribuyen en 4 capas o estaciones concéntricas. En conjunto, se trata de un sistema robusto y de gran redundancia. En la figura 1 se puede ver un esquema representativo de un corte trasversal del detector, y la trayectoria trasversa de un muon.

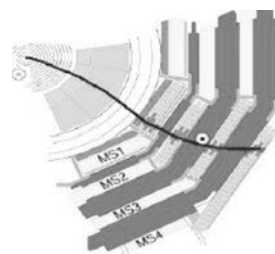


Figura 1. Corte trasversal de CMS, donde se ven las 4 estaciones concéntricas, y la proyección de la trayectoria de un muon

Durante el año 2010 CMS recogió $\sim 36 \text{ pb}^{-1}$ de luminosidad integrada fruto de colisiones a 7 TeV en el centro de masas. Estos datos han permitido a la colaboración ajustar la calibración, alineamiento, etc. del detector y estudiar su comportamiento en presencia de colisiones, y gracias a ello producir numerosos resultados de física.

Por ejemplo, debido a la alta frecuencia de colisiones durante la toma de datos (con previsiones para suceder cada 25 ns) es necesaria una precisa sincronización entre los diferentes componentes de cada cámara, las diferentes cámaras y los diferentes subdetectores, de tal manera que cada señal esté correctamente asignada al cruce de haces correspondiente. Lo contrario produciría un descenso de la eficiencia. En conjunto, del orden del 0.3% de los eventos son asignados erróneamente durante la toma de datos, lo que mejora sustancialmente las expectativas previas.

1 Disparo de primer nivel previo a la aceptación o rechazo del evento

Por otro lado, calibrar los parámetros de las cámaras (por ejemplo, la velocidad de deriva de los electrones dentro del gas de las DT) es necesario para una buena resolución espacial de las señales, así como una buena eficiencia de detección y reconstrucción. Se han hecho estudios de la eficiencia en la reconstrucción de un segmento de traza dentro de una cámara, así como de la eficiencia en la detección de una señal individual. En todas las estaciones, los valores se encuentran en torno al 95% o por encima.

El sistema de muones cuenta con un sistema de monitorización de la toma de datos, con el propósito de detectar cualquier problema lo antes posible y así maximizar la calidad de la toma de datos. Más del 98% de los canales estuvieron operativos durante el 2010, sin afectar, por tanto, a la eficiencia en la toma de datos de forma apreciable.

El alineamiento entre las diferentes cámaras y con respecto al detector de trazas (que cuenta con su propio alineamiento interno) se realiza mediante la combinación de medidas con sistemas ópticos diseñados *ad hoc*, y del estudio de las trazas reconstruidas. Las principales correcciones en el barril son efecto de compresiones debidas a la gravedad y a la fuerza del campo magnético.

El comportamiento de las DT y las CSC como sistema local de *trigger* también ha sido excelente, con una eficiencia superior al 90% en ambos casos. La figura 2 muestra la eficiencia de las DT como generador de primitivas para el sistema de disparo del primer nivel de *trigger*.

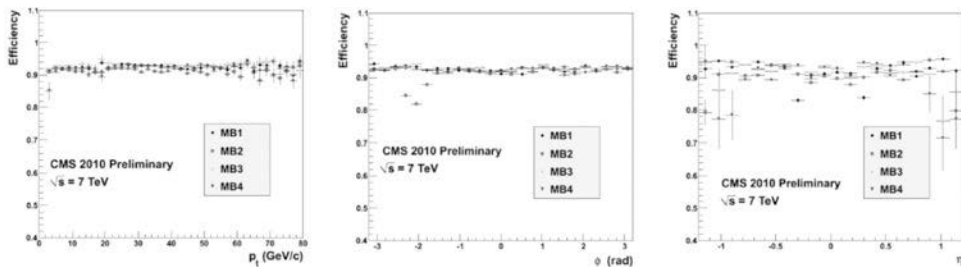


Figura 2 Eficiencia de generación de primitivas del sistema local de disparo de las DT

Todos los datos han mostrado un gran acuerdo con las simulaciones realizadas de los diferentes subdetectores, y han permitido además un profundo entendimiento del ruido de fondo, fuertemente dependiente de la luminosidad instantánea, pero de muy fácil identificación, y que en ningún caso ha superado los 0.4 Hz/cm^2 en 2010.

En conclusión, el sistema de muones de CMS ha respondido con gran solvencia durante el año 2010, permitiendo un profundo entendimiento de su funcionamiento, y en consecuencia permitiendo numerosos resultados en física de gran calidad.

REFERENCIAS:

1. CMS Collaboration, “*The Muon Project Technical Design Report*”, CERN/LHCC 97-32 (1997).
2. CMS Collaboration, “*CMS Data Processing Workflows during an Extended Cosmic Ray Run*”, *JINST* **5** (2010) T03006, arXiv: 0911.4842. doi: 10.1088/1748-0221/5/03/T03006.

Construcción de un detector TPC de Xe a alta presión

C. Martín, F. Sánchez

Institut de Física d'Altes Energies (IFAE), Edifici Cn, Universitat Autònoma de Barcelona,
08193 Bellaterra (Barcelona), España.

Introducción

Desde que en 1998 se demostrara empíricamente en el detector de Kamioka que los neutrinos oscilan en su sabor cuando viajan por el espacio y, por tanto que son masivos al contrario de lo que postulaba el Modelo Estándar, que los físicos se han afanado en tratar de descubrir la naturaleza de la masa del neutrino. Existe la posibilidad de que el neutrino sea su propia antipartícula, es decir que tenga una masa de Majorana, en contraposición al resto de partículas que tienen masa de Dirac. Esta sería una propiedad única en los neutrinos, que son los únicos leptones carentes de carga.

Experimentalmente se puede demostrar tal hecho utilizando un tipo muy específico de desintegración nuclear en el que en un mismo instante de tiempo ocurren dos decaimientos beta simultáneos: decaimiento doble beta. La emisión debida a este proceso tiene la particularidad de que en caso de que el neutrino tenga masa de Majorana, se puede dar el caso de que el mismo antineutrino emitido por un protón sea absorbido por otro en el mismo instante de tiempo dando lugar a una emisión doble beta sin neutrinos (abreviada como $0\nu\beta\beta$).

Esta es una reacción muy poco probable, los límites actuales dan vidas medias del orden de 1023 años. Estos experimentos necesitan un fondo de radiación muy bajo y una resolución de energía excelente. Partiendo de esta base, el experimento NEXT (*Neutrino Experiment with a Xenon TPC*) está basado en un detector TPC (*Time Projection Chamber*) con amplificación por electroluminiscencia relleno Xenón-136 gaseoso a alta presión, un isótopo del xenón que decae mediante desintegración doble beta, con el que se pretende obtener información calorimétrica simultánea a la trayectoria seguida por los electrones emitidos para ser capaces de discriminar mediante análisis de datos los eventos que nos interesan y así obtener una mejor resolución a la hora de medir el espectro de la radiación doble beta. El funcionamiento de este detector dependerá entonces del potencial de deriva y de electroluminiscencia y de la presión del gas, para la que a mayores valores mejor resolución obtendremos [1].

Dispositivo experimental

En el proyecto base del experimento NEXT, el diseño se basa en que en una cara de la TPC se utilizarán PMT para medir la energía y en la otra MPPC (*MultiPixel Photon Counter*) para obtener información sobre las trayectorias. Una opción alternativa se está desarrollando en el IFAE (*Institut de Física d'Altes Energies*) utilizando APDs (*Avalanch PhotoDiode*) para unificar ambas lecturas en una sola tecnología.

Hasta ahora, ha sido desarrollada una cámara TPC de 15cm de diámetro y 5cm de longitud que es rellena con 500g de xenón con la que se utilizan 5 APDs para la lectu-

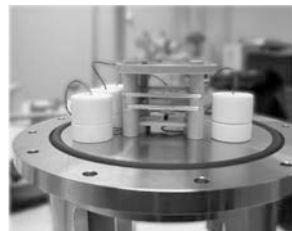


Figura 1. Interior de la cámara TPC con detalle de la estructura del cátodo y las mallas alimentadas a alto voltaje.

ra con la que se ha conseguido una resolución de energía para 1,65bars de presión de $6,67 \pm 0,11\%$ de FWHM para el pico de 22,4 keV de una fuente de Cadmio-109. Con nuestro detector además la que se han podido realizar los primeros cálculos de trayectorias para rayos cósmicos, ver la referencia [2] para más información.

Para esta cámara hemos utilizado APDs fabricados por Hamamatsu, y materiales cerámicos para la estructura, principalmente PIC, para evitar contaminación por “out-gassing”. En el interior de la cámara tenemos, como se puede ver en la Figura 1, un cátodo seguido por dos mallas todo ello conectado a fuentes de alto voltaje para poder aplicar tanto el potencial de deriva como el de electroluminiscencia.

La resolución de energía ha sido medida para un amplio rango de parámetros como el campo de deriva, el de electroluminiscencia y el voltaje aplicado a los APDs para varios valores de presión entre 1 y 1,65 bares, con la idea de caracterizar el detector y optimizar su resolución de energía.

Conclusión

En el detector final para el experimento NEXT, la idea es tener Xenón-136 a 10bares para obtener una resolución de un 1% de FWHM para el valor $Q_{\beta\beta}$ (2,46 MeV). La tecnología puede tener aplicaciones más allá del campo de la física de partículas dadas sus propiedades simultáneas de excelente resolución en energía y espacial.

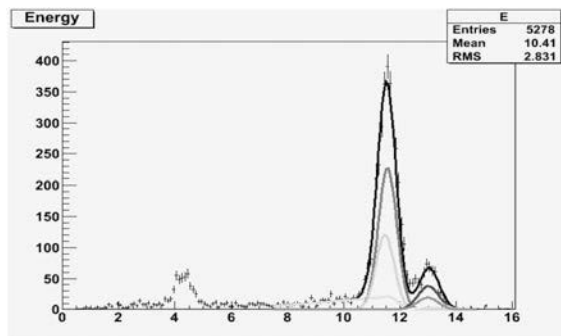


Figura 2. Eje Y: número de eventos. Eje X: energía (en keV). El mejor resultado obtenido para la resolución de energía: $(6,67 \pm 0,112)\%$ FWHM para la línea de 22,4keV del Cadmio-109. Los parámetros utilizados fueron: Campo de electroluminiscencia : 4kV/cm/bar, campo de deriva: 200V/cm/bar y voltaje en el APD: 410V y presión: 1,65bares.

REFERENCIAS

1. Monteiro C M B et al. 2007 JINST 2 P05001 (Preprint physics/0702142)
2. Lux, T. et al.(2011). A Multi-APD readout for EL detectors. [arXiv:1102.0731v1](https://arxiv.org/abs/1102.0731v1) [physics.ins-det]

Desarrollo de detectores de píxeles de silicio para las mejoras del experimento ATLAS

S. Grinstein¹, A. Harb¹, S. Tsiskaridze¹

¹IFAE, Institut de Física d'Altes Energies, UAB, Barcelona

El detector ATLAS interno (ID) [1] proporciona la información de la trayectoria de partículas cargadas con alta eficiencia. Con tres capas cilíndricas entre 50 y 120 mm alrededor del eje del haz (y tres discos adicionales de cada lado), el detector de píxeles mejora significativamente la resolución en el parámetro de impacto de las trazas, y por lo tanto, la reconstrucción de vértices y la identificación de quarks b . Esto a su vez es fundamental para varios importantes análisis que se llevan a cabo en ATLAS, como búsquedas del bosón de Higgs o de partículas supersimétricas. Para mejorar aún más el rendimiento del sistema de silicio y para compensar el posible deterioro que la capa más interna del detector de pixel puede sufrir después de los primeros años de funcionamiento, la colaboración ATLAS insertará una capa adicional de píxeles (Insertable B-capa o IBL [2]) en el interior del detector de actual durante el cierre del LHC previsto para 2013. Hasta el reemplazo completo del detector interno para el periodo de alta luminosidad del LHC, el IBL, tendrá que soportar una dosis de radiación estimada en $5 \times 10^{15} \text{ neq/cm}^2$ (incluyendo factores de seguridad).

El diseño de referencia del detector IBL consiste en una capa cilíndrica compuesta por 14 varas montadas directamente en un nuevo tubo para el haz (más pequeño). El radio medio de la zona sensible es de 33 mm. Cada vara está equipada con 16 o 32 módulos en función de la elección de la tecnología del sensor (ver Fig. 1). Para hacer frente a los desafíos de la radiación y el alto número de ocupación de canales en las capas más internas del ID de ATLAS, y para además mejorar el desempeño en términos de mediciones físicas del sistema actual, la electrónica *front-end* de lectura y la tecnología de los sensores se actualizarán, mientras que la cantidad de material será minimizada. El chip utilizado para la lectura del detector de píxeles actual, el FE-I3 [3], fue excluido del diseño de IBL, porque su área activa es demasiado pequeña y su capacidad para procesar datos no es lo suficientemente alta. El IBL utilizará el circuito integrado FE-I4 [4], que es casi un factor de 6 más grande que su predecesor. Este chip está diseñado en la tecnología de 130 nm y posee una matriz de 80×336 píxeles con un tamaño de píxel de $50 \times 250 \mu\text{m}^2$. Debido a que la ocupación de píxeles es mayor, la arquitectura de lectura digital ha sido completamente rediseñada utilizando un esquema en el cual cuatro píxeles definen una región que almacena la información de los impactos y solo son leídos si llega el disparo del *trigger* L1.

La unidad básica del IBL será un módulo que consiste en uno o dos chips FE-I4 unidos vía *bump-bonding* a un sensor. Dos tipos de sensores con distintas tecnologías, planos y 3D, están actualmente siendo investigados como candidatos para los módulos del IBL. Los sensores planos *n-on-n* poseen un proceso de fabricación bien entendido, con buenas propiedades mecánicas, pero requieren un funcionamiento a baja temperatura y con alta tensión de polarización. Por otro lado, los sensores 3D imponen menos exigencias en términos de temperatura y voltaje de polarización, pero su fabricación con un rendimiento razonable debe ser demostrada. Ambas tecnologías de sensores prometen tolerar altas dosis de radiación y poseer un área inactiva mínima para garan-

tizar una cobertura máxima en la dirección ϕ (en z los módulos no pueden solaparse debido a la falta de espacio).

Dispositivos planos y 3D con el diseño para el IBL ya han sido fabricados. Los sensores planos *n-on-n* con $200\ \mu\text{m}$ de espesor cuentan con una zona inactiva en los bodes del sensor de unos $200\text{--}250\ \mu\text{m}$, mientras que los sensores *n-on-p* 3D de doble cara son de $230\ \mu\text{m}$ de grosor con una zona inactiva de $200\ \mu\text{m}$. La colaboración ATLAS-IBL está llevando a cabo un extenso programa de pruebas para asegurarse que la tecnología elegida proporcione resistencia a la radiación hasta una dosis de $5 \times 10^{15}\ \text{neq/cm}^2$, con una eficiencia para detectar *hits* alta ($> 97\%$) y con una zona muerta mínima ($< 2,6\%$). Tanto dispositivos planos como 3D han sido caracterizados, irradiados y sometidos a pruebas con haces de partículas. El programa de irradiación se llevó a cabo en el Instituto de Tecnología de Karlsruhe (Alemania) y en el Instituto Jozef Stefan (Eslovenia), mientras que las pruebas de haz han tenido lugar en DESY (Alemania) y en el CERN (Ginebra). La figura 2 muestra un dispositivo 3D fabricado en el IMB-CNM montado en una placa que permite la comunicación con el chip de *front-end* durante el procedimiento de prueba.

En esta charla se presentara una visión general de los sensores planos y 3D para el IBL con énfasis en los resultados de irradiaciones y estudios con haces resultados de partículas.

REFERENCIAS

1. The ATLAS Collaboration, "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider", JINST 3 (2008) S08003.
2. The ATLAS Collaboration, "ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report", CERN-LHCC-2010-013.
3. I. Peric, *et al.*, "The FEI3 readout chip for the ATLAS pixel detector", NIM. A 565 (2006) 178-187.
4. "Submission of the First Full Scale Prototype Chip for Upgraded ATLAS Pixel Detector at LHC, FE-I4A" M. Barbero, proceedings Pixel2010 conference, ATL-COM-UPGRADE-2010-022.

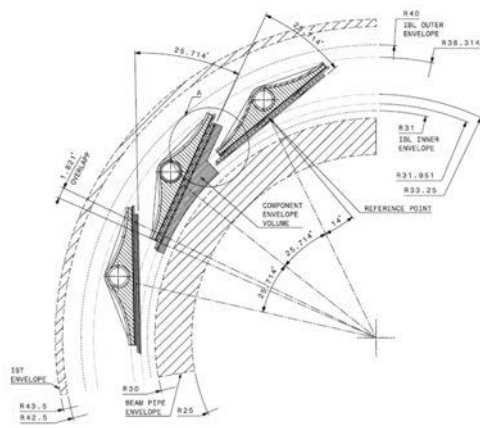


Figura 1. Diseño del detector IBL en la vista $r\text{-}\phi$.

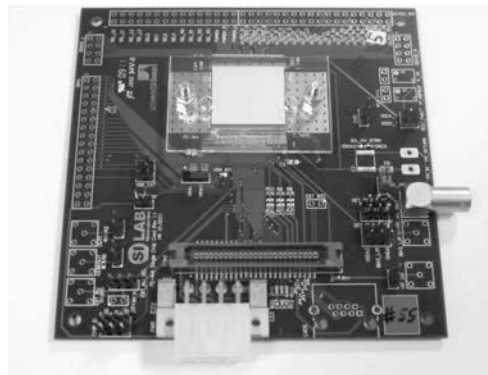


Figura 2. Dispositivo 3D fabricado en el IMB-CNM montado en una placa para pruebas.

Desarrollo de Fuentes de Alto Voltaje de Bajo Consumo para MAPMTs para Aplicaciones Espaciales

¹H.Prieto, ¹J. A. Morales de los Ríos, ¹G. Sáez-Cano,

²N. Pacheco, G. Ros, ¹J.H. Carretero, ¹L. del Peral, ¹M. D.Rodríguez Frías.

¹Space and Astroparticle (SPAS) Group. Universidad de Alcalá. España. hector.prietoa@uah.es

²Instituto de Física Teórica (IFT), Universidad Autónoma de Madrid, Spain noelia.pacheco@uam.es

En este trabajo de investigación se contribuirá al diseño y prototipo de las fuentes de alimentación de fotomultiplicadores de multiánodo (MAPMT) [1] para aplicaciones espaciales mediante el enfoque de ingeniería de sistemas dirigida por modelos.

En cuanto los detalles sobre los requisitos que habría que considerar en los modelos software a realizar previamente a la construcción de del prototipo, se debe prestar especial atención a factores críticos como son, por un lado, desarrollar un divisor de voltaje cuyo rango de trabajo esté entre 0 y -900 V y, por otro, que su consumo de potencia sea inferior a 0.5 W [2]. Hay una total inexistencia dentro de la amplia gama de divisores activos de alta tensión que cumplan con estos factores críticos en fuentes de alimentación de MAPMTs. Al tratarse de un proyecto espacial, el mismo tiene serias limitaciones por consumo de potencia, componentes electrónicos con cualificación para Espacio y soldadura especial en area limpia adecuada para el Espacio por lo que un buen diseño de la electrónica del plano focal del telescopio es esencial y debe someterse a pruebas para calificación de uso Espacial.

Se ha desarrollado un divisor de alto voltaje con el cual alimentar los dínodos de los MAPMT (Multi Anode Photomultiplier) con un voltaje seleccionable que puede ir de -900 a -1500 V, y además, un circuito para protegerle ante grandes cantidades de luz repentina, como los producidos por ejemplo en las descargas eléctricas en la atmósfera [2,3]. El módulo del HVPS debe ser diseñado para tener una baja tasa de fallos, y reducir la complejidad del cableado y el riesgo asociado. El sistema encargado de establecer el voltaje será el Trigger Control Unit, por medio de una señal de 0V a +5V. Cuando el modulo de DC-HV recibe esta señal la convierte en un voltaje de entre 0V a 1000V, luego este voltaje es llevado a las resistencias del divisor de voltaje. La salida de voltaje de este circuito tiene que ser monitorizada a través de un convertidor AD con una señal de voltaje reducida proporcionalmente [4,5].

La Agencia Espacial Europea (ESA) establece en sus especificaciones de requisitos que tensiones por encima de los 200 V deben ser consideradas como aplicaciones de alto voltaje en el entorno espacial, debido a las descargas parciales y otros efectos que tienen lugar en entornos de baja presión debido a la atmósfera residual que rodea al vehículo espacial tras su lanzamiento y durante su operación en órbita. Este aspecto establece unos retos de implementación del circuito electrónico adicionales a aquellos derivados de los requisitos eléctricos aplicables a la misión a realizar en órbita. La tolerancia al entorno espacial, incluyendo variaciones en la temperatura ambiente, tolerancia al envejecimiento en ausencia de mantenimiento, y tolerancia al entorno de radiación en órbita, son requisitos adicionales que dificultan el diseño de la función. Un aspecto a destacar en la tarea a realizar es la selección de la arquitectura óptima de la función de alimentación de alto voltaje, consecuencia entre otras cosas de la organización de la matriz de fotomultiplicadores que constituyen el detector del experimento.

El aspecto más importante para realizar la planificación de este conjunto de pruebas es abarcar con ellas todos los requisitos que debe cumplir el programa y que por tanto responda correctamente a las funcionalidades que se le solicitan inicialmente. Puesto que en la mayoría de las especificaciones de requisitos hardware en aplicaciones espaciales ya se ha realizado una evaluación de las funcionalidades que debe incluir el equipo, tomaremos estos documentos de referencia para desarrollar el plan de pruebas de sistema y de simulación.

Nuestro objetivo, es diseñar una metodología de pruebas que sistemáticamente descubran diferentes tipos de errores con menor tiempo y esfuerzo en el equipo a utilizar, las mismas se basan en lo siguiente: análisis de Consumo, análisis de ganancia, confiabilidad, estabilidad, peso y eficiencia. Las pruebas estarán dirigidas a satisfacer los requisitos mínimos exigidos para misiones espaciales, y permitirán hacer comparaciones entre los sistemas simulados y los sistemas reales, utilizando como herramienta de software de gestión y seguimiento de incidentes a JIRA *issue tracking* [6].

Se trata, en definitiva, de aplicar un enfoque de desarrollo dirigido por modelos, que implica la creación, simulación y validación de modelos software, previamente a la construcción de un sistema. Este enfoque se aplica tanto en el caso de desarrollo de software como de complejos dispositivos físicos. En este último caso, los modelos se utilizan en su diseño, y posteriormente utilizando software de simulación, como es el caso del conocido SPICE, se puede predecir el comportamiento del diseño [7].

REFERENCIAS

1. Phillips, 1994. Photomultiplier tubes principles & applications, chapter 5
2. S. Argiro, D.V. Camin, M. Destro, C.K. Guérard. *Passive and Active PMT Biasing Networks*. GAP-98-063. (2002).
3. Robert Boylestad, 2009. Electronics Devices and circuit theory, tenth edition, Chapter 7, FET Biasing.
4. G. Landi, P. L. Tasselli. HV-LV distribution in EUSO. (2002)
5. G. Landi and P. L. Tasselli. Voltage Divider for the EUSO pmts. (2002)
6. JIRA: Issue and Project tracking. Atlassian Home page <http://www.atlassian.com/software/jira>
7. National Instruments Home Page <http://www.ni.com/multisim/>

Detectores Micromegas en el experimento CAST

J.A. García

Departamento de Física Teórica, Universidad de Zaragoza; juanan318@gmail.com.

Los detectores Micromegas (introducidos por I. Giomataris y G. Charpak en 1996 [1]) detectores gaseosos de tipo cámara proporcional multihilos (MWPC) consisten en una cámara de ionización de gas con dos regiones separadas por una rejilla o mesh: la zona de conversión y la zona de amplificación. En la región de conversión las partículas ionizan el gas y los electrones generados viajan hasta la mesh gracias al campo de deriva. En la región de amplificación se produce la avalancha de los electrones debido al gran campo eléctrico en esta zona. Finalmente los electrones se recogen en el ánodo generando una señal eléctrica medible, esta señal nos da información tanto de la energía depositada como de su proyección espacial gracias a las pistas o strips situadas en el ánodo. Los iones generados en la región de avalancha se recogen en la mesh generando una señal eléctrica medible.

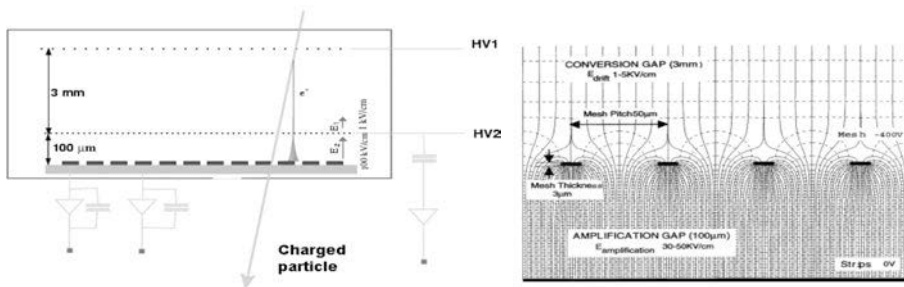


Figura 1: Izquierda: Detección de una partícula que interacciona en un detector Micromegas. Derecha: Líneas de campo eléctrico en las zonas de conversión y amplificación.

El experimento CAST (Cern Axion Solar Telescope) busca la detección de axiones solares desde 2002, dando el límite más restrictivo para un helioscopio en la constante de acoplo axiÓN-fotÓN [2,3]. Para ello utiliza un prototipo de imán del LHC de una longitud de 10 m, alcanzando campos magnéticos de hasta 9 T. Los axiones son partículas que han sido propuestas como solución al problema de simetría CP de las interacciones fuertes siendo unos buenos candidatos a materia oscura del universo. Los axiones solares podrían interaccionar dentro del imán produciendo fotones en la región de 1-10 keV. Para mejorar la sensibilidad del experimento se requieren niveles bajos de fondo en los detectores, las cualidades de los detectores Micromegas los hacen idóneos para esta tarea, dado que presentan bajos niveles de fondo radioactivo, buena resolución en energía y una ganancia estable. Actualmente tres de los cuatro detectores que operan en CAST son detectores Micromegas de última generación del tipo microbulk.

Los detectores Micromegas en el experimento CAST han experimentado un descenso del nivel de fondo radioactivo en los últimos años, aumentando la sensibilidad del experimento. Diferentes estrategias se han desarrollado para reducir el nivel de fondo.

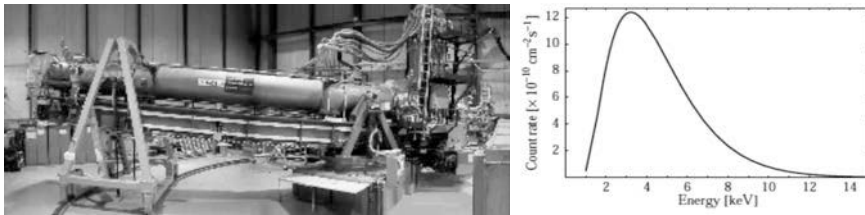


Figura 2: Izquierda: El experimento CAST. Los detectores están situados al final del imán dos apuntando a la salida del sol y otros dos a la puesta de l sol. Derecha: Señal esperada de los axiones solares.

- Blindaje: Los cuatro detectores están dotados de un blindaje para evitar la radiación ambiental. El blindaje está compuesto por varias capas de materiales donde destaca el plomo arqueológico. Su instalación redujo un factor 3 el nivel de fondo.

- Baja radioactividad intrínseca: Los detectores Micromegas están hechos con materiales radiopuros, la estructura de la mesh está hecha de cobre y la cámara está hecha de plexiglass. La radiopureza de estos materiales han sido medios con un detector de Germanio en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc.

- Discriminación de sucesos: Los detectores Micromegas tienen un gran poder de discriminación de sucesos, dada la gran cantidad de información que se almacena en ambos planos de lectura de datos.

La información generada en un detector Micromegas es determinada por la deriva en la cámara, la lectura de los pulsos y la respuesta electrónica. En primer lugar el pulso es leído de la señal de la mesh guardando información como el tiempo de subida o risetime, la anchura o la amplitud del pulso. Al mismo tiempo la carga es recogida en las strips del ánodo guardando información espacial del suceso. Grupos consecutivos de strips activadas son llamados *clusters* y conducen a una descripción alternativa del suceso en términos del número de clusters activados, el tamaño del cluster, su forma o su energía.

Los fotones de 6 y 3 keV (pico de escape del Ar) producidos en las calibraciones con una fuente de ^{55}Fe son utilizados como definición de rayos-X. La distribución de los diferentes observables definidos anteriormente en las calibraciones es utilizada para discriminar los sucesos de fondo. De esta manera se define una región para aceptar los sucesos de fondo definiendo una eficiencia de software como el ratio entre los sucesos de las calibraciones y los sucesos de la calibración en la región de aceptación[4].

Aplicando estas técnicas de discriminación los detectores Micromegas en CAST han alcanzado niveles de fondo de 6×10^{-6} cuentas $\text{keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en el rango de 1-10 keV. Sin embargo estudios recientes en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC), situado bajo el pico del Tobazo (Huesca) han revelado el potencial de estos detectores. El LSC está bajo 2500 metros equivalentes de agua (m.w.e.), donde los muones atmosféricos son suprimidos en un factor 10^4 respecto a la superficie[5]. El montaje es similar al del experimento CAST, al que se le han añadido 20 cm de plomo, obteniendo niveles de fondo de 2×10^{-7} cuentas $\text{keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, más de un orden de magnitud por debajo del nivel obtenido en CAST.

Mejorando el nivel de fondo en los detectores del experimento CAST, alcanzando el valor obtenido en el LSC se mejoraría la sensibilidad del experimento. Por otra parte

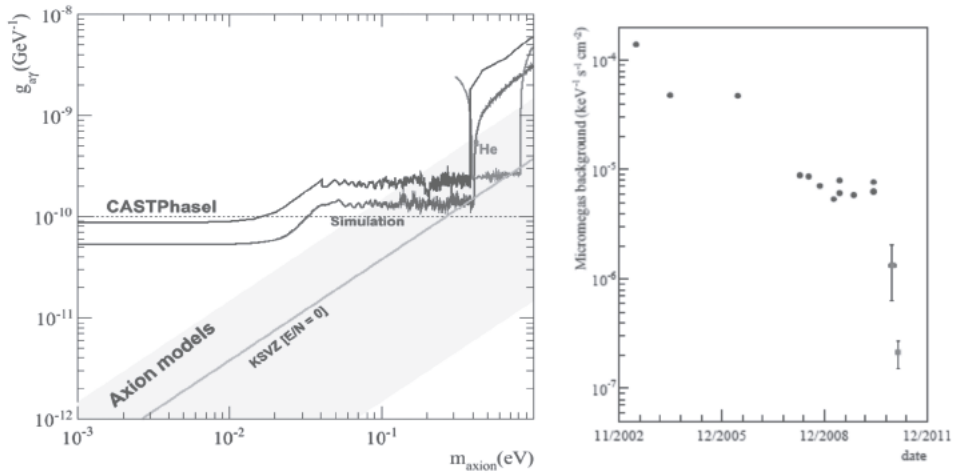


Figura 3: Izquierda Límite de CAST (negro), límite esperado para la fase de ^3He (rojo) y simulación con el nivel de fondo alcanzado en el LSC (azul). Derecha: Evolución del nivel de fondo de los detectores Micromegas (los puntos rojos son medidas realizadas en el LSC)

estas medidas hacen a los detectores Micromegas muy atractivos en la búsqueda de sucesos poco probables.

REFERENCIAS

1. Y. Giomataris, P. Rebougeard, J.P. Robert, G. Charpak, *Micromegas, a multipurpose gaseous detector*, *Nucl. Instr. and Meth.*, A **376** (1996) 29.
2. The CAST Collaboration, JCAP **2007**, 0704, 010 [hep-ex/0702006].
3. The CAST Collaboration, JCAP **2009**, 0902, 008.
4. J. Galán, S. Aune, J. Carmona, T. Dafni, G. Fanourakis, E. Ferrer Ribas, T. Gerasis, I. Giomataris, H. Gómez, F.J. Iguaz, I.G. Irastorza, K. Kousouris, G. Luzón, J. Morales, J.P. Mols, T. Papaevangelou, A. Rodríguez, J. Ruz, T. Vafeidais, *JINST* **2010**, 5, P01009.
5. G. Luzón, J.M. Carmona, S. Cebrián, F. Iguaz, I.G. Irastorza, H. Gómez, J. Morales, A. Ortiz de Sorzano, A. Rodríguez, J. Ruz, A. Tomás, J.A. Villar, Characterization of the Canfranc Underground Laboratory: status and future plans, Proceedings of the International Conference in the Identification of Dark Matter (IDM2006 11–16 September 2006 Rhodes Island, Greece) 514–519, World Scientific, ISBN 978-9812708526

Development of wavelength shifter coated reflectors for the NEXT experiment

M. Nebot

Instituto de Física Corpuscular (IFIC), CSIC – Universidad de Valencia, 46980 Valencia, Spain.
miquel.nebot@ific.uv.es

A large number of current and future experiments in neutrino and dark matter detection use the scintillation light from noble elements as a mechanism for measuring energy deposition. The scintillation light from these elements is produced in the vacuum ultraviolet (VUV) range, from ~ 100 – 200 nm. Currently, the most practical technique for observing light at these wavelengths is to surround the scintillation volume with a wave length shifter (WLS), for example a thin film of Tetraphenyl Butadiene (TPB). The TPB film absorbs VUV photons and re-emits visible photons, detectable with a variety of commercial photo-sensors. [1]

One of these experiment is NEXT (Neutrino-less Experiment with a Xenon TPC) will search for the neutrino-less double beta decay ($\beta\beta^{0\nu}$) using a high-pressure (15 bar) gas xenon Time Projection Chamber. The detection of $\beta\beta^{0\nu}$ would prove experimentally that neutrinos are Majorana particles [2].

In this experiment a good energy resolution is a must. The electroluminesce (EL) shows the optimal energy resolution in xenon and is the default technology for NEXT-100 [3]. So is required a large gain and light collection/photo-efficiency on the signals coming from the EL to reduce the statistical error. Moreover, as is known, light collection efficiency depends on track radial position (Fig.1, Fig.2). Because of that is needed to know how the WLS works and optimize the reflectivity of the inner surface of the TPC [4].

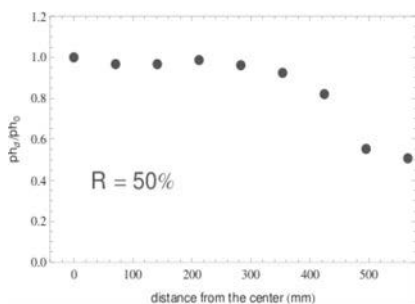


Fig.1 Simulation of the collected light in the PMTs as function of track radial position with a 50% of reflectivity in the walls.

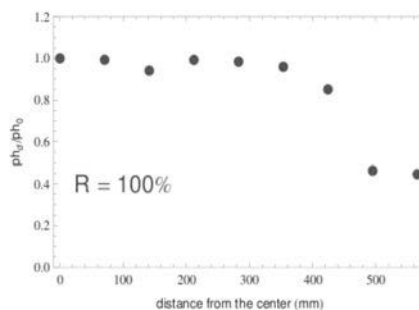


Fig.2 Simulation of the collected light in the PMTs as function of track radial position with a 100% of reflectivity in the walls.

Furthermore the signal acquisition has to detect the scintillation light from the xenon so, if the optical sensors (PMTs and SiPMTs) are placed outside of the TPC vessel, one needs transparent interfaces (acrylic, quartz, sapphire..) coated with TPB. The NEXT-0 IFIC detector has tested the concept of isolating the PMTs from the pressurized chamber by means of a sealed quartz window coated with TPB.

As well as the interfaces coated for the outside PMTs the SiPMTs if used inside will be coated to increase the photon detection efficiency. (Fig.3.)

The inside of the NEXT-100 Field Cage will consist of thin sheets of Tetratex™ (TTX), fixed over a 3M™ substrate, following the approach of the ArDm experiment. The TPB can efficiently absorb the VUV radiation emitted by xenon and re-emit with a spectrum that peaks in blue (Fig. 4). A reflectance coefficient at 430nm close to 97% for a wide range of coating thicknesses [5]. The number of photons increases by a factor 3 to 10 using a light tube of 50% to 90% reflectivity. Is expected a reflectivity of at least 95% using the light tube described above (TTX+3M). [4]

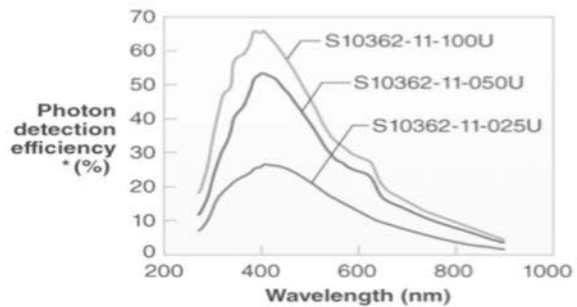


Fig.3 The photon detection efficiency as function of the wavelength of the incident light for the two SiPM models considered in NEXT.

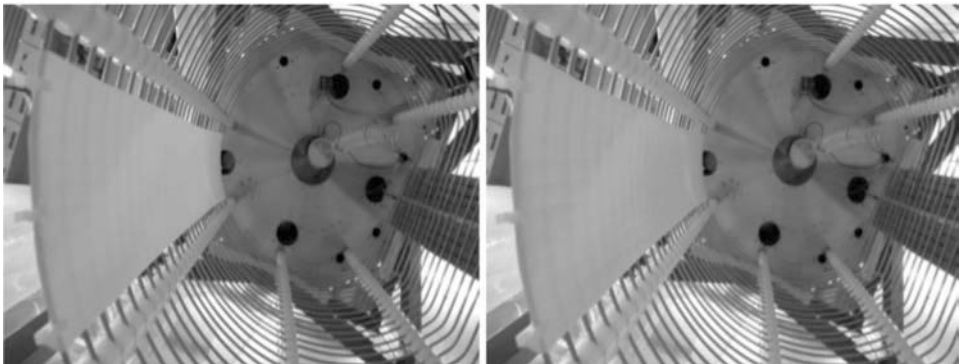


Fig. 4. The ArDm field cage with a sheet of 3M+TTX coated with TPB. The left picture shows the blue emission when the sheet is illuminated with a UV lamp. The emission disappears (right) when the UV lamp is turned off.

As a conclusion is shown that TPB deposition by vacuum evaporation, techniques and results is necessary and will provide large benefits for the detection of the VUV light produced by Xenon (or other noble elements) scintillation.

1. Efficiency and Re-emission TPB Films (16 Apr 2011)
<http://arxiv.org/abs/1104.3259>
2. NEXT Collaboration, Letter of Intent (2009).
http://arxiv.org/PS_cache/arxiv/pdf/0907/0907.4054v1.pdf
3. D. Nygren, High-pressure xenon gas electroluminescent TPC for 0nu beta beta-decay search, Nucl. Instrum. Meth. A603 (2009) 337–348.
4. CDRP NEXT Collaboration (April 2011).
5. Development of WLS coated reflectors for the ArDM.
<http://arxiv.org/abs/0904.0246>

Diseño y puesta en marcha de una estación de calibración de CCDs

I. Sevilla¹, J. De Vicente², J. Castilla², C. Díaz¹, J. García¹, R. Ponce¹, E. Sánchez¹

¹Departamento de Investigación Básica, CIEMAT; ignacio.sevilla@ciemat.es

²Departamento de Tecnología, CIEMAT

Los CCDs en el proyecto PAU

Un CCD es un dispositivo de detección de fotones basado en la formación de pares electrón-hueco en silicio, con varias características que lo convierten en idóneo para la observación en astronomía. El proyecto PAU, al que pertenece el CIEMAT, pretende construir una cámara con varios CCDs para ser utilizada en el foco primario del telescopio William Herschel, con el objetivo de constreñir varios parámetros cosmológicos como la tasa de formación de estructuras en el Universo.

Se ha diseñado, construido y probado una instalación de calibración y desarrollo de electrónica para CCDs en una sala limpia del CIEMAT para estudiar los dispositivos fabricados por Hamamatsu Photonics antes de su instalación en la cámara. En IFAE, otros miembros de la colaboración PAU realizan un trabajo complementario en una instalación similar.

La estación de calibración del CIEMAT

La estación de calibración (ver Figura 1), consta de un segmento donde se genera un haz de luz de intensidad uniforme y un criostato donde se alberga el CCD, con su electrónica asociada.

La luz es emitida por una lámpara de tungsteno y filtrada en bandas estrechas de 10 nm, análogas a las de los filtros usados en la cámara definitiva. En una esfera integradora con una salida se genera luz uniforme, cuya intensidad se conoce de manera absoluta con un detector de silicio auxiliar calibrado. Dadas las características de la lámpara y la esfera, se incluyó un sistema de atenuación y se dimensionó la zona de separación del criostato para poder realizar exposiciones largas con luz débil, similares a las condiciones reales de observación. Dichas exposiciones se controlan mediante un obturador conectado al sistema de adquisición del CCD.

El criostato es necesario para mantener el CCD a una temperatura de -100 C, a la que el ruido térmico de electrones en la imagen es inapreciable. Para evitar la formación de hielo en la superficie del detector, se necesita crear vacío. Estas condiciones se logran con un cryocooler de tubo pulsado que usa helio como elemento enfriador y una bomba turbomolecular.

Otros elementos de la estación incluyen la caja de tarjetas de vídeo (adquisición de imagen), relojes y voltajes de bias del CCD; 2 PCs de control de los elementos de la estación y adquisición de la cámara y un banco de instalación de CCDs protegido electrostáticamente.



Figura 1. Estación de calibración de CCDs en el CIEMAT.

Resultados con un CCD de ingeniería

Si bien los CCDs científicos se hallaban en fase de fabricación en el momento de escribir esta nota, se disponía de un modelo de ingeniería análogo con el que se ha empezado a trabajar.

En la Figura 2 se muestran las llamadas curvas de transferencia de carga de las cuatro salidas (cuatro zonas) que tiene el CCD. A partir de ellas pueden medirse muchas características importantes de su funcionamiento. Algunos de los resultados más interesantes se resumen en el cuadro siguiente:

	Medido	Requerido
Ganancia (e-/ADU)	1.38 ± 0.01	-
Profundidad de carga (e-)	~ 145000	~ 150000
Rango dinámico	7000 ± 200	-
Ruido de lectura (e-)	10 e-	< 5 e-
Linealidad	$< 3\%$	$< 1\%$
Columnas defectuosas	1	< 10
Píxeles oscuros	0	

Tabla 1. Algunas de las características del CCD de ingeniería medidas en la estación de calibración del CIEMAT.

Se puede comprobar que el modelo de ingeniería testeado no verifica algunas de las características necesarias para su operación científica.

Existen otras características que podrán medirse en corto plazo de gran interés como son la eficiencia cuántica (gracias a la fuente de luz calibrada) y la eficiencia de la transferencia de carga, que requieren pequeñas modificaciones en la estación.

REFERENCIAS

1. <http://www.pausurvey.org/home-PAU.html>
2. Janesick, J. (2001). Charged Coupled Devices. Ed. SPIE Press.

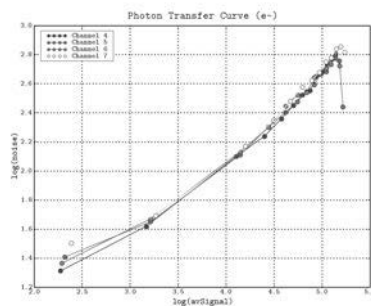


Figura 2. Curva de transferencia de carga del CCD (señal frente a exposición).

Efecto de la contaminación de Estrellas sobre la Función de Correlación de una muestra de Galaxias

R. Ponce, E. Sánchez, I. Sevilla

Unidad de Investigación Básica, CIEMAT; rafael.ponce@ciemat.es

El Proyecto DES (Dark Energy Survey)

El proyecto DES representa uno de los primeros grandes cartografiados fotométricos, en bandas g , r , i , z e Y , diseñados especialmente para el estudio de la energía oscura y nace de una colaboración internacional de más de 120 investigadores procedentes de EEUU, Reino Unido, España, Brasil y Alemania.

Los objetivos del proyecto son estudiar las propiedades de la energía oscura a partir de cuatro métodos independientes. Estos métodos son: la distribución de cúmulos de galaxias en función de su *redshift*, el efecto de *Weak Lensing* en la distribución de galaxias, el estudio de las *BAO* (*Baryon Acoustic Oscillations*) y el estudio del diagrama de Hubble de supernovas de tipo Ia.

A partir del estudio de estos cuatro métodos se pretende alcanzar un control estricto de las incertidumbres sistemáticas y obtener medidas robustas de los parámetros cosmológicos. Sin embargo para conseguir esto es necesario controlar la contaminación de estrellas u otros objetos en nuestras muestras de galaxias siendo ésta la motivación principal del presente trabajo.

Dado que el proyecto DES no empezará a tomar datos hasta octubre de 2011, el trabajo realizado hasta el momento se ha llevado a cabo sobre catálogos artificiales de galaxias que siguen la evolución de la distribución de materia en un modelo cosmológico, más específicamente sobre la simulación Data Challenge V5b (DC5b).

Pureza y Eficiencia de una muestra de galaxias

Con el fin de identificar las galaxias de nuestra muestra utilizaremos SExtractor¹, este software nos devolverá, para cada objeto, cinco índices correspondientes a distintas bandas. Estos índices, conocidos como *Class Star* (cs), van de cero a uno lo que nos permite representar la pureza en función del cs . Para determinar la pureza y la eficiencia de nuestra muestra se puede utilizar, dependiendo del *redshift*, uno de los índices dados por el software. Sin embargo hemos conseguido mejorar la pureza de la muestra utilizando una combinación lineal de éstos.

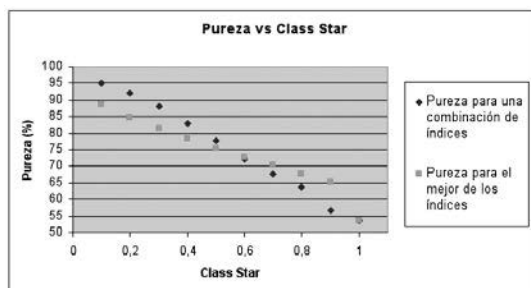


Figura 1. Comparativa entre la pureza obtenida con una combinación lineal de las distintas bandas (g , r , i , z e Y) y la pureza obtenida en la mejor de éstas para un bin de Z entre 0.3 y 0.4.

1 Software for source extractor

Es relevante tener en cuenta que la pureza y la eficiencia se calculan para bins de *redshift* y vienen dadas por:

$$P = \frac{N^{\circ}Gal_{muestra}}{N^{\circ}Objetos_{muestra}}, \quad E = \frac{N^{\circ}Gal_{muestra}}{N^{\circ}Gal_{total}}.$$

Función de correlación angular y el efecto de la contaminación sobre ella

La función de correlación, tanto angular como espacial, de una muestra de galaxias es un indicador de cuanto se diferencia la muestra seleccionada respecto de una distribución aleatoria. La forma de la curva se halla intrínsecamente relacionada con los parámetros Ω_m y h . Para la obtención de la función angular es necesario medir las distancias angulares entre los pares de galaxias reales (DD), los pares de galaxias de una distribución puramente aleatoria (RR) y los pares cruzados entre las dos (DR). El estimador de la función de correlación angular que hemos utilizado es el estimador de Landy & Szalay que viene dado por

$$_{LS}(\theta) = 1 + \left(\frac{N_{random}}{N_{real}} \right)^2 \frac{DD(\theta)}{RR(\theta)} - 2 \left(\frac{N_{random}}{N_{real}} \right) \frac{DR(\theta)}{RR(\theta)}.$$

Dado que la función de correlación a ángulos bajos se ajusta bien a una ley de potencias ($w = a \cdot \theta^\gamma$) nos basta con estudiar el factor gamma para saber como influye la contaminación de estrellas en la función de correlación de una muestra de galaxias. En la tabla 1 podemos ver como cambia el gamma con la contaminación.

	Muestra pura	Con 3% de est.	Con 5% de est.
Factor γ	-1.556±0.032	-1.461±0.038	-1.450±0.024

Tabla 1. Comparativa de los valores de gamma obtenidos para una muestra de galaxias que a sido contaminada con un 3% y con un 5% de estrellas.



Figura 2. Se ve como según aumenta la contaminación de estrellas cambia la forma de la función de correlación.

REFERENCIAS

1. Bertin E., Arnouts S., Astrom. *Astrophys. Suppl. Ser.* 117, 393-404 (1996)
2. Sawangwit U. et al, eprint arXiv:0912.0511 (aceptado en *Mon. Not. R. Astron. Soc.*), 1-20 (2009)
3. Sánchez E., et al, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 411, 277-288 (2011)
4. Rossetto B.M. et al, eprint arXiv:1104.4718 (aceptado en *Astronomical Journal*), (2011)
5. Busha M., et al. en preparación (2011)

El experimento Double Chooz: medida del ángulo de mezcla de neutrinos θ_{13}

J. I. Crespo

Departamento de Investigación Básica, CIEMAT; joseignacio.crespo@ciemat.es

El fenómeno de las oscilaciones de neutrinos es una evidencia de Física más allá del Modelo Estándar, ya que a diferencia de lo predicho, prueba que los neutrinos tienen masa. Análogamente a la matriz CKM para quarks, existe la matriz PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) para neutrinos que determina la relación entre autoestados de sabor (ν_e, ν_μ, ν_τ) y autoestados de masa (ν_1, ν_2, ν_3). Dicha matriz puede ser parametrizada de la siguiente forma:

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & & \\ & c_{23} & s_{23} \\ & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} & \\ & 1 & \\ -s_{13}e^{i\delta} & & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & \\ -s_{12} & c_{12} & \\ & & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & & \\ & e^{i\alpha} & \\ & & e^{i\beta} \end{pmatrix}$$

donde $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, δ es una fase de violación CP de Dirac y α y β son fases de violación CP de Majorana.

Double Chooz [1] es un experimento de oscilaciones de neutrinos cuyo objetivo es determinar el ángulo de mezcla θ_{13} todavía desconocido. Para ello, se mide la probabilidad de supervivencia de los antineutrinos electrónicos generados en la desintegración β^- de los productos de fisión de la central nuclear de Chooz (Francia), que cuenta con dos reactores de agua a presión (PWR) de 4.27 GW_{th}, los cuales proporcionan un flujo de $\sim 1.6 \cdot 10^{21}$ antineutrinos/s. Dicha probabilidad puede escribirse como:

$$P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} \cong 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m_{31}^2 [\text{eV}^2] \cdot L [\text{m}]}{E_\nu [\text{MeV}]} \right)$$

donde $\Delta m_{31}^2 = m_3^2 - m_1^2$, L es la distancia entre la fuente y el detector y E_ν es la energía del antineutrino.

La mejor cota actual para θ_{13} es $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.14$ (90% C.L.), asumiendo $\Delta m_{31}^2 = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, dada por CHOOZ [2], un experimento previo en la misma localización. Double Chooz es el primero de una nueva generación de experimentos con neutrinos de reactores, y será capaz de medir $\sin^2(2\theta_{13})$ hasta 0.05 con 3σ o establecer el límite en $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.03$ (90% C.L.) en 3 años de toma de datos. El valor de este parámetro es fundamental para determinar la viabilidad de futuros experimentos para medir la violación CP en leptones.

Double Chooz consta de dos detectores idénticos: el más cercano se sitúa a 400 m de los reactores, a una profundidad de 120 m.w.e. (metros equivalentes de agua), donde no se espera oscilación significativa. El más lejano, situado a una distancia media de 1.05 km, bajo una montaña que proporciona 300 m.w.e., servirá para medir la desaparición de antineutrinos. Contar con dos detectores idénticos permite eliminar la incertidumbre en el flujo y el espectro de energías de los antineutrinos emitidos por los

reactores, reduciendo el error sistemático total hasta el 0.6%.

La detección de los antineutrinos se hace a través de la desintegración β^- inversa, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$, cuyo umbral es de 1.806 MeV. La señal de que se ha producido tal evento es la detección de la energía del positrón junto con 2 gammas procedentes de su aniquilación, en coincidencia con la detección retardada de la captura del neutrón.

Cada detector está compuesto por una serie de cilindros concéntricos. El más interno es el blanco de acrílico de 10.3 m³ que contiene un centellador líquido orgánico dopado con Gd (1 g/L), donde tendrá lugar la interacción del antineutrino y la captura del neutrón. El Gd presenta una sección eficaz de captura de neutrones especialmente alta, produciendo de media 3 gammas y 8 MeV. Rodeándolo está el γ -Catcher, un volumen de acrílico de 22.3 m³ con líquido centellador sin Gd cuya misión es contener los gammas producidos en las reacciones. Exterior a éste se encuentra el *Buffer*, un tanque de acero inoxidable con 114 m³ de líquido no centellador cuyo fin es reducir la radiactividad ambiental, especialmente la de los 390 tubos fotomultiplicadores (PMTs) de 10" que se usan para detectar los fotones de centelleo y convertirlos en una señal electrónica, y que están instalados en la superficie lateral y las bases. Cada PMT está orientado hacia el blanco y cuenta con un blindaje magnético. Adicionalmente, se sitúa el *Inner Veto*, un volumen lleno de líquido centellador diseñado para detectar muones de los rayos cósmicos usando 78 PMTs de 8". Circundándolo existe un blindaje de acero desmagnetizado de 150 mm de grosor para apantallar la radiactividad externa. Por último, se dispone del *Outer Veto*, un conjunto de bandas de centellador plástico colocadas perpendicularmente entre sí sobre el detector, que permiten detectar y situar en 2-D los muones incidentes.

Actualmente, el detector lejano ya está construido y tomando datos. En 3 meses se espera alcanzar el límite para θ_{13} establecido por CHOOZ. El laboratorio cercano está en construcción, y se prevé que el segundo detector esté listo para tomar datos en 2012.

El CIEMAT es la única institución española que participa en este experimento. En concreto, es responsable de los componentes mecánicos y electrónicos del sistema de PMTs, blindajes magnéticos y de parte del sistema de adquisición de datos de ambos detectores. Además, coordina el análisis de datos europeo, se encarga del estudio de los fondos accidentales y ha desarrollado los algoritmos para la reconstrucción de los pulsos electrónicos y el análisis estadístico para el cálculo de sensibilidades finales y estimación de los errores sistemáticos.

REFERENCIAS

1. Ardelier F. *et al.* (Double Chooz Collaboration) (2006). Double Chooz: A Search for the neutrino mixing angle θ_{13} . arXiv: hep-ex/0606025. 162pp.
2. Apollonio M. *et al.* (CHOOZ Collaboration), *Eur. Phys. J. C*, **27**, 331 – 374 (2003)

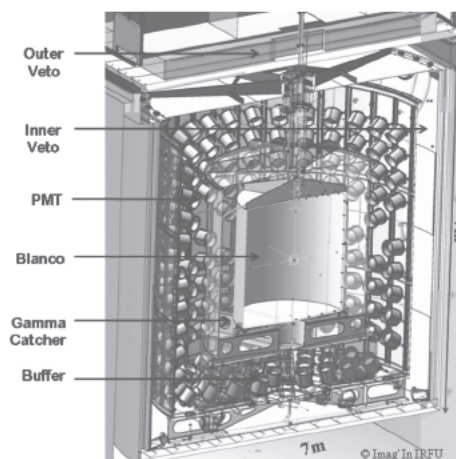


Figura 1. Diseño del detector de Double Chooz

El parámetro S_b aplicado a la discriminación entre fotones y hadrones en el flujo de rayos cósmicos de ultra-alta energía

G. Ros¹, G. A. Medina-Tanco², D. Supantisky², L. del Peral¹,
M. D. Rodríguez-Frías¹, N. Pacheco³, J. A. Morales de los Ríos¹,
H. Prieto¹, G. Sáez-Cano¹ y J. H. Carretero¹

¹ Space and Astroparticle Group, Dpto. de Física, Universidad de Alcalá. german.ros@uah.es

² Dpto. de Altas Energías, Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México.

³ Instituto de Física Teórica (IFT), Universidad Autónoma de Madrid.

Una de las incógnitas a desvelar por los actuales experimentos dedicados al estudio de los rayos cósmicos de ultra-alta energía es su composición. Actualmente se conoce que en su mayoría son núcleos [1] y se han establecido restrictivas cotas superiores a la fracción de ellos que pueden ser fotones a energías superiores a 10^{19} eV [2].

Existen dos tipos de parámetros que se utilizan con el fin de discriminar la naturaleza del primario según la técnica utilizada para la detección de la cascada de partículas que genera el rayo cósmico al penetrar en la atmósfera. Por un lado, aquellos que se obtienen mediante los telescopios de fluorescencia, entre los que destaca el máximo del desarrollo longitudinal, X_{max} . Por otro, parámetros relacionados con la distribución espacial y temporal del frente de la cascada que se obtienen de su detección con estaciones en superficie. A pesar de que X_{max} tiene mayor poder de discriminación y está menos afectado por errores sistemáticos, los telescopios sólo pueden funcionar en noches claras, sin luna y con pocas nubes, por lo que la estadística que recogen es en torno al 13% comparada con los detectores de superficie. Esto hace especialmente útiles a los parámetros de superficie, y de hecho, con ellos se obtienen los límites más restrictivos a la fracción de fotones [2].

Recientemente, se ha propuesto para la discriminación entre hadrones un nuevo parámetro de superficie, S_b , definido como

$$S_b = \sum_{i=1}^N \left[S_i \times \left(\frac{r_i}{r_0} \right)^b \right] \quad [\text{VEM}]$$

donde N son los detectores activados, $r_0 = 1000$ m es una distancia de referencia, S_i es la señal del detector medida en VEM (Vertical Equivalent Muons) y r_i es la distancia en metros del detector al eje de la cascada (véase en [3] una revisión de este parámetro). En este trabajo, se estudia la viabilidad de S_b y su optimización para discriminar fotones de hadrones. En la Figura 1 se presenta cómo varía el *merit factor*, η (estadístico que mide la separación entre dos poblaciones), de la distribución de S_b para fotones y protones en función del exponente b . Se puede observar que el valor óptimo es $b = 4.0$ (en [3] se obtiene 3.0 para discriminar entre protones y hierro) para los dos modelos hadrónicos utilizados en las simulaciones (QGSJet-II y Sibyll 2.1). El mismo resultado se obtiene a partir de las distribuciones de fotones y núcleos de hierro.

Existe una relación lineal entre $\log(S_b)$ y el $\log(\text{Energía})$ para los tres tipos de primarios (Figura 2). Además, se ha calculado la dependencia de S_b con el ángulo cenital. Para ello, se ha realizado un ajuste lineal de S_b frente al ángulo cenital de la cascada.

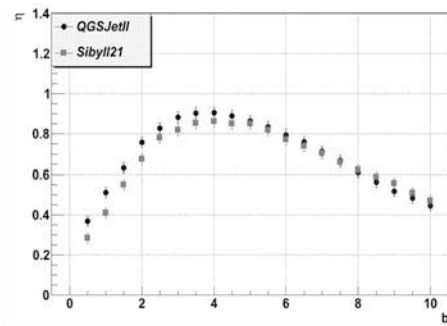


Figura 1. S_b Merit factor vs. b entre fotones y protones

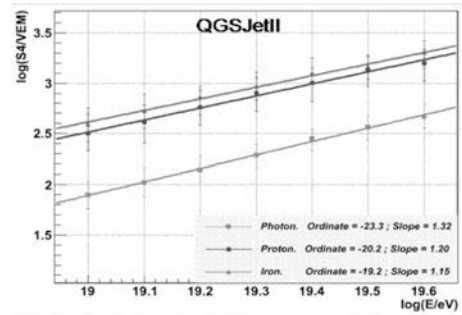


Figura 2. $\log(S_b)$ vs. $\log(\text{Energía})$ para fotones, protones y núcleos de hierro

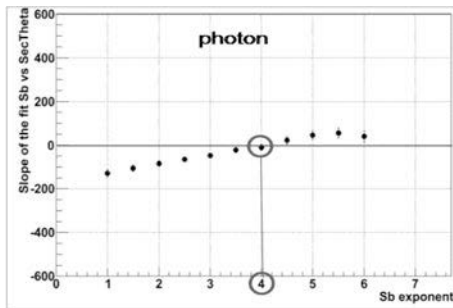


Figura 3. Dependencia de S_b con el ángulo cenital (ver texto) en función de b para fotones

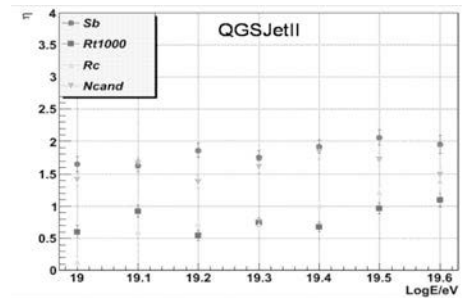


Figura 4. Poder discriminador de varios parámetros en función de la energía

En la Figura 3 se muestra el valor de la pendiente de este ajuste frente al exponente b para el caso de los fotones. Puede observarse que justamente para $b = 4.0$ no existe tal dependencia, lo que supone una ventaja frente a la mayoría de los parámetros de superficie.

Por último, en la Figura 4 se muestra que el poder discriminador (medido utilizando el *merit factor*) de S_b es el mayor comparado con varios de los parámetros de superficie más utilizados actualmente (incluidos los utilizados en [2]).

En conclusión, se ha demostrado la conveniencia de usar S_b para mejorar el actual límite en la fracción de fotones en el flujo de rayos cósmicos ultra-energéticos. Además, se abre la posibilidad de extender el límite a energías menores donde los parámetros de superficie actuales no pueden ser utilizados. Esto es de gran interés, puesto que se podrían limitar los modelos que sugieren que el origen de estos rayos cósmicos es consecuencia del decaimiento o la aniquilación de supuesta materia oscura súper-pesada ($E \geq 10^{23}$ eV).

REFERENCIAS

1. Pierre Auger Collaboration. Phys.Rev.Lett. 104:091101 (2010).
2. Pierre Auger Collaboration. Astroparticle Physics, **29**, 243-256 (2008).
3. G. Ros et al. arXiv:1104.3399 (2011).

Estudio de la difusión y del fondo radioactivo en un experimento doble beta sin neutrinos en Xenón 136

L. Seguí

Departamento de Física Teórica, Universidad de Zaragoza; lsegui@unizar.es.

Determinar la naturaleza del neutrino así como su escala de masas es uno de los retos de la física de partículas actual. Los experimentos de doble beta sin neutrinos ($\beta\beta 0\nu$) son actualmente una de las estrategias más potentes para dar una respuesta a ambas cuestiones. Dicha desintegración implica física más allá del modelo estándar, ya que viola la conservación del número leptónico y solo puede darse si el neutrino es igual que su antipartícula, es decir, si es neutrino de Majorana.

Los experimentos de $\beta\beta 0\nu$ buscan un proceso muy poco frecuente (se espera del orden de unas pocas cuentas por tonelada y por año,) por lo que se requiere una cantidad grande de masa del isótopo radioactivo. Además la señal buscada es un pico sobre el fondo continuo del modo con neutrinos (figura 1). Dichas características implican, fundamentalmente, dos retos experimentales para poder detectarlo: una muy buena resolución energética y un ultra-bajo fondo radioactivo.

Una nueva generación de detectores gaseosos, basados en Cámaras de Proyección Temporal (TPC) con planos de lectura pixelizados, no sólo cumplen estos requisitos, sino que además, algoritmos de reconocimiento de traza permiten mejorar la discriminación entre fondo y señal. Un experimento en esta línea es NEXT [1]. La señal esperada en esta configuración es una traza continua de varios centímetros con dos depósitos de energía ("blobs") en los extremos al ser absorbidos los electrones emitidos en el proceso.

Un dispositivo experimental que cumple los requerimientos mencionados anteriormente y que nos permite visualizar las trayectorias con suficiente resolución espacial son los detectores TPC a alta presión con plano de lectura Micromegas [2]. Dichos dispositivos han demostrado una gran estabilidad y una buena resolución energética [3]. Además cumplen los requisitos de bajo fondo [4]. Para más información y resultados experimentales pueden acudir a la contribución en este mismo congreso de D. Herrera.

El isótopo ^{136}Xe es uno de los núcleos que puede sufrir la desintegración doble beta, aunque todavía no haya sido medida en ninguno de sus dos modos: con o sin neutrinos. Como gas, puede ser la fuente de la señal y formar parte del detector. La energía máxima del espectro de dos electrones ($Q_{\beta\beta}$) en este caso es de 2457,83 keV, por lo que gran parte del fondo radiactivo natural queda por debajo. Se espera un ritmo de 5 sucesos/Ton/año para el modo $\beta\beta 0\nu$ para una masa del neutrino de 50 meV, que implica un nivel fondo $\sim 10^{-4}$ c/keV/kg/año en 100kg de Xe-136. Los principales isótopos de las cadenas naturales que afectan en esa región de energía son el Tl-208 (del Th-232) y el Bi-214 (del U-238). El talio tiene una gamma de 2614,5 keV (99,20% de las veces) y la principal contribución del Bismuto es otra gamma de menor intensidad

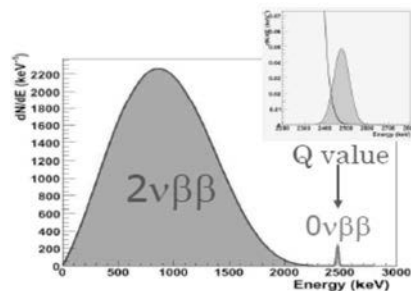


Figura 1. Espectro de energía de dos electrones de desintegración $\beta\beta$ con y sin neutrinos para el caso del isótopo Xe-136.

pero más cercana al $Q_{\beta\beta}$, a 2447,9 keV (1.57% de las veces) y que es imposible resolver con resoluciones superiores al 0.5% FWHM a $Q_{\beta\beta}$. El estudio de estrategias de ultra bajo fondo radioactivo comprende principalmente tres puntos: seleccionar materiales de alta radiopureza para la construcción de cualquier parte del detector (para la sensibilidad requerida contaminaciones <0.1 mBq/kg para las partes más internas); diseño de un blindaje del detector para reducir la contribución del fondo natural y desarrollo de técnicas de discriminación señal/fondo. La visualización de la traza nos permite hacer uso de la topología de la señal para incrementar dicho poder de rechazo. El análisis depende, en gran manera de la difusión del gas y del pixelado (Figura 2).

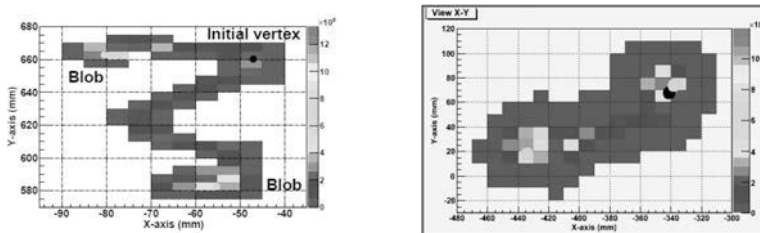


Figura 2: suceso $bb0\nu$ simulado en una TPC a 10 bar. A la izquierda con una difusión 10 veces menor que la del Xenón y un pixelado de 0.5cm. A la derecha con la difusión del Xenón y píxeles de 1cm. Podemos apreciar el efecto de la difusión y del pixelado sobre la claridad de la traza.

Simulaciones de Monte Carlo para un experimento de doble beta en una TPC de 100kg basado en un plano de lectura con Micromegas, con una resolución energética del 3% FWHM, han permitido estudiar las diferentes contribuciones al fondo. Los algoritmos de discriminación, extensión de los desarrollados en [5] (sucesos dentro de un volumen fiducial, con una única traza y deposiciones de energía en los extremos), han sido optimizados para la difusión del xenón, y con píxeles de 1cm, para no incrementar los canales de la electrónica. El fondo obtenido en estos estudios ha sido de 6×10^{-4} c/keV/kg/año compatible con la sensibilidad requerida para un experimento de doble beta sin neutrinos para masas de 50 meV.

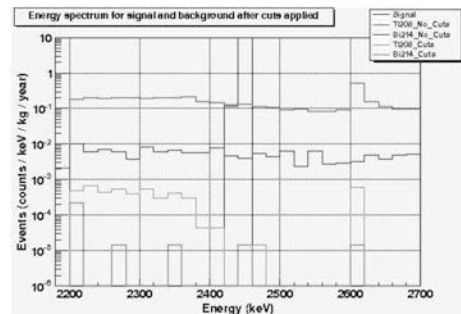


Figura 3: Espectro de energía de los isótopos Talio-208 y Bi-214 en torno a la región de interés del $\beta\beta0\nu$ antes y después de aplicar los cortes de discriminación. La señal representada es sin límite en la resolución en energía y centrada en la energía esperada para el $\beta\beta0\nu$.

REFERENCIAS

1. Granena, F. et al., The NEXT collaboration, arXiv:0907.4054
2. Cebrián, S. et al, J. Cosmol. Astroart. Phys. **10**, 10 (2010)
3. Dafni, T. et al., Nucl.Instrum.Meth. **A608**, 259-266 (2009)
4. Cebrian, S. et al., JCAP, **1010**, 010 (2010)
5. Iguaz Gutierrez, F.J. PhD thesis, Univ. de Zaragoza (2010). <http://zaguan.unizar.es/record/5731>.

Estudio de técnicas de identificación de leptones Tau en eventos tt con el detector ATLAS

S. Cabrera Urbán, M.T. Pérez García-Estañ, E. Valladolid Gallego

Instituto de Física Corpuscular (IFIC), CSIC-Universitat de València, Apartado de Correos 22085, 46071, Valencia (España); MariaTeresa.Perez@ific.uv.es

En la presente contribución se describe un método de análisis destinado a la búsqueda de pares de quark top anti-top en canales de desintegración con un leptón cargado y aislado (electrón o muón) y con un leptón tau identificado a partir de su desintegración hadrónica. Dicho método de análisis se ha aplicado a la muestra de datos de colisiones protón-protón producidas por el acelerador de partículas LHC (Large Hadron Collider) con energías en centro de masas de $\sqrt{s} = 7$ TeV y recogida por el detector ATLAS a lo largo del pasado año 2010 con una luminosidad integrada de 35.3 pb^{-1} .

En el contexto del Modelo Estándar, el quark top se desintegra casi el 100% de las veces en un bosón W y un quark b y los pares top anti-top se identifican por las desintegraciones leptónicas ($W \rightarrow l\nu$) o hadrónicas ($W \rightarrow q\bar{q}'$) de los bosones W y la presencia de jets adicionales. En ATLAS todos los canales de desintegración se utilizan para medir la sección eficaz de producción de pares top anti-top $\sigma(t\bar{t})$: el canal semileptónico $t\bar{t} \rightarrow W(\rightarrow l\nu_l)bW(\rightarrow q\bar{q}')b$ $l = e, \mu$, el canal dileptónico $t\bar{t} \rightarrow W(\rightarrow \ell\nu_\ell)bW(\rightarrow \ell\nu_\ell)b$ $\ell = e, \mu$ y el canal todo hadrónico $t\bar{t} \rightarrow W(\rightarrow q\bar{q}')bW(\rightarrow q\bar{q}')b$. La medida de $\sigma(t\bar{t})$ utilizando el canal electron o muón más leptón tau $t\bar{t} \rightarrow W(\rightarrow \tau\nu_\tau)bW(\rightarrow \ell\nu_\ell)b$ $\ell = e, \mu$ completa dicho conjunto de medidas hacia una futura combinación de las mismas con el fin de obtener mayor precisión. Además, una desviación en $\sigma(t\bar{t})$ medida en dicho canal con respecto al valor predicho por el Modelo Estándar indicaría la existencia de un bosón de Higgs cargado (H^\pm). De hecho, en el Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo (MSSM), si se cumple la condición $m_{H^\pm} < m_t - m_b$ entonces la desintegración $t \rightarrow H^\pm b$ tiene una fracción significativa y para valores altos de $\tan(\beta)$, la desintegración $H^\pm \rightarrow \tau\nu_\tau$ es dominante [1],[2]. En Tevatron, la medida de $\sigma(t\bar{t})$ en el canal $l + \tau$ llevada a cabo por DØ ha demostrado la viabilidad de este estudio [3]. En el LHC, con la muestra que ATLAS está recogiendo durante el año 2011, esperamos mejorar la precisión de la medida de $\sigma(t\bar{t})$ gracias al aumento en la sección eficaz teórica $\sigma(t\bar{t})$ y a una mejora en la comprensión de las incertidumbres sistemáticas asociadas al método de análisis desarrollado.

La optimización de los criterios de selección se ha realizado utilizando muestras Monte Carlo simuladas para la señal $t\bar{t}$ y los fondos: producción asociada de bosones W o Z con varios jets $W(\rightarrow \ell\nu_\ell) + jets$, $Z/\gamma^* (\rightarrow \ell\ell) + jets$ y producción de pares top anti-top y de quark top en solitario así como la producción asociada de dos bosones WW, WZ, ZZ con varios jets. Dichos criterios han consistido en requerir un leptón aislado (e o μ) con alto momento transversal ($p_T > 20 \text{ GeV}$) (que será utilizado en el trigger del experimento para recoger la muestra de señal), un leptón τ ($p_T > 15 \text{ GeV}$) reconstruido, dos jets con alta energía transversa ($E_T > 20 \text{ GeV}$), una deposición total de energía transversa en el calorímetro superior a 200 GeV (debido a la elevada masa del quark top) y energía transversa perdida ($E_T^{miss} > 30 \text{ GeV}$) correspondiente a los neutrinos. Tras esta preselección los fondos dominantes son $W(\rightarrow \ell\nu_\ell) + jets$ y canal $t\bar{t}$

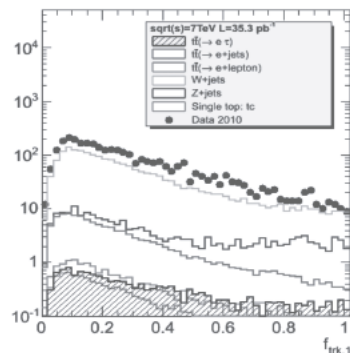


Figura 1. Fracción de momento de la traza principal del tau reconstruido antes de la aplicación de btagging.

semileptónico. Adicionalmente se ha aplicado un algoritmo de identificación de jets producidos por la fragmentación y hadronización de un quark b (b-jets) denominado b-tagging que utiliza información de vértices secundarios y parámetros de impacto de las trazas pertenecientes a dicho jet. La aplicación del b-tagging reduce drásticamente el fondo de $W(\rightarrow \ell \nu_\ell) + jets$.

El último paso de la selección es la identificación de leptones τ , que permitirá reducir el fondo debido al canal $t\bar{t}$ semileptónico. Las desintegraciones hadrónicas del τ a uno o tres piones cargados dejan en una señal energética en el calorímetro y una o tres trazas en el detector interno de ATLAS. Se reconstruyen partiendo de jets reconstruidos en los calorímetros de ATLAS con el algoritmo anti-Kt y asociando trazas que satisfacen criterios mínimos de calidad en su reconstrucción. Para las primeras observaciones de leptones tau en ATLAS se ha establecido un pequeño conjunto de 3 variables que caracterizan estos jets y se han optimizado unos valores de corte para la identificación de los mismos [4]. En la figura 1 vemos una de estas variables, la fracción de momento de la traza principal del tau respecto a su energía total (f_{trk}). Los jets procedentes de desintegraciones hadrónicas de leptones τ son más colimados que los jets de QCD, que tienen una distribución de p_T más uniforme, por lo que f_{trk} será mayor en el caso de los τ .

Un ingrediente esencial del análisis es el método de evaluación de los fondos dominantes $W(\rightarrow \ell \nu_\ell) + jets$ y $t\bar{t}$ semileptónicos, con un jet identificado erróneamente como un leptón τ . En dicho método, la predicción de los fondos depende de: (a) el número de eventos con la selección completa anteriormente descrita (b) el número de eventos con la misma selección anterior pero eliminando la identificación del τ y manteniendo la reconstrucción y preselección del mismo (c) la eficiencia de identificación del τ en eventos $t\bar{t} \rightarrow W(\rightarrow \tau \nu_\tau) b W(\rightarrow \ell \nu_\ell) b$ $\ell = e, \mu$, que se obtiene del Monte Carlo $t\bar{t}$ y (d) la probabilidad de falsas identificaciones del τ , o “ τ fake-rate”. Un estudio realizado con una muestra de Monte Carlo $t\bar{t}$ indica que los jets que falsean el τ en eventos $t\bar{t} \rightarrow W(\rightarrow \tau \nu_\tau) b W(\rightarrow \ell \nu_\ell) b$ $\ell = e, \mu$ proceden mayoritariamente de quarks ligeros, y en menor medida aunque con una contribución no despreciable de gluones y de quarks b. Los jets originados por quarks ligeros tienen una mayor probabilidad de ser falsamente identificados como τ debido a su baja multiplicidad de trazas y a su alta colimación, en comparación con los restantes. La “ τ fake-rate” se ha obtenido a partir de una muestra $\gamma + jets$, seleccionada con un fotón energético $p_T > 15$ GeV y un jet casi colineal con respecto al fotón. Dicha muestra tiene un alto contenido en jets procedentes de quarks ligeros. Por ello, la estimación del fondo derivada de este método es una estimación conservadora, apropiada para un análisis de primera observación del proceso $t\bar{t} \rightarrow W(\rightarrow \tau \nu_\tau) b W(\rightarrow \ell \nu_\ell) b$ $\ell = e, \mu$ en el LHC con el detector ATLAS [5].

Agradecimientos: Queremos expresar nuestro agradecimiento a los grupos de trabajo de la colaboración ATLAS dedicados a la Física del quark Top y a la reconstrucción e identificación de leptones Tau. Dña Teresa Pérez García-Estañ está contratada por una beca F.P.I adscrita al proyecto FPA2006-03081 concedida por el Ministerio de Ciencia e Innovación. Este trabajo ha sido financiado parcialmente por los proyectos: FPA2009-13232-C04-01 (MICINN) y PIE 200950I042 (CSIC)

REFERENCIAS

1. Atlas Collaboration, “Expected Performance of the ATLAS Experiment : Detector, Trigger and Physics”. CERN-OPEN-2008-020.
2. “Reconstruction and identification of hadronic tau decays“. (P. Bechtle *et al.*). ATL-COM-PHYS-2009-113, ATL-PHYS-PUB-2009-017.
3. Abazov et. al. Colaboración DZero. Nota DZero 5607-CONF (2008)
4. Atlas Collaboration, “Reconstruction, Energy Calibration, and Identification of Hadronically Decaying Tau Leptons”, ATLAS-COM-CONF-2011-057 (en proceso de revisión interna)
5. Atlas Collaboration, “Search for top pair production in the channel $t\bar{t} \rightarrow W(e/\mu + \nu) b W(\tau_{had} + \nu_{\tau}) b$ with early ATLAS data at $\sqrt{s}=7$ TeV”, ATLAS-COM-CONF-2011-032 (en proceso de revisión interna)

Estudio del funcionamiento del detector de neutrinos double chooz

J.M. López Castaño

Unidad de Investigación básica, CIEMAT.

El objetivo del experimento Double Chooz^[1] es determinar el valor del ángulo de mezcla de neutrinos θ_{13} , o en su defecto establecer un límite superior $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.03$ al 90% de nivel de confianza. Para ello se usa la diferencia de flujo de antineutrinos electrónicos emitidos por la central nuclear de Chooz a diferentes distancias de los reactores. Dicho flujo es medido en dos detectores, uno a 400m de los reactores, todavía en construcción, y otro a 1050m, ya terminado y en el que se espera un déficit de antineutrinos debido a su oscilación.

Los antineutrinos son detectados mediante desintegración β -inversa ($\text{anti-}\nu + p \rightarrow e^+ + n$) que se produce en el blanco del detector que está compuesto de un líquido centelleador dopado con Gadolinio y rico en protones. El neutrino colisiona con los protones produciendo un positrón y un neutrón. El positrón, cuya energía se relaciona con la del neutrino ($E_{e^+} = E_{\text{anti-}\nu} - (M_n - M_p)$), se aniquila con un electrón casi instantáneamente. El neutrón es capturado por Gadolinio y 30 μs después de la aniquilación del positrón, emite una energía en torno a 8 MeV. Todos los fotones producidos por las interacciones son recogidos por los 390 fotomultiplicadores (PMT) y transformados en corriente eléctrica.

La corriente generada en los PMT llega al Front End Electronic (FEE) que amplifica la señal. Esta se envía al trigger y a los flash-ADC. El trigger envía una señal a los flash-ADC para que abran la ventana de toma de datos. Los flash-ADC digitalizan la señal muestreándola cada 2 ns durante una ventana de 256 ns y envían la información del evento al ordenador. La figura 1 muestra el esquema de un canal de la electrónica.

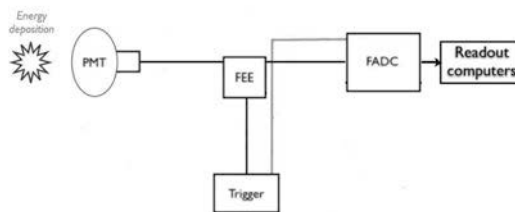


Figura 1. Esquema de la cadena electrónica.

Para poder reconstruir la energía de las partículas que han interactuado en el detector a partir de las señales recogidas en cada canal, se necesita conocer la relación entre el número de fotoelectrones recogidos en cada canal y la carga (ganancia).

Un pulso, como el que se muestra en la figura 2, está formado por señal y ruido. La señal es la parte del pulso debida a la llegada de fotoelectrones al PMT. Las seña-

les recogidas en los PMT son integradas, con lo que se obtiene la carga recogida. Si a un PMT no llegan fotoelectrones, solo se integra el ruido electrónico (pedestal). La integración del pulso completo menos el valor del pedestal corresponde a la carga de la señal.

La forma más directa de calcular la ganancia es mediante el espectro de carga de un fotoelectrón. Para obtener el espectro de un fotoelectrón se utiliza un sistema de LEDs.

Para calcular la ganancia se ajusta el espectro obtenido a la siguiente función:

$$f = \sum_{i=1}^{N_p} P(i, \mu) G(g, \sigma)$$

donde N_p es el número de fotoelectrones, P es la distribución de Poisson que nos da la probabilidad de observar i fotoelectrones dada la media μ que es el número medio de fotoelectrones, G es la distribución gaussiana, g es la ganancia y σ es la dispersión. Un ejemplo de este ajuste se ve en la figura 3. La ganancia se obtiene en: unidades digitales de carga/fotoelectrón (DUI/fotoelectrón).

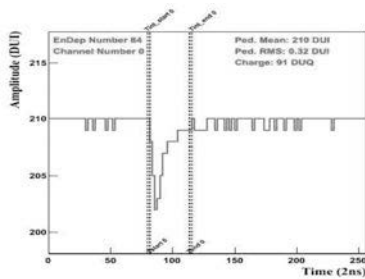


Figura 2. Representación del pulso obtenido en la cadena electrónica antes de la integración para el cálculo de la carga.

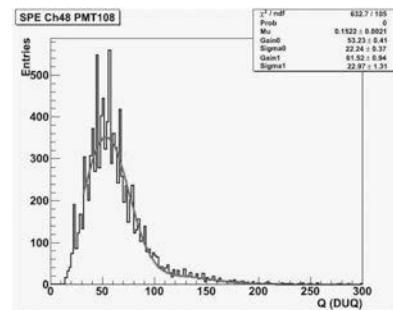


Figura 3. Ajuste del espectro obtenido en un canal para el cálculo de la ganancia, después de sustraer el pedestal.

Con el análisis de los primeros datos del detector se ha comprobado el correcto funcionamiento de la gran mayoría de los canales y obtenido el siguiente valor para la ganancia:

$$g = 49.5 \pm 0.5 \text{ DUI/fotoelectrón}$$

REFERENCIAS:

1. Ardelier F. et al. (Double Chooz Collaboration) (2006). Double Chooz: A Search for the neutrino mixing angle θ_{13} . arXiv: hep-ex/ 0606025. 162pp.

Experimentación en Física de Neutrinos

R. Castillo, M. Ieva, F. Sanchez

Institut de Física d'Altes Energies (IFAE), 08193 Cerdanyola del Valles (Barcelona); rcastillo@ifae.es.

Experimento T2K, el Near Detector 280m

El experimento T2K tiene como objetivo estudiar la medida de la probabilidad de oscilación de neutrinos muónicos a electrónicos. Está situado en Japón donde el acelerador de protones J-PARC (Tokai) produce un haz de neutrinos muónicos, estos primero son medidos por un detector cercano (ND280) y luego viajan 295km a un detector de Cherenkov, SuperKamiokande; se buscan especialmente evidencias de las oscilaciones $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

Una de las dificultades de la física de neutrinos es que estos sólo interaccionan a través de la fuerza débil. Tanto su existencia como energía y momento deben ser deducidas a partir de las otras partículas que intervienen en la interacción. Hay dos tipos de interacciones de neutrinos, las de corriente neutra (NC) y las de corriente cargada (CC). En este análisis nos centramos en las interacciones de corriente cargada, llamadas así por la existencia en estas de los bosones W^\pm .

Hay tres tipos de interacciones CC:

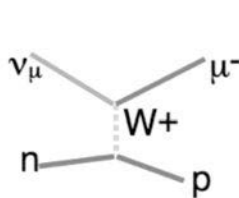


Figura 1. Interacción CCQE

Corriente Cargada Cuasi Elástica (CCQE). El 4-momento transferido por el bosón W es insuficiente para romper el nucleón. El proceso de interacción es $\gamma_l + n \rightarrow l^- + p$, donde l se refiere al leptón que puede ser o un electrón o un muón. Este tipo de interacción es el canal por el cual T2K intenta medir los flujos de neutrinos muónicos y electrónicos así como las energías de estos neutrinos. Este proceso es dominante hasta 1. GeV.

Deep Inelastic Scattering (DIS). Estas interacciones tienen lugar por encima de 2-3 GeV. El neutrino interacciona directamente con la estructura quark del nucleón, el 4-momento transferido es suficientemente grande como para romper el nucleón en diferentes hadrones. Esta interacción es menos frecuente debido a la energía que se necesita.

Producción de Pión. Estas interacciones se dan en las regiones intermedias de CCQE y DIS. El bosón W transfiere suficiente energía para convertir al nucleón en un estado bariónico resonante excitado. La masa más baja de estos bariones es aquella de $\Delta(1232)$, con isospín 3/2 y extrañeza cero. Estas partículas resonantes a su vez se desintegran en un nucleón y un pión. La interacción final es: $\nu_\mu + N \rightarrow \mu + N + \pi$ para interacciones de corriente cargada y $\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + N + \pi$ para interacciones de corriente neutra. Resonancias de mayor energía pueden producir más piones como estado final.

El estudio de la CCQE es fundamental para estudiar las oscilaciones de neutrinos pero el mayor ruido de fondo que presenta es precisamente aquellas interacciones que tienen por estado final uno o varios piones ($CC1\pi$ y $CCn\pi$). Es por ello que este análisis se centra en estudiar ese ruido de fondo (el cual podemos analizar con mayor pureza que las interacciones CCQE) y dar una primera aproximación a la energía de los neu-

trinos. Este análisis lo realizamos con el detector cercano ND280 para poder usarlo posteriormente en el análisis de oscilaciones con el SuperKamiokande.

Presentaremos los primeros estudios de corrientes cargadas en el detector cercano de T2K haciendo énfasis en su separación en los canales antes mencionados y su importancia en el análisis de las oscilaciones de neutrinos.

REFERENCIAS

1. <http://www.t2k.org>

First measurement of $pp \rightarrow WW$ Production Cross-Section at $\sqrt{s} = 7$ TeV

J.A. Brochero¹, A. Calderón¹, SH.Chuang¹, J. Duarte¹, M. Felcini¹, G. Gómez¹,
C. Jordá¹, P. Lobelle¹, C. Martínez¹, F. Matorras¹, J. Marco¹, J. Piedra¹, T. Rodrigo¹, A. Rodríguez¹,
A. Ruiz¹, L. Scodellaro¹, I.Vila¹, R. Vilar¹, J.Cuevas², J. Fernández², S. Folgueras², I. González², L.
Lloret²

¹Instituto de Física de Cantabria (CSIC-UC)

²Universidad de Oviedo

We describe the WW cross-section measurement¹ with 35 /pb of pp collision data at a center of mass energy of 7 TeV collected by the CMS detector at the hadron collider LHC. For this the W leptonic decay channels with e, mu in the final states are considered. The cross-section measured is $\sigma_{ww} = 41.1 \pm 15.3$ (stat.) ± 5.8 (syst.) ± 4.5 (lumi.) pb. This result will be updated with the 2011 new data.

Introduction

The WW diboson production is an accurate test of the Standard Model, produced via s-channel and t-channel. With the s-channel the triple gauge couplings (TGC) for WWZ and WW γ can be measured. These TGC are sensitive to possible new physics via anomalous couplings. Also, WW is an important background source for new particle searches, as Higgs boson one.

The main backgrounds for the WW production are Z+jets, t-tbar, W+jets, tW, WZ and ZZ. For reducing them a set of cuts is applied. Finally, data driven methods are used in order to estimate their contribution to the WW final state.

Selection

The WW cross-section is several orders of magnitude lower than major background, such as t-tbar, Z+jets and W+jets. The fully leptonic WW signatures in the detector are two high transverse momentum leptons, isolated, with opposite charges and large transverse missing energy from the two undetected neutrinos.

In order to reduce background we require a minimum invariant mass cut (12 GeV) to reject low mass resonances, a significant amount of missing energy in the event, so processes with no neutrinos or W+jets (only one neutrino) are not collected. Events consistent with the Z mass are also rejected. In Figure 1 the distribution for the invariant mass is shown after applying all the requirements, except the Z mass veto. To minimize top contribution a jet veto (hadronic activity) is applied, so no jets in the event are expected. Finally, to further reduce other minimal contribution, such as dibosons (WZ and ZZ) a veto on events with a third well identified lepton is done.

For 2010 analysis single lepton triggers were used to collect our data. These select events with at least one muon or electron with high transverse momentum. Since we have two leptons in the final state the combined triggers selection efficiency is very close to 100 %, even if the efficiency per lepton is only around 90 %.

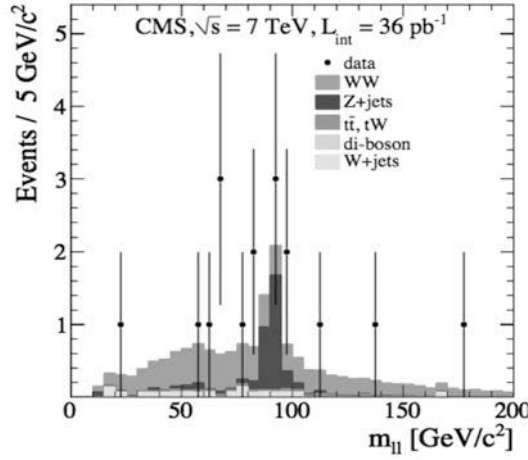


Figure 1. Dilepton mass distribution for the events passing the final selection, except the Z mass veto.

Background estimation

In order to estimate the background contributions both Monte Carlo predictions and data driven methods on data have been used. These last for the case of Z+jets (ratio method), W+jets (fake rate estimation). The rest are taken from simulation, with top verified on data.

Cross-section measurement

The cross-section measurement is defined by:

$$\sigma = (N_{\text{data}} - N_{\text{bkg}}) / (\epsilon L_{\text{int}} \text{BR}(W \rightarrow l\nu)^2) \quad (1)$$

with N_{data} the number of observed events on data, N_{bkg} the expected number of background events, ϵ the total signal efficiency and L_{int} the integrated luminosity. $\text{BR}(W \rightarrow l\nu)$ is the W leptonic decay branching ratio. The observed yield on data was 13 events, while the total background estimation is (3.29 ± 1.18) events. Considering that the luminosity was 35.5 /pb and that the efficiency for the signal was $(6.34 \pm 0.46) \%$, the estimated cross-section is $\sigma_{\text{WW}} = 41.1 \pm 15.3 \text{ (stat.)} \pm 5.8 \text{ (syst.)} \pm 4.5 \text{ (lumi.) pb}$, in good agreement with the theoretical prediction of $\sigma_{\text{WW}} = 43.0 \pm 2.0 \text{ pb}$.

REFERENCES

1. CMS Collaboration. Measurement of WW Production and Search for the Higgs Boson in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. arXiv:1102.5429

Infra-Red transparent microstrips detectors for tracker alignment

D. Bassignana¹, M. Lozano¹, G. Pellegrini¹, D. Quirión¹
M. Fernández², R. Jaramillo², I. Vila², F.J. Muñoz²

¹Departamento de Nano y Micro Sistemas, CNM-IMB; daniela.bassignana@imb-cnm.csic.es.

²Departamento de Estructura de la Materia, IFCA (UC - CSIC); fjmunoz@ifca.unican.es.

Measurement accuracy of particle trackers is comparable to the mechanical stability of their supporting structure. A system able to monitor any environmental or operation induced structural change is needed. The choice of such a system is not straightforward due to the harsh operational conditions (radiation level, magnetic field, power consumption...). A fast system compliant with these constraints was recently proposed [1]: since Silicon is partially transparent to infrared light, laser beams can be aimed to go through several layers of detectors, being sensed in each of them. The position of each sensor in the line is then calculated with respect to the a common reference beam. Performance of this system relies on the transparency of microstrips to infrared light. This contribution presents the simulation employed to optimize the design of individual detectors, as well as measurements of new sensor prototypes produced based on this simulation.

Figure 1 shows a cross section of one microstrip detector. It has been observed experimentally that when a laser light impinges on this structure, a set of diffraction maxima and minima are produced. From the point of view of their operation as photodetectors, these sensors can be considered as a periodic 1D grating with crests made of highly absorbant metal on a thick silicon substrate. The device is passivated from the top and bottom sides using a double layer of Si₃N₄ on SiO₂.

A realistic simulation of this structure must have both interferential and diffractive effects into account. We have used a Rigorous Coupled Wave Analysis (RCWA) to solve Maxwell equations exactly and predict the transmitted electromagnetic fields [2]. We then applied a Fresnel approximation to calculate the far-field, several centimeters away from the grating. It is the first time that an optical simulation of these sensors has included this level of detail. The simulation was validated comparing its result with known diffraction samples.

As a result of our study [3] we concluded that the thickness of the top and bottom passivation layers is key to adjust the transmittance of the device. By carefully choosing the thickness of the last 2 outermost layers of Si₃N₄ we managed to maximize

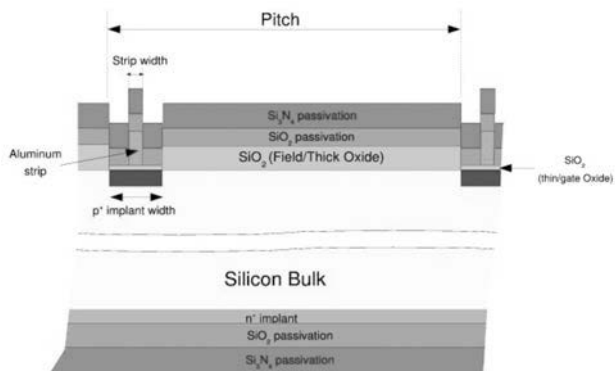


Figure 1. Cross section of a silicon microstrip detector (not to scale).
Light impinges from the top, in the plane of the paper

the overall transmittance. We have also identified other structural parameters that can boost the transmittance of the device. In particular, we have found that the transmittance reduces linearly as the aluminum width increases. A multigeometry wafer was produced at CNM-IMB implementing 12 sensors of different strip width for a fixed value of the pitch (50 μm). Thickness of the different layers were measured using an ellipsometer. Then the thickness of the last 2 layers of nitride were adjusted for maximum transmittance.

We obtained an increase of +30% in transmittance with respect to non-optimized sensors (Figure 2). This means an absolute transmittance of 50%.

REFERENCES:

1. W. Wallraff, "TAS status", AMS Tracker Meeting, Montpellier, 22-23. June 2004.
2. B. Dhoet, D. Delbeke, "RODIS: Rigorous Optical Diffraction Software", <http://photonics.intec.ugent.be/research/facilities/design/rodis/>
3. D. Bassignana et. al. "Silicon microstrips detectors for future tracker alignment systems". Nucl. Instr. Meth., Section A, Volume 628, Issue 1, 1 February 2011, pages 276-281

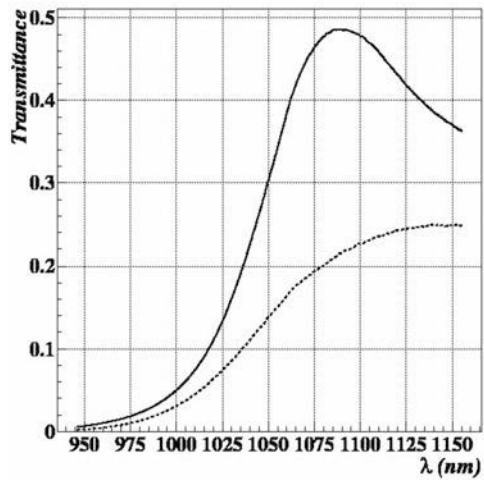


Figure 2. Transmittance of a standar microstrip detector (dash line) produced by Hamamatsu compared to an optimized detector produced at CNM-IMB

La escala de energía de los jets y su error sistemático

M. Costa¹, S.Martí¹, R.Moles-Valls¹, M.Moreno Llácer¹

¹Maria.Moreno@ific.uv.es

Instituto de Física Corpuscular (IFIC), CSIC-UV, Apartado de Correos 22085, E-46071 Valencia - España

Durante el año 2010, el detector ATLAS (A Toroidal Apparatus) [1] registró una luminosidad integrada de 37 pb^{-1} de colisiones de protones del acelerador LHC (Large Hadron Collider) en el CERN. Dicha muestra se ha utilizado en este trabajo para profundizar en el estudio de la reconstrucción de *jets* en ATLAS. Una buena reconstrucción de *jets* es fundamental para la física del quark *top*, como por ejemplo la determinación de su masa a partir de sus productos de desintegración. El *top* se desintegra casi 100% a un quark *b* y un bosón W. Este último puede decaer vía leptónica a un leptón más neutrino o vía hadrónica a un par de quarks ligeros. Para la reconstrucción de la masa del quark *top* se requiere una medida precisa de la energía de los *jets* así como de la incertidumbre asociada a ésta, tanto de *jets* procedentes de quarks ligeros como los que vienen de un quark *b* (*b-jets*). Además, es importante entender la transición de quarks (provinientes de la desintegración del *top* o del W) a hadrones, es decir, el proceso perturbativo de radiación de gluones implementado en el *parton shower* de los generadores y el proceso no perturbativo de hadronización. En este trabajo se presentan dos estudios relacionados con *jets*: el primero sobre la estimación del error sistemático asociado a la escala de energías de los *b-jets* y el segundo relacionado con la incertidumbre debida a la fracción de momento del *jet* que se queda fuera del tamaño del cono empleado en su reconstrucción. Esta cantidad es sensible a la modelización del *parton shower*, fragmentación y *underlying event* y se estima a partir de comparaciones de datos y Monte-Carlo en la estructura de los *jets* (*jet shapes*). Una discrepancia entre datos y Monte-Carlo puede inducir un sesgo en la medida de la masa, así como en las medidas de física que usan las simulaciones para determinar su aceptación. Además es interesante comparar las *jet shapes* obtenidas con diferentes generadores de Monte-Carlo y ver que descripción reproduce mejor los datos.

Los *jets* en ATLAS son reconstruidos con el algoritmo AntiKt $R=0.4$ comenzando con *topo-clusters* (conjunto de celdas vecinas del calorímetro que superan cierto umbral de energía) en el calorímetro electromagnético a la escala electromagnética EM. Los *jets* se calibran a posteriori utilizando una calibración obtenida con el Monte-Carlo (dependiente de la pseudo-rapidez y del p_T del *jet*) para recuperar la escala hadrónica, que se llama escala EM+JES que permite recuperar la energía del *jet* a nivel de hadrones.

El primer estudio que se presenta es la estimación del error sistemático asociado a la escala de energías de los *b-jets*. El grupo de Valencia está contribuyendo a esta determinación estudiando las diferencias entre *jets* inclusivos y los *b-jets* usando la información del detector de trazas y los calorímetros de ATLAS. Primero se construye el cociente de la suma del momento transversal de las trazas y el momento transversal del *jet* reconstruido en el calorímetro, después se calcula este cociente para datos reales y simulación Monte-Carlo y finalmente se evalúa el doble cociente para *jets* ligeros y *b-jets*. La ventaja del doble cociente es la cancelación de muchos errores sistemáticos. Los resultados preliminares de este método muestran que las diferencias entre los *jets* ligeros y los *b-jets* son aproximadamente del 2-3%.

En el análisis de *jet shapes*, se han seleccionado sucesos de dos *jets* (*di-jets*) con cierto umbral en energía transversa. Los datos registrados por ATLAS en 2010 han sido comparados con simulaciones de Monte-Carlo producidas con diferentes generadores (Pythia 6.421 [2] con el *tuning* ATLAS-MC09) [3] y Herwig 6 [4] con Jimmy para la descripción del *underlying event*). La estructura de los *jets* se estudia a través de dos observables: las *jet shapes* diferenciales $\rho(r)$ (fracción de momento transverso del *jet* a la escala EM deposita en un anillo entre r y $r+0.1$) y las integrales $\Psi(r)$ (fracción del momento transverso contenido en un cono de anillo r ; por definición $\Psi(r=R=0.4)$ es la unidad). En la Figura 1 se muestra la distribución de *jet shapes* diferencial normalizada por unidad de pseudo-rapidez y ángulo azimutal para *jets* con p_T entre 25 y 30 GeV. La distribución $\rho(r)$ decrece a medida que nos alejamos del centro del *jet* y llega un momento en que se estabiliza, donde toda la contribución es debido al *underlying event*. La fracción de momento en la región entre $r=R=0.4$ y el *plateau* se denomina *out-of-cone energy* (OOC) y da idea de la cantidad de momento que hay en la región fuera del *jet* por el hecho de estar usando algoritmos de un cierto tamaño R . En la Figura 2 se puede ver esta fracción de momento transverso fuera del *jet* para datos y dos generadores de Monte-Carlo. Los resultados muestran que Herwig+Jimmy describen mejor los datos que Pythia para *jets* con menos de 100 GeV mientras que ocurre lo contrario para *jets* de mayor momento. También se puede ver que esta cantidad es mayor para datos reales. La diferencia entre datos y Monte-Carlo en esta cantidad de energía fuera del cono es de un 3% para *jets* con momento entre 20 y 25 GeV, de 1.5% para *jets* entre 25 y 40 GeV y de un 1% para *jets* de mayor p_T .

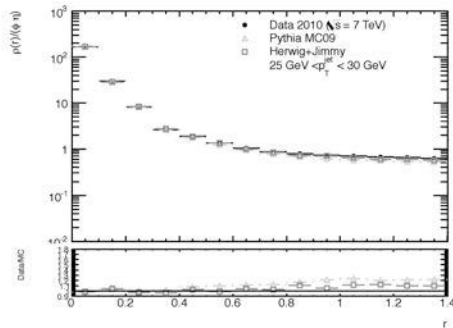


Figura 1. Jet shape diferencial para jets de momento transverso entre 25 y 30 GeV.

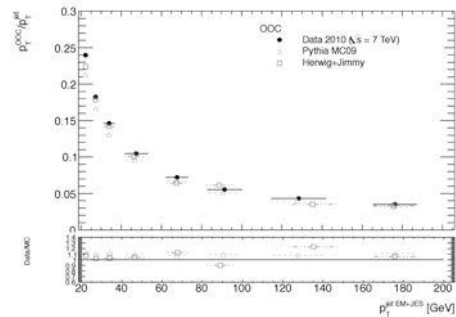


Figura 2. Fracción de momento transverso del jet reconstruido con AntiKt $R=0.4$ que queda fuera del cono para datos y Monte-Carlo.

Agradecimientos: Queremos expresar nuestro agradecimiento al apoyo de la Agencia Financiadora (Plan Nacional de Altas Energías) procedente del proyecto de referencia FPA2009-13234-C04-01.

REFERENCIAS

1. ATLAS, Expected performance of the ATLAS experiment, CERN-OPEN-2008-020, Dec. 2008.
2. T. et al. **PYTHIA 6.4 physics and manual**, JHEP 05 (2006) 026.
3. The ATLAS Collaboration, *ATLAS MC tunes for MC09*, ATL-PHYS-PUB-2010-002, Jan. 2010.
4. G. et al., *HERWIG 6*, JHEP 01 (2001) 010.

Measurement of the $t\bar{t}$ cross section in the dilepton final state using b-tagging at 7 TeV

J.A. Brochero¹, A. Calderón¹, SH. Chuang¹, J. Duarte¹, M. Felcini¹, G. Gómez¹, C. Jordá¹, P. Lobelle¹, C. Martínez¹, F. Matorras¹, J. Marco¹, J. Piedra¹, T. Rodrigo¹, A. Rodríguez¹, A. Ruiz¹, L. Scodellaro¹, I. Vila¹, R. Vilar¹, J. Cuevas², J. Fernández², S. Folgueras², I. González², L. Lloret²

¹Instituto de Física de Cantabria (CSIC-UC)

²Universidad de Oviedo

Introduction

An estimation of the cross-section of the $t\bar{t}$ process in dilepton final state is presented using $t\bar{t}$ event candidates selected using b-tagging. The $t\bar{t}$ production cross section: $\sigma_{\text{NLO}}(t\bar{t}; 7 \text{ TeV}) = 157.5 \text{ pb}$ [1], dominated by the gluon-gluon fusion mechanism is considered in the dileptonic final states (ee , $\mu\mu$, and $e\mu$ including leptons from t decays).

Signal selection

The e/μ final states for the $t\bar{t}$ signal is characterized by the presence of two highest- p_T isolated leptons (coming from W boson decays) associated with a large missing transverse energy MET and 2 b-jets.

Event Selection

Events having more than 2 selected leptons are classified in ee , $\mu\mu$ or $e\mu$ channel according to a mutual excluding assignment: the lepton pair of opposite charge maximizing the sum of the transverse momenta is kept.

In addition, at this step a cut on invariant mass $> 12 \text{ GeV}/c$ is applied to all modes, as the lower mass range is not well simulated. Also a trigger fiducial requirement is applied to $\mu\mu$ and ee channels, requiring at least one muon to be in $|\eta| < 2.1$ in $\mu\mu$ final state and rejecting those events in which the electron supercluster $E_T < 17 \text{ GeV}$ and the muon $|\eta| > 2.1$ in $e\mu$ final state. In order to remove various background while keeping the signal with a good efficiency.

- Presence of a selected lepton pair.
- Events consistent with the Z mass are rejected.
- Jet multiplicity ≥ 2 .
- Transverse missing energy $> 30 \text{ GeV}$ (20 GeV) for ee and $\mu\mu$ ($e\mu$) channels.
- Number of loose b-jets ≥ 1 .

Background estimation

An estimate of the residual Z boson contributions in the e^+e^- and $\mu^+\mu^-$ final states outside the Z mass window is obtained from data. The ratio $R_{\text{out/in}}$ of the number of events outside the Z mass window to that inside is obtained

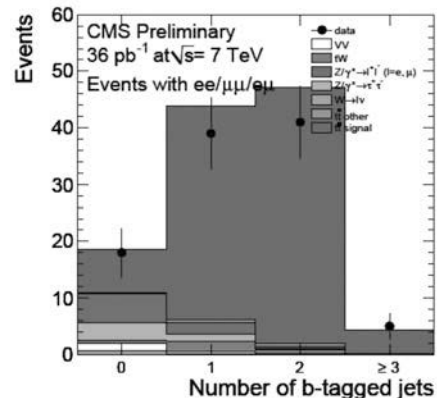


Fig 1. Number of b-tagged jets after the full selection.

from simulation. As contamination from Non-DY backgrounds can still be present in the control region, this contribution is subtracted from the $e\mu$ channel and then scaled according to the event yields in ee and $mumu$ channels.

The accurate simulation of the $W + \text{jets}$ and QCD multijet instrumental background suffers from large systematic uncertainties which are estimated with a data-based approach.

Results

The cross-section measurement is define by:

$$\sigma = (N_{\text{data}} - N_{\text{bkg}}) / (\epsilon L_{\text{int}})$$

being N_{data} the number of observed events on data, N_{bkg} the expected number of background events, ϵ the total signal efficiency and L_{int} the integrated luminosity. Using the selections based on PF-MET and PFjets, and asking for at least one b-tag for the three channels, but no cut on E_T in the $e\mu$ channel the measured cross-section is:

$$s_{tt} = 151.5 \pm 17.7. \text{ (stat.)} \pm 16.7 \text{ (lumi.) pb}$$

Results will be updated with 2011 data.

REFERENCES

1. “Site: <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/CMS/GeneratorMain/ShortXsec.pdf>”.

Mediadores de estados finales $t\bar{t}$, $t\bar{t}$, $\bar{t}\bar{t}$

V. Sánchez¹, M. Vos¹, S. González de la Hoz¹, E. Oliver¹, E. Ros¹,
J. Salt¹, M. Villaplana¹, M. Amine²

¹Instituto de Física Corpuscular (IFIC), CSIC-Universitat de València, apartado 22085, 46071 Valencia (España);

²Faculté des Sciences, Université Mohammed 5 Agdal, Laboratoire de Physique Nucleaire, 4 Avenue Ibn Battouta
B.P. 1014 RP, Rabat (Marruecos)

victoria.sanchez@ific.uv.es

Introducción

ATLAS es uno de los detectores situados en el colisionador de hadrones LHC y actualmente es muy importante en el programa científico del CERN (Laboratorio Europeo de Física de Partículas, Ginebra). El LHC permite explorar la física a la escala del TeV, con lo cual se pueden establecer límites en la física más allá del Modelo Estándar (BSM), como SUSY, modelos exóticos...

Algunos aspectos de la física de ATLAS están estrechamente relacionados con el quark top y con la búsqueda de nuevas partículas. El top es una partícula elemental muy diferente al resto de los quarks. Además es la más pesada de las partículas conocidas. Poder conocer sus características nos permite estudiar, entre otros casos, la generación de la masa de los fermiones, la posible existencia de partículas más masivas, la rotura de simetría electrobébil y la verificación del Modelo Estándar (SM). Los experimentos del LHC, en particular ATLAS, están especialmente diseñados para poder realizar estos estudios ya que se prevé que se produzcan unos 10 millones de sucesos top-antitop al año (a una $E_{CM} = 14 \text{ TeV}$), motivo por el cual se pueden extender y mejorar los estudios realizados en el TEVATRON (Fermilab, Chicago).

Modelos teóricos

Para buscar nueva física de resonancias $t\bar{t}$ o $\bar{t}\bar{t}$ vamos a realizar tres análisis basados en modelos teóricos que son extensiones viables del SM, los cuales dan lugar a predicciones que podemos ver ya en el LHC. En dichos modelos intervienen:

- 1 *Un Diquark*: bosón fundamental que tiene los números cuánticos de dos quarks. Este modelo supone que en un proceso con estado inicial $q\bar{q}$ se genera un bosón escalar de color (diquark) que da como resultado un estado final $Q\bar{Q}$. En nuestro caso, este diquark es un estado resonante escalar que forma un sextete bajo SU(3) de color [1].
- 2 *Un KKgluon* (Kaluza-Klein gluon): excitación Kaluza-Klein del gluón (en el contexto de algunos modelos con dimensiones extra como ADD models). La presencia del g^* se detecta analizando su desintegración a quarks pesados ($q\bar{q} \rightarrow g^* \rightarrow Q\bar{Q}$ canal-s) o la desviación en la sección eficaz del dijet [2], [3], [4].
- 3 *Un Axigluon*: son bosones gauge neutros pesados y que forman un octete de color. Los acoplamientos del axigluon son $g_A=1$ y $g_V=0$. La manifestación más importante de su existencia reside en la generación de la asimetría “forward-backward” en la producción $t\bar{t}$ en colisiones $p\bar{p}$ que se origina a partir de la asimetría de carga [5].

Resultados y conclusiones

Nuestro estudio ha consistido en la investigación de la fenomenología de modelos BSM en estados finales con quarks top. Hemos implementado los tres modelos introducidos anteriormente en MadGraph [6] para realizar nuestro análisis. En la *Figura 1* presentamos los cálculos de la sección eficaz en función de la masa para los tres modelos utilizados para una $E_{CM} = 7 \text{ TeV}$.

Aunque los tres modelos interfieran con el SM, sólo hemos realizado este cálculo para el kkgluon, que se puede mostrar en la *Figura 2*, para la cual hemos considerado una $E_{CM} = 7 \text{ TeV}$ y una luminosidad de 1 fb^{-1} .

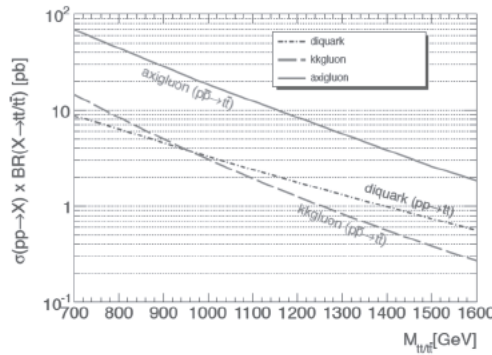


Figura 1: sección eficaz de los tres modelos.

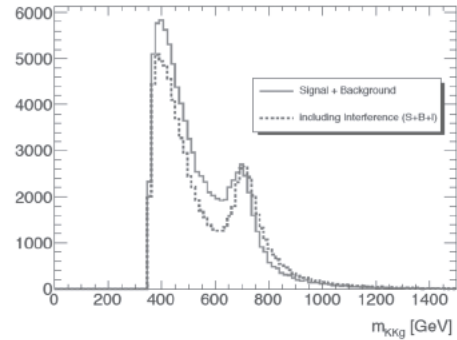


Figura 2: interferencia del kkgluon con el SM.

Tras el estudio y análisis de estos tres modelos exóticos (BSM), que dan lugar a física del top interesante, podemos concluir que:

- La sección eficaz de producción de pares $t\bar{t}$ a través de estados exóticos con color puede ser de varios pb para masas de hasta 1 TeV .
- Para estas resonancias se deberán desarrollar modelos que tengan en cuenta su interferencia con el SM.

Agradecimientos

Agradecimientos: al proyecto del Plan Nacional de I+D+i (FPA2009-13234-C04-01)

REFERENCIAS

- [1] arXiv:0909.2666v2 [hep-ph] 15 Feb 2010: *QCD Corrections to Scalar Diquark Production at Hadron Colliders*.
- [2] ATLAS-PHYS-PUB-2010-008, 16 July 2010: *Prospects for early t-tbar resonance searches in ATLAS*.
- [3] ATLAS-PHYS-PUB-2006-002, 3 January 2006: *Search for Kaluza-Klein excitations of the gluon in models with extra dimensions*.
- [4] arXiv:0701166v1 [hep-ph] 19 Jan 2007: *The Bulk RS KK-gluon at the LHC*.
- [5] arXiv:0803.2992v1 [hep-ph] 20 Mar 2008: *Axigluon signatures at hadron colliders*.
- [6] arXiv:0809.2410v1 [hep-ph] 14 Sep 2008: *New Developments in MadGraph/MadEvent*.

Medida de la sección eficaz del bosón W en el canal muónico en el experimento CMS del LHC

J. Alcaraz, M. Cepeda, B. de la Cruz, C. Diez Pados, M.I. Josa, A. Quintario, J. Santaolalla

División de Física Experimental de Altas Energías, CIEMAT, 28040 Madrid. Javier.Santaolalla@ciemat.es.

El experimento CMS (Compact Muon Solenoid) es uno de los 4 grandes detectores instalados en el LHC. Durante el primer año de funcionamiento, 36 pb^{-1} de datos fueron recogidos en colisiones protón-protón a 7 TeV. Con unos 140000 bosones W en el canal muónico esperados para esta luminosidad, la medida de la sección eficaz de este canal fue uno de los primeros resultados obtenidos en el experimento [1][2]. Esta medida es importante ya que: es el primer proceso electrodébil observado en el LHC, una muestra de la capacidad del experimento para la correcta reconstrucción e identificación de muones, un test de precisión de QCD perturbativa y de las pdfs (parton distribution functions) del protón, un fondo importante para muchas búsquedas futuras y un posible estimador de la luminosidad integrada en el LHC.

Selección de candidatos

Los sucesos de señal (bosones W que se desintegran en un muón y un neutrino) se caracterizan por la presencia de un muón de alto momento transverso y aislado y alta “Missing Transverse Energy” (MET). Se aplican ciertos criterios de calidad para reducir el número de falsos candidatos como los procedentes de muones cósmicos, partículas de *punch-through*, o muones mal reconstruidos. En concreto se seleccionan sucesos que han disparado el trigger de muones de alto momento, con un muón reconstruido de al menos $25 \text{ GeV}/c$, cumpliendo ciertos criterios de calidad en la reconstrucción de la traza (número de puntos de detección, χ^2 de la traza, etc.), y aislado. La contaminación de sucesos que provienen de la desintegración de un bosón Z se reduce rechazando sucesos con un segundo muon de alto momento.

Estimación de la aceptación y eficiencia de detección

La aceptación de CMS para esta medida se calcula con una muestra MC de sucesos de señal. La aceptación se define como el cociente entre el número de sucesos con un muon generado dentro de la aceptación geométrica ($|\eta| < 2.1$) y con momento transverso mayor que $25 \text{ GeV}/c$ y el número de sucesos total. La eficiencia de detección, reconstrucción y selección de muones se divide en tres factores: eficiencia de reconstrucción e identificación, de *trigger* y de aislamiento. Para su cálculo se utiliza un método de *Tag and Probe* con una muestra de bosones Z.

Modelización de procesos de señal y fondo

Tras los cortes se seleccionan 166457 candidatos. Entre ellos se encuentran principalmente sucesos de señal ($W \rightarrow \mu\nu$) ($\sim 88\%$), de otros procesos electrodébiles ($W \rightarrow \tau\nu$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$ y $t\bar{t}$) ($\sim 7\%$) y de procesos de QCD ($\sim 5\%$). Una correcta modelización (distribución de MET) de estos procesos es necesaria para obtener una medida precisa de la sección eficaz del bosón W. Para la modelización de la señal se utiliza una muestra MC, donde MET se modifica utilizando sucesos $Z \rightarrow \mu\mu$ de datos de coli-

sión. La modelización del fondo predominante (QCD) también se hace a partir de datos de colisión, seleccionando una muestra de control invirtiendo el corte en aislamiento

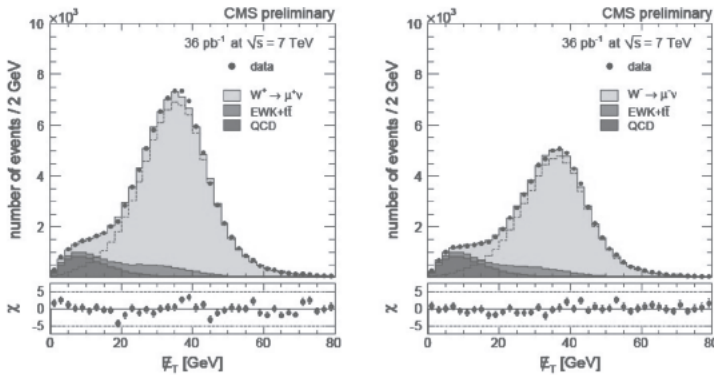


Figura 1. Distribución de MET reconstruida para datos (puntos) y mostrada separadamente para W^+ (izquierda) y W^- (derecha) en el canal muónico. Las distribuciones ajustadas de los diferentes fondos aparecen en colores distintos.

y señal, se ajustan los diferentes histogramas (modelos) a los datos (usando un *Binned Likelihood Method*). Los procesos electrodébiles son normalizados a la sección eficaz del W, de modo que los parámetros del ajuste son la sección eficaz de la señal y la normalización del fondo QCD.

Diversas fuentes de incertidumbres sistemáticas pueden afectar a la medida: reconstrucción e identificación de muones (0.9%), resolución y escala del momento de los muones (0.2%), resolución en MET (0.2%), modelización de fondos (0.4%), incertidumbres teóricas (0.9%) y la determinación de la luminosidad integrada (4%).

En la figura 1 se observa el resultado del ajuste de los fondos y señal a la distribución de MET de datos para el W^+ y el W^- . Del ajuste se extraen los valores de la sección eficaz:

$$\sigma(pp \rightarrow W^+ X) \times BF(W^+ \rightarrow \mu^+ \nu) = 5.98 \pm 0.02(est.) \pm 0.07(sist.) \pm 0.08(teo.) \pm 0.24(lumi.)nb$$

$$\sigma(pp \rightarrow W^- X) \times BF(W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}) = 4.20 \pm 0.02(est.) \pm 0.05(sist.) \pm 0.08(teo.) \pm 0.17(lumi.)nb$$

$$\sigma(pp \rightarrow WX) \times BF(W \rightarrow \mu\nu) = 10.18 \pm 0.03(est.) \pm 0.12(sist.) \pm 0.11(teo.) \pm 0.41(lumi.)nb$$

Y la relación entre las secciones eficaces de producción de bosones W^+/W^- :

$$\frac{\sigma(pp \rightarrow W^+ X) \times BF(W^+ \rightarrow \mu\nu)}{\sigma(pp \rightarrow W^- X) \times BF(W^- \rightarrow \mu\nu)} = 1.423 \pm 0.008(est.) \pm 0.019(sist.) \pm 0.031(teo.)$$

Se está analizando actualmente una pequeña muestra de datos tomada a principios del año 2011, de colisiones pp a una energía de $\sqrt{s} = 2.76$ TeV siguiendo el mismo método descrito anteriormente.

REFERENCIAS

1. CMS Collaboration, J. High Energy Physics 01 (2011) 080, hep-ex/1012.2466
2. CMS Physics Analysis Summary (PAS) EWK-10-005

del muón. En esta región prácticamente la totalidad de candidatos provienen de sucesos QCD. El resto de sucesos de fondo se modelan utilizando muestras de MC.

Método y resultados

Una vez seleccionados los datos y producidos los modelos de los fondos

Medida del flujo de neutrinos electrónicos en el ND280 de T2K

J. Caravaca, C. Giganti, F. Sanchez

Institut de Física d'Altes Energies (IFAE), 08193, Cerdanyola del Valles(Barcelona). jcaravaca@ifae.es

Experimento T2K

T2K es un experimento de neutrinos situado en Japón que trata de estudiar las oscilaciones entre familias de neutrinos. Tras el descubrimiento de la masa no nula de estas partículas, el estudio de su física es uno de los actuales estudios que tratan de hallar física más allá del modelo estándar. T2K tratará de medir o al menos reducir la cota superior del ángulo de oscilación θ_{13} , el único aún no medido. Además se aumentará la precisión en un factor 2 de la medida del θ_{12} . Por último, y dependiendo de la precisión alcanzada en la medición del θ_{13} , se pretende estudiar la violación de CP. El experimento consta de un haz de neutrinos que es lanzado a través de un detector situado en la costa este de Japón (ND280) y luego estudiado tras la oscilación en la costa oeste (Super-Kamiokande).

Oscilaciones de neutrinos

Según el modelo estándar, los neutrinos son partículas leptónicas sin masa y sin carga que sólo interaccionan débilmente. Debido a la baja probabilidad de que un neutrino interactúe con otra partícula, su detección conforma todo un reto en los campos de la física y la ingeniería. La revolución sobrevino con el llamado problema de los neutrinos solares cuando se observó que el flujo esperado de neutrinos de un cierto tipo que nos llegan desde el sol a la tierra, era menor que el esperado. La forma más sencilla que da solución al problema es proponer que los neutrinos son capaces de pasar de una familia a otra con una determinada probabilidad. Para que esto sea posible es necesario que los neutrinos sean partículas masivas y que la diferencia de masas entre familias sea no nula. Con ello los neutrinos serían una cierta combinación lineal de tres auto-estados de masa y existiría una evolución temporal que nos llevaría de un auto-estado a otro. Las oscilaciones se resumen en una matriz de rotación 3x3 (similar a la de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa para los quarks) con 3 parámetros que describen la mezcla de los estados, y una fase que implicaría violación de la simetría carga-paridad (CP).

Montaje

Los neutrinos, de tipo muónico, son producidos con la ayuda de un acelerador que hace colisionar protones en carbón produciendo piones. La componente positiva del haz de piones es seleccionada mediante campos magnéticos para que con su posterior decaimiento produzca un haz de neutrinos muónicos que son dirigidos hacia un detector situado a 280 m de la fuente. Este detector está dividido en dos partes: una alineada con el rayo (INGRID) y otra a un ángulo de $2,5^\circ$ con respecto al haz (ND280). El primero sólo trata temas de calibración del haz y el segundo es el que se dedica al análisis de las componentes que lo conforman. Este es el primer detector con la característica de estar desalineado ("off axis"). La ventaja que proporciona este montaje es que la mayor parte de los neutrinos son producidos a la energía óptima para la posterior

observación de las oscilaciones. Tras ser analizado el haz en el ND280, los neutrinos continúan su camino hacia el Super-Kamiokande. Este detector es simplemente un volumen de unos $40 \times 40 \text{ m}^2$ lleno con agua de gran pureza y se encuadra en el grupo de detectores Cerenkov. Está diseñado para encontrar neutrinos del tipo electrónicos con una gran eficiencia. De modo que lo que se buscará en este detector es la aparición de neutrinos electrónicos provenientes de la oscilación de los neutrinos muónicos.

Medida de los neutrinos electrónicos en ND280

Es fácil de comprender la importancia de una buena medida del flujo de neutrinos electrónicos intrínseco del haz antes de su oscilación. Si no conocemos la cantidad de neutrinos electrónicos que son producidos en el acelerador o en el detector cercano, estaremos midiendo más neutrinos de esta familia en SuperKamiokande de los que deberíamos, identificándolos como neutrinos provenientes de oscilaciones. Este cálculo encierra una gran dificultad debido a que esta componente es realmente pequeña. Se estima que la composición del haz, justo al abandonar la cámara de decaimiento, es de aproximadamente un 1% de neutrinos electrónicos y el resto muónicos.

Para el estudio de esta componente en el ND280, se busca la interacción predominante que es la interacción con corriente cargada cuasi-elástica (CCQE), que simplemente se trata de un neutrino que interacciona con un neutrón produciendo un leptón de la misma familia que el neutrino (un electrón en este caso) y un protón. De modo que para calcular la cantidad de neutrinos electrónicos, tratamos de buscar electrones en el detector. Otro problema que posee esta señal es el background que presenta. Los electrones, además de provenir de CCQE, pueden aparecer por creación de pares por fotones que vienen a su vez de desintegraciones de π^0 o de fuera del detector. Además, algunos muones pueden ser confundidos con electrones y también conforman otra componente importante en este background. De hecho, el background es mayor que la señal que hemos de medir, lo que explica la elevada dificultad de medición de la componente electrónica del haz de neutrinos.

REFERENCIAS

1. Giganti, C. (2010). Particle identification in the T2K TPCs and study of electron neutrino component in the T2K neutrino beam.

Método para una medida dinámica de la masa del quark top: estudio de viabilidad

J. Fuster, A. Irlles

Instituto de Física Corpuscular (IFIC), CSIC-Universitat de València, 46980 Paterna;
juan.fuster@ific.uv.es adrian.irlles@ific.uv.es

El Quark Top en el Modelo Estándar

El quark top completa las familias de quarks y leptones del Modelo Estándar de física de partículas. El quark top se descubrió en el colisionador protón-antiprotón Tevatron en Fermilab [1] y desde entonces se han medido sus propiedades, que se resumen en la siguiente tabla:

Recientemente el Gran Colisionador de Hadrones (LHC – *Large Hadron Collider*) se ha unido a este trabajo produciendo quarks top a través de colisiones protón-protón a 7 TeV de energía en centro de masa. En el LHC se consigue una elevada tasa de producción de pares de quarks top-antitop que permitirá extraer con mucha precisión sus propiedades y parámetros fundamentales.

El quark top tiene una gran masa, tal como se muestra en la Tabla 1, y una anchura de desintegración muy pequeña. El quark top antes de hadronizar se desintegra mayoritariamente en un bosón W y un quark b, que a su vez se desintegran y hadronizan posteriormente originando distintas topologías y estados finales. También, debido a su gran masa, el quark top se acopla fuertemente al bosón de Higgs y a otras partículas predichas por modelos de Nueva Física. Por todo ello el estudio de las propiedades del quark top es un tema de trascendental importancia en los resultados del LHC y entre los parámetros más importantes se halla su masa.

Medida de la masa del quark top

En la actualidad la medida de la masa del quark top se realiza mediante dos métodos:

1. Medida de la masa cinemática reconstruyendo los productos de desintegración del bosón W y del quark b procedentes de la previa desintegración del quark top.
2. Medidas a partir de la sección eficaz.

En el primer caso se reconstruye la masa cinemática, que se identifica con la masa polo del

$$m_t = 172.0 \pm 0.9 \pm 1.3 \text{ GeV}$$

$$2 \cdot \left(\frac{m_t - m_{\bar{t}}}{m_t + m_{\bar{t}}} \right) = 0.022 \pm 0.022$$

$$\Gamma < 13.1 \text{ (GeV)} \text{ CL } 95$$

$$\frac{\Gamma(Wb)}{\Gamma(Wq(q = b, s, d))} = 0.99^{+0.09}_{-0.08}$$

Tabla 1. Extracto de algunas de las propiedades medidas del quark top. PDG 2010[3].

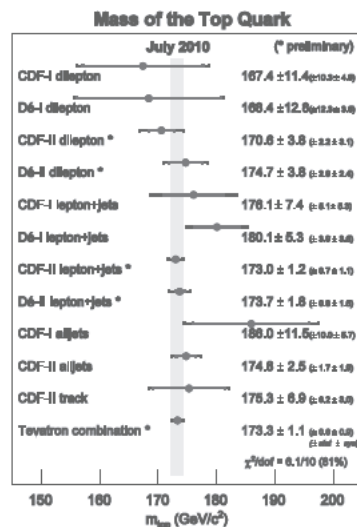


Figura 1. Resumen de medidas de la masa del quark top en los experimentos CDF y D0, actualizado en Julio 2010

quark top y a la que se le asocia un error teórico del orden de Λ_{QCD} , obteniendo una gran precisión experimental, tal y como se muestra en la Figura 1. En el segundo caso el valor de la masa se extrae a través de la expresión de su sección eficaz que es el parámetro que se mide. Este método proporciona una menor precisión experimental, si bien está mejor definido teóricamente al utilizar observables (sección eficaz) mejor establecidos desde el punto de vista teórico.

Medida dinámica de la masa del quark top

En esta presentación se va a mostrar un estudio de viabilidad sobre la posibilidad de realizar una medida de la masa del quark top. Se basa en la sección eficaz de tres jets ($t\bar{t}+g$) y hace uso de cálculos a *Next-to-Leading-Order* (NLO)[3].

A nivel teórico, se han estudiado los errores sistemáticos debido a la elección de la PDF (*parton distribution functions*) del protón y a las variaciones en las escalas de renormalización y factorización (μ_F, μ_R). Se ha visto que es posible construir un observable muy estable, desde el punto de vista teórico, y con una precisión teórica del orden de 2 GeV para la masa polo del quark top.

Se plantea este observable como un método complementario y a la vez competitivo con los actuales métodos que se utilizan en colisionadores hadrónicos.

REFERENCIAS

1. Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995)
Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995)
2. K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group), J. Phys. G **37**, 075021 (2010)
3. S. Dittmaier, P. Uwer, S. Weinzierl, Eur. Phys. J. C (2209) 59: 625-646
S. Dittmaier, P. Uwer, S. Weinzierl Nuc. Phys. B (Proc. Suppl.) 183 (2008) 196–201

Micromegas para la Búsqueda de la Desintegración Doble Beta sin Neutrinos

D. Herrera

Departamento de Física Teórica, Universidad de Zaragoza; dcherreram@gmail.com.

La principal consecuencia de la comprobación experimental de la oscilación de sabor de neutrinos es que el neutrino tiene masa, sin embargo, este fenómeno no informa de cuestiones tan fundamentales como lo son la naturaleza y la escala absoluta de masa del neutrino. La desintegración doble beta sin neutrinos ($\beta\beta 0\nu$) es un proceso nuclear que no es permitido en el modelo estándar y si es observado experimentalmente, podría resolver estos dos interrogantes simultáneamente ya que conduciría a que el neutrino es de Majorana y además se podría obtener información sobre la masa [1]. Sin embargo, por ser un evento de baja probabilidad la detección del decaimiento $\beta\beta 0\nu$ impone grandes desafíos experimentales: implica la utilización de grandes escalas de masas del isótopo cuyo decaimiento se desea medir, un bajo fondo radiactivo natural, y buena resolución de energía para distinguir la señal del fondo, incluyendo el generado por el decaimiento con emisión de neutrinos ($\beta\beta 2\nu$).

Para medir la desintegración $\beta\beta 0\nu$ en el isótopo ^{136}Xe , se ha propuesto la construcción de un experimento basado en una cámara de proyección temporal (TPC) con xenón gaseoso donde el ánodo de la cámara estaría conformado por detectores micromegas; los detectores micromegas presentan la mejor resolución dentro de los detectores gaseosos denominados *Micropattern*, son detectores con bajo nivel de radiactivo y además están en continuo desarrollo [2,3]. La ventaja de un experimento de estas características respecto a otras técnicas competitivas actualmente, es que con esta técnica se tiene, manteniendo la aproximación detector=fuente, la información topológica de cada evento, lo que permite identificar la traza de cada señal, y así establecer técnicas de discriminación para el rechazo de eventos de fondo natural.

Con el fin de estudiar la resolución de energía y el comportamiento de estos detectores a altas presiones, se construyó un primer prototipo del experimento que consiste en una cámara de proyección temporal de acero inoxidable de 2 l de volumen, un diámetro de aproximadamente 14 cm y una región de deriva de 6 cm. Los estudios experimentales preliminares en este prototipo mostraron valores de resoluciones de energía compatibles con los requerimientos de un experimento $\beta\beta 0\nu$; sin embargo, debido a la alta difusión en Xe, la degradación de la ganancia y de la resolución a altas presiones, se ha abierto la posibilidad de adicionar un gas al xenón para obtener mayores ganancias y además mejores resoluciones [4,5].

El presente trabajo presenta los resultados obtenidos con dos tipos de aditivos (quencher): Ne y TMA (Trimetil Amina). La característica de estos dos aditivos es que tienen el potencial de ionización muy cercano al primer nivel metaestable de Xe que implica, de acuerdo con resultados experimentales, una mejora en la ganancia y en la resolución de energía [6].

Para la mezcla con Ne se realizaron medidas con una fuente de ^{241}Am que emite partículas α de 5.5 MeV, con diferentes concentraciones de Ne (20%, 30%, 40% y 50%).

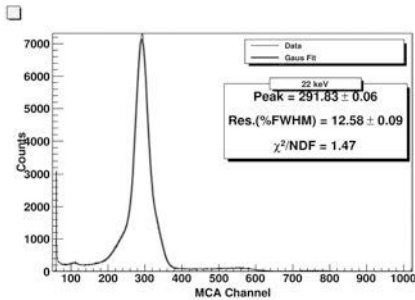


Figura 1. Espectro de ^{109}Cd obtenido con una mezcla Xe+2.4% TMA a 4 bar, donde se logra una resolución de energía de 12.6 % a 22 keV.

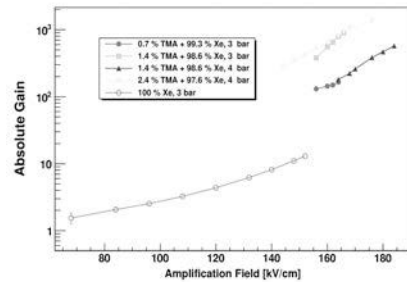


Figura 2. Ganancia Absoluta en función del campo de amplificación para diferentes concentraciones de TMA.

Por otra parte también se dejó fija la concentración de Ne (60%Xe+40%Ne) y se varió la presión (entre 3 y 7 bar). Los resultados muestran que la ganancia se incrementa en un orden de magnitud respecto a Xe puro al aumentar la fracción de Ne utilizado; sin embargo, con respecto a la resolución en energía no se ve una clara mejoría. Las medidas con TMA (Trimetil Amina) se realizaron para dos diferentes presiones (3 y 4 bar) a tres diferentes concentraciones de TMA (0.7%, 1.4% y 2.4%). En estas medidas se adquirió el espectro γ de la fuente de ^{109}Cd , cuya principal pico se encuentra a 22 keV. En la figura 1 se puede ver un espectro tomado para la mezcla Xe+2.4% TMA a 4 bar, donde se logra una resolución de energía de 12.6 % FWHM. Los primeros resultados muestran ganancias del orden de 10^3 , solamente utilizando un 2.4 % de TMA. Además se observa que al aumentar la fracción de TMA la resolución y la ganancia mejoran (ver figura 2). En particular, para la mezcla de TMA los resultados son prometedores con la posibilidad de tener mejores resultados al encontrar la fracción óptima de TMA.

Gas	Resolución FWHM (2457 keV)	Ganancia
Xe	1.2 %	10
97.6% Xe+2.4%TMA	1.2%	10^3

Tabla 1. Resolución de energía estimada y ganancia de micromegas a presión de 3.5 bares y 4 bares para Xe y 97.6%Xe+2.4%TMA respectivamente.

Los mejores resultados obtenidos están resumidos en la tabla 1, donde la resolución de energía al valor $Q_{\beta\beta}$ (2457 MeV) donde se espera la señal de $\beta\beta 0\nu$ para ^{136}Xe se ha obtenido extrapolando las medidas a 59.54 keV (Xe) y 22 keV (Xe+TMA), considerando que la resolución es inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la energía. Estos valores son compatibles con los requerimientos de un experimento $\beta\beta 0\nu$ y muestran que estos detectores son una opción competente para ser partícipes en un futuro experimento basado en una TPC con ^{136}Xe .

REFERENCIAS

1. Elliot, S., Vogel, P., *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **52**, 115-151 (2002)
2. Giomataris, Y., Rebougeard P., Robert J., Charpak G., *Nucl. Instr. And Meth.*, **A 376**, 29 (1996)
3. Cebrián, S. et al, *Astropart. Phys.* **34**, 354-359 (2011)
4. Cebrián, S. et al, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **10**, 10 (2010)
5. Dafni, T. et al, *Nucl. Instr. And Meth.*, **A 608**, 259 (2009)
6. Ramsey, B., Agrawal, P., *Nucl. Instr. And Meth.*, **A 278**, 576-582 (1989)

NEXT, a HPXe TPC for neutrinoless double beta decay searches

L. Serra¹, D. Lorca, J. Martín-Albo on behalf of the NEXT Collaboration

Instituto de Física Corpuscular (IFIC), CSIC – Universidad de Valencia, 46980 Valencia, Spain.

¹ luis.serra@ific.uv.es

Neutrino oscillation experiments have demonstrated during the last decade that neutrinos have masses and mix. The major implication of this experimental evidence is that neutrinos could be Majorana particles, that is to say, they are their own antiparticles. This is possible because neutrinos don't have any charge, unlike all the other Standard Model fermions that are Dirac particles. Majorana neutrinos provide an elegant explanation, the *see-saw mechanism*, to the large difference of mass between neutrinos and the other fermions. Besides, Majorana neutrinos violate lepton-number conservation; this, together with CP-violation, could explain why matter dominates over antimatter in our universe.

The Majorana nature of neutrinos can be demonstrated experimentally detecting the neutrinoless double beta decay ($0\nu\beta\beta$): $(Z, A) \rightarrow (Z+2, A) + 2 e^-$. This process is only possible if neutrinos are massive Majorana particles. In addition, the measurement of the $0\nu\beta\beta$ would provide information on the absolute scale of neutrino masses. $0\nu\beta\beta$ process can be mediated by the exchange of light Majorana neutrinos. In this case the life-time of the process is inversely proportional to the square of the effective Majorana mass, $m_{\beta\beta}$.

The search for the neutrinoless double beta decay is based in the detection of a faint signal at the transition end-point ($Q_{\beta\beta}$) of the $2\nu\beta\beta$ (allowed by the SM) energy spectrum. The difference in intensity between these two modes is supposed to be of many orders of magnitude. In a background-limited experiment the sensitivity improves only as $(Mt)^{-1/4}$ —where M is the total mass of $\beta\beta$ source and t is the experiment run time—instead of the $(Mt)^{-1/2}$ expected in the background-free case. In addition good energy resolution is essential to reach our goals. Any background falling in our region of interest will dramatically limit our sensitivity.

In addition to resolution, other handles are required to reject backgrounds. A continuous spectrum coming from the natural decay chains enter our region of interest due to the long decay times explored. Underground operation, shielding and topological rejection of background improve the signal to noise ratio in our detector.

The previous generations of $0\nu\beta\beta$ used technologies such as germanium diodes, which rely on their impressive energy resolution. Others experiments were designed to use the topological signature of a $\beta\beta$ event to reject background, but they had poor energy resolution.

The “Neutrino Experiment with a Xenon TPC” (NEXT) is a proposal that marries an old subject (xenon TPCs) with a new instrumental concept (a SOFT, electroluminescent TPC), collecting many of the desirable features for a successful experiment: a) Good energy resolution, probably better than 1% FWHM at $Q_{\beta\beta}$; b) topological signature, that can be used for background rejection; c) a fully active detector; and d) a technique easy to extrapolate to larger masses.

The NEXT detector is a Time Projection Chamber filled with high-pressure gaseous xenon (source and detector), with separated readout planes for calorimetry and tracking. The signal is amplified using electroluminescence (EL).

The EL readout consists in a parallel grid or a wire plane to accelerate the ionization electrons below the avalanche limit producing abundant, proportional scintillation light, which is detected with photo-sensors. Very good energy resolution, $\sim 0.5\%$ FWHM at 2.5 MeV (close to the theoretical limit), can be reached in this way.

Xenon is the only one, among the noble gases that has a BB decaying isotope: ^{136}Xe , with rather high natural abundance (9%). It does not have other long-lived isotopes and can be easily enriched by centrifugation to high concentrations. Its Q_{bb} value, 2480 KeV, is acceptable high.

The features of the TPC can be easily scaled to higher masses to reach the requirements in sensitivity for the next generation of double beta decay experiments. Other experiments use liquid Xe in their TPCs, which is more compact, but the properties of the gas offer more capability to identify topological signals. The average signal for a Xe double beta decay at 10 bar should be a 30 cm track with two *blobs* at the end indicating the higher energy deposition of the electrons at the end of the track. The detection of the primary scintillation signal provides the start of event information and can be used to make a 3D-reconstruction of the signals in the TPC.

A half-life sensitivity above 1.1×10^{26} years, corresponding to an effective neutrino mass of ~ 100 meV, is expected after running NEXT-100 for 5 years (500 kg·y of exposure).

REFERENCIAS

1. NEXT Collaboration, *Letter of Intent* (2009), <http://next.ific.uv.es/>

Nuevos detectores para sLHC. Los pétalos de ATLAS

U. Soldevila¹, C. Lacasta², C. García³, D. Santoyo⁴, JV. Civera⁵, B. Muñoz²

¹Instituto de Física Corpuscular (IFIC), CSIC-Universitat de València, 46980 Paterna; U.Soldevila@ific.uv.es

Como extensión del programa científico del LHC del CERN se propone, en unos años, un aumento de luminosidad. Este es el conocido como proyecto *Súper-LHC* (sLHC).

El objetivo del sLHC es operar a luminosidades de $10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (10 veces mayores que en LHC). Esto implica una mejora en los detectores de los experimentos de LHC. En concreto para ATLAS, el sistema de trazas actual no será capaz de trabajar con este nivel de luminosidad.

Dentro del marco científico del proyecto Súper-LHC (sLHC) del CERN se están desarrollando nuevos detectores de trazas resistentes a la radiación para el detector interno.

Varios institutos de distintos países trabajan conjuntamente en el proyecto: España, EEUU, Alemania, Inglaterra, Japón... lo cual hace del mismo una colaboración a nivel internacional muy importante y competitiva.

En concreto, el Instituto de Física Corpuscular (IFIC) está involucrado en el desarrollo de una de las propuestas aceptadas, los llamados pétalos para los *EndCaps* del *Semiconductor Tracker* (SCT). El objetivo del proyecto es la construcción y testeo de un detector de trazas de silicio que cumpla las estrictas especificaciones de sLHC: alta resistencia a la radiación, dimensiones limitadas, electrónica asociada...

Se pretende pasar de un *EndCap* formado por detectores compuestos de varios módulos de silicio (figura 1) a uno con detectores compuestos de un único bloque de silicio, los pétalos (figura 2).



Figura 1: Fotografía de los distintos módulos del SCT

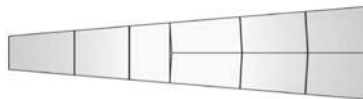


Figura 2: Dibujo simplificado de uno de los pétalos

Un pétalo está formado básicamente por dos placas de fibra de carbono (sobre las que se colocan los sensores), una tubería de acero que se utiliza para refrigerarlo y espuma de fibra de carbono (pocofoam) que rodea la tubería, tal y como se muestra en el esquema de la figura 3. Actualmente en el IFIC disponemos de dos pétalos prototipo para realizar pruebas. El objetivo es controlar que los pétalos no sufran deformaciones tras someterlos a diversos factores y tengan una respuesta acorde a las expectativas.

Sobre las placas de fibra de carbono irán colocados los sensores y toda la electrónica asociada. Debido a que los *chips* sufren calentamiento, hay que refrigerar el pétalo con el CO_2 que circula por las tuberías. Hay que asegurarse de refrigerar todo el pétalo y mantenerlo a temperatura uniforme, por ello se utiliza una cámara de infrarrojos para

controlar el paso del CO_2 por la tubería. Con esto podemos ver los cambios de temperatura a lo largo de la superficie del pétalo y en función del tiempo como se puede ver en la figura 4.

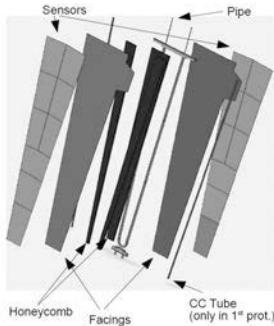


Figura 3: Esquema simplificado de los elementos que forman un pétalo

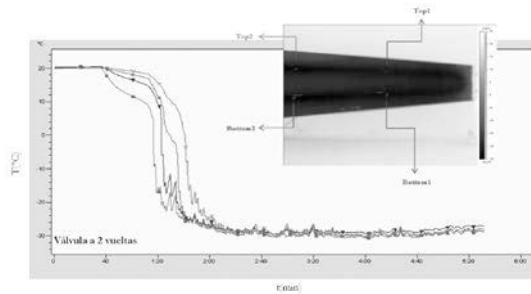


Figura 4: Análisis de la temperatura en función del tiempo en la parte estrecha del pétalo

Tanto el transporte del pétalo desde EEUU como los tests térmicos realizados pueden provocar deformaciones en la superficie o daños en la estructura interna, por ello se realizan pruebas de metrología para comprobar que los posibles cambios están dentro de un rango aceptable. Estas pruebas se realizan en distintas posiciones y con diferentes sistemas. En la figura 5 se muestra un ejemplo de medida de metrología realizada en el IFIC. Las deformaciones se encuentran en un rango de $100\mu\text{m}$. Este es un resultado aceptable y está en concordancia con los obtenidos por otros institutos. Todas estas pruebas se han realizado con el primero de los prototipos, pero en estos momentos se está comenzando con el segundo.

Como actividades futuras se pretende incorporar los detectores de silicio a los pétalos y repetir las pruebas mecánicas y térmicas así como comenzar con el test eléctrico.

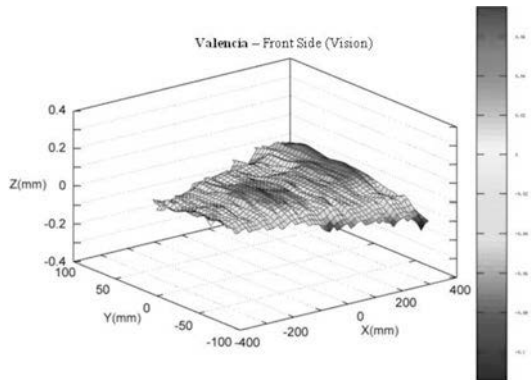


Figura 5: Irregularidades en la superficie del pétalo

REFERENCIAS

1. C. Lacasta, The Petal Design and Prototypes, ATLAS Endcap Strips Upgrade, 3-Marzo-2010
2. D. Santoyo, Petal Development, ATLAS Upgrade Week, 19-24 April 2010 at DESY
3. C. Lacasta, Forward Sensor, ATLAS Upgrade Week, 19-24 April 2010 at DESY
4. <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/UPGRADES>

Observación de top mono-jets en ATLAS

M. Villaplana¹, S. González de la Hoz, E. Oliver, E. Ros, J. Salt, V. Sánchez, M. Vos

Instituto de Física Corpuscular (IFIC), CSIC-Universitat de València, A.C. 22085, 46071 Valencia (España);

¹Miguel.Villaplana@ific.uv.es

En el nuevo régimen de energías que nos permite explorar el LHC se producen frecuentemente partículas pesadas, como bosones W y Z o quarks top, con un momento considerablemente mayor que su masa. El *boost* de Lorentz de estas partículas altera drásticamente la topología observada haciendo inservibles los criterios de identificación y aislamiento convencionales, que fueron desarrollados para partículas aproximadamente en reposo. A medida que los partones de la desintegración de la partícula se coliman en un área del detector más y más pequeña, los algoritmos de jets dejan de ser capaces de reconstruir los jets resultantes por separado. En su lugar, toda la desintegración es reconstruida como un único jet.

En los datos de ATLAS de 2010, con una luminosidad integrada de 35pb^{-1} , hay varios miles de sucesos $t\bar{t}$ ($\sigma_{t\bar{t}} = 145 \pm 31^{+42}_{-27} \text{pb}$). Entre ellos, hay pares $t\bar{t}$ con una masa invariante reconstruida que alcanza los 1.5 TeV. Es de esperar que se observen topologías altamente colimadas en este tipo de sucesos y su estudio constituye un paso importante en la puesta a punto de los algoritmos de reconstrucción de objetos altamente colimados.

Utilizamos la selección estándar usada por ATLAS en la medida de la sección eficaz de pares $t\bar{t}$ [2] para obtener una muestra de sucesos en el estado final $t\bar{t} \rightarrow W(\rightarrow l\nu_l) + \text{jets}$ y nos quedamos con aquellos sucesos en los que la masa invariante del par $t\bar{t}$ es mayor que 700 GeV. Seguidamente re-reconstruimos estos sucesos usando la aproximación al *top mono-jet* discutida en la referencia [1] y que básicamente consiste en reconstruir el top leptónico alrededor del leptón procedente de la desintegración de W y asignar al top hadrónico los jets presentes en el hemisferio opuesto del detector.

Estos *top mono-jets* pueden diferenciarse de otros jets analizando su subestructura [1]. El observable más sencillo conceptualmente hablando es la masa invariante del jet (m_j). Si la desintegración del top está contenida completamente en un solo jet, la m_j de dicho jet será mayor que la de aquellos jets que procedan de quarks ligeros o de gluones. La subestructura del *top mono-jet* hadrónico puede estudiarse volviendo a reconstruir los componentes del jet con el algoritmo k_T . Las escalas de separación (d_{12} y d_{23}) indican la escala a la que el jet final se separa en dos o tres subjets. En el caso del *top mono-jet* leptónico, el leptón aislado procedente de la desintegración de W nos permite definir una serie de observables con el fin de discriminar entre nuestra señal ($t\bar{t}$) y posibles fondos como la producción de Di-jets de QCD o $W(\rightarrow l\nu_l) + \text{jets}$.

En la figura 1 se muestra uno de los primeros Tops de alto momento reconstruido como un *Top mono-jet* en ATLAS. Varios estudios [1] muestran que el análisis de pares $t\bar{t}$ altamente colimados puede mejorar sensiblemente el potencial de ATLAS en varias áreas de su programa de física. En concreto, hay modelos de nueva física más allá del Modelo Estándar que predicen nuevas resonancias fuertemente acopladas al quark top. Un conocido ejemplo es la resonancia leptofóbica en modelos topcolor[3]. Propuestas más recientes prevén un compañero pesado del gluón en ciertos modelos con dimensiones espaciales extra [4,5]. Los gluones de Kaluza Klein no se acoplan a leptones,

y los quarks de la tercera familia son favoritos frente a quarks más ligeros. Dado que las resonancias $t\bar{t}$ son la principal señal utilizada en búsquedas en este tipo de modelos, el estudio de topologías altamente colimadas y de la subestructura de jets jugará un papel importante como herramienta de descubrimiento.

Agradecemos la colaboración de los grupos de Física Exótica y del Top de ATLAS. El trabajo presentado ha sido financiado por el proyecto FPA2010-21919-C03-01 del MICINN (Ministerio de Ciencia e Innovación).

REFERENCIAS

1. ATLAS Collaboration, Prospects for top anti-top resonance searches using early ATLAS data., Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2010-008, CERN, Geneva, Jul, 2010.
2. ATLAS Collaboration Collaboration, Measurement of the top quark-pair production cross section with ATLAS in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV, arXiv:1012.1792v2.
3. C. T. Hill and S. J. Parke, Top production: Sensitivity to new physics, arXiv:hep-ph/9312324.
4. K. Agashe, et al., LHC signals from warped extra dimensions, Phys. Rev. D77 (2008) 015003, arXiv:hep-ph/0612015.
5. B. Lillie, L. Randall, and L.-T. Wang, The Bulk RS KK-gluon at the LHC, arXiv:hep-ph/0701166.

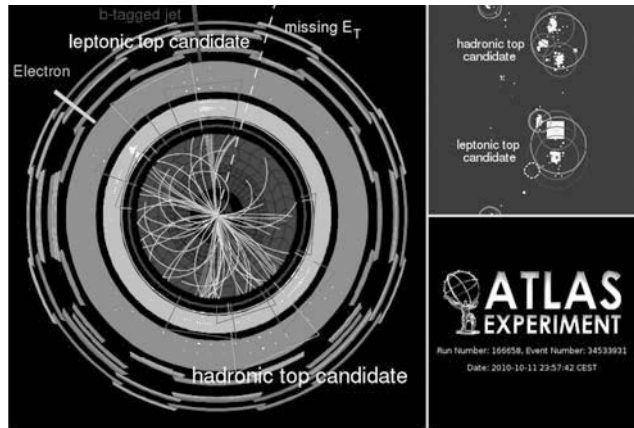


Figura 1. El top leptónico lo forman un electrón de alto p_T (145 GeV, a las 11h.), $E_{T\text{miss}}$ (a la 1h.), y un jet precedente de un quark b (a las 12h.). Tres jets (entre las 4h. y las 6h.) forman el top hadrónico. Al reconstruir el suceso usando jets más grandes (AntiKt $R=1.0$), el top leptónico adquiere alto p_T , masa y d_{12} al absorber el electrón. En el lado hadrónico los tres jets se mezclan en un único jet con $m_j=197$ GeV. Leyenda: jets en rojo corresponden a AntiKt $R=0.4$ y jets en verde a $R=1.0$.

Overview of the T2K experiment

L. Escudero¹, A. Cervera, P. Stamoulis, L. Monfregola

Instituto de Física Corpuscular (IFIC), CSIC-Universidad de Valencia, Valencia.

¹loressa@ific.uv.es

The Tokai to Kamioka (T2K) experiment is a long baseline neutrino oscillation experiment located in Japan and designed to probe the mixing of the muon neutrino with other species, reach a better and precise understanding of the oscillation parameters and shed light on the neutrino mass scale.

Over the past decade, the phenomenon of neutrino oscillation has been firmly established from observations of neutrinos produced by cosmic rays in the atmosphere, by the sun, by nuclear reactors and by accelerators in several experiments around the world. Nevertheless, some questions still remain unsolved in this field of Neutrino Physics. The main goals in T2K are to improve the accuracy of measurements of the atmospheric mixing parameters Δm_{23}^2 and θ_{23} using the ν_μ disappearance channel, and measure, using ν_e appearance, the mixing angle θ_{13} , the last unknown mixing angle in the lepton sector.

The T2K experiment uses a highly pure muon neutrino beam, generated using the new high-intensity proton synchrotron at J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) in Tokai, and directed towards the Super-Kamiokande (SK) detector. T2K consists of two main detectors' placements: a far and a near one. The combination of results from these detectors is essential for neutrino oscillation analysis: Super-Kamiokande is used as the far detector to measure neutrino rates at a distance of 295 km west from the beam source, and near detectors at 280 m (ND280 + INGRID) are the tool used to sample the unoscillated beam.

The world's largest water Cherenkov detector, Super-Kamiokande, is used to sample the beam's neutrino flavor composition and look for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ and $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations. Built 1 km deep within the center of a mountain, Super-Kamiokande is a cylindrical cavern filled with 50 kton of pure water which the detector's roughly 13,000 photomultiplier tubes (PMTs) image, looking for particles coming from neutrino interactions. Super-Kamiokande has been running since 1998 and has produced data for a number of well-known results that include world-leading limits on the proton lifetime and the measurement of flavor oscillations in atmospheric neutrinos, as well as important results concerning solar and accelerator-produced neutrinos.

The key element of the design of the T2K facility is the use of an off-axis technique. With this technique, in contrast to the on-axis configuration, the neutrino beam is not pointed directly to SK, but with an angle away from the SK detector. In T2K, the neutrino beam is centered 2.5° off-axis, with its direction adjustable within -0.5° with respect to the SK/J-PARC baseline direction, allowing variation of the peak neutrino in energy. This off-axis neutrino beam configuration provides a narrow band beam peaked at about 700 MeV, so that the far detector is located at the first oscillation maximum.

The near detectors are designed to ensure that the neutrino beam properties are well understood so that the experiment can reach its ultimate sensitivity. Located on the neutrino beam axis (on-axis configuration), the INGRID (Interactive Neutrino GRID) detector monitors the neutrino beam profile. Along the off-axis direction towards the far detector, the ND280 (Near Detector at 280 m) detector measures the interaction

rates, neutrino spectra, and neutrino interaction kinematics. The whole off-axis detector is placed in a 0.2 T magnetic field provided by the refurbished UA1 magnet, which also serves as part of a side muon range detector (SMRD), and is composed of other several subdetectors: the PØD is a water-scintillator detector optimized to identify π^0 's; the tracker consists of time projection chambers (TPCs) and fine grained detectors (FGDs) optimized to study charged current interactions; and an electromagnetic calorimeter (ECal) surrounds the PØD and the tracker.

Over 500 physicists and technical staff members from 59 institutions in 12 countries (Canada, France, Germany, Italy, Japan, Poland, Russia, South Korea, Spain, Switzerland, the United Kingdom and the United States) form the T2K collaboration, and work towards the achievement of first results from this experiment that started taking data in 2009.

A first period of data taking (run1) took place between January and June 2010 (with $\sim 30 \times 10^{18}$ Protons On Target), and a second one (run2) started in November 2010 and stopped in March 2011 (with $\sim 10 \times 10^{19}$ POT).

Recently, the first oscillation analysis results with the 2010a data (run1) from T2K were made public. On the one hand, the first results from the ν_e appearance study were reported, with 1 observed ν_e event surviving all cuts and an expected background of 0.30 ± 0.07 (w/ $\theta_{13}=0$). On the other hand, within the study of ν_μ disappearance, we can conclude that the observed ν_μ CC candidates are consistent with the neutrino oscillation parameters measured by SK, K2K and MINOS.

REFERENCES

1. T2KLOI (2003).
2. K. Abe et al. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research (in preparation)
3. N.Abgrall et al. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 637 (2011) pp. 25-46

Recent CMS and CDF Results

L. Scodellaro (for the CMS and CDF Collaborations)

Instituto de Física de Cantabria, Universidad de Cantabria; sluca@ifca.unican.es.

Introduction

Both CMS and CDF detectors at LHC and Tevatron respectively have a wide and rich program of searches and precise measurements that will be reviewed in this talk. A highlight of the most recent results from the CMS experiment in proton-proton collisions based on data collected during 2010 and 2011 will be shown. These results will be confronted with similar ones from the CDF detector whenever possible. Apart from this, the latest CDF results on searches will also be shown.

CMS Results

In the year 2009 the LHC collider at CERN started with proton proton collisions at a center of mass energy of 900 GeV, later the energy was increased to 2.36 TeV and in March 2010 a 7 TeV run began which ended in November 2010. The CMS experiment [1] has recorded about 40 pb^{-1} of integrated luminosity at this record energy. The CMS detector performed very well and many interesting measurements were made. First of all, the CMS collaboration has ‘re-discovered’ all Standard Model (SM) particles, including W and Z bosons decaying leptonically, the heaviest quark top and the lighter quarks in form of various meson and baryon resonances. As an example, we show in figure 1 the measured cross section for top pair production in pp collision at CMS [2], in comparison to theoretical predictions and to results from other experiments. These analyses demonstrate that the detector has reached the design values for efficiency and resolution.

With detector well understood and the physics of the SM commissioned, signals compatible with new physics may be seen very soon in the CMS data, as the integrated luminosity starts to increase. In particular, with an integrated luminosity of 1 fb^{-1} at 7 TeV expected to be collected during 2011 data-taking, CMS has the sensitivity to exclude a SM Higgs boson with mass between 135-450 GeV [3] (see figure 2). Beside Higgs boson searches, the data collected by the CMS detector are providing the potential to test many Beyond SM (BSM) phenomena, such as supersymmetry, extra dimensions, heavy gauge boson, forth generation of fermions, quark compositeness, contact interactions, and more.

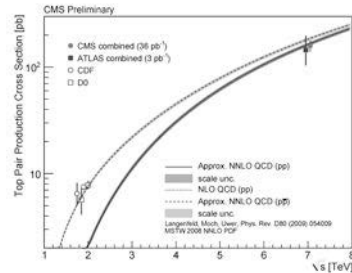


Figure 1. Top pair production cross section as a function of \sqrt{s}

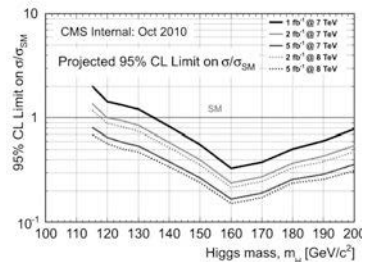


Figure 2. CMS sensitivity reach for a SM Higgs boson.

CDF Results

The CDF experiment [4] at the Fermilab Tevatron collider has been steadily acquiring data since the beginning of 2002. The large accumulated datasets allow CDF to pursue a very rich and broad physics program, which is probing many facets of the Standard Model and its possible extensions over a wide range of processes, whose cross sections span over 10 orders of magnitude, from the tens of millibarns of the total ppbar cross section to the fraction of a picobarn expected for the production of the SM Higgs boson.

The CDF collaboration has reached impressive results in the testing of all the sectors of the SM, from the study of the strong interactions between the quarks and gluons in the colliding nucleons, to the precise measurements in the field of the b- and c-quark physics. In particular, CDF gave a fundamental contribution in the study of the top quark, both regarding its production mechanisms (pair and single top production) and its properties. The top quark mass has been measured at CDF with a relative precision of 0.63% [5], providing strong constraints on the mass of the SM Higgs boson through fits to the electroweak parameters.

The CDF experiment is also looking for new phenomena in a large number of experimental signatures. With 7.1 pb^{-1} of integrated luminosity collected in ppbar collisions at $\sqrt{s}=1.96 \text{ TeV}$, a SM Higgs boson has been excluded for the mass window between 158 and 168 GeV [6]. Exclusion limits on Higgs production cross section as a function of the Higgs boson mass are summarized in figure 3. Finally, an interesting excess at 3.2σ level has been observed [7] in the 120-160 GeV mass range in the invariant mass distribution of jet pairs produced in association with a W boson (see figure 4).

REFERENCIAS

1. The CMS Collaboration, "The CMS experiment at the CERN LHC", JINST 3 (2008) S08004.
2. The CMS Collaboration, CMS PAS TOP-11-001.
3. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsHIGStandardModelProjections>
4. D. Acosta et al. [The CDF Collaboration], Phys. Rev. D71, 032001 (2005).
5. The CDF Collaboration, CDF Conference Note 10444.
6. The CDF Collaboration, CDF Conference Note 10432.
7. T. Aaltonen et al. [The CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. 106,171801 (2011).

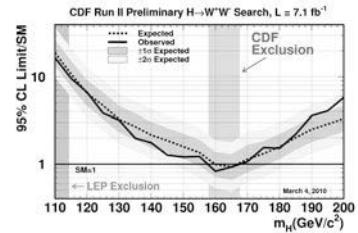


Figura 3. Exclusion limits for a SM Higgs boson at CDF.

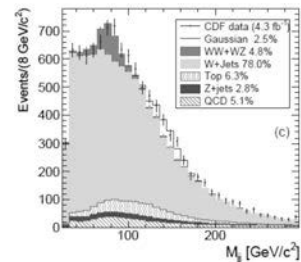


Figura 4. Invariant mass for jet pairs produced in association with a W boson at CDF.

Representación gráfica y publicación Web de datos generados en el proyecto BATATA

J. H. Carretero¹, N. Pacheco¹, J. A. Morales de los Ríos¹, L. del Peral¹,
G. A. Medina-Tanco², M. D. Rodríguez-Frías¹, D. Supanitsky², G. Ros¹,
H. Prieto¹ y G. Sáez-Cano¹

¹Space and Astroparticle Group, Dpto. de Física, Universidad de Alcalá.

²Dpto. de Altas Energías, Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México.

Introducción

Los rayos cósmicos son partículas de elevada energía que llegan a la Tierra procedentes del espacio exterior. Su energía es mucho más elevada de lo que los fenómenos astrofísicos conocidos pueden explicar. Aún no hay una teoría aceptada que explique de dónde provienen. James W. Cronin (Premio Nobel de Física en 1980) cree que “la hipótesis más probable es que procedan de los enormes agujeros negros en el centro de galaxias”.

El Observatorio Pierre Auger es el detector de rayos cósmicos más grande del mundo. Se espera que la información recogida posibilite conocer la composición y de el origen de los rayos cósmicos de ultra alta energía que impactan con la Tierra. Las instalaciones de este complejo, distribuidas por una superficie de 3.000 kilómetros cuadrados, se han levantado gracias a la cooperación de 17 países.

El diseño del Observatorio Pierre Auger no permite determinar la componente muónica de la cascada de partículas. Por ello surgió BATATA (Buried Array Telescope AT Auger, el proyecto en el cuál se engloba el trabajo actual.

Descripción del Telescopio BATATA

BATATA es un detector de muones que se integró como prototipo para el infill AMIGA del Detector de Superficie (SD) del Observatorio Pierre Auger. Este detector permitirá cuantificar la contaminación electromagnética de la señal recogida en los tanques del SD de Auger [1].

Consiste en 3 placas enterradas a profundidades de entre 30 cm y 3 m. Cada placa está formada por 100 varillas plásticas de 1x4x200 cm, totalizando 300 canales independientes para el detector. La luz producida en cada varilla ante el paso de una partícula cargada es transmitida por fibra óptica a los MAPMT (fotomultiplicadores multiánodo). La electrónica asociada trabaja en modo de contador, comunicando al exterior el número de veces que la luminosidad ha superado un umbral determinado.

El detector de muones BATATA tiene asociado un conjunto triangular de tres detectores de superficie (del mismo tipo que los del Observatorio Pierre

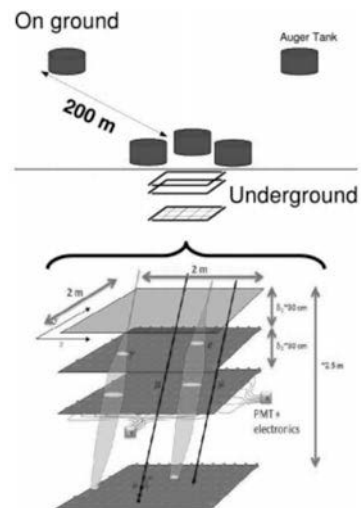


Figura 1. Esquema del detector BATATA

Auger), los cuales detectan la luz Cherenkov producida por las partículas cargadas en el agua del tanque [2].

Los detectores de superficie y BATATA se encuentran temporalmente sincronizados vía GPS. Los datos recogidos por BATATA tienen sentido cuando también se observe actividad concordante en los detectores de superficie asociados, que indique la detección de una cascada de partículas.

Datos científicos almacenados

La información generada comprende los instantes de tiempo en los que se ha iluminado una determinada varilla plástica. Sin embargo, no se almacena la totalidad de esta información, ya que muchos de los datos son a causa de ruido ambiente y no son considerados de utilidad.

Se almacenan en la base de datos los datos correlacionados con detección de una cascada en el triángulo de tanques Cherenkov del detector de superficie que denominamos *eventos*. Además de registrarse la información de las varillas iluminadas durante los eventos, también se almacena un recuento del número de veces que se ha iluminado cada una de ellas durante un periodo de tiempo inmediatamente posterior a cada evento (datos de calibración).

A parte de la información de interés científico propiamente dicha, varios parámetros de monitoreo (temperatura ambiente, humedad, tensiones en los fotomultiplicadores y umbrales en los 300 canales) son también almacenados y procesados en tiempo real.

Acceso a la información

Se utilizará ROOT para el almacenamiento de los datos científicos obtenidos por BATATA.

Para poder analizar e interpretar los datos asociados a los eventos detectados, resulta de utilidad poder observar resúmenes y estadísticas que muestren a grandes rasgos el contenido de los mismos en tiempo real.

Se ha desarrollado una interfaz Web que permite el acceso a los datos de forma cómoda para el usuario. Es posible acceder desde cualquier parte del mundo (a través de internet) y navegar a través de los sucesos detectados.

REFERENCIAS

1. Medina-Tanco, G. (2009). For the Pierre Auger Collaboration Proc. of the 31st ICRC
2. Pacheco, Noelia. (2008). Sistema de Adquisición y control del Telescopio de Muones BATATA, Proyecto Fin de Carrera. Escuela Politécnica Superior. Universidad de Alcalá.

Search for new physics with same-sign isolated dilepton events with jets and missing transverse energy at the LHC

J.A. Brochero¹, A. Calderón¹, SH. Chuang¹, J. Duarte¹, M. Felcini¹, G. Gómez¹, C. Jordá¹, P. Lobelle¹, C. Martínez¹, F. Matorras¹, J. Marco¹, J. Piedra¹, T. Rodrigo¹, A. Rodríguez¹, A. Ruiz¹, L. Scodellaro¹, I. Vila¹, R. Vilar¹, J. Cuevas², J. Fernández², S. Folgueras², I. González², L. Lloret²

¹ Instituto de Física de Cantabria, Universidad de Cantabria.

² Universidad de Oviedo.

The results of searches for new physics in events with two same-sign isolated leptons, hadronic jets, and missing transverse energy in the final state are presented. The searches use an integrated luminosity of 35 pb^{-1} of pp collision data at a centre-of-mass energy of 7 TeV collected by the CMS experiment at the LHC during 2010. The observed numbers of events agree with the standard model predictions, and no evidence for new physics is found. An update of the analysis using 2011 data will be also presented, which include MVA techniques to increase sensibility.

Introduction

Events with same-sign isolated lepton pairs from hadron collisions are very rare in the standard model (SM) but appear naturally in many new physics scenarios, and in particular, they have been proposed as signatures of supersymmetry (SUSY). Searches for new physics are described using same-sign dileptons, missing transverse energy (E_T^{miss}) and hadronic jets. The choice for the signal is driven by two observations: astrophysical evidence of cold dark matter suggest final states with large E_T^{miss} . Second, observable new physics signals with large cross sections are likely to be produced by strong interactions, and we thus expect significant hadronic activity as well.

Object selection

We require two well identified leptons with $|\eta| < 2.4$ and to be consistent with originating from the same interaction vertex. The selected dileptons must have a minimum invariant mass of 12 GeV. We also remove events with a third lepton of opposite sign and same flavour if the invariant mass of the pair is in the Z window to reduce the background contribution from WZ and ZZ production.

Jets and E_T^{miss} are reconstructed using the particle flow technique, for jet clustering we use the anti- k_T algorithm with the distance parameter $R = 0.5$. We require the jets to have transverse energy above 30 GeV within $|\eta| < 2.5$. We define the H_T observable as the scalar sum of the p_T of all such jets with $\Delta R > 0.4$ to the nearest lepton passing all the requirements.

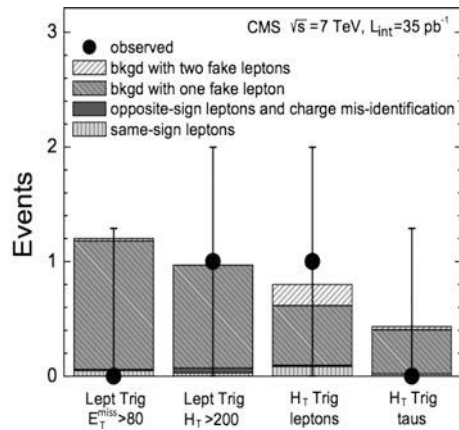


Figure 1. A visual summary of the observed number of data events, the expected number of background events for the four search regions.

Signal region

Both lepton and H_T trigger strategies are used, for covering multiple search regions in order to cover as much as possible of the phase space. With the lepton triggers we define two search regions one with high E_T^{miss} and one with high H_T . These regions were chosen to reduce the SM background expectation to 1/3 of an event. With the hadronic triggers we explore the phase space with low- p_T for leptons, and we require high H_T . Hadronic-tau searches can be also performed with this trigger.

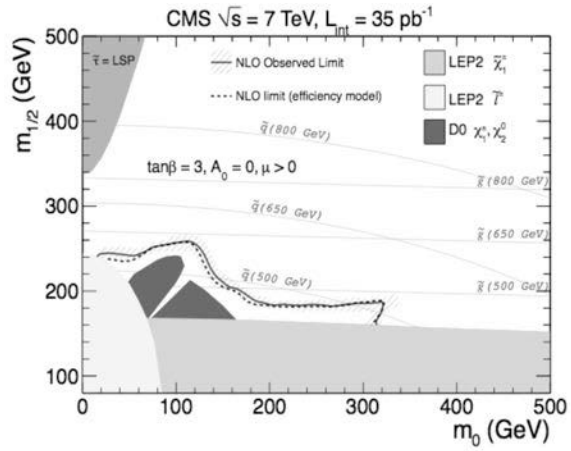


Figure 2. Exclusion contour in the m_0 - $m_{1/2}$ plane for the CMSSW using 2010 data. The red shaded band (theoretical uncertainty) around the blue curve shows that the uncertainties are smaller than theoretical predictions.

Background estimation

SM sources of same-sign dilepton events with both leptons coming from a W or a Z decay are very small in our data sample.

Our background is dominated by one or two jets mimicking the lepton signature, these are referred as “fake leptons”. The dominant background contribution is from events with one lepton, jets and E_T^{miss} - mostly tt. For electrons, also the charge misreconstruction poses another important background.

Interpretation

The exclusion line for CMSSM with $\tan\beta = 3$, $A_0 = 0$ GeV and $\mu > 0$ is also presented. The contour separates the bottom-left region where the expected event yield would be larger than the observed limit with 2010 data.

Conclusions

The observed number of events are compatible with SM predictions and 95% CL upper limits have been set in the m_0 - $m_{1/2}$ plane for the CMSSM model.

REFERENCES

1. CMS Collaboration. Search for new physics with same-sign isolated dilepton events with jets and missing transverse energy at the LHC. arXiv:1104.3168

Search for Standard Model Higgs Boson Production in Association with a W Boson using CDF Data

B. Alvarez¹, B. Casal², J. Cuevas³, E. Palencia⁴, A. Ruiz⁵, R. Vilar⁵ and J. Vizán³
(and the CDF Collaboration)

¹ Michigan State University (USA)

² ETH Zurich (Switzerland)

³ Universidad de Oviedo (Spain), vizan@cern.ch

⁴ CERN

⁵ Instituto de Física de Cantabria (IFCA, CSIC-Univ.Cantabria, Spain)

In this contribution we present the present results and prospective for searches of Standard Model Higgs boson production in association with a W boson using data registered by the **CDF** detector (Collider Detector at Fermilab)¹, and produced by proton-antiproton collisions in the **Tevatron** accelerator of the **Fermilab** laboratory (Fermi National Accelerator Laboratory) located in Batavia (Illinois, EEUU) near to Chicago.

Specifically the production of the Higgs boson associated to a W boson is studied when the Higgs decays into b-quarks and the W boson decays into a lepton and a neutrino. The search is optimized in this case for a low mass Higgs, i.e., for a Higgs boson mass above approximately 114 GeV/c², the limit obtained with the **LEP** accelerator², and below around 150 GeV/c².

Finding evidence for the Higgs boson production in association with a W boson is extremely challenging since at best it is rarely produced ($\sigma(\rho\bar{\rho} \rightarrow WH) \sim 0.1$ pb) in comparison with other processes with the same final state like $W + b\bar{b}$ and top. The signal to background ratio of the analysis is expected to be tiny, typically on the order of $S/B \sim 1/100$.

The search performed with a matrix element technique³, using 5.6 fb⁻¹ of CDF II data collected between 2002 and 2010, give no evidence for a Higgs boson signal and set 95% confidence level upper limits on the WH production cross section times the branching ratio of the Higgs boson to decay to $b\bar{b}$ pairs of $\sigma(\rho\bar{\rho} \rightarrow WH) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})/\text{SM} < 2.1$ to 35.3 for Higgs boson masses between $m_H = 100$ GeV/c² and $m_H = 150$ GeV/c². The expected (median) limit estimated from pseudo-experiments is $\sigma(\rho\bar{\rho} \rightarrow WH) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})/\text{SM} < 2.5$ to 27.5 at 95% C.L. The implementation of this method is similar to the one applied to the single-top search⁴. The observed and expected results are shown in Figure 1.

The evolution of our sensitivity to the Standard Model, with the integrated luminosity, has been enhanced since summer 2005 due to an improvement in the quality of the analysis and the increase of the acceptance as it is shown in Figure 2, which corresponds to a combination of this analysis with others from CDF. In this Figure

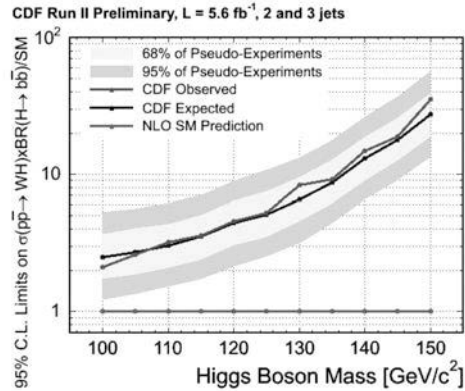


Figure 1: 95% C.L. upper limits on the WH production cross-sections times branching ratio for $H \rightarrow b\bar{b}$ for Higgs boson masses between $m_H = 100$ GeV/c² to $m_H = 150$ GeV/c². The plot shows the limit normalized to the predictions from the Standard Model.

the results for a Higgs boson mass of 115 GeV/c^2 is shown.

Presently we are working on improvements concerning b-tagging, acceptance, new triggers and modeling. Besides it the accumulated luminosity is considerably increased. So we expect to give interesting results in the following months.

REFERENCES

1. D. Acosta et al. (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **71**,032001 (2005).
2. <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/> (2010).
3. M.F.Canelli, FERMILAB-THESIS-2003-22 (2003).
4. T. Aaltonen et al. (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **103**, 092002 (2009).
5. T. Aaltonen et al. (CDF Collaboration), Phys. Rev. **D78**, 032008 (2008).

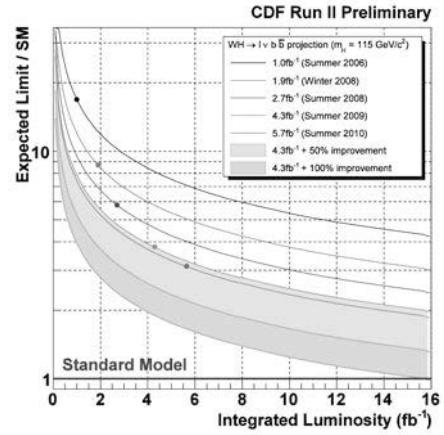


Figure 2: The dots correspond to the 95% C.L. upper limits on the WH production cross-sections times branching ratio for $H \rightarrow b\bar{b}$ for Higgs boson mass = 115 GeV/c^2 , normalized to the predictions from the Standard Model. Lines show the expected evolution with luminosity only. Fringes correspond to 50% and 100% improvement.

Search for Standard Model Higgs Boson Production using CDF Data

B. Alvarez¹, B. Casal², J. Cuevas³, E. Palencia⁴, A. Ruiz⁵, R. Vilar⁵ and J. Vizán³
(and the CDF Collaboration)

¹ Michigan State University (USA)

² ETH Zurich (Switzerland)

³ Universidad de Oviedo (Spain)

⁴ CERN

⁵ Instituto de Física de Cantabria (IFCA, CSIC-Univ.Cantabria, Spain), ruiza@fnal.gov

In this communication we show the present combined results and prospective for searches of Standard Model (SM) Higgs boson production using data produced by proton-antiproton collisions in the **Tevatron** accelerator of the **Fermilab** laboratory (Fermi National Accelerator Laboratory) located in Batavia (Illinois, EEUU) near to Chicago.

We show combined results from both experiments (CDF and D0) on direct searches for the Standard Model Higgs boson in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. The analysis seek signals of Higgs boson produced in association with vector bosons (Z,W), through gluon-gluon fusion and through vector boson fusion corresponding to integrated luminosities up to about 6 fb^{-1} . The Higgs boson decay modes studied are $b\bar{b}$ (dominant at low Higgs masses), W^+W^- (dominant at high masses in the mass range analyzed), $\tau^+\tau^-$ and $\gamma\gamma$. In total a number of 129 mutually exclusive final states (56 for CDF and 73 for D0) are considered¹.

Specifically our contribution concerns the production of the Higgs boson associated to a W boson with the Higgs decaying into $b\bar{b}$ and the W boson decaying into a lepton and a neutrino. This search is optimized for a low mass Higgs, i.e., for a Higgs boson mass above approximately $114 \text{ GeV}/c^2$, the limit obtained with the **LEP** accelerator², and below around $150 \text{ GeV}/c^2$. Our search was performed with a matrix element technique³, using 5.6 fb^{-1} of CDF II data collected between 2002 and 2010.

The Higgs boson signal prediction is normalized to the most recent high-order calculations available, and using the latest parton distribution functions. Backgrounds from QCD production are estimated in independent data samples and backgrounds from SM processes are generated and then normalized using either experimental data or next-to-leading order calculations.

We extract limits at the 95% C.L. on SM Higgs boson production $\sigma \times \text{BR}(H \rightarrow X)$ for $m_H = (100-200) \text{ GeV}/c^2$, normalized to the predictions from the Standard Model, as it is shown in Figure 1.

Choosing to use the intersections of piecewise linear interpolations of our observed and expected

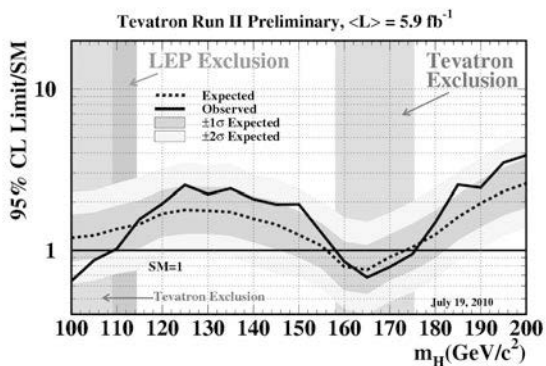


Figure 1: Observed and expected 95% C.L. limits on the ratios to the SM cross section, as function of the Higgs boson mass for the combined CDF and D0 analyses

rate limits in order to quote ranges of Higgs boson masses that are excluded and expected to be excluded, the obtained regions of Higgs boson masses excluded at the 95% C.L. are $158 < m_H < 175 \text{ GeV}/c^2$ and $m_H < 109 \text{ GeV}/c^2$. In combination, the Tevatron Higgs searches expect to exclude a SM Higgs boson in the mass range $153 < m_H < 176 \text{ GeV}/c^2$.

Recently⁴, the Tevatron has obtained results including only those channels which are most sensitive to Higgs bosons with mass between 130 and 200 GeV/c^2 , namely searches targeted at Higgs boson decays to W^+W^- , although acceptance for decays into $\tau^+\tau^-$ and $\gamma\gamma$ are included. With up to 7.1 fb^{-1} of data analyzed at CDF, and up to 8.2 fb^{-1} at D0, the 95% C.L. upper limits on Higgs boson production is a factor of 0.54 times the SM cross section for a Higgs boson mass of $165 \text{ GeV}/c^2$. We exclude at the 95% C.L. the region $158 < m_H < 173 \text{ GeV}/c^2$. Combination with channels sensitive to low mass are expected for the 2010 summer conferences.

REFERENCES

1. arXiv:1007.4587v1 [hep-ex] (2010).
2. <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/> (2010).
3. M.F.Canelli, FERMILAB-THESIS-2003-22 (2003).
4. arXiv:1103.3233v2 [hep-ex] (2010).

Search for SUSY in CMS with two isolated leptons

J.A. Brochero¹, A. Calderón¹, SH.Chuang¹, J. Duarte¹, M. Felcini¹, G. Gómez¹, C. Jordá¹,
P. Lobelle¹, C. Martínez¹, F. Matorras¹, J. Marco¹, J. Piedra¹, T. Rodrigo¹, A. Rodríguez¹,
A. Ruiz¹, L. Scodellaro¹, I. Vila¹, R. Vilar¹, J.Cuevas², J. Fernández², S. Folgueras²,
I. González², L. Lloret²

¹Instituto de Física de Cantabria, Universidad de Cantabria

²Universidad de Oviedo

A search is presented for physics beyond the standard model (SM) in final states with opposite-sign isolated lepton pairs accompanied by hadronic jets and missing transverse energy. The search is performed using LHC data recorded with the CMS detector, corresponding to an integrated luminosity of hundreds of pb⁻¹. Additional information is provided to allow testing specific models of physics beyond the SM.

Introduction

In this document, we present the search of physics beyond standard model in the CMS (Compact Muon Solenoid) detector. CMS detect, and reconstruct proton-proton collisions in the LHC(Large Hadron Collider) accelerator. These results are presented with a sample of 151pb⁻¹ searching signal with two opposite-sign isolated leptons in the final state (e^+e^- , e^-e^+ , μ^+e^- , μ^-e^+ , $\mu^+\mu^-$, $\mu^-\mu^-$), significant hadronic energy and missing transverse energy. This signature is motivated by: we expect BSM signals to have high parton-parton center-of-mass energy, astrophysical evidence for dark matter suggests that we concentrate on the region of high ME_T , and high cross section BSM physics signals are likely to be produced strongly, resulting in significant hadronic activity in conjunction with the two leptons. A specific BSM scenario which manifests with this signature is provided by Supersymmetric (SUSY) models in which new, heavy particles are pair-produced and subsequently undergo cascade decays, producing hadronic jets and leptons. These cascade decays terminate in the production of a weakly-interacting massive particle (WIMP), which escapes detection and results in large ME_T .

Events Selection

In the analysis we use the relevant MC samples and all the data taken by CMS available up to summer 2011. The lepton preselection is based in the $t\bar{t}$ cross section measurement in the dilepton channel. After this preselection, we define the following variables:

- H_T : The scalar sum of the energy of all jets with $p_T > 30$ GeV
- $y = ME_T(H_T)^{-1/2}$

In order to tag a good event, we require at least 2 jets with $p_T > 30$ GeV, $HT > 100$ GeV and a $ME_T > 50$ GeV. Finally, we must remove all events in the ee and $\mu\mu$ channels in the Z boson mass window 76GeV-106GeV or below 10GeV. In addition, we use SUSY signal simulation to compare these data with. The signal region of possible physics beyond standard model is defined requiring $HT > 300$ GeV and $y > 8.5$ GeV^{1/2}.

Data-driven background determination

Using the fact that H_T and y are nearly independent for the $t\bar{t}b\bar{b}$ background it is possible to define four regions (ABC and D) in the y vs H_T plane, being D is the signal region. In the absence of a signal, the yields in the regions A, B, C can be used to estimate the yield in the signal region D as $N_A \times N_C / N_B$. This is called the ABCD method.

This are the results in the search for BSM physics in the opposite-sign dilepton channel using 150pb^{-1} of data taken by CMS detector in 2011. These plots will be updated with increasing Luminosity.

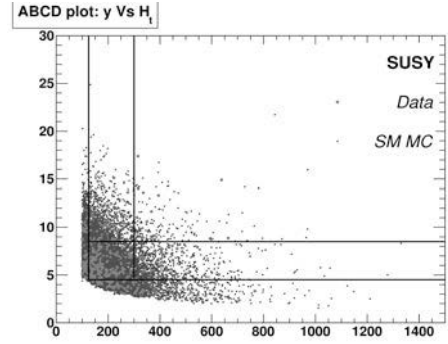


Figure 1. Distribution y vs H_T for MC and data 2011.

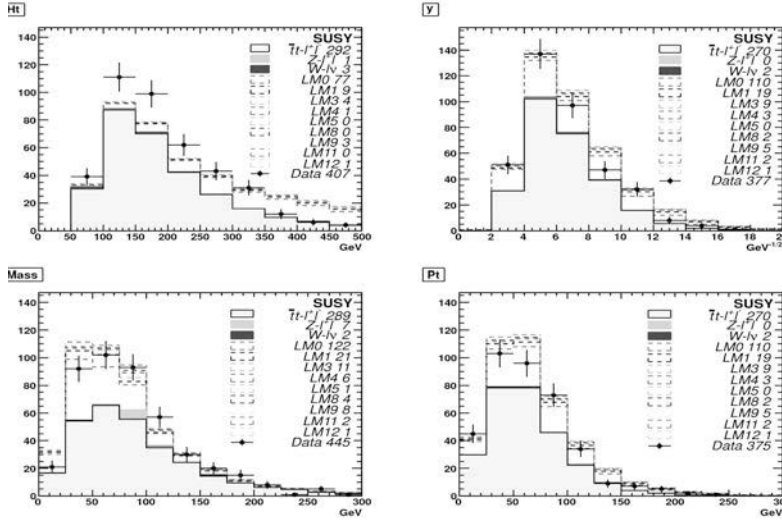


Figure 2. Distribution of H_T , $y = \text{MET}(H_T)^{-1/2}$, Dilepton invariant mass and dilepton transverse momentum.

REFERENCES

1. CMS Collaboration. Search for new physics in the opposite-sign dilepton sample. CMS Note AN-2010/370

Search for the higgs boson decaying to WW in CMS

J.A. Brochero¹, A. Calderón¹, SH.Chuang¹, J. Duarte¹, M. Felcini¹, G. Gómez¹,
C. Jordá¹, P. Lobelle¹, C. Martínez¹, F. Matorras¹, J. Marco¹, J. Piedra¹, T. Rodrigo¹, A. Rodríguez¹,
A. Ruiz¹, L. Scodellaro¹, I. Vila¹, R. Vilar¹, J. Cuevas², J. Fernández², S. Folgueras², I. González²,
L. Lloret²

¹Instituto de Física de Cantabria (CSIC-UC)

²Universidad de Oviedo

Introduction

The standard model (SM) of particle physics successfully describes the majority of high-energy experimental data. One of the key remaining questions is the origin of the masses of W and Z bosons. In the SM, it is attributed to the spontaneous breaking of the electroweak symmetry caused by a new scalar field. The existence of the associated field quantum, the Higgs boson, has yet to be experimentally confirmed. The W^+W^- channel is particularly sensitive for the Higgs boson searches in the intermediate mass range (120–200 GeV/ c^2). Direct searches at the CERN LEP collider have set a limit on the SM Higgs boson mass of $m_H > 114.4$ GeV/ c^2 at 95% confidence level (C.L.) [1]. Precision electroweak measurements constrain the mass of the SM Higgs boson to be less than 185 GeV/ c^2 at 95% C.L.[2]. Direct searches at the Tevatron exclude the SM Higgs boson in the mass range 158–175 GeV/ c^2 at 95% C.L.[3].

Limits are set on the production of the Higgs boson in the context of the standard model based on the data produced by the LHC.

Signal selection

The signature of the signal is two high transverse momentum leptons with opposite charge, isolated and with a large transverse missing energy due to the undetected neutrinos.

To enhance the sensitivity to the Higgs boson signal, two different analyses are performed. The first analysis is a cut-based approach where further requirements on a few observables are applied, while the second analysis makes use of multivariate techniques. Both of them cover a large Higgs boson mass (m_H) range, and each is separately optimized for different m_H hypotheses.

Background estimation

The nonresonant W^+W^- contribution in the $H W^+W^-$ signal region is estimated from data using the dilepton mass distribution. For a given Higgs boson mass, the region with a small contribution from Higgs boson decays is selected and simulation is used to extrapolate this background into the signal region.

The remaining top quark background after full event selection can be estimated from data by counting events with either an additional soft muon (well identified muons with $p_T > 3$ GeV/ c are considered) or at least one b-tagged jet with p_T below the jet veto threshold.

An estimate of the residual Z boson contributions in the e^+e^- and $\mu^+\mu^-$ final states outside the Z mass window is obtained from data. The ratio $R_{\text{out/in}}$ of the number of events outside the Z mass window to that inside is obtained from simulation. The ob-

served number of events inside the Z mass window in data, from which the non-Z contributions is subtracted, is then scaled by $R_{\text{out/in}}$ to compute the residual Z background.

The accurate simulation of the W + jets and QCD multijet instrumental background suffers from large systematic uncertainties which are estimated with a data-based approach.

Other backgrounds are estimated from simulation.

Results

Upper limits are derived on the product of the gluon fusion Higgs boson production cross section by the $H \rightarrow W^+W^-$ branching fraction.

Two different statistical methods are used, both using the same likelihood function from the expected number of observed events modeled as a Poisson random variable whose mean value is the sum of the contributions from signal and background processes.

With the 36 pb^{-1} of data registered in 2010 no signal excess has been found. Limits will be updated using 2011 data.

REFERENCES

1. ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, LEP Working Group for Higgs boson searches, Phys. Lett. B 565 (2003) 61, doi:10.1016/S0370-2693(03)00614-2.
2. ALEPH Collaboration, CDF Collaboration, D0 Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, SLD Collaboration, LEP Working Group, Tevatron Electroweak Working Group, SLD Electroweak and Heavy Flavor Group Collaboration, Precision electroweak measurements and constraints on the standard model, arXiv:0911.2604, 2009.
3. CDF Collaboration, D0 Collaboration, Combined CDF and D0 upper limits on standard model Higgs boson production with up to 6.7 fb^{-1} of data, arXiv:1007.4587, 2010.

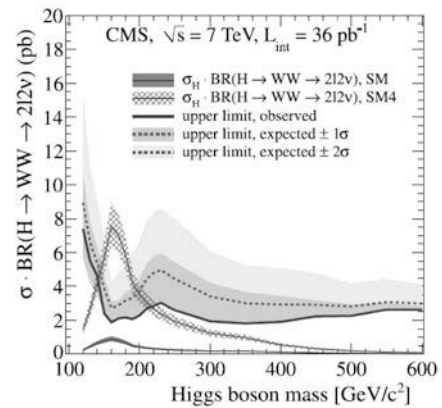


Fig 1. 95% mean expected and observed C.L. upper limits on the cross section $\sigma_H \cdot BR(H \rightarrow W^+W^- \rightarrow 2l2\nu)$ for masses in the range 120–600 GeV/c^2 using BDT.

Simulaciones de la cámara infrarroja para detección de nubes de JEM-EUSO

J.A. Morales de los Ríos¹, G. Sáez Cano¹, K. Shinozaki^{1,2}, H. Prieto¹, N. Pacheco³, G. Ros¹, J.H. Carretero¹, L. del Peral¹ & M.D. Rodríguez Frías¹.

¹ Space and Astroparticle Group, Dpto. de Física, Universidad de Alcalá. josealberto.morales@uah.es

² RIKEN Laboratories, Tokyo, Japan.

³ Instituto de Física Teórica (IFT), Universidad Autónoma de Madrid.

El telescopio JEM-EUSO es un experimento espacial que se lanzara en 2016. Es un telescopio que detectara la cascada atmosférica producida por rayos cósmicos de ultra alta energía a su paso por la atmosfera, será lanzado al espacio en 2016, y colocado en el módulo japonés de la Estación Espacial Internacional (ISS). La misión de JEM-EUSO es detectar luz de fluorescencia y Cherenkov producidas por rayos cósmicos ultra energéticos (UHECR) que se desarrollan en la atmósfera y producen cascadas extensas de partículas (EAS). Y así, intentar determinar la composición, energía, y dirección de dicha cascada. [1]

Como la ISS cubre toda la superficie terrestre en el rango de latitud $\pm 51^\circ$ aproximadamente, y se mueve a una velocidad de ~ 7 km/s, la variación de la escena vista por JEM-EUSO es mucho mayor que la observada por un experimento situado en la Tierra. Además, su apertura óptica implica la observación de una región de ~ 200000 km² en una sola vez. En un campo visual tan grande, el estatus de la atmosfera y, por tanto, la detección esperada pueden tener un cierto grado de inhomogeneidad, cuyos efectos tienen que ser considerados y evaluados. Esto es, con mucho, la mayor complicación que una misión de detección en el espacio tiene que enfrentar, mientras que las terrestres no.

Un efecto importante a tener en cuenta en el análisis de datos es la posible influencia de la presencia de nubes atmosféricas en el momento de la detección. Para ello JEM-EUSO cuenta con diversos dispositivos para estudiar en todo momento el estado de la atmosfera, parte del equipo de observación atmosférica para JEM-EUSO es la construcción de una cámara infrarroja que es responsabilidad del consorcio español JEM-EUSO, liderado por el grupo de Espacio y Astropartículas de la Universidad de Alcalá. El objetivo principal de esta cámara será identificar las nubes que se encuentren en el campo de visión de JEM-EUSO (Densidad de nubes en el campo visual, altura de las nubes, y su profundidad óptica), y luego estos datos serán usados durante la reconstrucción de los eventos por el código ESAF para corregir las mediciones realizadas con el telescopio.[2,3]

En el código de “JEM-EUSO AMS detector simulación (Atmospheric Monitor Subsystem)” se desarrollara la simulación “END to END” de la cámara infrarroja, esta abarca desde la simulación de la radiación infrarroja producida por las atmosfera y la tierra, hasta la compresión y envío de datos. Sin dejar de tomar en cuenta elementos de mucha importancia como lo son la óptica de la cámara, el detector y la electrónica de adquisición de datos. Y luego en el módulo de reconstrucción de “AMS data” se desarrollara el proceso invertido, tomando datos de la cámara infrarroja se tiene que obtener las características de las nubes en el campo visual del telescopio, que luego será usado por el código de simulación de nubes para corregir los datos tomados por el telescopio.

Hemos comenzado con las simulaciones de la radiación emitida desde el suelo y la atmosfera en las bandas que potencialmente usara la cámara infrarroja, para esto usamos una versión modificada del programa SDSU [4] desarrollado por el Hydrospheric Atmospheric Research Center, Nagoya University. Luego aplicaremos el efecto de la óptica y electrónica de la Cámara-IR, así como las pérdidas del algoritmo de compresión de datos. De esta forma obtendremos una clara visión de cómo serán las imágenes que tomara nuestra cámara, y podremos calcular factores de corrección para ser usados en los algoritmos de análisis de datos. Estos resultados aún son preliminares.

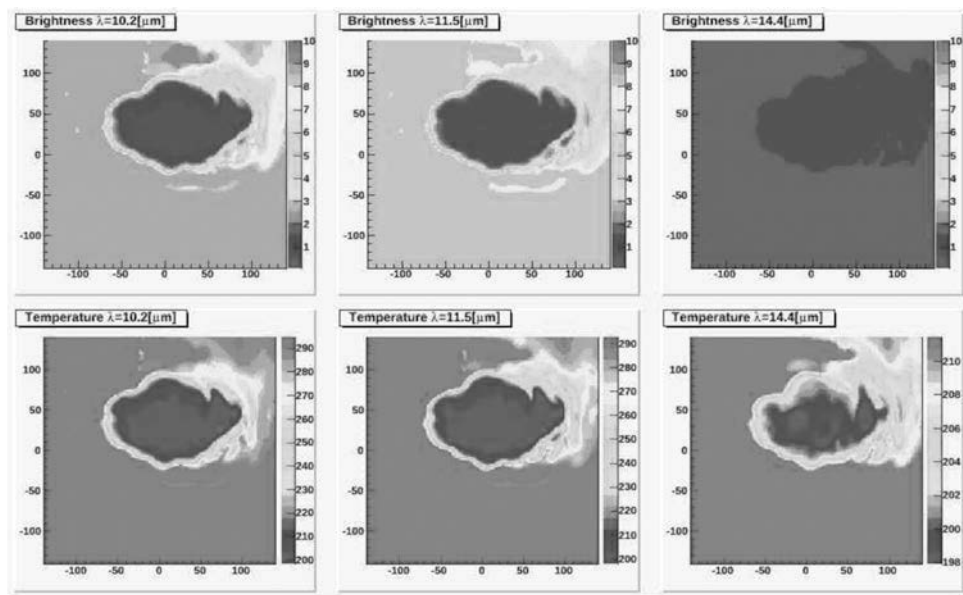


Fig 1. Arriba, simulaciones de radiación emitida por la atmosfera y el suelo ($W/m^2.\mu m.str$), para una nube en particular, en las bandas de 10.2 μm , 11.5 μm , y 14.4 μm . (140x140 pixels FOV). Abajo, mismas simulaciones expresadas en temperatura de brillo, aplicando la ley de Plank, considerando la radiación emitida como si fuera un cuerpo negro.

REFERENCIAS

1. La colaboración JEM-EUSO, <http://jemeuso.riken.jp/en/index.html>
2. S. Wada, T. Ebisuzaki, T. Ogawa, M. Sato, T. Peter, V. Mitev, R. Matthey, A. Anzalone, F. Isgro, D. Tegolo, E. Colombo, J.A. Morales de los Ríos, M. D. Rodríguez Frías, Park II, Nam Shinwoo, Park Jae and JEM-EUSO Collaborators, Potential of the Atmospheric Monitoring System of JEM-EUSO Mission, Proc 31st International Cosmic Ray Conference (2009).
3. C. Berat et al., The Influence of the Global Atmospheric Properties on the Detection of UHECR by EUSO on Board of the ISS, Proceedings of 28th ICRC Tsukuba (2003) 883.
4. Hirohiko Masunaga et al, Satellite Data Simulator Unit, A multisensor, multispectral Satellite Simulator Package, American Meteorological Society (2010)

Simulaciones de rayos cósmicos extremadamente energéticos en presencia de nubes atmosféricas con ESAF (el software de JEM-EUSO)

G. Sáez Cano¹, J.A. Morales de los Ríos¹, K. Shinozaki^{1,2}, H. Prieto¹, N. Pacheco³, G. Ros¹, J.H. Carretero¹, L. del Peral¹ & M. D. Rodríguez Frías¹.

¹Space and Astroparticle Group, Dpto. de Física, Universidad de Alcalá. lupe.saez@uah.es, Madrid, Spain

²RIKEN Laboratories, Tokyo, Japan.

³Instituto de Física Teórica (IFT), Universidad Autónoma de Madrid, Spain

El telescopio espacial JEM-EUSO será lanzado al espacio en 2016, y colocado en el módulo japonés de la Estación Espacial Internacional (ISS). Su misión es detectar luz de fluorescencia y Cherenkov producidas por rayos cósmicos ultra energéticos (UHECR) que se desarrollan en la atmósfera y producen cascadas extensas de partículas (EAS). Y así, intentar determinar la composición, energía, y dirección de dicha cascada.

ESAF es el software de JEM-EUSO encargado de hacer simulaciones (y posterior reconstrucción) de EAS. Un efecto importante a tener en cuenta en el análisis de datos es la posible influencia de la presencia de nubes atmosféricas en el momento de la detección.

Una de las opciones del modelo atmosférico de ESAF es considerar las nubes como capas uniformes y homogéneas. Los parámetros físicos que se utilizan para describirlas son la altura de la parte superior de la nube, su profundidad óptica (nos da una idea de la transparencia de la nube) y su anchura. Los procesos físicos que ESAF tiene en cuenta en el desarrollo de la cascada son: absorción, reflexión y scattering (Mie y Rayleigh).

Se han simulado lluvias en presencia de nubes a distintas alturas y con distintas profundidades ópticas para comprobar cómo varía el perfil longitudinal de la lluvia según estos parámetros de la nube.

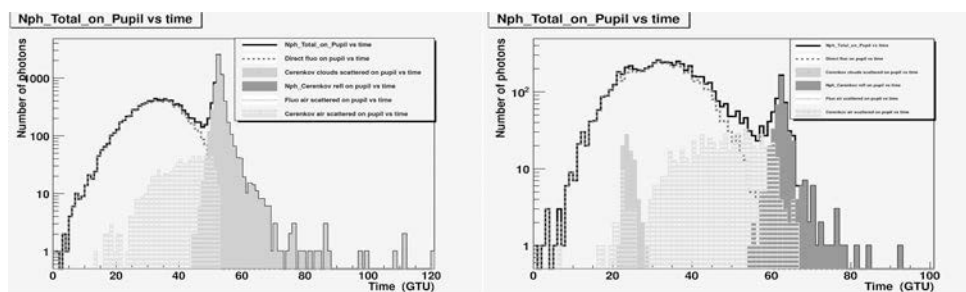


Fig 1. Perfil longitudinal de una lluvia de 10^{20} eV y 60° simulada. A la izquierda, en presencia de una nube situada a 3 km del suelo, y con una profundidad óptica de 5. A la derecha, en presencia de una nube a 10 km del suelo, con una profundidad óptica de 0.5

Para las nubes con una profundidad óptica baja (alrededor de 0.5) tenemos un perfil longitudinal similar al caso de cielo despejado, pero con un efecto de absorción sobre la fluorescencia. Por ello, es importante un AMS (un sistema de monitorización atmosférica) que nos detecte la presencia de este tipo de nubes, ya que de lo contrario

podría confundirse con un caso de cielo despejado, llevando a una subestimación de la energía.

Las nubes con gran profundidad óptica tienen un pico de difusión Cherenkov muy elevado, que se producirá en la nube. Si la nube es alta, la lluvia se cortará antes de que su desarrollo termine (dificultando la reconstrucción de las características del evento). Si es baja, la nube únicamente influirá en aumentar la señal del pico de difusión Cherenkov, pero no influirá en la detección de la luz de fluorescencia que llega de manera directa al telescopio.

Para distinguir la señal producida por UHECR del ruido de fondo, JEM-EUSO cuenta con un sistema de trigger, que dispara el detector bajo unas condiciones determinadas. Para distintos tipos de nubes (considerando cuatro alturas diferentes, y cuatro profundidades ópticas distintas), hemos analizado cómo varía su eficiencia con la energía. Estos resultados aún son preliminares.

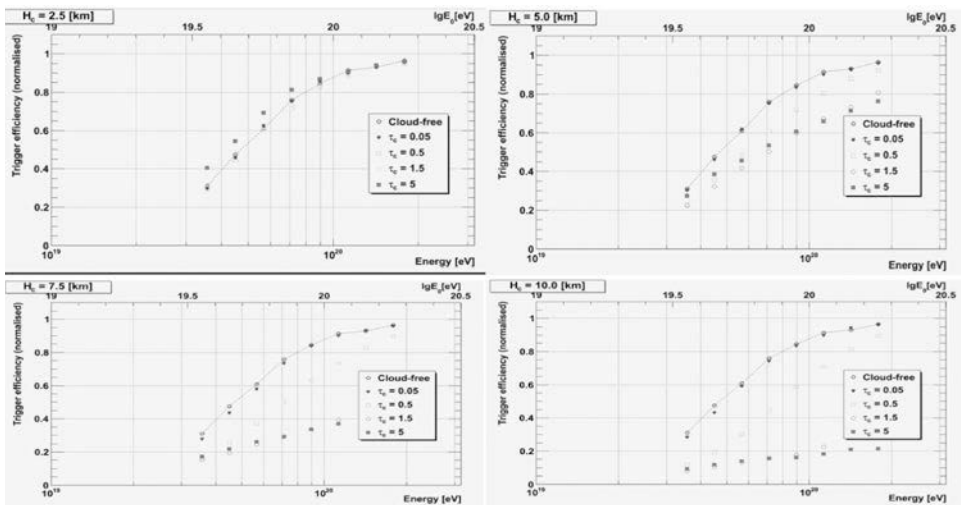


Fig 2. Eficiencia del trigger respecto a la energía para la presencia de nubes a cuatro alturas distintas. Para cada caso, distintas profundidades ópticas han sido analizadas.

Para nubes bajas, conforme la profundidad óptica de la nube es mayor, mejor eficiencia del sistema de trigger conseguimos, especialmente para energías más bajas, debido a que el pico Cherenkov se detecta mejor. Por ello, este caso sería incluso mejor que el de cielo despejado. Sin embargo, conforme aumenta la altura de la nube, la longitud del perfil observado es cada vez menor, obteniendo una eficiencia de trigger peor para profundidades ópticas más altas. Esto se da porque para nubes bajas (alrededor de 3 km) la lluvia se desarrolla antes de llegar a la nube, pero conforme aumentamos su altura, parte de la lluvia empezará a desarrollarse en el interior de la nube. Por tanto, si la profundidad óptica es elevada, la parte inferior de la lluvia se verá cortada por ella.

REFERENCIAS

- A. Thea et al. Proceedings 29th ICRC, Pune, India, 2005.
- V. Mitev et al. Proceedings 30th ICRC, Mérida, México, 2007.

Single Top Production at the ATLAS Detector

B. Alvarez Gonzalez, J. L. Holzbauer, R. Schwienhorst
(and the ATLAS Collaboration)

Michigan State University (USA)

We present the single-top production results carried out with the integrated luminosity collected by the ATLAS detector during the 2010 LHC run [1].

ATLAS (show in Figure 1) is a particle physics experiment at the Large Hadron Collider (LHC) at CERN. It consists of four major components: the inner detector, which measures the momentum of each charged particles, the calorimeters that measure the energies carried by the particles, the muon spectrometer used to identify and measure muons, and the magnet system that bends charged particles for momentum measurement.

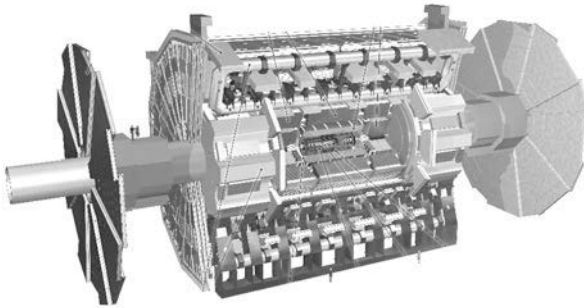


Figure 1. Computer generated image of the ATLAS dectector.

Single top-quark production proceeds through three different mechanisms, resulting in distinct final states. These three mechanisms are (see Figure 2): t-channel exchange of a W boson, associated production of a top quark and a W boson (Wt-channel), and s-channel production and decay of a virtual W boson.

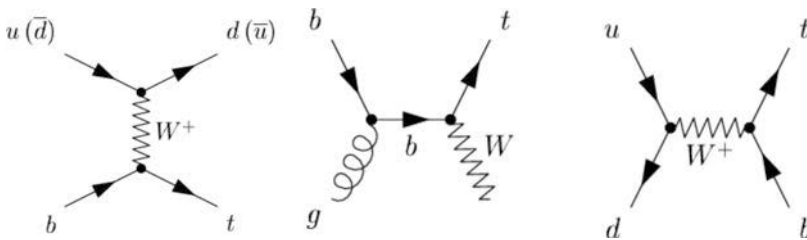


Figure 2. Leading order diagrams corresponding to the three single top production mechanisms: t-channel (left), Wt-channel (middle), and s-channel (right).

The main contribution comes from t-channel with a production cross section of about 66 pb, compared the production cross sections of Wt-channel of about 15 pb and the s-channel 4 pb all corresponding a 7 TeV.

Events used for these results contain one lepton, missing transverse energy, and at least two jets, one of them identified as a b-jet. The background model consists of mul-

tijets, W+jets and top quark pair events, with smaller contributions from Z+jets and diboson events. We check data-background agreement for kinematic distributions of the control region (2-jet pretag events) and for the corresponding signal region (2-jet tagged events). One of these distributions is the missing transverse energy shown in Figure 3 for electron pretag 2-jet events.

Finally, we measure the t-channel production cross section with a integrated luminosity of 35pb^{-1} using a cut-based approach, obtaining a result of 53^{+46}_{-36}pb which translate into a upper limit of 162 pb at 95% C.L. This result is consistent with the Standard Model expectation. Figure 4 shows the observed likelihood ratio (red dashed) and profile likelihood ratio (blue solid) curves for the t-channel cut-based analysis. The horizontal green lines represent, from the top, the 95%, 90%, and 68% confidence intervals on the extracted cross-section. The likelihood ratio shows the effect of statistical uncertainties while the profile likelihood ratio also includes the effect of all systematic uncertainties. We also set an upper limit on the Wt production cross section of 158 pb at 95% C.L using a cut-based analysis.

Work is already in progress to update these results including new approaches to extract the small single top signal out the large backgrounds and the data collected by the ATLAS dectector during the 2011 LHC run.

REFERENCES

1. <http://cdsweb.cern.ch/record/1336762/files/ATLAS-CONF-2011-027.pdf>

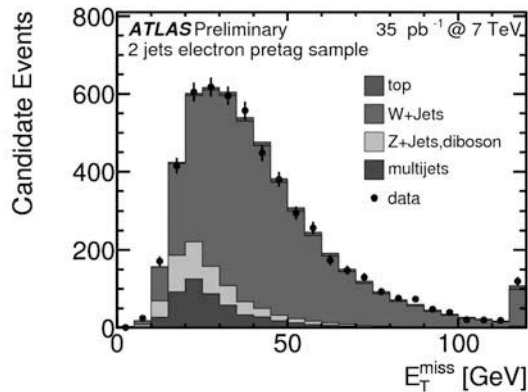


Figure 3. Missing transverse energy distribution in the electron pretag 2-jet sample.

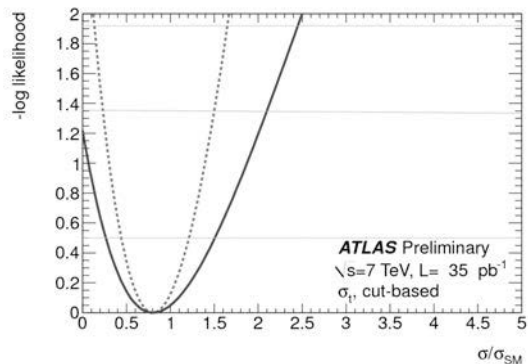


Figure 4. Observed and expected likelihood ratio for the t-channel analysis.

Si-PMs for Tracking in NEXT-1 EL

D. Vázquez¹, D. Lorca², on behalf of the NEXT Collaboration.

¹ Facultad de Física - Universidad de Santiago de Compostela, 15782 Santiago de Compostela, Spain.

¹ david.vazquez.furelos@usc.es

² Instituto de Física Corpuscular (IFIC), CSIC - Universidad de Valencia, 46980 Valencia, Spain.

The Neutrino Experiment with a Xenon TPC (NEXT) will search for $\beta\beta^{0\nu}$ in ^{136}Xe using a 100 kg HPXe electroluminescent TPC. The project is approved for operation in the Canfranc Underground Laboratory (LSC), Spain. The TPC will have separated readout systems for calorimetry and tracking to facilitate both measurements.

The detection process is as follows. Particles interacting in the HPXe transfer their energy to the medium through ionization and excitation. The excitation energy is manifested in the prompt emission of UV (~ 175 nm) scintillation light. The ionization tracks (positive ions and free electrons) left behind by the particle are prevented from recombination by a strong electric field. Negative charge carriers drift then toward the TPC anode, entering a region with an even more intense electric field. There, further UV photons are generated isotropically by the EL process. Therefore, both scintillation and ionization produce an optical signal, to be detected with a photosensors array (PMTs) located behind the cathode or in the chamber sides.

The detection of the primary scintillation light constitutes the start-of-event (t_0), whereas the detection of EL light provides an energy measurement. EL light can be used also for tracking by detecting it with an array of photosensors (MPPCs, for example) located behind the anode. One of the reasons because NEXT is a good candidate for the search of the $\beta\beta^{0\nu}$ decay is the SiPM plane, a good method to distinguish where the photons go through the chamber where the Xe is. The Si is inversely polarized and this makes a zone in which, when a photon impacts, it creates an electron-hole pair. This pair travels through the Si and makes a current that we can see. If the Si-PM is calibrated you can see how many photons go into a photosensor. This method can be used for tracking because only the Si-PM which has received a photon will show a signal. There is a problem with this use of the SiPM for “seeing” photons; the wavelength which the Si-PM is sensitive to. The expected wavelength in the chamber is in deep ultraviolet ($\sim 175\text{nm}$) and they are not sensitive. Because of this, the solution proposed is to use a Wavelength Shifter (WLS), a chemical compound that change a wavelength to other which can be seen. The best option is the Tetraphenil Butadiene (TPB) because the wavelength in the output is the best that can be detected in the Si-PM.

Before using the Si-PM in the chamber they must be calibrated; we make arrays of Si-PM that have the same gain at the same voltage to power them together in the same electronics board. The method to make the calibration consists in histogram the charge taken when we apply a reverse bias to the Si-PM, and we light with a 400 nm LED (before the deposition of the TPB). We should have a histogram like the one shown in the figure 1.a in which we have a Gaussian fit to each peak. The difference between two peaks is the gain, but dividing by the impedance of the Oscilloscope and by the electron charge. The gain also depends on the temperature, because it makes the zone where the pair electron-hole is created smaller (Fig 1.b). Because of this, the voltage applied to the Si-PM should be recalculated to maintain the gain constant as it can be seen at figure 2.

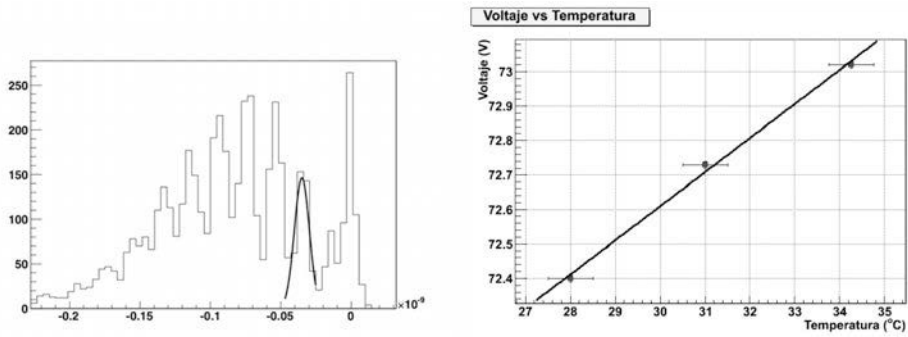


Figure 1: a) Calibration of Si-PM with 400nm LED. b) Voltage against Temperature to have the same gain (3.5×10^5).

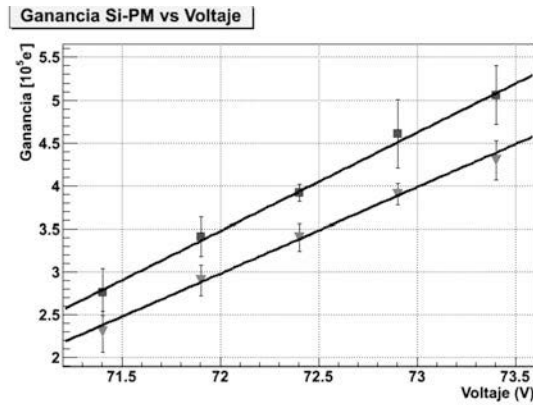


Figure 3: Gain for different voltages.

REFERENCES:

1. NEXT Collaboration, Letter of Intent (2009).
http://arxiv.org/PS_cache/arxiv/pdf/0907/0907.4054v1.pdf
2. CDRP NEXT Collaboration (April 2011).
3. Lorca, D. Desarrollo y Caracterización de Fotomultiplicadores de Silicio para NEXT. (2010). Tesis de Máster.

Study of the top-pair invariant mass distribution in the semileptonic decay channel at $\sqrt{s}=7$ TeV

F. Fassi¹, R. Cherici², S. Perries², S. Tosi², V. Sordini²

¹Instituto de Física Corpuscular (IFIC), CSIC-Universitat de València, apdo 22085 Valencia (Spain)

²Institut de Physique Nucléaire de Lyon, 4 rue Enrico Fermi 69622 Villerubanne Cedex, Lyon (France)
farida.fassi@ific.uv.es

Introduction

Numerous extensions to the Standard Model (SM) may predict gauge interactions whose couplings with the third generation quarks, and in particular top quark, are enhanced [1]. New particles, referred to as Z' , would exist that could show up as resonances in the top-pair production at the LHC. Signals of new physics in top-pair production have been already searched for at the Tevatron experiments [2]. We present results from CMS experiment at the LHC based on 36 pb^{-1} of data collected at $\sqrt{s}=7$ TeV during 2010. The study describes the experimental techniques to reconstruct the invariant mass of the $t\bar{t}$ system in top-pair that include a single electron or muon. This study is particularly important to test the presence of new physics in the top sector. Associated production of scalar particles, or supersymmetric production of stops decaying into $t\bar{t}$ and undetected particles, can also significantly distort the $m_{t\bar{t}}$ distribution without the presence of resonant effects. The analysis uses standard reconstruction techniques and has been designed to be optimally sensitive for mass values from production threshold to up to 2 TeV.

Event Selection

The analysis focusses on $t\bar{t}$ production with the presence of a W boson which decays into a lepton (μ or e) and a neutrino. The experimental signature consists of events containing an energetic, but not necessarily isolated, lepton in an energetic hadronic environment. The event selection is based on the baseline selections recommended for the SM $t\bar{t}$ analyses described in [3]. However, because of the boost given to the top quarks from the decay of a massive state, the decay products are not as spatially separated as in a SM $t\bar{t}$ event and for masses above 1TeV they start to overlap. Therefore an algorithm based on the event topology, rather than normal energy flow to select leptons from W decays has been used. The isolation criterion used to select the $\mu(e)$ from W decays and to reject the background from b- and c-quark decays and in-flight p/K meson decays, along with the event selection are described in detail in [4]. Fig 1, right, shows the selection efficiency of the method as a function of the generated $m_{t\bar{t}}$ at the different selection steps. For high purity sample, four jets are required of which two must have a high probability of being produced by b quarks. This is achieved by requiring that at least two good tracks in the jet have a signed impact parameter significance greater than 1.7.

Invariant mass reconstruction

The reconstruction of $m_{t\bar{t}}$ is done in three steps: first a leptonically decaying W boson is reconstructed; then the jets are paired to partons in the $t\bar{t}$ decay chain; and

finally a kinematic fit is performed. The four jets are selected according to a χ^2 sorting, where the χ^2 term makes use of the reconstructed hadronic W and top masses, leptonic top mass, transverse momentum of $\bar{\ell}\ell$ system and global variables like the scalar sum of the four jet momenta. The appropriate reference values and resolutions for the masses are obtained from the distributions of these quantities in the MC simulation. Fig 1, left, shows efficiency for selecting the good four jets in a parton-matched $\bar{\ell}\ell$ events.

To improve the $m_{\bar{\ell}\ell}$ resolution a kinematic fit is performed by using MINUIT [5]. Explicit terms representing the kinematic constraints are added. The initial value for the neutrino momentum is determined by the missing energy for the components transverse to the beam axis, and by imposing the W mass for its longitudinal component. The constraints considered are the masses of both W bosons and top quarks. The 16 parameters adjusted by the kinematic fit are: η , ϕ , and the energies of the four jets, the neutrino three-momentum, and the muon energy. The input resolution on the quantities to be fitted is parameterized using SM $\bar{\ell}\ell$ events. The parameterization concerns the jet energies, and is a function of their pseudorapidity and their energy. Fig 2 shows the final $m_{\bar{\ell}\ell}$ distributions from data in the semileptonic muon channel [6], with a total integrated luminosity of 36pb^{-1} . The data points are superimposed on the expectation from the SM, divided into the different background contributions.

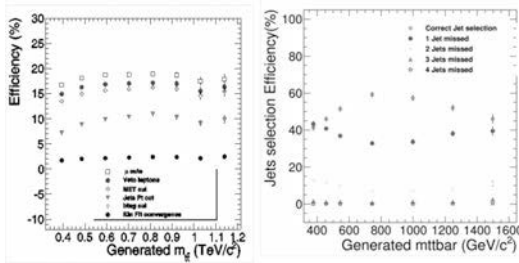


Figure 1: Event selection efficiency (left-hand). Jets pairing efficiency (right-hand).

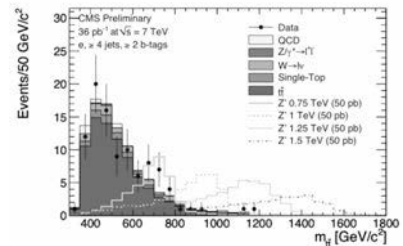


Figure 2: Reconstructed $m_{\bar{\ell}\ell}$ in data for 36pb^{-1} of luminosity, for the muon channel.

Conclusion

The strategy of using a kinematic fit to reconstruct $m_{\bar{\ell}\ell}$ system favours the mass resolution over the reconstruction efficiency. The analysis is well adapted for making a standard-model measurement of the $m_{\bar{\ell}\ell}$ differential cross-section and for observing $\bar{\ell}\ell$ resonance production from new physics in an intermediate mass range up to about 2 TeV. Various sources of systematic uncertainty are considered in this analysis.

REFERENCES

- [1] S. Dimopoulos and H. Georgi Nucl. Phys. B193 150.
- [2] CDF Collaboration Phys. Rev. D 77 051102.
- [3] F. Blekman, et al., CMS Analysis Note CMS AN-2010/297
- [4] R. Chierici et al., CMS Analysis Note CMS AN-2010/333
- [5] F. James and M. Roos Comp. Phys. Comm. 10 343.
- [6] CMS Collaboration, CMS PAS TOP-10-007

SUSY searches in the Z+jets+MET final state in 7 TeV pp collisions with the Jet-Z balance method

Marco-Andrea Buchmann¹, Pablo Martinez Ruiz del Arbol²
Frederic Ronga³, Konstantinos Theofilatos⁴

¹ETH Zurich; marco.andrea.buchmann@cern.ch

²ETH Zurich; Pablo.Martinez@cern.ch

³ETH Zurich; Frederic.Ronga@cern.ch

⁴ETH Zurich; Konstantinos.Theofilatos@cern.ch

Introduction

The Z+jets+MET final state is a clean and distinct signature present in many models of physics beyond the SM (BSM), including SuperSYmmetry (SUSY). The production of a Z boson in the decay chain of the neutralinos is a direct implication of the gauge structure of SUSY and is realized whenever it is kinematically allowed, depending on the neutralino composition [1].

To first order the most significant background for this final state is the Standard Model Z+jets process, followed by top pair production. In such events, while the Z boson momentum is accurately measured from its leptonic decay products, the imperfect measurement of the jet energy scale (primarily due to miscalibration and detector resolutions) leads to instrumental MET mimicking signal events. The ability to observe an excess of signal over background therefore relies on the ability to accurately predict the missing energy “tail” of this background. The Jet-Z Balance (JZB) method has been devised to predict the MET contribution from mismeasured Z+jets events [2]. It has already been shown in various SUSY scenarios that this method offers strong signal discrimination against SM background [3]. The JZB observable is defined as the difference between the transverse momentum of the sum of the jets and the transverse momentum of the Z boson. This observable is distributed symmetrically around 0 for processes with instrumental MET, and is shifted to positive values for processes with real MET (see figure 1).

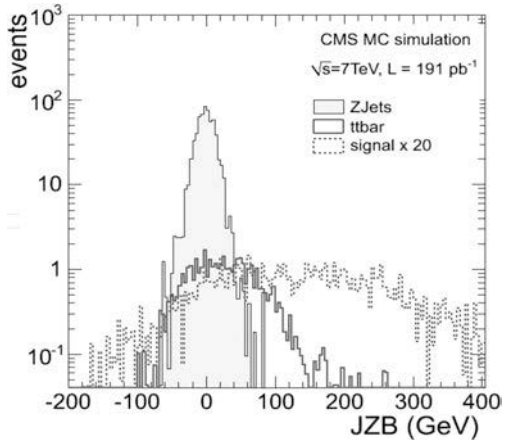


Figure 1. JZB distribution in MC simulation, for the signal (scaled by a factor 20) and the most important SM backgrounds.

Analysis steps

For a final state with a Z boson the background is naturally decomposed into two components:

- background with a real (visible) Z boson

- background without a Z boson, but with an opposite-sign, same-flavour lepton pair (with invariant mass consistent with Z mass). (This also includes events where a real Z boson decays into two neutrinos).

The first component (mainly Z+jets) is estimated using the region with $JZB < 0$, while Physics processes that do not contain a Z boson (mainly top pair production) are estimated using $e\mu$ pairs.

The signal region is defined in the region $JZB > 50$ GeV, while the background prediction is calculated as the number of dilepton events in the region $JZB < 50$ GeV, with the addition of the $e\mu$ pairs in the signal region, and with the subtraction of the number of $e\mu$ pairs in the region $JZB < -50$ GeV.

Results

The number of observed and predicted events, using the data accumulated by CMS during the year 2010, with a total integrated luminosity of 34 inverse pb [4], is presented in table 1.

Observed events	Background prediction	MC expectation
4	$8 \pm 3(\text{stat}) \pm 1.0(\text{peak}) + 1.6-3.2(\text{sys})$	5.5 ± 0.2 (MC stat)

Table 1. Number of observed events, background prediction and MC expectation for the signal region with $JZB > 50$ GeV.

Using bayesian inference [5] and a profile likelihood model for the nuisance parameters (uncertainty on the number of background events), a 95% C.L. Upper limit of 5.6 is set on the number of signal events. This limit is independent of any choice model.

REFERENCES

1. K.T. Matchev and S.D. Thomas, “Higgs and Z boson signatures of supersymmetry”, Phys. Rev. D62(2000) 077702. doi:10.1103/PhysRevD.62.077702.
2. K. Theofilatos, “Supersymmetric particle detection techniques and electromagnetic calorimeter testbeam analysis with the CMS detector”, PhD thesis, National Tech. University of Athens and N.C.S.R. Demokritos, 2009..
3. K. Theofilatos et al, “SUSY Searches in the $Z + \geq 3$ jets + MET Final State with Data-Driven Background Estimation”, CMS-AN 2009/132 (2009).
4. M-A. Buchmann et al. “SUSY Searches in the Z+jets+MET final state in 7 TeV pp collisions with the Jet-Z Balance method”, CMS PAS SUS-10-010 (2010)
5. I. Bertram, G. Landsberg, J. Linnemann et al., “A recipe for the construction of confidence limits”, FERMILAB-TM-2104, (2000).

The NEXT-1 EL for neutrinoless double beta decay searches

D. Lorca¹, L. Serra, J. Martín-Albo, on behalf of the NEXT collaboration.

Instituto de Física Corpuscular (IFIC), CSIC – Universidad de Valencia, 46980 Valencia, Spain.

¹ david.lorca@ific.uv.es

According to the Standard Model, neutrinos are particles of fermionic type, of spin $+1/2$, and null mass. However, neutrino oscillation experiments have demonstrated that neutrinos do have mass, thus it is necessary to extend the model to accommodate them. The mechanism responsible for the generation of neutrino masses is in turn related to the particle/antiparticle nature of the neutrino. Neutrinos could be Majorana particles, identical to their own antiparticles. Majorana neutrinos provide a natural explanation for the smallness of neutrino masses. In addition, this type of particles would violate the conservation of the leptonic number, that together with the violation of CP-parity, is a basic ingredient to explain why the matter dominates over the antimatter in our universe.

The NEXT (Neutrinoless Experiment with a Xenon TPC) experiment [1], will search for the neutrinoless double beta decay ($\beta\beta^{0\nu}$) using a high-pressure gas xenon Time Projection Chamber. The detection of $\beta\beta^{0\nu}$ would prove experimentally that neutrinos are Majorana particles.

The detection process is as follows. A charged particle passing through the xenon produces excitation and ionization of its atoms. The excitation energy is released as scintillation light (S1), a very fast signal, of the order of 10 ns, which will be detected with PMTs and will be used as start signal of the event. A moderate electric field (0.5 kV/cm) will drift the charges produced in the ionization toward the chamber anode. There they will enter into a region with a higher electric field, 3 to 6 kV/cm/bar, so that electrons will produce electroluminescence (EL) of the xenon. The advantage of this procedure is that phenomenon is proportional, ie, light generated is directly proportional to the number of electrons that have arrived, thus reducing the statistical fluctuations in the signals compared with those produced in amplification processes exponential of charges.

The NEXT collaboration has built a prototype, NEXT1-EL, that will demonstrate this principle of operation, showing energy resolution at reasonably high energies (e.g, using positron annihilation 511 keV gamma rays, ¹³⁷Cs 660 keV gamma rays and ⁶⁰Co 1.1 MeV gamma rays) [2], and tracking using the EL light.

The prototype NEXT-1 EL consists of a TPC filled with a kilogram of natural xenon at 10 bar pressure. Inside there are two arrays of light detectors, one on each side of the chamber, as shown in Figure 1. The first one is composed of an array of photomultiplier tubes (PMTs) Hamamatsu R8520, capable of measuring the energy of the event. On the other side, a plane of silicon photomultipliers S10362-025C (Si-PMs) can reconstruct the track of the event. An electric

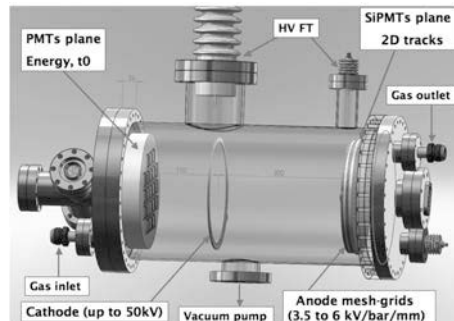


Figure 1: NEXT-1-EL-IFIC Prototype.

field between cathode and anode of 500V/cm derives the charges. Once EL is created, it is emitted isotropically. Half of the light will go into the plane of PMTs, measuring the energy deposited in the gas. The other half of the light will go, through the anode, to the plane of Si-PMs, where will be used to reconstruct the track.

Some preliminary results, achieved with a ^{137}Cs , obtain the spectrum emission and energy resolution. The values obtained, extrapolated to the energy of the double beta decay of xenon, $Q_{\beta\beta} = 2.48\text{MeV}$, are better than 1% needed to identify the neutrinoless double beta decay.

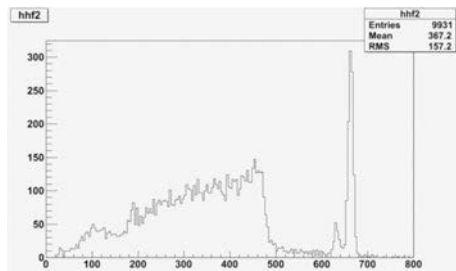


Figure 2: Spectrum obtained with NEXT-I-EL-LBNL of the ^{137}Cs 660 keV gammas. One sees clearly the photoelectric peak at 660 keV, the Compton edge and a 30keV peak from xenon K shell x rays.

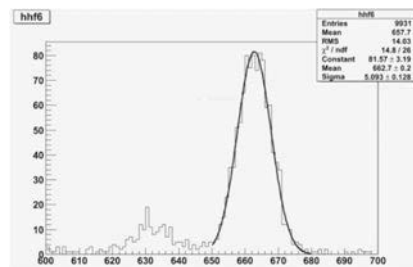


Figure 3: Fit to the ^{137}Cs 660 keV photopeak. The obtained resolution, 1.8% extrapolates to 0.9% at $Q_{\beta\beta}$ already within NEXT-100 target.

Preliminary results with Si-PMs for tracking have demonstrated that the use of a Wavelength Shifter is necessary due to the low photodetection efficiency of these detectors to VUV. Performing a coating on them with an organic molecule, Tetraphenyl Butadiene, TPB, we have seen that they are sensitive to VUV wavelengths [3].

REFERENCIAS

1. NEXT Collaboration, Letter of Intent (2009). <http://next.ific.uv.es/>
2. CDRP NEXT Collaboration (April 2011).
3. Lorca, D. Desarrollo y Caracterización de Fotomultiplicadores de Silicio para NEXT. (2010). <http://next.ific.uv.es/cgi-bin/DocDB/private/ListBy?authorid=35>

Triggers in the search for $H \rightarrow WW$ in the dilepton channel in CMS

J. A. Brochero¹, A. Calderón¹, S. H. Chuang¹, J. Duarte Campderrós¹, M. Felcini¹,
G. Gómez¹, C. Jordá¹, P. Lobelle¹, C. Martínez¹, F. Matorras¹, J. Marco¹,
J. Piedra¹, T. Rodrigo¹, A. Rodríguez¹, A. Ruiz¹, L. Scodellaro¹, I. Vila¹, R. Vilar¹, J. Cuevas²,
J. Fernández², S. Folgueras², I. González², L. Lloret²

¹Instituto de Física de Cantabria (CSIC-UC)

²Universidad de Oviedo

The Higgs to WW channel is particularly sensitive for Higgs boson searches in the intermediate mass range (120-200 GeV/c²).

Triggering on Higgs boson decays in the dilepton final state becomes more challenging with increasing instantaneous luminosity and number of pile-ups. Single lepton triggers can only be sustained with very tight identification and isolation requirements and large transverse momentum (pt) thresholds. On the other hand double lepton triggers are an option to maintain sensitivity to a low mass Higgs boson, where the leptons transverse momentum can be small. In this talk we will summarize the trigger selection performed for the Higgs to WW dilepton channel.

Introduction

The Standard Model $H \rightarrow WW$ dilepton channel has a signature of two high pt leptons and high amount of Missing Transverse Energy (MET) due to the neutrinos.

The trigger requirements to accept an event must fulfil that topology and also be as far as possible from the offline analysis cuts in order not to bias the analysis sample. Designing a trigger has to deal with the physical restrictions of the detector read-out constrains (read time, bandwidth, ...), so the trigger must accept as much as possible signal events, i.e. being high signal efficiency, rejecting as much as possible non-interested events keeping a sustainable rate of events which the data acquisition system can be able to hold on. The current collider conditions, high luminosity and high pile-up events, add extra difficulties trying to keep the low-rate compromise.

Trigger Strategy

A double lepton trigger has been developed to select $H \rightarrow WW$ events. Previously, single lepton triggers have been used with pt cuts below the offline analysis, which currently are pt lepton 1 > 10-15 GeV/c and pt lepton 2 > 20 GeV/c. These single lepton triggers can not be used anymore due to the gradually increasing luminosity and therefore the pile-up; consequently the event rate grows up in unsustainable way if the pt cut has to be below the offline analysis.

Another trigger approach has been developed with the use of double lepton triggers. The dilepton trigger selects events containing at least two leptons with pt higher than some pt cut (below the offline analysis) and with some quality criteria. These triggers show a high efficiency to select signal keeping a sustainable rate. The rate is going to be under control by increasing progressively the pt cuts and evolving to an asymmetric cut per each lepton.

HWW channel	pt cuts lepton1	pt cut lepton 2	Rate estimated
2mu2nu	pt > 13 GeV/c	pt > 8 GeV/c	3.24
2ele2nu	pt > 18 GeV/c	pt > 8 GeV/c	12.49
1ele1mu2nu	pt > 17 GeV/c	pt > 8 GeV/c	8.52 (3..44)

Table 1. Pt cuts used in the different trigger paths with respect to the HWW decay channel. The rate estimation is for an instantaneous luminosity of $2 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (LHC conditions on 2011 May-June.).

There are additional triggers in order to select unbiased samples to study trigger efficiencies and fake leptons, mainly using data driven methods. The effect of these systematics have an important impact at the final analysis and must be controlled and understood.

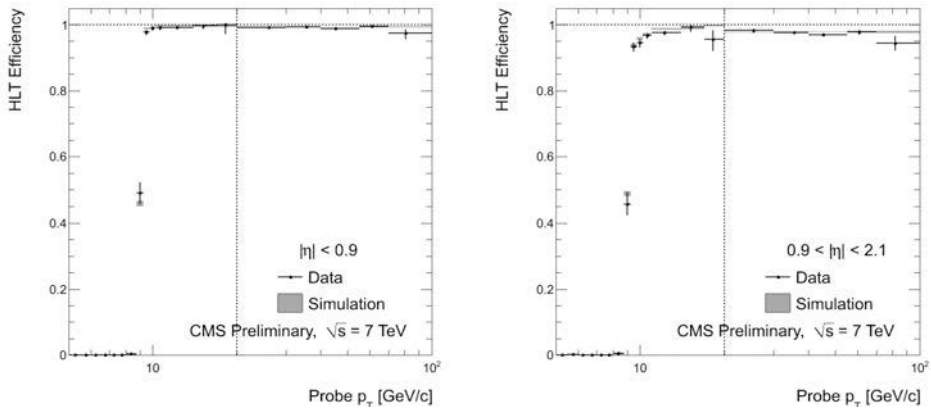


Figure 1. Single-muon trigger efficiencies as function of reco muon p_T in the barrel (left) and in the overlap-endcap (right) regions.

REFERENCES

1. CMS Collaboration. Performance of muon reconstruction and identification in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, (pre-approved Physics Analysis Summary, to be submitted to arXiv)
2. CMS Collaboration. Trigger strategies for Higgs searches in 2011. (Internal Note)

Upgrade of the novel 2D position-sensitive microstrip detector

D. Bassignana¹, M. Lozano¹, G. Pellegrini¹, D. Quirion¹, R. Jaramillo², M. Fernández²,
F. Muñoz², I. Vila²

¹Centro Nacional de Microelectrónica IMB-CNM-CSIC, Campus Universitat Autònoma de Barcelona, 08193 Bellaterra, Barcelona (Spain); daniela.bassignana@imb-cnm.csic.es.

² Instituto de Física de Cantabria, IFCA (CSIC-UC), Ed. Juan Jordá, E-39005 Santander (Spain)

In a wide range of applications like particle trackers for high energy or nuclear physics experiments, Compton cameras for space experiments or instrumentation for medical imaging, high compactness and low cost of the detection system is needed. For the particular cases where the channel occupancy is low, we have presented a novel 2D position-sensitive semiconductor detector¹ manufactured using the conventional planar technology used in the production of single-side AC-coupled microstrips sensors. In the new device the upper coupling electrodes are made of a slightly resistive material and equipped with Aluminium pads at the terminals for the connection with the readout electronics.

Figure 1 shows a schematic of the top view of the device. When an ionizing particle crosses the detector, two differently attenuated signals are induced on the Aluminium contact pads at the ends of the strips, depending on the distances (Y, L-Y) where the signal was induced. In this way, the geometry of strip electrodes gives spatial information on the X coordinate as in a common microstrip detector² while the coordinate Y can be reconstructed by comparing the two signals (S1, S2) read from the opposite sides of each strip.

We developed a SPICE equivalent model of the new sensors starting from the work of N. Bacchetta³. We simulated a pulse generator connected to different points of the central strip implant and we recorded, for each position, the signals read at the entrance of the amplifiers coupled to the ends of the strips.

We considered the position of the pulse generator as a function of the dimensionless variable S defined as:

$$S = \frac{S2 - S1}{S2 + S1},$$

for different values of the resistance of the resistive electrode: we found that a third degree polynomial fits the data with good accuracy.

A proof-of-concept sensor has been manufactured at the IMB-CNM⁴ clean room facilities in Barcelona, using strongly doped polycrystalline silicon as resistive mate-

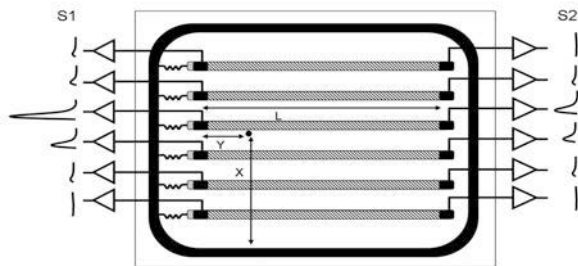


Figure 1. Schematic top view of the detector. Only a few strips have been represented to simplify the structure. It is possible to distinguish the Aluminium elements in black and the resistive electrodes on the strips (striped regions).

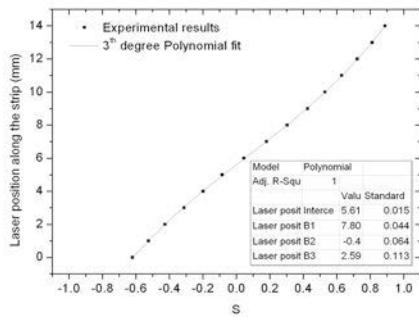


Figure 2. Results of the longitudinal scan of one strip with the laser setup.

The ^{90}Sr β source was used to calculate the Signal-to-Noise Ratio (SNR) of the detector which resulted to be around 15. Figure3 and Figure4 show the distribution of the charge collected by the channels at the opposite sides of the strips when the source is placed in the middle of the detector. New prototypes have been produced and tested

rial. The sensor response was characterized in the IFCA laboratories in Santander using a micro spot infrared laser and a radioactive ^{90}Sr source and the ALIBAVA⁶ readout system.

Figure2 shows the results of the longitudinal scan of one strip with the laser setup. The position of the laser pulse is plotted as a function of the variable S.

As expected, a 3rd degree polynomial fits the data accurately. The analysis of the fit residuals gives a spatial resolution of about 30 μm .

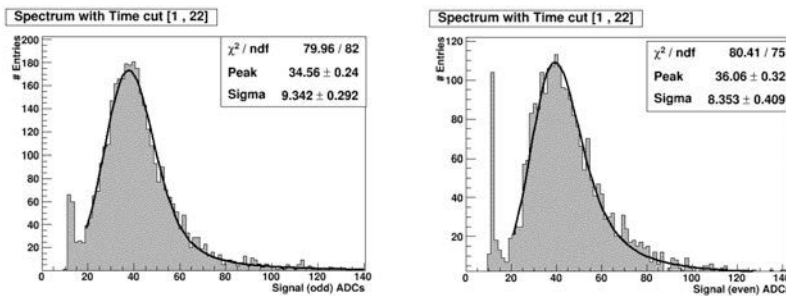


Figure 3 and 4. Charge collected by the amplifiers at the opposite sides of a strip when the radioactive source is placed in the middle of the detector.

and different test beams have been carried out in the 120 GeV/c pion line at the SPS testbeam area. The new experimental results will be presented as well as the results of the last simulation study for the production of a new generation of sensors.

REFERENCES

1. D.Bassignana, M.Lozano, G.Pellegrini, D.Quirion, R. Jaramillo, M.Fernández, F.Munoz, I.Vila, preprint JINST_004p_0511 submitted to Journal of Instrumentation 04 May 2011.
2. A.A.Kiryakov, V.N.Ryadovikov, A.V.Kubarovskii, V.V.Popov, Instruments and Experimental Techniques, Vol. 47, No.5, 2004 pp.611-618.
3. N. Bacchetta et al. , IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 42, NO. 4, August 1995.
4. <http://www.cnm.es/>.
5. Marco-Hernandez, Ricardo; Nuclear Science Symposium Conference Record, 2008. NSS '08. IEEE 19-25 Oct. 2008 Page(s):3201 - 3208.

Física Teórica

Bulk viscosity in Heavy Ion Collisions

Antonio Dobado, Felipe J. Llanes Estrada and Juan M. Torres Rincón

Departamento de Física Teórica I, Universidad Complutense de Madrid, 28040 Madrid, Spain

In conventional fluids the shear viscosity is usually much larger than the bulk viscosity, and the latter usually neglected, except for fluid flow velocities near sound speed.

In Relativistic Heavy Ion Collisions we and others have shown that the shear viscosity has a minimum near the phase transition between the conventional hadron gas and the would-be quark-gluon plasma phase. This has turned out to be a very nearly ideal fluid and has very low shear viscosity.

Scale invariance is broken in Quantum Field Theory and the bulk viscosity, proportional to the trace of the stress-energy tensor is a direct probe of this interesting quantum phenomenon in Quantum Chromodynamics.

We have calculated the bulk viscosity of a pion gas at moderate temperature and as function of the chemical potential (see figs. 1 and 2 below). Other authors¹ have computed the bulk viscosity in the asymptotically free regime of the quark-gluon plasma.

Combining both approaches we obtain an idea on how the bulk viscosity of strongly interacting nuclear matter should behave at low and extremely high temperatures, with the only uncertainty remaining in the neighborhood of the phase transition where no calculational method so far can reduce the uncertainty.

We find², in agreement with independent estimates by other members of our research group³, that the bulk viscosity has a first maximum at low temperature. This maximum is related with the breaking of scale invariance brought about by the pion mass, that introduces a scale parameter in the theory. Then a broad minimum is followed by a significant growth towards the phase transition.

We have also proposed a measurement of the bulk viscosity employing data from the Relativistic Heavy Ion Collider experiment STAR, or the Large Hadron Collider experiment ALICE. This would be carried out by measuring the momentum of pions emitted after the quark and gluon plasma disintegrates, and noting the fluctuation-dissipation theorem, that allows the transport coefficient (viscosity) to be related to the fluctuations of the stress-energy tensor. Evaluating the following correlator immediately yields access to the bulk viscosity.

$$18T \zeta \Delta V / \Delta T = \left\langle \sum_{\text{all } ij} \frac{(E^2 - m^2)_i (E^2 - m^2)_j}{E_i E_j} \right\rangle - \langle N \rangle^2 \left\langle \frac{E^2 - m^2}{E} \right\rangle^2$$

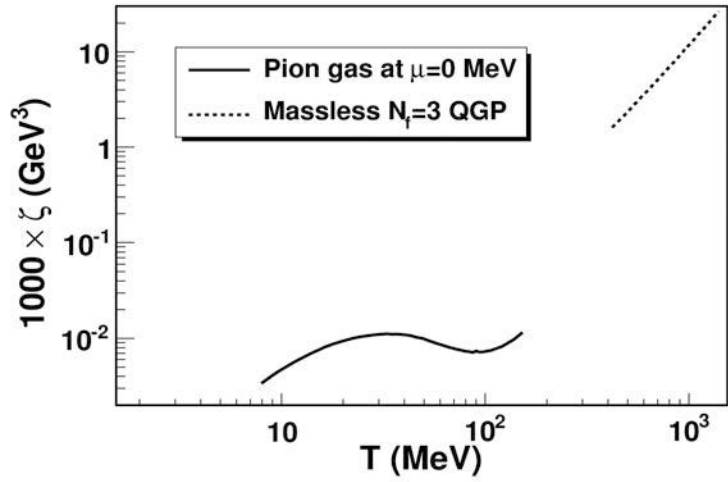


Figure 1. Theoretical computations of the volume viscosity in heavy ion collisions. Top right: Quark and Gluon Plasma¹; bottom, pion gas at lower temperatures².

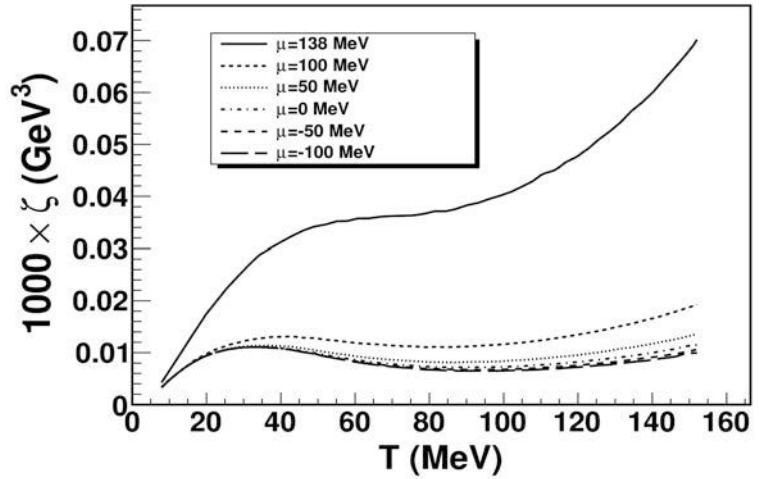


Figure 2. Detail of computation in the low-energy pion gas showing the dependence on the pion chemical potential and the correct non-relativistic limit.

REFERENCES

1. P.B.Arnold, C. Dogan, G.D. Moore, Phys. Rev. **D74** (2006) 085021
2. Antonio Dobado, Felipe J. Llanes-Estrada, Juan M. Torres-Rincon, preprint 1103.0735 (to be published in Physics Letters B)
3. D. Fernandez Fraile and A. Gomez Nicola, Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 121601.
4. Antonio Dobado, Felipe J. Llanes-Estrada, Juan M. Torres Rincón, preprint 1101.1801 (sent to European Physical Journal C).

Effective Description of Squarks Interactions: MadGraph Approach

A. Abrahantes^{1,2}, J. Guasch^{1,2}, S. Peñaranda¹, R. Sánchez-Florit²

¹ Departamento de Física Teórica, Universidad de Zaragoza, España

² Departament de Física Fonamental, Universitat de Barcelona, España

One of the most promising possibilities for physics beyond the Standard Model (SM) is Supersymmetry (SUSY), which leads to a renormalizable field theory with precisely calculable predictions to be tested in present and future experiments. The simplest model of this kind is the Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM). Among the most important phenomenological consequences of SUSY models, is the prediction of new supersymmetric particles – the sparticles. There is much excitement for the possibility of discovering these new particles at LHC [1]. Precision measurements and precision computations are both mandatory nowadays. Under the huge avalanche of new data at present, an accurate prediction of sparticles couplings to other particles and their production cross section is needed. In this work we focus on the properties of the squarks (the SUSY partners of SM quarks). In particular, we concentrate on the squark decay channels involving charginos and neutralinos (the SUSY partners of SM gauge and Higgs bosons). It is known that large radiative corrections to their partial decay widths exist, and their complicated expressions are not suitable for the introduction in Monte-Carlo programs used for experimental analysis. An effective description of squark/chargino/neutralino couplings, simple to write and to introduce in computer codes, was given in [2]. This improved computation combines the effective description (which includes higher order terms) with the complete one-loop description (which includes all kinetic and mass-effects factors) and defines a new effective coupling. It includes a non-decoupling logarithmic gluino (the SUSY partner of the SM gluon) mass term, which implies a deviation of the higgsino/gaugino and Higgs/gauge couplings equality predicted by exact SUSY. This deviation is important and has to be taken into account in the experimental measurement of SUSY relations. We have implemented the effective description of the SUSY-QCD corrections in MadGraph's [3] MSSM framework [4].

We have computed the partial decay widths of third generation squarks into neutralinos/charginos using our MadGraph implementation, and have compared it with a

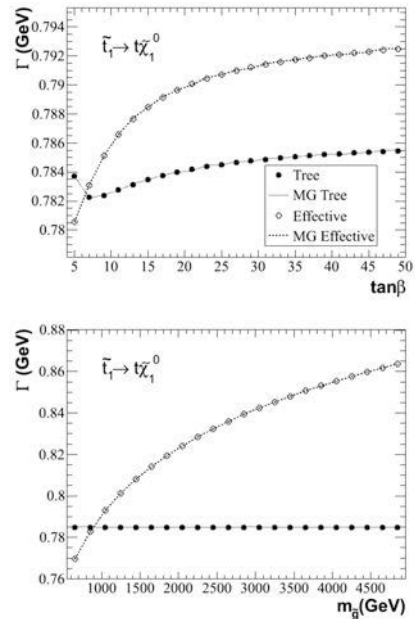


Figure 1: Partial decay width of the lightest top squark into the lightest neutralino. Empty (filled) symbols for effective (tree) numerical evaluation for SPS1b parameters. Lines represent MadGraph (MG) results.

FormCalc/LoopTools packages computation. The comparison covered a wide range of the SUSY space parameter. We have found excellent agreement between both estimations for all third generation squarks partial decay widths. Figure 1 shows the partial decay width of the lightest top squark into the lightest neutralino, $\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0)$, as a function of the gluino mass, $m_{\tilde{g}}$ and $\tan\beta$, the ratio of the Higgs bosons vacuum expectation values. The other parameters are fixed at the standard benchmark point in parameter space SPS 1b[5], this point has a lightest top squark mass of 632 GeV, the lightest neutralino mass of 161 GeV and $\tan\beta=30$, $m_{\tilde{g}}=916$ GeV, see [4] for details. We observe a good agreement between both methods of computation. Results obtained in the effective description deviate significantly from the tree level results. We have computed the full decay width of top and bottom squarks into SM quarks (due to our choice of SUSY parameters any other decay channel is closed) and further calculate the deviation of the effective description of squark interaction from the tree level calculation. The corrections shrink in more than a 10% the full decay width of squarks compared to tree level result, and the effect is highly noticed for $\tan\beta>35$ growing up to a 25% at $\tan\beta=50$ while keeping constant the gluino mass at 916 GeV. This deviation translates into the corresponding cross sections.

We have computed the lightest top squark pair production cross-section at the 14 TeV LHC, which proceeds through gluon-gluon partonic collision. Table 1 presents the ratio of the effective and tree level cross section results for different choices of SUSY parameters and decay chains of the top squarks. In all cases our model predicts a cross section increment at least of 20%.

We have included and tested the effective description of squarks/chargino/neutralino couplings (as given in [3]) into MadGraph. Our results are extensible to any squark generation, providing the community with a simple code that could improve the accuracy of current SUSY particles predictions at LHC and/or the future ILC. Our results will be further reflected in the cross section of some of the most promising channels these international collaborations are studying.

Acknowledgments: J.G. and R.S.F. have been supported by MICINN (Spain) (FPA2010-20807-C02-02); J.G. also by DURSI (2009-SGR-168) and by DGIID-DGA (FMI45/10); S.P. by a Ramón y Cajal contract from MICINN (PDRYC-2006-000930) and grant (FPA2009-09638) and DGIID-DGA (2011-E24/2); A.A. by an *Ánimo-Chévere* project from Erasmus Mundus Program of the European Commission. The Spanish Consolider-Ingenio 2010 Program CPAN (CSD2007-00042) has supported this work. J.G. and A.A. wish to thank the hospitality of the Universidad de Zaragoza.

Acknowledgments: J.G. and R.S.F. have been supported by MICINN (Spain) (FPA2010-20807-C02-02); J.G. also by DURSI (2009-SGR-168) and by DGIID-DGA (FMI45/10); S.P. by a Ramón y Cajal contract from MICINN (PDRYC-2006-000930) and grant (FPA2009-09638) and DGIID-DGA (2011-E24/2); A.A. by an *Ánimo-Chévere* project from Erasmus Mundus Program of the European Commission. The Spanish Consolider-Ingenio 2010 Program CPAN (CSD2007-00042) has supported this work. J.G. and A.A. wish to thank the hospitality of the Universidad de Zaragoza.

BIBLIOGRAPHY

1. The ATLAS Collaboration. arXiv:0901.0512v4 [hep-ex]
2. Guasch, J., Peñaranda, S., Sánchez-Florit, R., JHEP 0904:016 (2009) and references therein.
3. Alwall, J. *et al.* JHEP 0709:028 (2007)
4. Abrahantes, A., Guasch, J., Peñaranda, S., Sánchez-Florit, R., Systematic test of effective squark/chargino/neutralino couplings using MadGraph. In preparation.
5. Allanach, B.C. *et al.* Eur. Phys. J. C25,113 (2002)

Reaction	$m_{\tilde{g}}=916\text{GeV}$	$m_{\tilde{g}}=3\text{TeV}$
$pp(gg) \rightarrow \tilde{t}_1 \tilde{t}_1^* \rightarrow (t\tilde{\chi}_1^0)(\bar{t}\tilde{\chi}_1^0)$	1.42	1.57
$pp(gg) \rightarrow \tilde{t}_1 \tilde{t}_1^* \rightarrow (t\tilde{\chi}_1^0)(\bar{t}\tilde{\chi}_2^0)$	1.30	1.39
$pp(gg) \rightarrow \tilde{t}_1 \tilde{t}_1^* \rightarrow (b\tilde{\chi}_1^+)(\bar{t}\tilde{\chi}_1^0)$	1.22	1.29

Table 1: Ratio of cross sections ($\sigma_{\text{effective}}/\sigma_{\text{tree}}$) for different decay channels of pair produced top squarks at the 14 TeV LHC, and SPS1b parameters.

El marco de Frenet y el campo Electromagnético

A. Prieto Ruiz

Dpto. de Física, Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de México; prietor@servidor.unam.mx

El *Teorema Fundamental* de la teoría de las curvas en \mathbf{R}^3 establece [1], que dadas dos funciones suaves $\kappa = \kappa(s)$ y $\tau = \tau(s)$, existe un arco de curva y solamente uno a excepción de su posición en el espacio, para el cual 's' es su longitud de arco, ' κ ' es su curvatura y ' τ ' su torsión. Referidas al marco de Frenet la curvatura da la 's' tasa de cambio de la tangente hacia la normal y la torsión da la 's' tasa de cambio del plano que contiene la tangente y la normal, hacia la binormal. Por medio de estas dos funciones, las fórmulas de Frenet-Serret relacionan el desplazamiento del marco de Frenet con la rotación que éste sufre al estar ligado en forma intrínseca con la curva. Estableciendo la rigidez del marco de Frenet en el marco canónico, las ecuaciones de Frenet-Serret toman la forma más general utilizada por Darboux [2], Cartan [3] y otros, que, en su expresión por medio de operadores, es:

$$\frac{d}{ds} = \begin{bmatrix} 0 & +\alpha_{12} & -\alpha_{13} \\ -\alpha_{12} & 0 & +\alpha_{23} \\ +\alpha_{13} & -\alpha_{23} & 0 \end{bmatrix} \quad (1)$$

En el lado izquierdo de la fórmula (1), se encuentra el operador de translaciones a lo largo de la longitud del arco, s . En el derecho, en forma condensada, se encuentran los tres generadores infinitesimales de rotación de \mathbf{R}^3 con curvaturas o tasas de cambio (resp. s) α_{ij} en los tres planos, (1, 2), (2, 3) y (3, 1). Como se ha asumido que la posición del marco de Frenet en el marco canónico es fija, la rotación expresada por el operador de la derecha en la ecuación (1) es la misma que la rotación generada por las funciones $\kappa = \kappa(s)$ y $\tau = \tau(s)$ en el marco de Frenet. O sea, a toda rotación infinitesimal suave del espacio corresponde un arco de curva y sólo uno.

Las fórmulas de Frenet-Serret para las curvas temporales del espacio de Minkowski, han sido consideradas ampliamente [4]. Sea $\mathbf{M}^{1,-3}$ el espacio de Minkowski con la signatura (+, -, -, -). La ecuaciones de Darboux-Cartan tienen en este espacio la sugestiva forma:

$$\frac{d}{ds} = \begin{bmatrix} 0 & e_1 & e_2 & e_3 \\ e_1 & 0 & b_3 & -b_2 \\ e_1 & -b_3 & 0 & b_1 \\ e_1 & b_2 & -b_1 & 0 \end{bmatrix} \quad (2)$$

Sea v^μ un vector temporal unitario del espacio tangente, $T_x(\mathbf{M}^{1,-3})$. Aplicando a este vector los operadores de la expresión anterior encontramos, para el primer término, el incremento del vector v^μ debido a su desplazamiento a lo largo del arco de longitud s .

En el derecho, la rotación del marco en el que está definido el vector v^u causado por ese desplazamiento (Frenet). La rotación selecciona un arco de curva cuya longitud de arco es s , cuya tangente es v^u y cuyas curvaturas, expresadas con respecto a los seis planos del marco canónico, son las que aparecen en la matriz de la fórmula (2). Poniendo $c = 1$ y multiplicando el lado izquierdo de la expresión (2) por una constante de proporcionalidad física, (m/e), se tiene la ecuación de la fuerza de Lorentz-Minkowski de la electrodinámica clásica para una carga puntual en su formulación relativista. La matriz es el tensor de campos en la forma que tiene el primer índice contravariante y el segundo, covariante. Llevada hasta este punto la analogía entre la geometría diferencial de las curvas, con la fuerza de Lorentz-Minkowski, puede inferirse la existencia de un objeto matemático que podría llamarse la *extensión del marco de Frenet*, asumiendo que al trasladar el marco de Frenet infinitesimalmente a lo largo de una curva se induce en todo punto del marco una rotación.

La existencia de la extensión del marco de Frenet se prueba mostrando que en efecto existen las seis funciones, o curvaturas, en un punto arbitrario $p = (t, x, y, z)$ del marco, cuyos valores en ese punto dependen del desplazamiento del marco a lo largo de una curva (suave), que es conocida, la corriente. Para ello se imponen las dos condiciones que las curvaturas deben cumplir en $M^{1,3}$ para serlo. 1- Satisfacer las ecuaciones de Darboux-Cartan para un desplazamiento en p relacionado con el desplazamiento sobre la curva original, j (o sea, su tangente). 2- No tener dependencia funcional en las coordenadas de los planos duales. Llamando $\omega_{\alpha\beta}$ al generador infinitesimal de rotación de funciones en el plano- $(\alpha\beta)$, con $\alpha, \beta = 0, 1, 2$ ó 3 , las condiciones de existencia de las curvaturas se expresan como:

$$\omega_{10} e_1 + \omega_{20} e_1 + \omega_{30} e_1 + \omega_{21} b_3 + \omega_{13} b_2 + \omega_{32} b_1 = p \cdot j \quad (3)$$

$$\omega_{10}^* e_1 + \omega_{20}^* e_1 + \omega_{30}^* e_1 + \omega_{21}^* b_3 + \omega_{13}^* b_2 + \omega_{32}^* b_1 = 0 \quad (4)$$

Hechas las manipulaciones requeridas, se encuentra que de la ecuación (3) se obtienen la ley de Ampere modificada por Maxwell y la ley de Gauss. De la ecuación (4) se deducen la ley de inducción de Faraday y la inexistencia del monopolio magnético.

Conclusión. Se ha establecido que las ecuaciones de existencia de la *extensión del marco de Frenet*, son idénticas a las ecuaciones de Maxwell. Con ello se da una nueva interpretación a éstas ecuaciones.

REFERENCIAS

1. Struik, D. J. (1988). *Lectures on Classical Differential Geometry*. Dover. Página 30.
2. Darboux, G. (1914). *Leçons sur la théorie générale des surfaces*. Chelsea, Página 5.
3. Cartan, É. (1937). *La théorie des groupes finis et continus et la géométrie différentiel*. G. Villars. Página 5.
4. Formiga, J. B., Romero, C., *American Journal of Physics*, **74**, N° 11, 1012-1016, (2006).

First Direct Observation of Time Reversal Violation

P. Villanueva¹

¹High Energy Physics IFIC-Universidad de Valencia; pablo.villanueva.perez@ific.uv.es

Section 1: Theoretical motivation

The violation of CP invariance has been observed in the K^0 - \bar{K}^0 and in the B^0 - \bar{B}^0 systems (Aubert et al., Abe et al. 2002). Up to now, the experimental results are in agreement with the CKM mechanism in the ElectroWeak Theory. Although all present tests of CPT invariance confirm this symmetry, imposed by any local quantum field theory with Lorentz invariance and Hermiticity, it would be of great interest to observe Time-Reversal Violation (TRV) directly in a single experiment. A direct evidence for TRV would mean an experiment that, considered by itself, clearly shows T violation INDEPENDENT and unconnected to the results for CP violation. There is no existing result [1] that clearly demonstrates TRV in this sense. Sometimes the Kabir asymmetry $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ vs $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$ has been presented [2] as a proof for TRV. This process has, however, besides the drawbacks discussed in [1].

The theoretical ingredient to be used for this proposal of showing genuine effects for the separate violation of the discrete symmetries T and CP is the EPR entanglement only. The experimental results, and their interpretation, will be thus free of any other theoretical prejudice. Let us consider the two particle state of the neutral B-mesons produced by the decay of $Y(4S)$ as it is produced in the B-factories,

$$|i\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[B^0(t_1)\bar{B}^0(t_2) - \bar{B}^0(t_1)B^0(t_2)] = \frac{1}{\sqrt{2}}[B_+(t_1)B_-(t_2) - B_-(t_1)B_+(t_2)],$$

where the states 1 and 2 are defined by the time of their decay with $t_1 < t_2$. We may proceed to a partition of the complete set of events into four categories, defined by the tag in the first decay as B_+ , B_- , B^0 or \bar{B}^0 . We have considered B_+ and B_- are a pair of orthogonal states of neutral B-mesons, where B_- is the state that decays to $J/\Psi K_{L^+}$, K_+ being the neutral $K_+ \rightarrow \pi\pi$, and B_+ is the orthogonal state to B_- , i.e., not connected to $J/\Psi K_+$. We may call the filter imposed by a first observation of one of these decays a “CP-tag” [3], because B_+ and B_- are approximately, up to terms of $\text{Re}(\epsilon_K)$ giving the non-orthogonality of K_L and K_S , the neutral B-mesons associated with final states of their decays which are CP-eigenstates. Though one is authorized to use the language of identifying B_- by $J/\Psi K_S$, and B_+ by $J/\Psi K_L$.

Let us first take $B^0 \rightarrow B_+$ as process I, by observation of l^+ (produced by the semi-leptonic decay of the opposite B^0 meson) and $J/\Psi K_L$ later, denoted as $(l^+, J/\Psi K_L)$, and consider:

1. Its CP transformed $B^0 \rightarrow B_+$ ($l^+, J/\Psi K_L$), so that the asymmetry between $B^0 \rightarrow B_+$ and $B^0 \rightarrow B_+$, as a function of $\Delta t = t_2 - t_1$, is a genuine CP-violating effect.
2. Its T transformed $B_+ \rightarrow B^0$ ($J/\Psi K_S, l^+$), so that the asymmetry between $B^0 \rightarrow B_+$ and $B_+ \rightarrow B^0$, as a function of $\Delta t = t_2 - t_1$, is a genuine T-violating effect.
3. Its CPT transformed $B_+ \rightarrow B^0$ ($J/\Psi K_S, l^-$), so that the asymmetry between $B^0 \rightarrow B_+$ and $B_+ \rightarrow B^0$, as a function of $\Delta t = t_2 - t_1$, is a genuine test of CPT invariance.

Transition	$B^0 \rightarrow B_+$	$\bar{B}^0 \rightarrow B_+$	$B_+ \rightarrow \bar{B}^0$	$B_+ \rightarrow B^0$
(X,Y)	$(l^-, J/\psi K_L)$	$(l^+, J/\psi K_L)$	$(J/\psi K_S, l^-)$	$(J/\psi K_S, l^+)$
Transformation	Reference	CP	CPT	T

Table 1: Transitions and symmetry transformations related to process I tag as reference.

One may check, that the events used for the asymmetries i), ii), and iii), summarized in Table 1, are completely independent. Furthermore, the expectation is that the asymmetry described by 2 will prove and measure, for the first time, T violation with many standard deviations away from zero.

Similarly, one may take as reference other processes like: II $B^0 \rightarrow B_-$, III $B^0 \rightarrow B_+$, and IV $B^0 \rightarrow B_-$. Obtaining three extra sets of CP, CPT, and T independent observables.

Section 2: Monte Carlo Study

In this section we show the T asymmetries and its significance produced by Monte Carlo studies, taking into account some experimental effects like it is done in the B-factories.

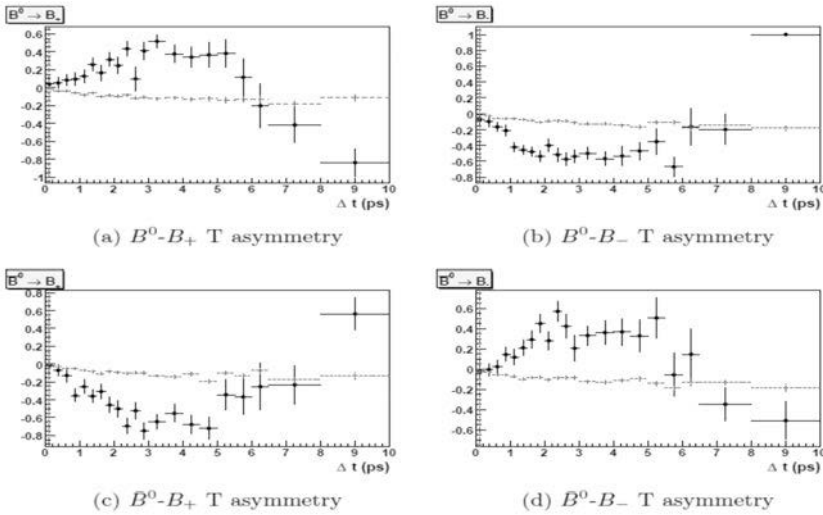


Figure 1: T asymmetries for the four reference processes. The red curve on the plots is the one obtained using the curves without T, CP, and CPT violating effects.

Assuming a χ^2 distribution. We compute that the $\chi^2/\text{dof} \sim 14$ for the combination of the 4TRV tests, assuming experimental effects like the ones observed in the B-factories. so we can anticipate to establish directly for the first time T violation with a significance above 10 standard deviations.

REFERENCES

- [1] L. Wolfenstein, Int. J. Mod. Phys. E 8, 501 (1999).
- [2] T. Nakada, Discrete'08 Conference, Valencia 2008, J. Phys. Conf. Ser. 171, 011001 (2009).
- [3] M. C. Bañuls, J. Bernabeu, JHEP 032, 9906 (1999), [arXiv:hep-ph/9807430].

Gluones masivos en colisionadores hadrónicos

R. Barcelo

CAFPE y Departamento de Física Teórica y del Cosmos, Universidad de Granada, 18071, Granada, España.
rbarcelo@ugr.es.

Los aceleradores hadrónicos Tevatron y LHC tienen como principal objetivo desvelar la naturaleza del sector de Higgs del Modelo Estándar (ME). En particular, buscan el mecanismo que explique la gran diferencia existente entre la escala electrodébil (EW) y la escala de Planck, 17 ordenes de magnitud. Esa explicación podría implicar la existencia de compañeros supersimétricos para las partículas observadas (SUSY), de nuevos quarks masivos con los números cuánticos del quark top y pseudoescalares ligeros (modelos de Little Higgs), o de excitaciones de Kaluza-Klein de los bosones de gauge del ME (modelos con dimensiones extra). En cualquier caso, el valor elevado de la masa del quark top hace sospechar que cualquier nueva física involucrada en la rotura de la simetría EW debería afectar a la física relacionada con este quark. Por esta razón, el estudio detallado de las propiedades del top es uno de los objetivos prioritarios de Tevatron y de LHC.

De hecho, Tevatron ha observado [1] una anomalía significativa en la asimetría “forward-backward” en la producción de pares top-antitop. El valor de esta asimetría a nivel partónico en el sistema centro de masas del par top-antitop medida con una luminosidad de 5.3 fb⁻¹ es de $A_{FB} = 0,474 \pm 0.114$. Sin embargo, no se ha observado ninguna anomalía en la sección eficaz diferencial, algo que uno esperaría si la causante de la asimetría fuese nueva física no estándar. Datos recientes de “dijets” en LHC [2] tampoco observan ninguna anomalía en ese observable, lo que restringe aún más las posibles explicaciones para los datos de A_{FB} . Recientemente se han propuesto modelos con octetes de color pesados con acoplamientos axiales a los quarks del ME, llamados axigluones, que podrían ser compatibles con los datos observados. La razón principal por la que esas partículas parecen prometedoras es que sus acoplamientos axiales contribuyen maximalmente a la asimetría pero que se cancelan a orden principal en la sección eficaz total: el exceso de sucesos “forward” es igual y opuesto al defecto de sucesos “backward”.

En este trabajo [3] nos centramos en una región del espacio de parámetros que había sido pasada por alto en análisis previos. Se trata de un gluón masivo de masa inferior a 1 TeV con acoplamientos axiales pequeños a los quarks ligeros y acoplamientos de orden uno tanto axiales como vectoriales al quark top. La naturaleza axial de los acoplamientos a los quarks ligeros y la masa del nuevo gluón en torno a 850 GeV son suficientes para evitar un conflicto con los datos sobre la sección eficaz y búsquedas de “dijets”, mientras que proporcionan una asimetría mucho mayor que en el ME y compatible con los datos.

Este escenario se realiza de manera natural en modelos sin Higgs con dimensiones extra curvadas (modelos de Randall-Sundrum). En estos modelos hay copias masivas, las excitaciones de Kaluza-Klein (KK), de los bosones estándar, incluyendo el gluón. Se ha demostrado que estos modelos pueden ser consistentes con todos los test de precisión electrodébil derivados de LEP y de los experimentos de física de sabor (factorías de Bs, de charm, etc). Como estos modelos no tienen Higgs, la unitarización del ME (colisiones elásticas WW) ocurre mediante excitaciones de KK de los bosones gauge electrodébiles, lo que fuerza a que su masa sea inferior a 1 TeV.

Estos modelos introducen de manera natural acoplamientos quirales, es decir, que son distintos para las componentes left y right, ya que se encuentran localizadas en posiciones distintas de la dimensión extra. En particular, el modelo que nos ocupa “predice” que el acoplamiento de los quarks ligeros right es pequeño y positivo, mientras que el de los left es también pequeño pero negativo y siendo el acoplamiento para el top grande y positivo. Ello implica una contribución positiva a la asimetría “forward-backward”, de acuerdo con las observaciones. Otra característica interesante de estos axigluones es que no pueden decaer en gluones estándar debido a la ortogonalidad de las funciones de onda. De este modo, las excitaciones de KK son, en esencia, muy diferentes de las replicas masivas de los modos cero estándar, caso que normalmente se asume en las búsquedas experimentales en colisionadores.

El modelo Higgsless en su versión original [4] está descartado por los datos de Tevatrón. En este trabajo proponemos una variación del modelo que respeta todas las características del modelo original como son las correcciones a los parámetros oblicuos S y T. Con la variación propuesta conseguimos que el modelo no quede descartado por los datos de Tevatron para la sección eficaz debido a la baja energía, proporcionando ahora una asimetría razonable y que además respeta los datos de “dijets” de LHC. Obtenemos también que la actual luminosidad en LHC [5] es insuficiente para su detección, pero que los datos que se esperan obtener durante el presente año (una luminosidad en torno a 1 fb^{-1}) sería suficiente para decidir si este tipo de gluones masivos son la razón de la anomalía observada en Tevatron.

REFERENCIAS

1. T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], [arXiv:1101.0034 [hep-ex]].
2. G. Aad *et al.* [Atlas Collaboration], [arXiv:1105.3333 [hep-ex]].
3. R. Barcelo, A. Carmona, M. Masip and J. Santiago [arXiv:hep-ph/0248506].
4. G. Cacciapaglia, C. Csaki, G. Marandella and J. Terning, Phys. Rev. D 75, 015003 (2007) [arXiv:hep-ph/0607146].
5. CMS Collaboration, public note CMS PAS TOP-10-007.

Observadores acelerados y el vacío cuántico: una nota desde teoría de cuerdas

A. Paredes¹, M. Chernicoff²

¹Área de Óptica, Facultad de Ciencias, Campus As Lagoas, Ourense, Univ. Vigo; angel.paredes@uvigo.es.

²Dept. de Física Fonamental e Institut de Ciències del Cosmos (ICC), Univ. de Barcelona; mchernicoff@ub.edu.

Introducción

Una conclusión notable de la teoría cuántica de campos es el hecho de que un observador en movimiento no inercial puede detectar excitaciones asociadas a fluctuaciones del vacío cuántico. Esto es, detecta “partículas” a pesar de estar moviéndose en el vacío. El primer y más conocido ejemplo de este fenómeno es el efecto Unruh [1]: un observador con aceleración propia constante A en el vacío de Minkowski vería las fluctuaciones del vacío como un baño térmico a temperatura $T=(\hbar A)/(2\pi k_B c)$. Uno podría pensar que esto se debe exclusivamente al hecho de que el propio vacío cuántico depende del estado de movimiento que se considere al definirlo, ya que los operadores de creación y aniquilación se entremezclan al realizar una transformación de Bogolubov. Sin embargo, la situación es más sutil - ver por ejemplo [2]. Para saber si un observador detecta algo (y qué es lo que detecta), se debe realizar un cálculo del tipo del llamado detector de Unruh-de Witt [3].

En este contexto, el propósito de esta nota es aportar un nuevo punto de vista - utilizando teoría de cuerdas y en particular la dualidad AdS/CFT [4] - acerca de la cuestión: *qué detecta un observador en movimiento no geodésico*. Mientras que el cálculo de Unruh-de Witt emplea teoría de perturbaciones y por tanto requiere acoplo débil entre el campo cuántico y el detector, la dualidad AdS/CFT permite describir situaciones diferentes en las que todos los acoplos son fuertes. Veremos que hay muchas similitudes con los casos bien conocidos pero encontraremos también interesantes sorpresas en el análisis.

Horizontes en la hoja de mundo

La herramienta que utilizaremos será el hecho de que un quark¹ en una teoría cuántica de campos conforme fuertemente acoplada (una CFT, por ejemplo $N=4$ super-Yang-Mills) puede ser descrito de forma dual como una cuerda abierta viviendo en un espacio de anti-de Sitter (AdS) [5]. La dinámica de dicha cuerda es descrita por la acción de Nambu-Goto. Cabe reseñar que si AdS es descrito en coordenadas de Poincaré, la CFT vive en un espacio de Minkowski $R_{1,3}$ mientras que si se usan las coordenadas globales de AdS, la CFT vive en $R_{1,3} \times S^3$. Esto es importante ya que nos permitirá discernir diferencias físicas entre movimiento en espacios infinitos y finitos.

La propuesta de esta nota es que dicho quark se verá afectado por las fluctuaciones del vacío cuántico si y sólo si aparece un horizonte de eventos en la hoja de mundo de la cuerda dual [6]. En ese caso, la radiación de Hawking que emana del horizonte viajará por la cuerda hasta llegar a la punta, con lo que podrá producir cierto movimiento estocástico del quark así como excitar sus grados de libertad internos. Esto es similar a

1 Con cierto abuso de la nomenclatura, denominamos genéricamente quarks a campos que se transforman en la representación fundamental del grupo de gauge.

la situación descrita en [7] donde se estudió un quark estático en un medio térmico. Sin embargo, la observación fundamental es que el propio estado de movimiento puede inducir un horizonte en la hoja de mundo aunque no haya horizonte en el espacio-tiempo en la que está embebida [8]. De esta forma, se puede recuperar la fórmula de Unruh para un quark con aceleración propia constante [9]. Pero, de modo no trivial y sorprendente, la misma temperatura del horizonte aparece con el requerimiento mucho menos restrictivo de que el *módulo* de la aceleración propia sea constante [6].

El caso en que la CFT vive en $R1 \times S^3$ comporta una sugestiva sutileza adicional, ya que la aceleración que entra en la fórmula tipo Unruh es calculada en un espacio de Minkowski auxiliar seis-dimensional $R2,4$ (los detalles pueden encontrarse en [6]). Este espacio auxiliar tiene dos direcciones temporales, con lo que, notablemente, son posibles movimientos con $(A_{6-D})^2 < 0$. Si esto sucede, no existe horizonte. Puede, por tanto, existir una transición entre dos situaciones cualitativamente distintas como se muestra en la figura 1.

Como ejemplo, consideremos un quark viviendo en una esfera S^3 de radio b y rotando en una trayectoria circular a latitud ϕ . Se comprueba que la transición mostrada en la figura se produce para una velocidad angular $\omega_{\text{crit}} = 1/(b\sqrt{(\cos \phi)})$. Para $\omega > \omega_{\text{crit}}$, el quark se verá afectado por el vacío cuántico, lo que no sucede para $\omega < \omega_{\text{crit}}$. Este hecho es cualitativamente similar a lo observado en [10] usando Unruh-de Witt. Los efectos del vacío cuántico no dependen sólo de la trayectoria sino también de la geometría del espacio ambiente, y en particular de su finitud.

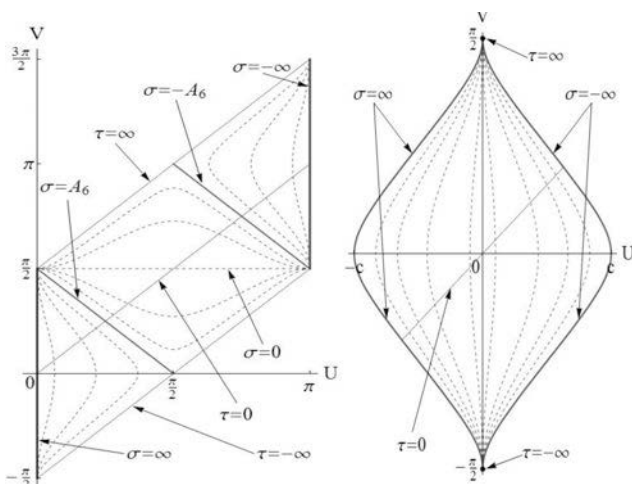


Figura 1. Diagramas de Penrose de la hoja de mundo (con coordenadas σ, τ , siendo $\sigma = \pm\infty$ los extremos) de cuerdas aceleradas en AdS global. A la izquierda, $(A_6-D)^2 > 0$, hay horizonte. A la derecha $(A_6-D)^2 < 0$, no hay horizonte.

REFERENCIAS

1. Unruh W.G., *Phys. Rev. D* **14**, 870-892 (1976).
2. Padmanabhan T., *Class. Quant. Grav.* **2**, 117-126 (1985).
3. Birrell N.D., Davies P.C. (1982). *Quantum Fields in Curved Space*. Cambridge University Press.
4. Maldacena J.M., *Adv. Theor. Math. Phys.* **2**, 231-252 (1998).
5. Maldacena J.M., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4859-4862 (1998).
6. Chernoicoff M., Paredes A., *J. of High Energy Phys.* **1103**, 063 (2011).
7. de Boer J., Hubeny V.E., Rangamani M., Shigemori M., *J. of High Energy Phys.* **0907**, 094 (2009).
8. Chernoicoff M., Güijosa A., *J. of High Energy Phys.* **0806**, 005 (2008).
9. Paredes A., Peeters K., Zamaklar M., *J. of High Energy Phys.* **0904**, 015 (2009).
10. Davies P.C.W., Dray T., Manogue C.A., *Phys. Rev. D* **53**, 4382-4387 (1996).

Física Nuclear

Análisis “in situ” de pinturas mediante fluorescencia de rayos X

P. Pajuelo Cabezas¹, M. J. Nuevo Sánchez², A. Martín Sánchez³.

Dpto. de Física. Universidad de Extremadura; ¹ppajuelo@alumnos.unex.es, ²maria@unex.es; ³ams@unex.es

En la conservación y recuperación de obras artísticas es primordial realizar un análisis previo de las mismas. Un estudio exhaustivo es una tarea multidisciplinar que implica una investigación a diferentes escalas. Un primer paso es reconocer su aspecto para situarlos en un contexto histórico y social. Esta tarea pertenece a historiadores y restauradores. Un reconocimiento más allá de su aspecto superficial requiere el uso de distintas técnicas de análisis para determinar características detalladas de los materiales, tales como su composición química, colocación de los átomos en las moléculas o en cristales, defectos de red, etc. Estos estudios se realizan en estrecha colaboración con otros especialistas como físicos, químicos, geólogos, etc. Entre las técnicas más utilizadas para la caracterización de materiales se encuentran algunas derivadas de la Física Atómica y Nuclear, que permiten determinar la composición química elemental, desde la superficie hasta una profundidad de algunas micras. La elección de una técnica frente a otra dependerá del problema en concreto. Dentro del amplio rango de técnicas existentes en la actualidad, la fluorescencia de Rayos X es especialmente apreciada ya que se trata de un método no destructivo¹ y con la gran ventaja adicional de que es de fácil transporte^{2,3}.

En este estudio se ha intentado comprobar la viabilidad de esta técnica en su aplicación a la pintura al óleo del pintor extremeño Pérez-Jiménez⁴ (1887-1967). Las pinturas analizadas (Fig. 1), aconsejadas por el director y la conservadora del Museo de Bellas Artes de Badajoz, presentan una variedad importante de características que dan pie a su análisis. Las obras pertenecen a diferentes periodos de la vida del autor, hecho que permite observar la evolución en los pigmentos utilizados. Parte de las obras han sido restauradas, pudiéndose comparar los pigmentos utilizados con los originales y así evaluar la calidad de la restauración. Por último, es interesante resaltar que una de estas obras restauradas, *El Ramito de Flores*, fue bastante afectada por los bombardeos acaecidos durante la Guerra Civil en Oviedo donde Pérez-Jiménez pasó gran parte de su vida.

El instrumental portátil del que se dispone está compuesto por un sistema integrado de generación de rayos X (ECLIPSE III, Amptek Inc., Bedford, MA) que incluye un tubo de rayos X, una fuente de alimentación y un control electrónico dentro de una cubierta compacta como agente excitador de los átomos de la muestra. Esta fuente opera a 30kV/100μA con un blanco de plata sólido y una ventana de salida. Aunque puede alimentarse tanto por batería como por corriente alterna, es preferible esta segunda opción (cuando sea posible) siempre con el uso de un controlador. El módulo de detección consta de un detector de alto rendimiento, un preamplificador y un sistema



Figura 1. Equipo experimental XRF en el análisis de las obras de Pérez-Jiménez.

de refrigeración (XR-100CR, Amptek Inc.) que utiliza un fotodiodo Si-PIN refrigerado termoelectricamente como detector de rayos X. Este sistema que está herméticamente cerrado tiene una ventana de berilio de 25 mm². La resolución energética es 220 eV (FWHM) para el pico de 5.9 keV de ⁵⁵Fe, con una constante de tiempo de 12 µs, según las indicaciones dadas por el fabricante. El rango de energías que puede medir está comprendido entre 2 y 150 keV, intervalo suficiente para poder registrar la mayor parte de las emisiones principales de la gran mayoría de elementos de la Tabla Periódica. Este módulo se conecta a una fuente de alimentación dotada con un amplificador, y ésta a su vez, a un analizador multicanal “de bolsillo” y a un ordenador portátil para la colección y análisis de los espectros de rayos X procedentes de la muestra. Los datos obtenidos y guardados en el ordenador han de ser calibrados en energía para comenzar la identificación de los picos del espectro. Para ello se han utilizado las tablas de emisiones de rayos X. Otro modo de identificar los picos es mediante el software WIN-QXAS que analiza y clasifica los picos del espectro directamente.

Agradecimientos

Nuestro agradecimiento a D. Román Hernández Nieves y a Dña. M^a Teresa Rodríguez Prieto, director y conservadora, respectivamente, del Museo de Bellas Artes de Badajoz por su inestimable ayuda y orientación. Agradecemos así mismo a la Junta de Extremadura por la financiación parcial de este trabajo (Proyecto GRU09011).

REFERENCIAS

1. Menu, M. *Microelectr. Eng.* **83**, 597-603 (2006).
2. Nuevo, M.J., Martín Sánchez, A. *Appl. Rad. Isotop.* **69**, 574-579. (2011)
3. Nuevo, M.J., Martín Sánchez, A. Oliveira, C. de Oliveira, J. (Enviado), *X-Ray Spectrom.*
4. Hernández Nieves, R. *Catálogo de Pinturas. Museo de Bellas Artes de Badajoz. Diputación de Badajoz*, 553-564 (2003).

Análisis de los canales de ruptura del sistema $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ en torno a la barrera de Coulomb.

J. P. Fernández-García^{1,4}, M. Cubero^{2,8}, L. Acosta³, M. Alcorta², M. A. G. Alvarez^{1,4}, M. J. G. Borge², C. Diget⁵, D. Galaviz⁶, J. Gómez-Camacho^{1,4}, J. A. Lay¹, M. Madurga², I. Martel³, A. M. Moro¹, I. Mukha¹, A. M. Sánchez-Benítez³, A. Shotton⁷, O. Tengblad² y P. Walden⁷

¹Dpto. de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad de Sevilla; jpfernandez@us.es.

²Inst. de la Estructura de la Materia, CSIC, Madrid.

³Dpto. de Física Aplicada, Universidad de Huelva.

⁴Centro Nacional de Aceleradores (CNA), Sevilla.

⁵Department of Physics, University of York, York, UK.

⁶CFNUL, Universidade de Lisboa, Lisboa, Portugal.

⁷TRIUMF, Vancouver, Canadá.

⁸CICANUM, Universidad de Costa Rica, San José, Costa Rica

Uno de los temas más interesantes de física nuclear en los últimos años ha sido el estudio de los núcleos exóticos. Estos núcleos son sistemas ricos en neutrones o protones que, en general, decaen por emisión beta con una semivida corta, del orden del ms. Al encontrarse lejos del valle de estabilidad las propiedades de estos núcleos, así como la forma en que interactúan con otros núcleos, pueden ser muy diferente a la de los núcleos estables, lo que hace atractivo el estudio de reacciones nucleares producidas por dichos núcleos.

El caso que vamos a tratar es la reacción del núcleo ^{11}Li con ^{208}Pb . Para ello se realizó un experimento en la línea ISAC-II del laboratorio de iones radiactivos de TRIUMF (Vancouver, Canadá), en el cual se hizo colisionar una haz de ^{11}Li con un blanco de ^{208}Pb a dos energías en torno a la barrera coulombiana, 24,2 y 29,7 MeV ($V_B \sim 28\text{MeV}$).

El núcleo de ^{11}Li se puede tratar como un *core*, o “núcleo”, de ^9Li y dos neutrones débilmente ligados. Estos dos neutrones tienen una gran probabilidad de encontrarse lejos del núcleo, dando lugar a lo que se conoce como halo nuclear. El núcleo de ^{11}Li es un ejemplo de los llamados núcleos borromeos, ya que los subsistemas n-n y n- ^9Li no son ligados, a pesar de que el sistema completo n-n- ^9Li sí es ligado. Debido a la estructura débilmente ligada del núcleo, la polarizabilidad dipolar coulombiana producida por el blanco de plomo afecta a la dispersión elástica a energías en torno a la barrera coulombiana, produciendo una reducción de la sección eficaz elástica frente a la sección eficaz de Rutherford. Además, dicha estructura da lugar a una gran probabilidad de ruptura del núcleo, la cual se ha confirmado en el experimento realizado, donde se obtuvo una gran producción de núcleos de ^9Li .

El sistema experimental de medida utilizado abarca un gran rango angular, comprendido entre 10° y 140° , y permite separar los fragmentos de ^9Li provenientes de la ruptura del proyectil de ^{11}Li mediante cuatro telescopios de silicio. De esta forma se pudo medir la probabilidad de ruptura y la distribución en energía de los fragmentos de ^9Li .

Los datos experimentales se han comparado con cálculos de canales acoplados con discretización del continuo (CDCC). Este método es una generalización de los cálculos de canales acoplados (CC), donde se han incorporado los estados no ligados correspondientes al continuo del proyectil, sustituyéndolos por un conjunto discreto y finito de estados con energía positiva denominado *bines*. En este caso hemos usado un modelo simplificado del núcleo de ^{11}Li , tratándolo mediante un modelo simple

de dos cuerpos ($2n-^9\text{Li}$), de forma que se considera a los dos neutrones como una única partícula llamada *di-neutrón* [1]. En los cálculos CDCC hemos incluido tanto acoplamientos nucleares como coulombianos.

Además de comparar con cálculos CDCC, hemos comparado los datos experimentales con cálculos semiclásicos, donde sólo se considera la excitación dipolar coulombiana de primer orden.

Ambos cálculos reproducen bien los datos para ángulos delanteros, indicando que a esos ángulos la disociación del proyectil se debe principalmente a la interacción dipolar coulombiana y que, por tanto, este observable es muy sensible a la probabilidad de excitación coulombiana $B(E1)$. Mientras que para ángulos mayores y a energías por encima de la barrera coulombiana los datos empiezan a desviarse del cálculo semiclásico, a consecuencia de los efectos nucleares y de acoplamientos coulombianos de orden superior.

REFERENCIAS

1. A.M. Moro et al. *Phys. Rev. C*, **75**, 064607 (2007).

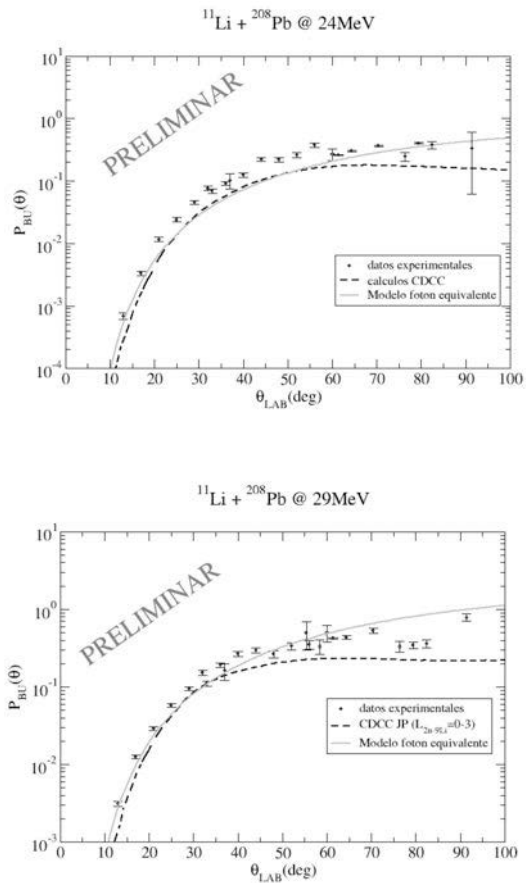


Figura 1. Comparación de la probabilidad de ruptura experimental y los cálculos CDCC y semiclásico para las distintas energías incidentes.

Análisis del potencial de emanación de radón de rocas volcánicas de la Isla de Gran Canaria

H. Alonso¹, J. G. Rubiano¹, M. A. Arnedo¹, I. López-Coto², J. M. Gil¹, R. Rodríguez¹, R. Florido¹, P. Sancho¹, P. Martel¹

¹Dpto. Física, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria. Campus de Tafira, 35017, Las Palmas de Gran Canaria. España.

²Dpto. Física Aplicada, Universidad de Huelva. Facultad de Ciencias Experimentales 21071, Huelva. España. halonso@dfis.ulpgc.es

Introducción

El radón y sus productos de desintegración de corta duración son los principales responsables de la exposición humana a las radiaciones ionizantes de origen natural. Esta contribución representa el 50% de la dosis total. Por ello, es importante evaluar el papel y la contribución de los diferentes materiales que pueden actuar como fuentes de radón en viviendas y lugares de trabajo. Hemos elegido el potencial de radón, Ω , para cuantificar el riesgo potencial debido a diferentes materiales, que se define como $\Omega = \varepsilon C_{\text{RA}}$ (Bq / kg) donde ε (adimensional) el factor de la emanación de radón, es decir, la fracción del ^{222}Rn que ha sido producido por la descomposición de ^{226}Ra en una muestra y C_{RA} (Bq / kg) la concentración de ^{226}Ra en la muestra. El potencial del radón definido así, es una característica del material que no está influenciada por las condiciones experimentales para su determinación puede ser un parámetro adecuado para la clasificación o comparación de los materiales porosos en relación con su peligro radiológico. Para determinarlo utilizamos el análisis de las curvas de acumulación en una cámara sellada. Cada medida acumulación requiere un tiempo de tres semanas para asegurar que se alcanza la concentración de equilibrio. La medida de la de concentración de radón se realiza mediante un detector en continuo Alphaguard de Genitron Instruments.

El proceso de acumulación de radón en la cámara sellada está gobernado por una ecuación de balance con un término fuente dependiente del tiempo. La solución de esta ecuación de balance representa un crecimiento exponencial de la concentración de radón en el interior de la cámara con un tiempo efectivo constante, que depende de las fugas de la cámara y las características de la muestra.

$$\frac{dC_{\text{Rn}}^a}{dt} = \frac{E(t)S}{V_c} - \lambda_{\text{Rn}} C_{\text{Rn}}^a - \lambda_v C_{\text{Rn}}^a \quad C_{\text{Rn}}^a(t) = C_{\text{Rn}}^{\text{sat}}(t) + (C_{\text{Rn}}^0 - C_{\text{Rn}}^{\text{sat}})e^{-\lambda_{\text{eff}}t}$$

Resultados

En este trabajo presentamos los resultados del análisis de la emanación de radón de material volcánico de la isla de Gran Canaria. Con base en el mapa de radiación gamma natural (MARNA) de esta isla, las muestras corresponden a un conjunto de rocas elegidas de acuerdo a criterios litológicos, es decir, en función de su composición química y mineralógica. En la litología de Gran Canaria domina sobre todo el basalto. A esto hay que añadir la extraordinaria complejidad geológica de la isla de Gran Canaria, donde además del material mencionado, aparecen distribuidos por su superficie una proporción muy significativa de las rocas de composición intermedia (traquibasaltos) y sálico (traquitas y fonolitas). Del

mismo modo, también es muy notable en estas dos islas la existencia de ignimbritas fonolíticas de composición y texturas variadas.

Muestra	Litotipo	Edad estimada	Tasa de exposición (μR/h)
1	Fonolitas	13,3 - 8 Ma	40
2	Fonolitas	5.5 – 2,9 Ma	20
3	Sienitas	12.3 – 8,9 Ma	30
4	Basaltos	14.5 - 6 Ma	6
5	Basaltos	2500 a	4
6	Riolitas	14 - 13.3 Ma	40

Tabla 1. Relación de muestras analizadas.

En la figura 2 se muestran las curvas de acumulación obtenidas para las distintas muestras

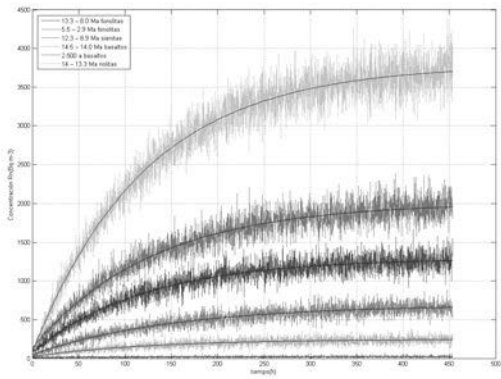


Figura 1. Curvas de acumulación obtenidas

Muestra	W (Bq/kg)
Fonolitas antiguas	14 ± 3
Fonolitas recientes	18 ± 3
Sienitas	5 ± 2
Basaltos antiguos	3 ± 1
Basaltos recientes	0,5 ± 2
Riolitas	40 ± 4

Tabla 2. Potencial de radón. Resultados.

Los resultados obtenidos coinciden con la estructura geológica de las muestras. Tanto las fonolitas como las riolitas presentan elementos traza como el uranio, torio, rubidio y estroncio que pueden explicar los valores de potencial de radón calculados. Los basaltos, rocas básicas, no presentan este tipo de elementos.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido financiado por el Consejo de Seguridad Nuclear en su convocatoria de proyectos de I+D del año 2009 y por la Agencia Canaria de Investigación, innovación y Sociedad de la Información del Gobierno de Canarias.

REFERENCIAS

1. Carracedo, J.C.; Pérez-Torrado, F.J.; Ancochea, E.; Meco, J.; Hernán, F.; Cubas, C.R.; Casillas, R.; Rodríguez-Badiola, E. y Ahijado, A. (2002). Cenozoic volcanism II: the Canary Islands. En “The Geology of Spain” (Scientific Editors: W. Gibbons y T. Moreno). The Geological Society of London, 439-472).

2. López-Coto, I. Mas, J.L., Bolivar, J.P., García-Tenorio, R, A short time method to measure the radon potential of porous materials. Applied radiation and Isotopes 67. 133-138.

Analysis of isotopic shifts in the framework of relativistic nuclear models

R. Niembro¹, S. Marcos¹, M. López-Quelle² and L. N. Savushkin³

¹ Dpto. Física Moderna, Universidad de Cantabria, 39005 Santander; niembror@unican.es

² Dpto. Física Aplicada, Universidad de Cantabria, 39005 Santander.

³ Dpto. Física, Universidad de St. Petersburg, 191065 St. Petersburg.

The isotopic dependence of the nuclear charge radii (r_c) and the binding energies (BE) is a good testing ground for nuclear models. This subject is also closely related to other fundamental topics in nuclear research [1]. For example, some nuclei, termed as exotic, exhibit extreme ratios of the number of neutrons to protons in comparison with the nuclei around the β -stability valley. As another example, the presence of neutron skins or halos reveals, how the underlying proton-neutron interaction modifies matter and charge radii, as we change the number of neutrons. Of special interest has been the description of the so-called anomalous kink effect (KE) of the r_c in the Pb isotopic family. Non-relativistic models with Skyrme and Gogny forces are unable to reproduce it, unless an *ad hoc* modification is introduced in the density dependence of the spin-orbit potential [2]. On the contrary, in the relativistic mean field (Hartree) approach (RHA), a good description of this phenomenon is achieved [3,4]. The natural extension of this investigation is to include the exchange terms as in the relativistic Hartree-Fock approach ($RHFA$). Nevertheless, this approximation is much more complicated than the previous one. So far the present work along with [5,6] are the only papers dealing with this problem. However, in contrast with [5,6], where the authors use models containing density-dependent coupling constants, we use a different approach based on the non-linear self-interactions between mesons, in the present work.

Here, the main goal is to identify and analyze those factors which are most influential in the isotopic shifts. To this end, we use a variety of nuclear models, both in the RHA and in the $RHFA$, all of them based in the interchange of the virtual σ , ω , ρ and π mesons. The different parameterizations differ from each other in which mesons are active and what kind of approximation is used for each one. We also include pairing correlations in the BCS formalism. This calculation is performed self-consistently with the resolution of the Hartree or Hartree-Fock equations. The parameters of the models are the meson-nucleon coupling constants and those that enter in the non-linear functional term [7] of the Lagrangian. Their total number depends on each specific parameterization. Their values are obtained by fitting the r_c and the BE of the ^{16}O , ^{40}Ca and ^{208}Pb nuclei. A similar degree of accuracy is achieved for all the models. The predictions for the nuclear matter (NM) observables are quite reasonable in all cases.

Our results identify the compressibility modulus (K) as an influential factor on the magnitude of the KE . That is, as K increases the KE decreases. This correlation can be interpreted in the following terms. For some nuclei, such as ^{40}Ca and ^{208}Pb , the nuclear density, ρ_B , reaches values $\rho_B(0)$ in the interior of the nucleus outstandingly larger than those of the saturation in NM (ρ_0). Therefore, to maximize the BE inside of the nucleus as K increases would force to decrease the density in that region and, as a consequence, r_c would elongate. An opposite effect takes place in the surface, where $\rho_B < \rho_0$, so that r_c shortens. Which mechanism prevails over the other depends on the size of the nucleus, in particular, for the ^{208}Pb , the nuclear surface extends over a shorter length compared

to that of the inside. One would expect that r_c increases. Since the ^{208}Pb nucleus provides a larger $\rho_B(0)$ than that of the ^{214}Pb nucleus, the lengthening of r_c , in the ^{208}Pb nucleus, becomes greater than in the ^{214}Pb nucleus, consequently, the magnitude of the KE reduces. The underlying mechanism which rules this behavior is the neutron-proton interaction preferentially in the nuclear surface. The non-linear terms of a meson field modify the value of its mass from that in free space and give rise to an effective mass, which depends on the nuclear density. We find that the effective scalar mass, m_σ^* , increases with the density from its free value, m_σ , until its maximum at ρ_0 . Therefore, the attractive interaction of the σ field is diminished inside of the nucleus from that in the surface, so that K decreases and the KE increases.

Another influential factor on the isotopic shifts is the symmetry energy (e_{sym}). The difference, Δr , between the charge radii of the ^{48}Ca nucleus and the ^{40}Ca one is within the interval $-0.01 \text{ fm} < \Delta r \leq 0$. We find a plausible explanation to this peculiar behavior based on the effects of the e_{sym} . To this end, we use the $NL3^*$ model [8] and one version of it, labeled $NL3^*I$. In $NL3^*I$, we switch off the ρ vector meson by cancelling its coupling constant, g_ρ . The main difference between $NL3^*$ and $NL3^*I$ stems from the behavior of e_{sym} as a function of ρ . In the $NL3^*I$ model, the values of the $e_{\text{sym}}(\rho)$ are below those of the $NL3^*$ one, and, in both cases, this function increases almost linearly with the density. ^{48}Ca exhibits a prominent increase of the neutron density, ρ_n , with respect to that of the ^{40}Ca in the region around $r \sim 3 \text{ fm}$, where the difference $\rho_n - \rho_p$ is also more accentuated. This configuration makes neutrons polarize protons towards that region by dragging them from the surface, reducing r_c , and from the interior, increasing r_c . The balance of these two opposite effects provides a result that is compatible with the experimental one.

REFERENCES

1. Perspectives of Nuclear Physics in Europe-NuPECC. Long Range Plan 2010. Published by the European Science Foundation (November 2010)
2. Reinhard P. G. and Bender M. *Lect. Notes. Phys.* **641** 254 (2004)
3. Sharma M. M., Lalazissis G. A., König J. and Ring P., *Phys. Rev. Lett.*, **74** 3744 (1995)
4. Marcos S., Savushkin L. N., López-Quelle M., Niembro R. and Bernardos P. *Phys. Lett. B* **507** 135 (2001)
5. Long W. H., Meng J., Van Giai N. and Shan-Gui Zhou, *Phys. Rev. C* **69** 034319 (2004)
6. Long W. H., Sagawa H., Van Giai N. and Meng J., *Phys. Rev. C* **76** 034314 (2007)
7. Bernardos P., Fomenko V. N., Van Giai N., López-Quelle M., Marcos S., Niembro R. and Savushkin L. N., *Phys. Rev. C* **48** 2665 (1993)
8. Lalazissis G. A., Karatzikos S., Fossion R., Pena Arteaga D., Afanasjev A. V. and Ring P., *Phys. Lett. B* **671** 36 (2009)

Aspectos de estructura nuclear en la desintegración beta simple y doble del ^{76}Ge

O. Moreno¹, J. M. Bofillos¹, E. Moya de Guerra¹

¹ Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad Complutense de Madrid.
Av. Complutense, s/n. 28040 Madrid, España. Correo electrónico: osmoreno@fis.ucm.es

La estructura de los núcleos juega un papel crucial en su desintegración beta y doble beta, influyendo particularmente en los valores de los elementos de matriz y por tanto en su vida media. Un aspecto de la estructura nuclear al que son muy sensibles las probabilidades de desintegración de tipo beta es la ocupación relativa de las capas activas de los núcleos involucrados. Experimentos recientes [1] han proporcionado las ocupaciones de las capas activas de protones y neutrones del ^{76}Ge y de su hijo doble beta ^{76}Se . Los cálculos usuales de estructura nuclear proporcionan ocupaciones que difieren notablemente de las experimentales, especialmente para los neutrones, lo que crea la necesidad de introducir modificaciones en los modelos que permitan solventar esta situación. Una posible solución estudiada en [2] consiste en incrementar la intensidad del término de interacción espín-órbita de la fuerza efectiva neutrón-neutrón con la que se construye el campo medio nuclear. Al combinar esta modificación con la deformación experimental se reproducen las ocupaciones experimentales de los núcleos en estudio con muy buena aproximación. Sin embargo, y como efecto colateral, la resonancia Gamow-Teller de la desintegración del ^{76}Ge aumenta su energía, alejándose del valor experimental. Esto se debe a que las transiciones que integran esa resonancia conectan dobletes espín-órbita, cuya separación en energía se incrementa al aumentar la intensidad de la interacción.

En este trabajo analizamos el efecto de combinar una corrección espín-órbita con una corrección de momento angular orbital en las energías de partícula independiente:

$$\Delta\epsilon = \mu_o \left(\langle \varphi | l^2 | \varphi \rangle - \langle l^2 \rangle_N \right) + \mu_{s-o} \langle \varphi | l \cdot s | \varphi \rangle$$

siendo μ_o , $\mu_{s-o} < 0$ los parámetros de las correcciones de órbita y de espín-órbita respectivamente y φ las funciones de onda de partícula independiente. El efecto de la corrección de momento angular orbital es aproximar aún más el potencial nuclear medio a la forma de pozo cuadrado, lo que confiere mayor energía de ligadura a los estados con mayor momento angular orbital l dentro de una capa mayor N . Para que el centro de gravedad de cada capa mayor de oscilador N no se desplace modificando el volumen nuclear, se introduce un término que resta la corrección promedio de los niveles de esa capa ($\langle l^2 \rangle_N$). La corrección de espín-órbita, por su parte, aumenta la distancia energética entre los estados con distinto momento angular total j provenientes de un mismo valor de l .

Obtenemos la estructura nuclear (funciones de onda, energías y ocupaciones de estados de nucleones independientes) mediante un campo medio Hartree-Fock con interacciones nucleón-nucleón de Skyrme (SLy4) e interacciones de apareamiento en aproximación BCS. Se introduce la posibilidad de deformación nuclear axial expresando las funciones de onda de partícula independiente en base de oscilador armónico axialmente deformado.

En la figura 1 se muestran las ocupaciones de las capas activas de neutrones del ^{76}Ge y de protones del ^{76}Se (que son las que se conectan en la transición doble beta $^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$), ambos esféricos: capa $1p$ (punteada, que incluye las ocupaciones de los niveles $1p_{1/2}$ y $1p_{3/2}$, con ocupación máxima total 6), capa $0f_{5/2}$ (discontinua, ocupación máxima 6) y capa $0g_{9/2}$ (continua, ocupación máxima 10). Las ocupaciones experimentales [1] aparecen como líneas horizontales más claras. Al variar el parámetro de la corrección de órbita μ_o (parte superior de la figura), el efecto sobre las capas $1p$ y $0g_{9/2}$ va en la dirección correcta hasta alcanzar las ocupaciones experimentales para valores de μ_o en torno a 0.4 MeV, pero apenas tiene efecto en la capa $0f_{5/2}$. En el caso de la corrección de espín-órbita μ_{s-o} (parte inferior de la figura), el efecto aislado es en general pequeño para todas las capas. Sin embargo, existen combinaciones de ambas correcciones que consiguen reproducir razonablemente las ocupaciones experimentales, como por ejemplo $\mu_o \approx 0.3$ MeV y $\mu_{s-o} \approx 0.5$ MeV para neutrones del ^{76}Ge , y $\mu_o \approx 0.2$ MeV y $\mu_{s-o} \approx 0.2$ MeV para protones del ^{76}Se . Con esta nueva estructura para los estados fundamentales del ^{76}Ge y ^{76}Se , y considerando también la deformación experimental de éstos, pueden calcularse los elementos de matriz beta de ambos núcleos y el de la desintegración doble beta de la que forman parte.

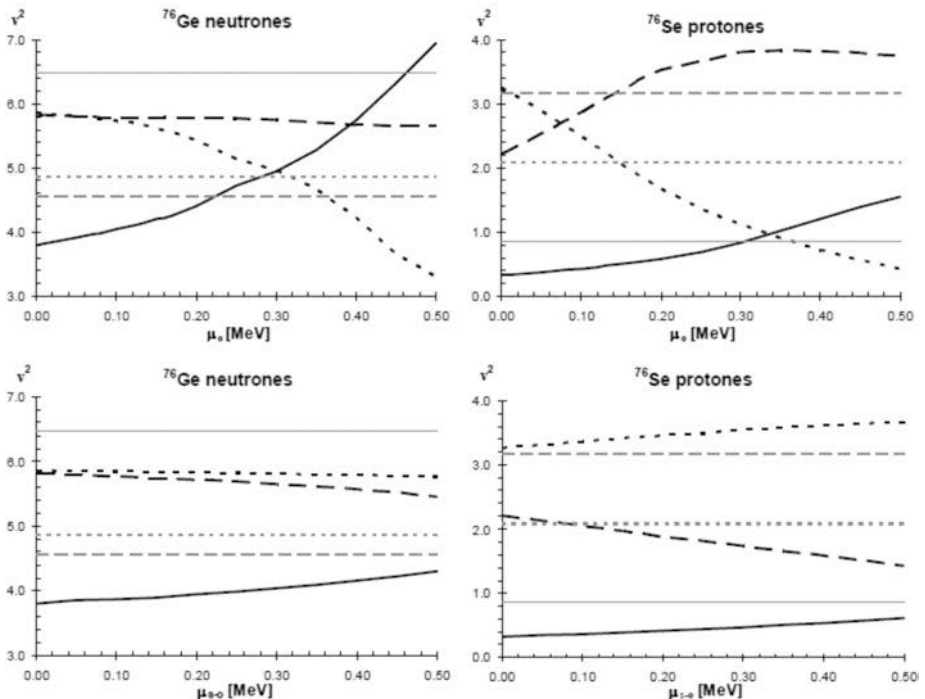


Figura 1: probabilidades de ocupación teóricas y experimentales en las capas activas de ^{76}Ge y ^{76}Se en función de los parámetros orbital (arriba) y de espín-órbita (abajo).

REFERENCIAS

1. Schiffer J.P. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 112501 (2008); Kay B.P. *et al.*, *Phys. Rev. C* **79**, 021301(R) (2009).
2. Moreno O. *et al.*, *Phys. Rev. C* **81**, 041303(R) (2010).

Caos en hadrones

L. Muñoz¹, C. Fernández-Ramírez^{2,1}, A. Relaño³, J. Retamosa²

¹European Centre for Theoretical Studies in Nuclear Physics and Related Areas (ECT*), Villa Tambosi, Strada delle Tabarelle 286, I-38050 Villazzano (Trento), Italia; laura@nuc5.fis.ucm.es.

²Grupo de Física Nuclear, Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad Complutense de Madrid, Avda. Complutense s/n, E-28040 Madrid.

³Instituto de Estructura de la Materia, CSIC, Serrano 123, E-28005 Madrid.

A pesar de las dificultades y controversia inicial en cuanto a su propia definición, el Caos Cuántico es ya una disciplina bien establecida. El caos en Mecánica Clásica está claramente definido en base al concepto de integrabilidad y puede identificarse mediante características típicas como la separación exponencial de las trayectorias. En Mecánica Cuántica no es posible una definición análoga por razones fundamentales, no existe el concepto de trayectoria y tampoco es posible una definición clara y coherente del concepto de integrabilidad. Sin embargo, el estudio de los espectros de energía de los sistemas cuánticos ha llevado a establecer una clara conclusión que permite distinguir dos tipos de sistemas: las fluctuaciones espectrales de los sistemas cuánticos cuyo análogo clásico es integrable siguen la estadística de Poisson y las de aquellos cuyo análogo clásico es caótico siguen la estadística que predice la Teoría de Matrices Aleatorias (TMA) [1].

En los últimos años las técnicas de estadística espectral utilizadas en Caos Cuántico se han aplicado con éxito al espectro de bariones [2,3], revelando su carácter caótico. Sin embargo, los correspondientes espectros teóricos [4,5] presentan un comportamiento más próximo al de los sistemas integrables, mostrando que teoría y experimento son estadísticamente incompatibles [3]. Además, la discrepancia no puede explicarse en base al problema de las resonancias perdidas: los modelos teóricos predicen más resonancias de las que se han encontrado experimentalmente, pero es sabido que la existencia de niveles perdidos en el espectro implica que la estadística propia de los sistemas caóticos (TMA) se desplaza hacia la de los sistemas integrables (Poisson) [6]. En cambio en este caso el espectro completo es de tipo Poisson y el que tiene niveles perdidos de tipo TMA. Es decir, la discrepancia es muy significativa y no puede explicarse sino en base a una revisión y mejora de los modelos teóricos.

En esta comunicación se presenta un análisis mejorado del espectro de bariones llevado a cabo en [3]. Por un lado, se manipulan las distribuciones estadísticas de Poisson y TMA para adaptarlas al caso en que la estadística de niveles es muy baja, como es el que nos ocupa, de esta manera la comparación es ahora más fiable. El nuevo resultado confirma con mayor firmeza las conclusiones obtenidas en el trabajo anterior. Por otro lado, teniendo en cuenta las barras de error de los datos experimentales, se realiza un análisis estadístico de los posibles espectros experimentales generados desplazando las energías dentro de unos intervalos dados por dichas barras de error. El resultado de nuevo confirma la conclusión inicial, es decir, la posible variación de los niveles dada por las barras de error asociadas no produce un efecto significativo como para llegar a cambiar el tipo de estadística que sigue el espectro experimental. Además, en ambos casos, aparte del estadístico utilizado en [3], la distribución de espaciamientos a primeros vecinos, se analizan los momentos de la distribución, que dan un mayor apoyo al resultado, ya que se calculan sin ambigüedad a partir de los espaciamientos y no dependen, como la distribución, de la posible elección del binnedo.

Por último, se realiza un análisis análogo del espectro experimental de mesones, con conclusiones similares. El espectro experimental es más próximo a la estadística TMA que a la de Poisson. En este caso el espectro teórico no presenta una clara incompatibilidad estadística con el experimental.

REFERENCIAS

1. F. Haake, *Quantum signatures of chaos*, Springer-Verlag, Heidelberg (2001); T. Guhr, A. Müller-Groeling y H. A. Weidenmüller, *Phys. Rep.* **299**, 189 (1998); J. M. G. Gómez, K. Kar, V. K. B. Kota, R. A. Molina, A. Relaño y J. Retamosa, *Phys. Rep.* **499**, 103 (2011).
2. V. Pascalutsa, *Eur. Phys. J. A* **16**, 149 (2003).
3. C. Fernández-Ramírez y A. Relaño, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 062001 (2007).
4. S. Capstick y N. Isgur, *Phys. Rev. D* **34**, 2809 (1986).
5. U. Löring, K. Kretzschmar, B.Ch. Metsch y H.R. Petry, *Eur. Phys. J. A* **10**, 309 (2001); U. Löring, B.Ch. Metsch y H.R. Petry, *Eur. Phys. J. A* **10**, 395 (2001); *Eur. Phys. J. A* **10**, 447 (2001).
6. R. A. Molina, J. Retamosa, L. Muñoz, A. Relaño y E. Faleiro, *Phys. Lett. B*, **644**, 25 (2007).

Caracterización de un detector de silicio para medida de dosis en 2D de tratamientos con radioterapia

A. Bocci¹, M. A. Cortés Giraldo², Z. Abou-Haidar¹, M.I. Gallardo², J. M. Espino², R. Arráns³, M. A. G. Alvarez², J. M. Quesada², A. Pérez Vega-Leal⁴, F. J. Pérez Nieto⁵

¹Centro Nacional de Aceleradores (CNA), Universidad de Sevilla; ziadah@us.es.

²Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad de Sevilla.

³Hospital Universitario Virgen Macarena, Sevilla.

⁴Escuela Superior de Ingenieros, Universidad de Sevilla.

⁵Instalaciones Inabensa S.A., Sevilla.

Este trabajo tiene como objetivo la caracterización de un detector de tiras de silicio acoplado a su sistema de adquisición de datos para una nueva técnica de obtención de mapas de dosis en planos axiales, depositadas en tratamientos de radioterapia.

La complejidad de los tratamientos actuales de radioterapia, como la IMRT, hace necesaria una verificación previa que asegure el cálculo obtenido por el sistema de planificación (TPS) [1,2]. Debido a su alta resolución espacial y a la posibilidad de comparar distribuciones de dosis en planos axiales del paciente, la dosimetría fotográfica ha sido el método más utilizado para este objetivo [3,4]. Sin embargo, las películas radiográficas presentan algunos serios inconvenientes como la complejidad de su procesado y calibración que implican en un retraso inevitable entre irradiación y lectura. Por tanto, es importante desarrollar nuevos sistemas de detección que mejoren los tradicionales y que, además, sean capaces de realizar las verificaciones de forma simple, económica y correcta.

En los últimos años, se han desarrollado varios sistemas basados en cámaras de ionización y detectores de silicio dispuestos en matrices 1D o 2D [5-11]. Estos sistemas, a diferencia de las películas, tienen la ventaja de proporcionar la dosis en tiempo real, pero su resolución espacial es significativamente peor, necesitan una electrónica compleja y no son efectivos en general para la obtención de mapas de dosis en planos axiales [12-13].

En este trabajo presentamos la caracterización de un detector de tiras de silicio (SSSSD: Single Sided Silicon Strip Detector), producido por la empresa Micron Semiconductor Ltd. [14], utilizándolo como sistema de verificación de tratamientos en radioterapia. Para obtener la energía depositada en cada tira, se realizaron cálculos con TPS (Pinnacle³) y con un código de simulación Monte Carlo, desarrollado con Geant4, que reproduce el sistema completo. Dichos resultados se han comparado con los datos experimentales.

El detector SSSSD modelo W1(SS)-500, tiene un espesor de 500 μm ; está segmentado en 16 tiras y se usa habitualmente en experimentos de reacciones nucleares para detectar partículas cargadas. Tiene un área activa de 50 x 50 mm² y una distancia de 3.1 mm entre los centros de dos tiras consecutivas. Este detector ha sido seleccionado, por su bajo coste económico y por la experiencia de nuestro grupo con el uso de este tipo de detectores. Así, hemos investigado las ventajas y desventajas de aplicar esta tecnología a un nuevo método para la reconstrucción del mapa de dosis en verificación de tratamientos de radioterapia.

Para realizar las calibraciones y las medidas, se diseñaron y fabricaron dos maniqués de polietileno que alojaban el detector. En las medidas con el maniquí plano,

el área activa del detector se sitúa perpendicular a la dirección del haz de fotones. En cambio, en el maniquí cilíndrico el detector se sitúa en un plano axial y puede girar con respecto a la incidencia del haz de fotones. Esta geometría es muy parecida a la que se encuentra en los tratamientos de radioterapia, donde la distribución de dosis suele presentarse, para la planificación de éste, en el plano axial del paciente. Con el fin de realizar una primera calibración, se situó el detector en el maniquí plano, irradiándolo con su área activa perpendicular al eje del haz. Posteriormente, se alojó el detector en el maniquí cilíndrico, para caracterizar su respuesta en función del ángulo formado por las tiras y el haz.

La irradiación se realizó en el Hospital Universitario Virgen Macarena en Sevilla, con un acelerador lineal Siemens PRIMUSTM operando en modo de fotones de 6 MV nominales y una tasa de dosis de 200 unidades monitor (UM) por minuto. La unidad monitor es una unidad de fluencia definida de manera que deposita una dosis de 1 cGy en un maniquí de agua en condiciones de referencia (campo de radiación 10 x 10 cm², distancia fuente-superficie 100 cm, profundidad en agua 1.5 cm).

En primer lugar, con el maniquí plano, se estudia la linealidad, curva de dosis en profundidad (PDD), uniformidad y penumbra del sistema detector. La linealidad del detector de silicio con la dosis es superior al 0.5 %, y el acuerdo con la curva de PDD, medida con cámara de ionización, es del 1 %. Este resultado concuerda también con las simulaciones con GEANT4. Por otro lado, el maniquí cilíndrico está diseñado para acercarse a las condiciones más frecuentes en entornos clínicos. Con él se ha estudiado el comportamiento angular del detector y recalibrado éste en la posición de tratamiento. Los resultados obtenidos muestran que el nuevo factor de calibración es independiente tanto de la tira como del ángulo formado por ésta con el haz de radiación. Este hecho se observa también en los cálculos realizados mediante la simulación Monte Carlo.

Este trabajo es parte de un proyecto más ambicioso dirigido a la validación de un nuevo método para la medida de mapa de dosis en planos axiales. Los resultados finales muestran que las características del detector y del sistema prototipo desarrollado son aceptables para este objetivo. Por último, se están estudiando mejoras en el método mediante la utilización de un SSSSD con un número mayor de tiras, minimizando la anchura de las mismas, la utilización de un detector de silicio de multi-tiras de doble cara (DSSSD: Double Sided Silicon Strip Detector) o con una matriz bidimensional de detectores de silicio, con el objetivo de mejorar la resolución espacial del sistema.

REFERENCIAS

1. Dyk J., Barnett R., Cygler J., Shragge P., *Int J Radiat Oncol Biol Phys*, **26**, 261–273 (1993)
2. Cadman P. et al, *Physics in Medicine and Biology*, **47**, 3001–3010 (2002)
3. Chair A. N.-R. et al, *Medical Physics*, **25**, 2093–2115 (1998)
4. Arrans R. et al, *Rev Fis Med*, **2**, 83–104 (2009)
5. <http://www.aapm.org/meetings/05AM/pdf/18-4147-88232-65.pdf>
6. Talamonti C., Casati M., Bucciolini M., *Medical Physics*, **33**, 4367–4378 (2006)
7. Rosenfeld A. B., *Radiation Measurements*, **41**, S134 – S153 (2006)
8. Jursinic P. A., Nelms B. E., *Medical Physics*, **30**, 870–879 (2003)
9. Wong J. H. D. et al, *Medical Physics*, **37**, 427–439 (2010)
10. Banci Buonamici F. et al., *Medical Physics*, **34**, 1372–1379 (2007)
11. <http://www.scandidos.com/>
12. Sadagopan R. et al., *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, **10 No 2**, 104–119 (2009)
13. Saminathan S. et al, *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, **11 No 2**, 116–127 (2010)
14. <http://www.micronsemiconductor.co.uk/>

Caracterización radiológica de las principales cuevas turísticas de Extremadura

A. Martín Sánchez¹, J. De la Torre¹, A. B. Ruano¹, F. L. Naranjo¹

¹Departamento de Física, Universidad de Extremadura, 06071 Badajoz; ams@unex.es, jdltp@unex.es, abrs@unex.es, naranjo@unex.es.

Está demostrado que exposiciones continuadas a concentraciones elevadas de radón (^{222}Rn), gas radiactivo de origen natural que emana de la superficie terrestre, aumentan el riesgo de sufrir cáncer de pulmón en las personas [1]. Por ello, es necesario el control de las exposiciones a las que el ser humano está sometido. En el Reglamento de Protección Sanitaria contra radiaciones ionizantes [2] se establecen las disposiciones relativas a las fuentes naturales de radiación y se definen las actividades que deben ser sometidas a estudio. El ser humano pasa gran parte del día en su puesto de trabajo y, por ello, el Consejo de Seguridad Nuclear ha definido los lugares susceptibles de estudio que pueden presentar potencialmente concentraciones de este gas radiactivo más elevadas. Uno de estos lugares son las cuevas, y por ello se ha realizado una campaña de medidas destinada a la valoración del riesgo descrito en las cuevas de la Comunidad Extremeña y a sus posibles remediaciones, en caso de ser necesarias. El valor de referencia actualmente asumido como nivel de protección de los trabajadores frente a la exposición de ^{222}Rn en puestos de trabajo es de 400 Bq/m^3 , bajando a 200 Bq/m^3 en algunas situaciones específicas [3].

En Extremadura se encuentran dos complejos de cuevas que pueden ser visitadas por el público. Uno de ellos, las cuevas de Fuentes de León, se encuentra en el sur de la provincia de Badajoz, y el otro, cuevas de Castañar de Ibor, en Cáceres (Figura 1). El complejo de las cuevas de Fuentes de León está formado por un conjunto de cuatro cuevas independientes: del Caballo (con agua subterránea), de Masero (con formaciones de calcita), de los Postes (con restos arqueológicos) y del Agua (esta última está cerrada al público debido a derrumbamientos y a preservación de la fauna). En Castañar de Ibor sólo existe una cueva, formada por varias dependencias, con estupendas formaciones de calcita y aragonito, que la confieren una belleza espectacular.



Figura 1. Localización de las cuevas en Extremadura.

En este estudio se ha realizado una caracterización radiológica desde el punto de vista de la concentración de radón en los dos complejos de cuevas, midiendo en las diferentes cuevas o salas (según el caso) con varios equipos. En concreto, se han medido la temperatura, la humedad, las actividades beta y gamma, la concentración de radón en aire y la concentración de radón en agua (cuando ha sido posible). Para ello se han utilizado, además de unas sondas portátiles (para temperatura y humedad) y de detectores Geiger portátiles (para actividades beta y gamma), detectores de carbón activo (“canisters”), detectores integradores “CR-39”, y el equipo de medida en continuo “Alphaguard”, comparando y chequeando todos los resultados obtenidos. Las medidas de radón en agua se han realizado usando la técnica de centelleo líquido [4].

En el caso del complejo de Fuentes de León, los resultados muestran que sólo en una de las cuevas (de Masero), y no en todas las ocasiones, se han obtenido concentraciones superiores a los 400 Bq/m^3 , presentando las concentraciones de radón grandes variaciones en las diferentes medidas realizadas en diversas épocas del año (desde 300 a 1300 Bq/m^3). Estos resultados aconsejan seguir con las campañas de medida, para considerar las variaciones estacionales y su influencia en la salud de los trabajadores de las cuevas (guías, arqueólogos, geólogos, espeleólogos, etc.).

En la cueva de Castañar de Ibor se han realizado medidas de concentración de radón en aire en 10 salas diferentes del interior de la cueva y en su entrada (Figura 2). Las medidas de radón en agua han podido ser realizadas en tres de sus salas, obteniendo resultados del orden de 70 Bq/L . Las concentraciones de radón en aire rondan los 45.000 Bq/m^3 , que supera ampliamente el valor tomado como nivel de protección de los trabajadores. Los resultados son bastante elevados, por lo que es completamente necesario establecer un estudio riguroso de estimación de dosis teniendo en cuenta las horas que los trabajadores afectados deben pasar en el interior de la cueva.

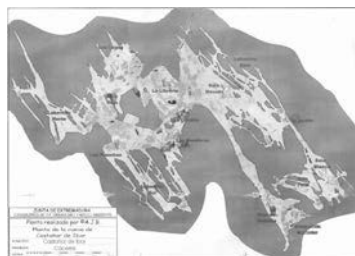


Figura 2. Plano con las diferentes salas de las cuevas de Castañar de Ibor (Cáceres).

Agradecimientos:

Trabajo financiado por el Consejo de Seguridad Nuclear y por la Junta de Extremadura (proyecto GRU09011).

REFERENCIAS

- [1] World Health Organization, 2009. WHO handbook on indoor radon: public perspective. Editado por H. Zeeb y F. Shannoun. ISBN 978 92 4 154767 3 (NLM classification: WN 615).
- [2] Real Decreto 1439/2010, de 5 de Noviembre.
- [3] Sanz Alduán, MT., Ramos LM Salvador. Alfa, 46-53 (2008).
- [4] Galán López, M., Martín Sánchez, A. J. Environ. Radioact. 99, 1539-43 (2008).

Characterization of a new segmented BaF_2 total absorption gamma-ray spectrometer

E. Valencia¹, J. Agramunt, A. Algora, E. Estévez, G. Giubrone, M. D. Jordan, F. Molina,
S. E. A. Orrigo, C. Domingo-Pardo, A. Pérez, B. Rubio, J.L. Tañ

Instituto de Física Corpuscular, CSIC-Univ. Valencia, Apdo. Correos 22085, E-46071 Valencia

¹ ebvalma@ific.uv.es, Tel +34963543503, Fax +34963543488.

Work and Detector description

To study the decay properties of neutron-rich nuclei away from the valley of beta stability, a novel Total Absorption Spectrometer, TAS has been developed at IFIC (Valencia). See Figure 1.

The TAS allows the precise measurement of β -intensity distribution, which is of relevance in nuclear structure studies and applications in astrophysics and nuclear technology [1].

This spectrometer composed of 12 BaF_2 crystals, has a compact design for easy handling, neutron discrimination capability to reduce the background of β -delayed neutrons from exotic nuclei, and γ -ray cascade multiplicity determination for reduction of systematic errors in the data deconvolution process.

First measurements have been performed in November 2009 at the IGISOL facility in JYFL (Finland).

The results of the characterization of this spectrometer, which has been performed at IFIC, using different laboratory sources (^{22}Na , ^{60}Co , and ^{137}Cs) are described in this work.

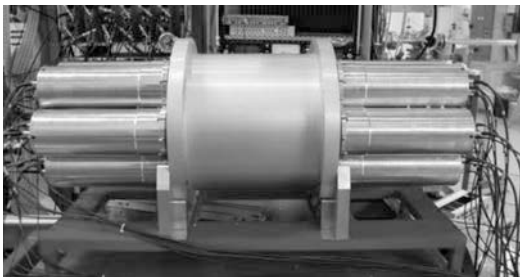


Figure 1. Total Absorption Spectrometer

Experimental Results and Characterization

A correct gain matching of the individual crystal signals is essential to reconstruct accurately the sum energy signal of the detectors fired in each event. An online gain stabilization system was implemented using the contaminant α -peaks as a reference. These α -peaks come from the Ra content of BaF_2 crystals. In this system, the photo multiplier tubes high voltage was periodically adjusted to maintain the α -peak position. However, it was found that this procedure was not accurate enough. We implemented an offline software correction, where the calibration of the individual spectra was corrected depending on the α -peaks position. This procedure was shown to be much better than the previous one (online system), allowing a correct background subtraction performance. See Figure 2.

In a multidetector summing spectrometer a spectral distortion is produced when the data acquisition system registers only one count for two events coming within the same ADC gate. If both pulses come close enough in time in the same detector, the pulse height of the resulting pulse is distorted. This is the so called pulse-pileup. If

the pulses correspond to different detectors, a summing distortion is produced. The summing-pileup distortion is visible beyond the expected end of the decay signals (determined by the Q-value). In order to remove this distortion of our spectra, a new method was developed to calculate the summing-pileup of our data. The implemented algorithm uses the true measured amplifier pulse shape to generate a pileup [2]. The comparisons made to test the precision of the calculations show satisfactory results. See Figure 2.

The total absorption spectrometer response to γ -rays has been determined from Geant4 Monte Carlo simulations [3]. The comparison of the Monte Carlo simulations with the measured spectra in terms of energy deposition and multiplicity shows a reasonable agreement. See Figure 3. The geometry implemented in the Monte Carlo simulations was set up according with the information supplied by the manufacturing company, verified whenever it was possible by our own measurements.

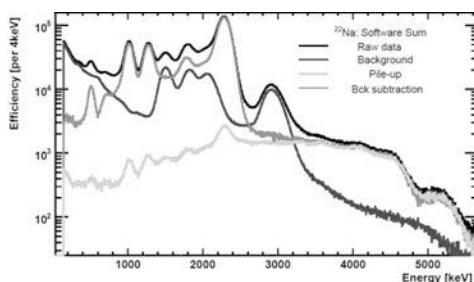


Figure 2. Total absorption spectra of ^{22}Na source with its background and pileup

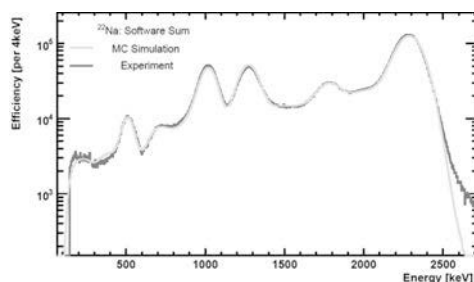


Figure 3. Comparison between MC simulations and experimental data

REFERENCES

1. Tain, J.L. (2008). Int. Conf. ND2007. Nice, France. EDP Science. P. 81.
2. D. Cano-Ott et al., NIM A, 430, 448 - 497 (1999)
3. D. Cano-Ott et al., NIM A, 430, 333 - 347 (1999)

Comparación de la respuesta temporal y energética de una muestra de centelladores con SiPM y PMT.

E. Picado¹, B. Olaizola¹, J. Cal-Gonzalez¹, L. M. Fraile¹, J. M. Udías¹, J. J. Vaquero²

¹Grupo de Física Nuclear, Dpto. de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad Complutense de Madrid, España.

²Departamento de Bioingeniería e Ingeniería Aeroespacial, Universidad Carlos III de Madrid, España y en la Unidad de Medicina y Cirugía Experimental, Hospital General Universitario Gregorio Marañón, Madrid, España.

Introducción

La aparición de nuevos cristales centelladores y la introducción de nuevas técnicas de fotomultiplicación [1] han facilitado el desarrollo de nuevos diseños de experimentos y aplicaciones de sistemas centellador-fotomultiplicador. Una de las aplicaciones más importantes ha sido la sustitución de PMT por SiPM en instrumental médico como en ciertos modelos de PET y SPECT. [2] Para este tipo de técnica es fundamental determinar la resolución en energía, respuesta temporal, y eficiencia de los detectores. [3] Otra aplicación que se da en el ámbito nuclear es para la determinación de las probabilidades de transición nuclear mediante las técnicas de Fast Timing. [4] En estos estudios es fundamental explorar la respuesta temporal de diversos cristales centelladores. En el presente trabajo se va a contribuir con la caracterización en respuesta temporal y resolución en energía de una muestra de cristales centelladores inorgánicos mediante tres tipos de fotomultiplicadores, a saber: una matriz de 2x2 SiPM de Hamamatsu, una matriz de 4x4 SiPM de Senls y dos PMT, uno de Hamamatsu y otro de Photonis.

Materiales y Métodos

Se seleccionaron 3 modelos comerciales de fotomultiplicador (PM): una matriz de 4x4 SiPM de Senls modelo SPMMicro3035x13, una matriz de 2x2 SiPM de Hamamatsu modelo S11830-3344, y dos PMT, uno Hamamatsu R9779 Fast PMT y PMT Photonis XP2020URQ. La muestra consta de diez cristales centelladores inorgánicos, cinco alcalinos $\text{LaBr}_3\text{:Ce}$, NaI(Tl) , CsI(Tl) , KI(Tl) , Pr:LuAg , y cinco no alcalinos BaF_2 , GSO, LYSO, LFS, MLS. Los cristales tienen diversas geometrías: matrices de 4x4 cristales de $1.5 \times 1.5 \times 12 \text{ mm}^3$ cada uno, bloques de cristales continuos o con forma de cono truncado. El acoplo de los cristales con los PM se hace grasa óptica.

Para determinar la resolución temporal de un cristal centellador, se acopla este al PMT de Hamamatsu y se compara con un sistema de referencia formado por un cristal de BaF_2 acoplado al PMT de Photonis. [6] También se toman mediciones directas con un osciloscopio Agilent de DSO6104A (4GSa/s y 1 GHz). Para generar señales se utilizará dos fuentes, una ^{60}Co y la otra de ^{22}Na . Por otro lado, para determinar la resolución en energía de cada cristal se toman espectros gamma ante fuentes de ^{137}Cs y ^{22}Na con los 2 SiPM y el PMT de Hamamatsu. [7]

Resultados Preliminares

A) RESOLUCIÓN TEMPORAL

Se han realizado mediciones del tiempo de subida de los cristales de BaF_2 , NaI(Tl) , $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ acoplados al PMT de Hamamatsu R9779 mediante un osciloscopio Agilent (DSO6104A 1GHz y 4 GSa/s). La estimulación se dio con una fuente monoenergética de ^{137}Cs . Los resultados obtenidos son: 2.7ns, 25ns y 5.8ns respectivamente.

B) RESOLUCIÓN EN ENERGÍA

Se han tomado espectros gamma para toda la muestra de cristales. Las fuentes utilizadas son de ^{137}Cs y ^{22}Na . La señal de salida de los PM es llevada a un MCA CassyLab para su análisis. En la Figura 1 tenemos el espectro gamma de una fuente de ^{22}Na generado por un bloque de cristal de LYSO de $10 \times 10 \times 20 \text{ mm}^3$ acoplado a la matriz 2x2 de Hamamatsu.

Para el cristal de LYSO, en 661.66 keV, se ha obtenido una resolución en energía de 9.5% y 10% cuando estuvo acoplado al PMT XP2020URQ y al MPPC 2x2 de Hamamatsu.

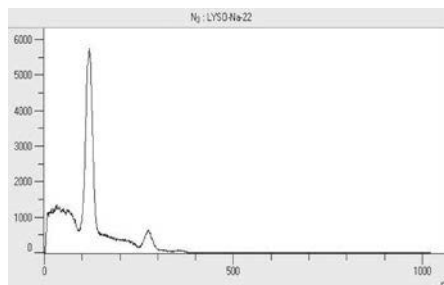


Fig. 1 Espectro gamma de una fuente de ^{22}Na para un cristal LYSO acoplado a un MPPC.

Agradecimientos

We kindly acknowledge support from Comunidad de Madrid (ARTEMIS S2009/DPI-1802), Spanish Ministry of Science and Innovation (grants FPA2010-17142 and ENTEPRASE, PSE-300000-2009-5), by European Regional Funds, by CDTI under the CENIT Programme (AMIT Project) and by CPAN, CSPD-2007-00042@Ingenio2010. Part of the calculations of this work were performed in the “Clúster de Cálculo de Alta Capacidad para Técnicas Físicas” funded in part by UCM and in part by UE under FEDER programme.

REFERENCIAS

1. Otte, A.N. et al. *Nucl. Inst. Meth. In Phy. Res. A*, 545(3), 705-715 (2005)
2. Kato, T. et al. *Nucl. Inst. Meth. In Phy. Res. A*, 638, 83-91 (2011)
3. España, S. et al. *AIP Conf. Proc.*, 1231, 171-172 (2010)
4. Collazuol, G. et al. *Nucl. Inst. Meth. In Phy. Res. A*, 581, 461 (2007)
5. Schaart, D. et al. *Phys. Med. Biol.*, 55, N179 (2010)
6. España, S. et al., *Nucl. Inst. Meth. In Phy. Res. A*, 613, 308 – 316 (2010)

Constraints on the effective field theory for the $\Lambda N \rightarrow NN$ transition

A. Pérez-Obiol¹, A. Parreño², B. Juliá-Díaz³

¹Dpt. d'Estructura i Constituents de la Materia, Universitat de Barcelona; axel@ecm.ub.es.

²Dpt. d'Estructura i Constituents de la Materia, Universitat de Barceona; assum@ecm.ub.es.

³Dpt. d'Estructura i Constituents de la Materia, Universitat de Barceona; bruno@ecm.ub.es.

The Λ hyperon decays in free space through the non-leptonic weak decay modes $\Lambda \rightarrow \pi n$ and $\Lambda \rightarrow \pi p$ with an approximate ratio of 36:64. This mechanism is highly suppressed in the nuclear medium, since the momentum of the nucleon in the final state is not large enough to access unoccupied states above the Fermi energy level. However, hypernuclear systems decay precisely due to the presence of surrounding nucleons, by means of single-, $\Gamma_{\text{IN}} = \Lambda N \rightarrow NN$, and multi-nucleon induced decay mechanisms.

Traditionally, and in analogy with the strong NN interaction, the one-nucleon induced decay mode, $\Lambda N \rightarrow NN$, has been described by a one-boson-exchange model, according to which a pion emitted at the weak ΛN vertex is absorbed by the NN pair at the strong one. While mesons other than the pion would be forbidden for the decay of the Λ particle in free space, there is no restriction for the off-shell exchange of massive bosons. In the considered energy domain, one needs to explicitly consider the exchange of the ground state of pseudoscalar and vector meson octets. Higher energy physics is parameterized through explicit cut-offs (form factors) of ~ 1 GeV.

This interaction has also been described through the use of effective field theory (EFT), first formulated in Refs [1] and [2]. While the authors in Ref. [1] constructed the effective theory by adding to the long-ranged one-pion-exchange mechanism (OPE) a four-fermion point interaction, coming from Lorentz four-vector currents, Ref [2] added the K- exchange mechanism (OKE) to the intermediate range of the interaction, as well as additional operational structures to the short range part of the transition potential. These structures result when all possible operators compatible with the symmetries fulfilled by the weak $|\Delta S|=1$ ΛN interaction are considered. The local operators governing short distance dynamics in any EFT appear in the Lagrangian multiplied by low energy constants (LECs), which have to be determined by a fit to the available experimental data. Recently, the detection of two nucleons in coincidence in the final state [3-5] has allowed a more reliable extraction not only of the total nonmesonic decay rate, but also of the ratio between the neutron induced process ($\Lambda n \rightarrow nn$) and the proton induced one ($\Lambda p \rightarrow pn$), Γ_n / Γ_p [6-7]. Additionally, experiments performed with polarized hypernuclei, provide us with a measure of the asymmetry in the angular distribution of protons in the final state, asymmetry that can be understood from the interference between the parity-conserving (PC) and parity-violating (PV) weak amplitudes.

In our work [8] the low energy constants appearing in the EFT description of the $\Lambda N \rightarrow NN$ transition potential (as in Ref. [2]) are fitted to the observables described above corresponding to the three hypernuclei: ${}^5\text{He}_\Lambda$, ${}^{11}\text{B}_\Lambda$, ${}^{12}\text{C}_\Lambda$ (in total we use 11 observables). The relation between these LECs and the parameters of the one-meson-exchange model previously developed is obtained. We extract the relative importance of the different exchange mechanisms included in the meson picture by expanding the OME potentials as powers of q/M (except for the pion and the kaon ones, which are

also included explicitly in the EFT), and by comparing the operational structures appearing in both approaches. q is the transferred momentum between the baryons and M the baryon average mass.

As an example of the obtained results we show in figure 1 the comparison between the hypernuclear decay observables and our EFT values.

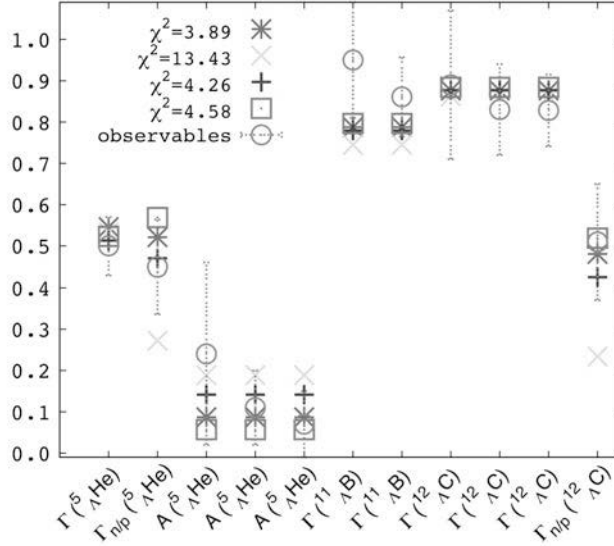


Figure 1: Hypernuclear decay observables (total and partial decay rates and asymmetry for ${}^5\text{He}$, ${}^{11}\text{B}$ and ${}^{12}\text{C}$), including their error bars and their fitted values. The total decay rates are in units of the Λ decay rate in free space ($\Gamma_\Lambda = 3.8 \cdot 10^9 \text{s}^{-1}$). All the quantities are adimensional.

This method has also allowed us to analyze the contribution of the scalar meson sigma in the OME model, and to estimate the value of the corresponding PC amplitude necessary to better reproduce the LECs predicted by the EFT.

REFERENCES

1. Jung-Hwan Jun, Phys. Rev. C, **63**, 044012 (2001)
2. Parreño, A., Bennhold C., Holstein, B.R., Phys. Rev. C, **70**, 051601 (2004); Parreño, A., Bennhold C., Holstein, B.R., Phys. Rev. A, **754**, 127c (2005)
3. Outa, H. et al., Nucl. Phys. A, **754**, 157c (2005)
4. Kang, B.H. et al., Phys. Rev. Lett., **96**, 062301 (2006)
5. Kim, M.J. et al., Phys. Lett. B, **641**, 28 (2006).
6. Garbarino, G., Parreño, A., Ramos, A., Phys. Rev. C, **69**, 054603 (2004).
7. Parreño, A. Ramos, A., Bennhold, C., Phys. Rev. C, **56**, 339 (1997).
8. Pérez-Obiol, A., Parreño, A., Juliá-Díaz, B., arXiv:1104.3474 [nucl-th]

Corrección del rango del positrón en imagen PET a partir de la información obtenida de una imagen CT

J. Cal González¹, J. L. Herraiz¹, S. España², J. M. Udías¹

¹Grupo de Física Nuclear, Dpto. de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad Complutense de Madrid, España

²Afiliación de Samu

Introducción y objetivos

El rango del positrón (distancia promedio que recorre el positrón desde que es emitido en la desintegración β^+ hasta que se aniquila) es uno de los factores que limitan la resolución espacial en las imágenes PET [1]. El efecto del rango es un emborronamiento en la imagen reconstruida. Este efecto depende del isótopo que estemos utilizando y del material en el que se produzca la aniquilación del positrón.

En este trabajo trataremos de estudiar el efecto del rango en la resolución espacial de las imágenes PET, para posteriormente eliminarlo durante la reconstrucción.

Métodos

El rango del positrón para diferentes materiales e isótopos ha sido simulado mediante el código Monte Carlo PeneloPET [2]. Esta simulación calcula las trayectorias de los positrones desde que son emitidos hasta que se aniquilan, para después computar la distribución de las coordenadas de aniquilación de los mismos. Estas distribuciones han sido calculadas para diferentes combinaciones isótopo-material, obteniendo diferentes perfiles del rango del positrón para cada una de ellas.

Introduciendo los perfiles del rango del positrón obtenidos con PeneloPET en el algoritmo de reconstrucción FIRST [3], y empleándolos para emborronar el objeto antes de la proyección, conseguiremos corregir el efecto de emborronamiento producido por el rango. Este emborronamiento podrá ser modificado en función de la densidad del material en el cual el positrón se ha aniquilado, la cual la obtendremos a partir del co-registro y segmentación de una imagen CT [4].

Los isótopos estudiados en este trabajo han sido: ^{18}F , ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{68}Ga y ^{82}Rb . La segmentación de la imagen CT se ha hecho en tres posibles materiales: hueso cortical ($\rho = 1.85 \text{ g/cm}^3$), agua ($\rho = 1.0 \text{ g/cm}^3$) y pulmón ($\rho = 0.30 \text{ g/cm}^3$).

Resultados obtenidos

En la figura 1 se muestran las distribuciones radiales de las posiciones de aniquilación de los positrones obtenidas con PeneloPET.

En la figura 2 se muestra la comparación entre las imágenes obtenidas para un maniquí habitualmente empleado en estudios de calidad de imagen, tras la reconstrucción con y sin corrección de rango.

Por último, en la tabla 1 se presentan los valores del Full Width Tenth Maximum (FWTM) para capilares de ^{18}F y ^{68}Ga en pulmón, agua y hueso cortical, después de haber sido reconstruidos sin corrección de rango, con corrección uniforme y con corrección dependiente del material.

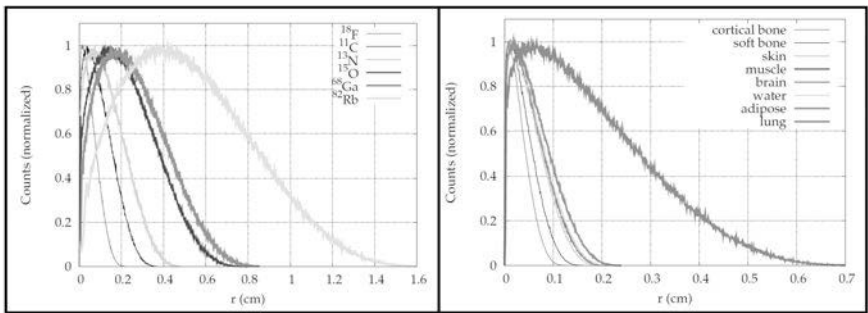


Figura 1. Distribuciones radiales de las coordenadas de aniquilación para varios isótopos inmersos en agua (izquierda) y para el isótopo ^{18}F en diferentes medios materiales.

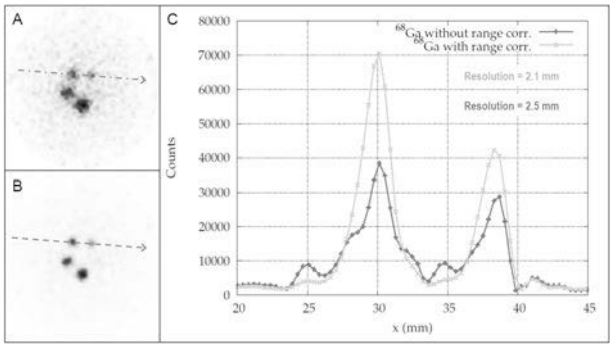


Figura 2. Reconstrucción del maniquí empleado para control de calidad relleno con ^{68}Ga . Sin corrección de rango (panel A) y con ella (panel B). En el panel C se muestran los perfiles a lo largo de los capilares de 2 y 3 mm. Las imágenes han sido comparadas a un 10% de ruido.

FWTM (mm)	Sin corrección de rango			Con corrección uniforme			Con corrección dependiente del material		
	Hueso	Agua	Pulmón	Hueso	Agua	Pulmón	Hueso	Agua	Pulmón
^{18}F	1.66	1.70	2.34	1.21	1.38	1.95	1.37	1.38	1.40
^{68}Ga	2.86	3.53	5.14	1.75	1.90	3.24	1.86	1.90	2.24

Tabla 1. FWTM de los capilares de ^{18}F y ^{68}Ga en hueso cortical, agua y pulmón tras la reconstrucción

REFERENCIAS

1. C.S. Levin and E.J. Hoffman, *Phys. Med. Biol.*, **44**, 781-799, (1999)
2. S. España et al, *Phys. Med. Biol.* **54**, 1723-1742, (2009)
3. J.L. Herraiz et al., *Phys. Med. Biol.* **51**, 4547-4565, (2006)
4. J. Cal-Gonzalez et al., *Nucl. Sci. Symp. Conf. Record*, 2788-2791, (2009)

Detección de corrientes inducidas por núcleos exóticos almacenados en vacío a baja energía

J. M. Cornejo, D. Rodríguez

Departamento de Física Atómica Molecular y Nuclear, Universidad de Granada; jmcg@ugr.es
danielrodriguez@ugr.es

La investigación de núcleos exóticos utilizando trampas magnéticas se ha desarrollado en las dos últimas décadas dando como resultado el acoplamiento de este tipo de dispositivos a instalaciones de haces radioactivos en Europa, América del Norte y Asia, con las expectativas de realización en instalaciones futuras como FAIR, FRIB o SPIRAL2 (ver por ejemplo [1,2]). Este acoplamiento ha hecho posible experimentos de precisión en el ámbito de las interacciones fundamentales, la astrofísica nuclear, o en mayor medida en estructura nuclear, donde las únicas limitaciones de acceso son la vida media de los núcleos o la baja tasa de producción. Este último factor limita hoy por hoy el acceso a los llamados elementos superpesados ($Z > 103$), una región particularmente interesante de la tabla periódica, y donde se ha medido de forma directa por primera vez con la instalación SHIPTRAP en el GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung en Darmstadt (Alemania) la masa de elementos más pesados que el uranio, concretamente isótopos de nobelio ($Z=102$) [3] y laurencio ($Z=103$) [4] con la técnica convencional que requiere de unas decenas de iones y que por tanto no se puede utilizar a medida que aumenta el número atómico dado que la tasa de producción disminuye considerablemente hasta llegar a casos límites de 1 ión por semana.

Es importante por tanto desarrollar una técnica ampliamente utilizada por los químicos para el análisis de muestras y conocida como *Fourier Transform Ion Cyclotron Resonance* (FT-ICR) para aumentar la sensibilidad, hasta poder medir señal de un solo ión en la trampa. La técnica consiste en la determinación de la frecuencia de oscilación de un ión en una trampa magnética (*Penning trap*) a partir de la corriente que éste induce de forma periódica en los electrodos de la misma. A partir de la frecuencia ciclotrónica, relacionada con el campo magnético y con el cociente masa-carga de las partículas confinada, se puede obtener la masa del ión. La técnica tiene dos variantes:

1. Banda ancha (*broad-band FT-ICR*): permite medir en un rango amplio de frecuencias y por tanto recoger la masa-carga de todos los iones confinados. Para cada relación masa-carga se necesitan unos 100 iones
2. Banda-estrecha (*narrow band FT-ICR*): permite medir en una banda estrecha haciendo uso de un circuito en resonancia con la frecuencia del ión. Sólo permite un intervalo de frecuencia muy reducido pero un solo ión podría ser detectable, aunque hasta la fecha por limitaciones electrónicas la detección de un solo ión sólo es posible cuando la relación masa-carga es muy baja.

Desarrollar este sistema de detección en la Universidad de Granada tiene dos objetivos:

1. Física fundamental: aplicaciones en SHIPTRAP en el marco de una colaboración internacional [3] y que servirá como preparatorio para la instalación (*precise Measurements on very short-lived nuclei using an Advanced Trapping System*) que se construirá por una colaboración internacional junto a una línea para investigaciones usando espectroscopía láser (LaSpec) en la futura instalación FAIR (*Facility for Antiprotons and Ion Research*) que se construirá en el GSI

en Darmstadt (Alemania) con el objetivo de acceder a núcleos exóticos que no se han sintetizado hasta la fecha [2].

2. Calibración precisa de un campo magnético producido por electroimanes que conforman el dispositivo conocido como MEIS (*Monochromatic and Electron Ion Source*) que se está construyendo para crear haces monocromáticos de electrones a altas energías con aplicaciones al estudio de la función respuesta de detectores de radiación β u otros estudios en el campo de la física médica [5].

Los circuitos electrónicos de banda ancha y banda estrecha están en la Universidad de Granada. El campo magnético necesario será el producido por MEIS (trabajaremos a 1 T). La fuente de iones (por superficie) está en fase de diseño para producir iones de $^{40}\text{Ca}^+$ (que es un buen compromiso en relación masa-carga) como primera especie para estudiar y un diseño preliminar de la trampa se ha realizado para su construcción en un circuito impreso. Actualmente se están buscando en España empresas que puedan realizar el sistema presentado en la Fig. 1.

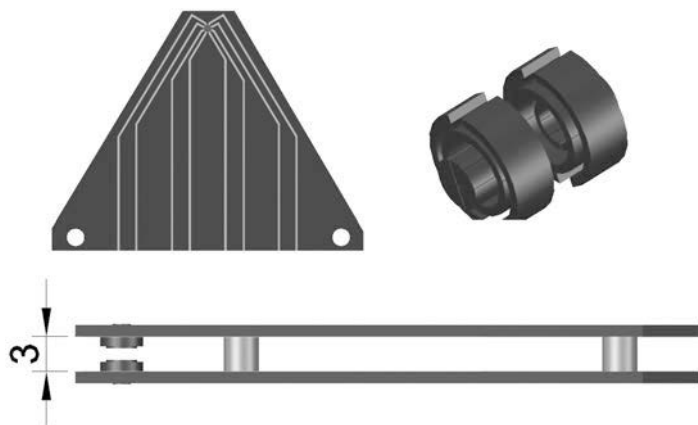


Figura 1: diseño preliminar de trampa magnética en circuito impreso para el calibrado de campos Magnéticos. La distancia axial de la trampa es de 3 mm.v

REFERENCIAS

- [1] K. Blaum et al, Phys. Rep. (2006)
- [2] D. Rodríguez et al, Eur. Phys. J. ST 183, 1-123 (2010)
- [3] M. Block et al, Nature 483, 785-788 (2010)
- [4] E. Minaya-Ramírez et al, en preparación
- [5] J. Almansa et al, este congreso.

Este trabajo ha sido financiado con el proyecto FPA2010-14803 del Ministerio de Ciencia e Innovación. Daniel Rodríguez quiere agradecer a Klaus Blaum (MPIK), y Michael Block (GSI), por la colaboración estrecha que ha permitido hacer uso de instalaciones en Alemania previamente a la financiación obtenida en España. Daniel Rodríguez también agradece a Stefan Stahl por las discusiones fructíferas sobre este sistema de detección.

Detección de radionúclidos alfa mediante un espectrómetro portátil

A. Martín Sánchez, J. De la Torre Pérez

Departamento de Física, Universidad de Extremadura, 06071 Badajoz. ams@unex.es, jdlt@unex.es.

El transporte ilegal de materiales radiactivos es un problema que exige el desarrollo y mejora constante en materias de seguridad y medidas de control que se realizan en las aduanas. En este sentido, se hace imprescindible el uso de detectores portátiles que de forma rápida y fiable puedan identificar el posible material radiactivo. Existen en el mercado variedad de detectores portátiles [1] de rayos gamma, beta e incluso alfa. La mayoría de los detectores de partículas alfa existentes ofrecen como resultado el conteo total de las emisiones alfa presentes en la muestra, sin realizar una clasificación individualizada ni cuantificación de los radionúclidos presentes en la misma. En este trabajo se presenta un dispositivo para ser utilizado como detector portátil de partículas alfa, y su aplicación como espectrómetro, permitiendo no sólo la detección sino también la identificación de los radionúclidos presentes en la muestra.

El dispositivo construido consiste en un recipiente cilíndrico de aluminio (Figura 1), en el que una de sus caras plano-paralelas está abierta para permitir el paso de las partículas que llegan desde la muestra. El detector de semiconductor de Silicio (del tipo CAM PIPS de CANBERRA, de 450 mm² de área activa) es colocado en el interior de la cámara y conectado a su electrónica correspondiente, que incluye el nuevo módulo NIM 576 de EG&G ORTEC (con pre-amplificador, amplificador, fuente de tensión y test de señal), que va conectado al sistema portátil "Bin Power Module" (Bertan Associates, inc). Se ha utilizado un analizador multicanal MCA 8000A de AMPTEK (que incluye el convertidor analógico-digital). Finalmente, el MCA queda conectado con un ordenador portátil, donde se registran los correspondientes espectros. Todo el sistema ha sido diseñado para ser portátil y poder realizar mediciones in situ.



Figura 1. Cámara de aluminio portátil, con detector de semiconductor de Silicio, para la detección de partículas alfa.

La realización de la medida es de forma directa y sencilla, sin necesidad de aplicar vacío ni ningún otro acondicionamiento especial que pudiera retrasar la toma de muestras. El dispositivo se coloca sobre la superficie de la muestra desconocida y rápidamente comienza a obtenerse el espectro. Se han realizado medidas de prueba sobre distintas muestras y en distintas condiciones, observando que incluso para actividades relativamente bajas, es posible realizar la detección e identificación de partículas alfa en cortos periodos de tiempo. En la Figura 2 se muestra, a modo de ejemplo, el espectro obtenido al medir durante 10 minutos una fuente con una actividad de tan sólo unos 80 Bq. Pueden observarse con relativa claridad tres emisiones en 4824 keV, 5155 keV y

5486 keV, correspondientes a las emisiones principales de ^{233}U , $^{239/241}\text{Pu}$, y ^{241}Am , que son los radionúclidos componentes de esta muestra en particular.

Como se ha indicado, las ventajas del método radican en que no es necesario tomar ninguna alícuota de la muestra (se evita el muestreo), ni tampoco ninguna preparación especial (se evita la separación radioquímica), ni el uso de vacío durante la medida (se evita el uso de bomba de vacío). Para llevar a cabo todo ello es necesario utilizar un detector del tipo CAM PIPS, que incorpora un revestimiento de aluminio y barniz en la ventana de entrada de unos 2 μm de espesor equivalente de silicio, que permite su funcionamiento en presencia de luz ambiental.

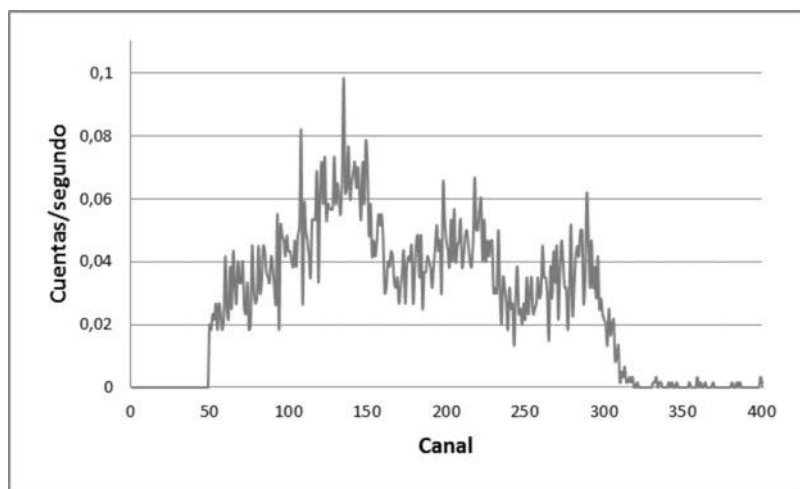


Figura 2. Espectro obtenido en la medida de una fuente triple de 80.2 Bq durante 10 minutos.

Agradecimientos

Trabajo financiado por la Junta de Extremadura (proyectos IB10081 y GRU09011).

REFERENCIAS

- [1] G.F. KNOLL, Radiation Detection and Measurement, 2nd ed., John Wiley & Sons, Inc., 1989.

Detectores de Trazado: Cámara de Hilos y Micromegas a baja presión

B. Fernández^{1,2}, J. Pancin³, M. A. G. Alvarez^{1,2}, T. Chaminade⁴, S. Damoy³, J. Dochler³, D. Doré⁴, A. Drouart⁴, F. Druillol⁴, G. Fremont³, M. Kebbiri⁴, E. Monmarthe⁴, L. Nalpas⁴, T. Papaevangelou⁴, M. Riallot⁴, H. Savajols³

¹Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad de Sevilla; bfernand@us.es.

²Centro Nacional de Aceleradores (CNA), Sevilla

³Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL), Caen (Francia)

⁴Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA), Saclay (Francia).

Nuevas instalaciones como FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) en GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) o SPIRAL2 (Système de Production d'Ions Radioactifs en Ligne de 2ème génération) en GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds), proporcionarán haces de iones radioactivos de baja energía ($<10\text{ MeV/n}$) y alta corriente ($>10^6\text{ pps}$). En general, estos haces presentan una larga emitancia que obliga al uso de detectores de trazado para poder reconstruir con exactitud, por ejemplo, el impacto de los núcleos en el blanco. Debido a su grosor, detectores de trazado como el CATs (Chambre à Trajectoire de Saclay) [1] generarían un straggling angular y de energía grande, al ser directamente atravesados por el haz.

Una solución a este problema que se plantea, sería el Se'D (Detector de electrones Secundarios) [2], cuyo principio de operación consiste en una fina hoja emisora ($\sim 0.9\text{ }\mu\text{m}$) de mylar aluminizado que es atravesada por el haz y un detector gaseoso a baja presión colocado fuera de la trayectoria del haz para detectar los electrones secundarios que salen de dicha hoja emisora.

Con esta idea, 3 prototipos diferentes de detectores gaseosos a baja presión ($\sim 6\text{ mbar}$) se han construido desde 2007 con un área activa de $7\times 7\text{ cm}^2$ [3]. Dos de ellos son cámaras multihilos en una (1D) y dos (2D) dimensiones: el miniSe'D 1D (MS1D) y el miniSe'D 2D (MS2D) cuya diferencia es el cátodo pixelado que sustituye a los cátodos de hilos y tiras en el 1D; y el último de los prototipos se trata de un micromegas, cuyo principio de funcionamiento varía a baja presión debido a la multiplicación de carga no sólo en la zona de amplificación ($\sim \mu\text{m}$) sino también en la zona de deriva ($\sim \text{mm}$).

Cada uno de los mini prototipos ha sido testeado con una fuente radioactiva de ^{252}Cf , obteniéndose para los fragmentos de fisión, una resolución temporal en torno a $100\pm 40\text{ ps}$ y una resolución espacial de $1.3\pm 0.1\text{ mm}$.

Una vez concluidas las medidas con fuente radioactiva, se ha realizado un test en una de las líneas experimentales del ciclotrón CIME (GANIL), con un haz de $^{82}\text{Kr}^{+10}$ de una energía de 1.7 MeV/n . Para las medidas de la resolución temporal, se han empleado tres detectores en coincidencia, una MCP (Microchannel plate) y un plástico, colocados en la línea del haz y el prototipo de detector gaseoso, que se quería testear en cada ocasión, fuera de la línea del haz.

Se ha estudiado el voltaje límite de descarga de cada mini prototipo y su comportamiento frente a variaciones del potencial de polarización y de la corriente del haz incidente. La resolución temporal de los prototipos mejora al incrementar el potencial como era de esperar, si bien, se aprecia para el micromegas (figura 1 izq.), cómo la resolución temporal se degrada para altos voltajes debido quizás a la emisión espontánea de la hoja emisora.

Comparando la resolución temporal de los tres detectores gaseosos de baja presión, respecto a la tasa de conteo (figura 1 dcha.), vemos como el MS2D presenta un buen resultado tanto para baja como para alta corriente, mientras que la resolución temporal empeora al aumentar la corriente tanto para el MS1D como para el micromegas .

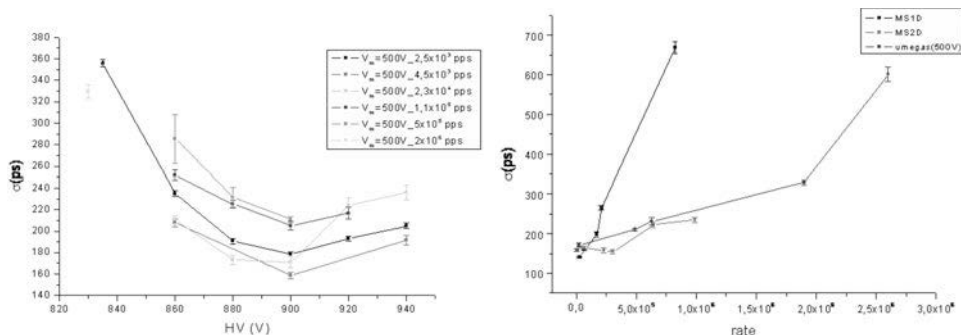


Figura 1. izq: Resolución temporal frente al potencial de polarización del prototipo micromegas a baja presión; dcha: comparativa de la resolución temporal frente a la tasa de conteo (countnig rate) para los tres prototipos.

También se midió la resolución espacial, empleando una nueva electrónica basada en el AFTER ASIC [4], pero sin la aplicación de un campo magnético que focalizara los electrones secundarios, que salen de la hoja emisora, a la entrada del detector. Los datos serán presentados.

Tras los resultados obtenidos, un nuevo prototipo de MS2D con un área activa mayor ($20 \times 15 \text{ cm}^2$) que cubra las necesidades de FAIR, será construido y testeado.

REFERENCIAS

1. Ottini-Hustache, S., Mazur, C., Auger, F., Musumarra, A., Alamanos, N., Cahan, B., Gillibert, A., Lagoyannis, A., Maillard, O., Pollacco, E., Sida, J.L., Riallot, M., *Nuclear Instrimnts and Methods in Physics Research A*, **431**, 476-484 (1999)
2. Drouart, A., Mazur, C., Bourgeois, Ph., Gillibert, A., Lapoux, V., Nalpas, L., Pollacco, E.C., Riallot, M., *Nuclear Instrimnts and Methods in Physics Research A*, **579**, 1090-1095 (2007)
3. Pancin, J., Chaminade, T., Drouart, A., Fernández, B., Kebbiri, M., Naqvi, F., Riallot, M., *Journal Instrimnts 4:12012*, (2009)
4. Baron, P., Clavet, C., Delagnes, E., de la Broise, X., Delbart, A., Druillole, F., Mazzucato, E., Monmarthe, E., Pierre, F., Zito, M., *Nuclear Science, IEEE Transaction on*, **55**, 1744-1752 (2008)

Detectores phoswich de $\text{LaBr}_3\text{-LaCl}_3$ para protones y radiación gamma de alta energía

E. Nácher, M.J.G. Borge, J. A. Briz, M. Carmona-Gallardo, J. Sánchez del Río, J. Sánchez-Rosado, A. Perea, O. Tengblad

Instituto de Estructura de la Materia, CSIC

El proyecto R³B de la futura instalación FAIR¹ tiene como objetivo el estudio experimental de reacciones nucleares con haces radioactivos a energías relativistas, con especial énfasis en la estructura y dinámica nuclear. Una parte fundamental del montaje experimental de R³B, es un calorímetro para la detección de radiación gamma y protones emitidos en vuelo. Este calorímetro, llamado CALIFA (CALorimeter for In Flight gAMMA detection), estará situado alrededor del blanco de reacción y consta de un volumen central: *barrel*, y un detector frontal: *endcap*. Este último deberá detectar radiación gamma de hasta 30 MeV y protones de hasta 300 MeV con la mejor resolución y eficiencia posible. Aquí presentaremos una propuesta novedosa para los detectors del *endcap* basada en el uso de detectores *phoswich*: dos cristales centelleadores acoplados ópticamente y con una etapa de recolección de luz común a ambos. En nuestro caso proponemos el uso de centelleadores de alta resolución de $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ y $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$.

Para probar esta configuración y demostrar que es una solución válida para el *endcap*, hemos construido un primer prototipo de phoswich: un cilindro de 20 mm de diámetro y 30 mm de longitud de LaBr_3 y 50 mm de LaCl_3 . El cilindro está además envuelto en teflón y encapsulado en aluminio (2 mm). Para caracterizar el prototipo se ha irradiado con protones de 155 y 180 MeV en el laboratorio de The Svedberg (TSL) en Uppsala, Suecia. Los datos se adquirieron usando un *flash ADC* para poder hacer posteriormente un análisis de forma del pulso y así separar la energía depositada en cada cristal.

En la Figura 1 vemos un histograma bidimensional en el que los ejes representan la energía depositada en cada cristal. Se observa que la simulación Monte Carlo implementada en Geant4 reproduce muy bien la medida experimental. La comparación entre la simulación y los datos es fundamental para ajustar bien la resolución energética de los cristales así como el modelo de interacciones hadrónicas que mejor se ajusta a los datos. En este caso en la simulación se ha ajustado la resolución experimental y se ha utilizado el modelo *Bertini Intranuclear Cascade* para las interacciones hadrónicas.

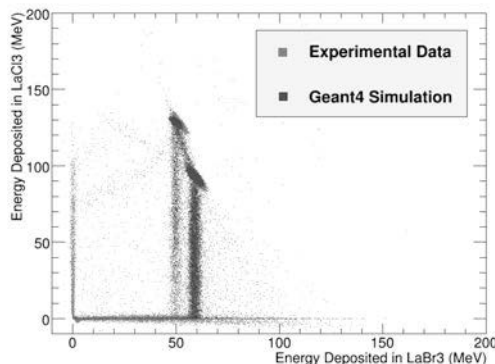


Figura 1. Histograma 2D con la energía depositada en cada cristal. La simulación MC reproduce los datos experimentales.

Con estos parámetros ajustados hemos diseñado un segundo prototipo: CEPA², formado por una matriz de detectores phoswich piramidales de 40 mm de LaBr_3 y 60 mm de LaCl_3 . La geometría de este nuevo prototipo se muestra en la Figura 2 y es la que se ha utilizado para simular el rendimiento del detector en términos de eficiencia y resolución para protones. En este sentido hemos realizado simulaciones de nuevo con Geant4 en las que se irradia el detector CEPA con protones de distintas energías hasta 320 MeV. En la figura 3 se aprecia el histograma bidimensional en el que se representa la energía depositada en el primer cristal frente a la energía total depositada en ambos cristales. Es interesante ver como se separan muy bien los protones de distinta energía hasta muy altas energías de estos. En concreto se obtienen resoluciones del orden de 3% a energías tan altas como 300 MeV.

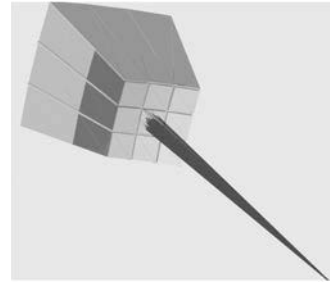


Figura 2. Geometría del detector CEPA tal como se ha diseñado y simulado.

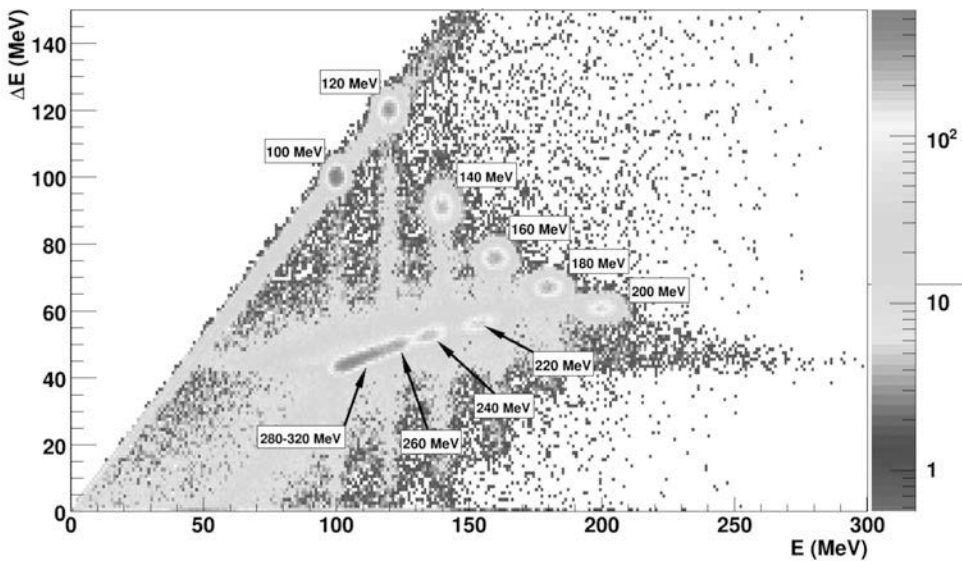


Figura 3. Representación bidimensional de la energía depositada en el primer cristal frente a la energía total depositada en ambos cristales. Se han simulado protones de 100 a 320 MeV en pasos de 20 MeV.

Determinación de la actividad alfa en muestras sólidas mediante lixiviación o digestión

J. De la Torre Pérez¹, A. Martín Sánchez¹, M. P. Rubio Montero²,
M. Jurado Vargas¹, A. B. Ruano Sánchez¹

¹Departamento de Física, Universidad de Extremadura, 06071 Badajoz. jdlt@unex.es, ams@unex.es, mjv@unex.es, abrs@unex.es.

²Departamento de Física Aplicada, Universidad de Extremadura, 06800, Mérida (Badajoz). pilar@unex.es.

El análisis del entorno en el que habitamos, en cuanto al contenido radiactivo que éste posee, adquiere importancia a medida que tomamos en consideración el riesgo que tiene para la salud la exposición prolongada a concentraciones significativas de radiactividad. Gran parte de los núcleos constituyentes de las cadenas radiactivas naturales son emisores de partículas alfa, y su estudio en muestras medioambientales sólidas mediante espectrometría alfa conlleva procesos radioquímicos previos a la obtención de la fuente para la medida. De forma general, el análisis de una muestra sólida requiere un tratamiento inicial para destruir los complejos formados por los radionúclidos estudiados y ponerlos en disolución. Garantizar que la recuperación del material radiactivo presente en la muestra sea total es difícil, por lo que es necesario abordar un estudio en profundidad del tema.

En este trabajo se comparan los resultados obtenidos en el estudio del contenido en isótopos naturales (^{238}U , ^{234}U , ^{230}Th , ^{226}Ra y ^{210}Po) de dos materiales caracterizados previamente, utilizando dos procedimientos en el tratamiento de la muestra sólida: la lixiviación ácida, y la digestión ácida utilizando microondas como fuente de energía para acelerar el proceso. En ambos procedimientos, se han utilizado los mismos reactivos químicos y con el mismo grado de pureza. Los dos materiales estudiados corresponden a muestras de fosfoyesos de dos intercomparaciones (CSN-CIEMAT 2008/2009 e IAEA-2008-03).

En la lixiviación se atacaron las dos muestras sólidas en forma de polvo (aproximadamente 1 g) con unos 100 mL de la mezcla de ácidos en proporción HNO_3 (65%): HCl (37%) = 3:1, calentando a una temperatura de 70 – 80°C y tapando el vaso con vidrio de reloj, para evitar posibles pérdidas por evaporación. Se debe dejar la mezcla en movimiento un mínimo de 12 horas para, posteriormente, separar por centrifugado el medio ácido del residuo. Este proceso se debe repetir dos veces más sobre el residuo, para garantizar la máxima recuperación del contenido radiactivo, reuniendo finalmente los sobrenadantes para su posterior preparación.

En el proceso de digestión, se utilizó un horno microondas ETHOS ONE, con rotor de diez vasos cerrados de teflón de alta presión y control automático de temperatura. En cada vaso de teflón se introdujeron aproximadamente 0,25 g de muestra sólida, a los que se les añadió una mezcla de 9 mL de HNO_3 (65 %) y 3 mL de HCl (37 %), siendo la cantidad total de muestra analizada alrededor de 1g. Tras una subida lenta de temperatura y presión de 15 minutos, la mezcla fue sometida a 200°C durante 15 minutos [1].

A partir de este punto, tanto las muestras obtenidas por lixiviación como por digestión fueron trazadas, según el caso, con ^{232}U , ^{229}Th , ^{133}Ba y ^{209}Po , con objeto de evaluar posteriormente las pérdidas sufridas durante la totalidad del proceso, y fueron sometidas exactamente a los mismos tratamientos químicos. Las fracciones de uranio y torio fueron purificadas mediante resinas de intercambio iónico, y posteriormente elec-

trodepositadas para la obtención de la fuente para la medida. La separación de radio se realizó mediante coprecipitación con bario, y la de ^{210}Po mediante autodeposición.

En la Figura 1 se comparan los resultados de la actividad obtenida usando los dos procedimientos descritos en los dos materiales estudiados. La recta ajustada presenta una pendiente unidad, y la correlación estadística entre datos resulta ser prácticamente del 100%, por lo que puede concluirse que, en general, los resultados obtenidos mediante ambos métodos pueden considerarse equivalentes dentro de las incertidumbres experimentales asociadas.

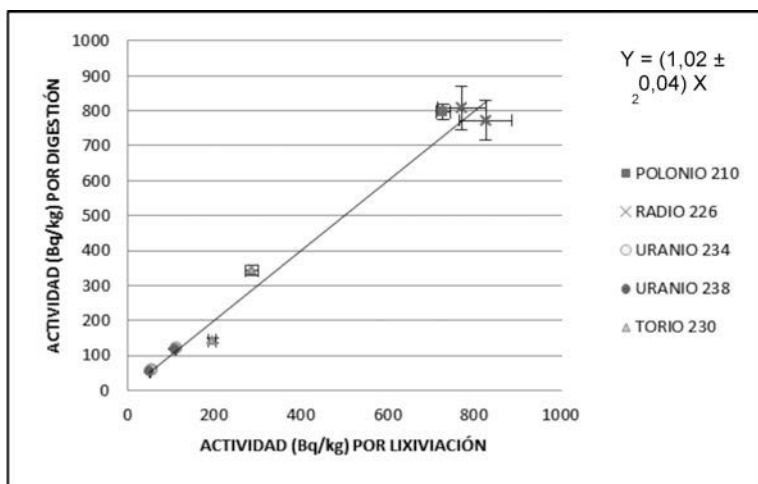


Figura 1. Resultados de actividad obtenidos mediante lixiviación y digestión para las dos muestras de fosfoyeso. La línea recta representa el mejor ajuste a los datos. Las incertidumbres dibujadas corresponden a 1σ .

Trabajo parcialmente financiado mediante el proyecto MICINN (CTM2010-17776) y la ayuda GRU09011 al grupo de investigación.

REFERENCIAS

1. Milestone. Microwave Laboratory Systems. Application notes for digestion.

Determinación del comportamiento cíclico del radón en interiores, mediante técnicas de series temporales

C. Miró¹, E. Pinilla², F. Cereceda³

¹Departamento de Física Aplicada, Universidad de Extremadura, Cáceres; cmiro@unex.es.

²Departamento de Química Analítica, Universidad de Extremadura, Badajoz.

³Laboratorio de Química Ambiental, Centro de Tecnologías Ambientales (CETAM), Universidad Técnica Federico Santa María, Valparaíso, Chile.

El radón, en concreto el Rn-222, es un gas radiactivo producido por la desintegración del Ra-226, el cual pertenece a la serie del U-238. Por difusión desde el terreno o desde los materiales de construcción, entra en la atmósfera. La concentración de radón y sus productos de desintegración presenta grandes fluctuaciones dependiendo de los materiales de construcción, del suelo sobre el que está construido el edificio, de las condiciones de ventilación y de la velocidad del viento, de la temperatura, la humedad relativa, la presión, etc. (1). En proporción con el resto de fuentes de radiación, la exposición debida a la inhalación de radón y sus descendientes es la responsable de los mayores porcentajes de dosis radiológica que recibe un individuo.

Basados en estudios epidemiológicos, está establecido que altos niveles de radón en ambientes cerrados de edificios pueden causar daños para la salud, en concreto elevar la probabilidad de contraer un cáncer de pulmón (2). Por tanto, el estudio de las emisiones de radón y la determinación de la concentración en el ambiente, sobre todo en ambientes cerrados, tiene un especial interés por su posible gran impacto sobre la salud de la población.

Este trabajo pretende mostrar que el uso de técnicas estadística de series temporales puede ser útil en el estudio de la evolución temporal del radón. En concreto, a partir de una serie de datos, aparentemente distribuidos de forma aleatoria, es posible demostrar que existen oscilaciones periódicas en la concentración de radón, y calcular el valor del periodo.

Este estudio se ha llevado a cabo a partir de las medidas de Rn-222 en el aire del interior de un edificio de uso público de la ciudad de Valparaíso (Chile), construido en 1930. Para ello, hemos utilizado un monitor en continuo de radón, marca Sarad, cuyo rango de medida estaba entre 0 -10 MBq/m³. Este equipo utiliza una bomba de muestreo de aire, con un flujo continuo de 0,30 L/min, consiguiendo límites de detección de 5 Bq/m³ para ciclos de medida de 2 h.

En la figura 1 se muestra la evolución temporal de la concentración de radón en una de las habitaciones del edificio mencionado, la cual está situada en el sótano del mismo y es utilizada como almacén de archivos.

De la observación de dicha figura no parece que exista ninguna estructura temporal. Sin embargo, aplicando

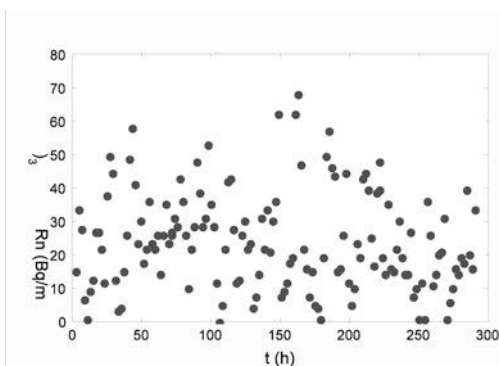


Figura 1. Evolución temporal de la concentración de radón.

técnicas de series temporales y concretamente, la función de autocorrelación, $AF(k)$, (Box y Jenkins, 1976) podemos concluir que la serie de datos, solapada por “ruido”, tiene una periodicidad de 24 horas, tal como puede verse en la figura 2.

Además, con este tipo de técnicas estadísticas hemos podido determinar la curva analítica de la tendencia de los datos y a partir de la misma, las horas en las que se producen los máximos y los mínimos de concentración de radón.

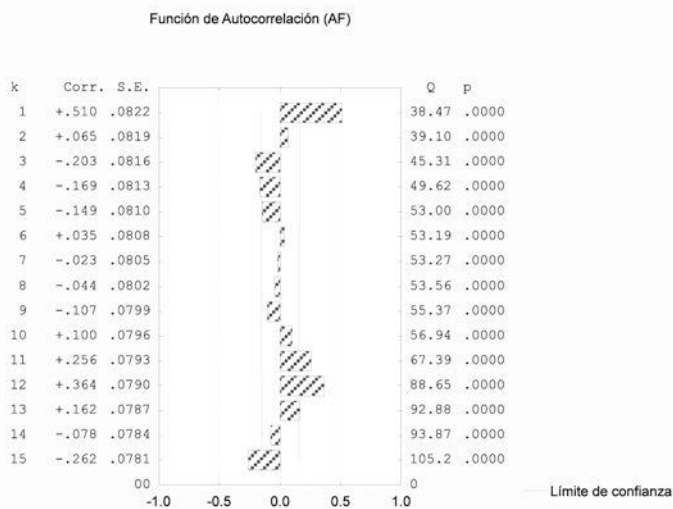


Figura 2. Función de autocorrelación de la serie temporal.

Agradecimientos

A las subvenciones de la AECID (proyecto D/031258/10) y de la Junta de Extremadura (proyecto PRI09A092 y ayuda a grupo de investigación- FEDER, GRU10021)

REFERENCIAS

1. Singh, S., Sharma, D.K., Kumar A., Journal of Environmental Radioactivity, 76, 369-376 (2004).
2. Field, R.W., Steck, D.J., Smith, B.J., Brus C.P., Neuberger, J.S., Fisher E.F., Platz, C.D., Robinson, R.A., Woolson, R.F., Lynch, C.F., (2000). American Journal of Epidemiology, 151, 1091-1102, (2000).
3. Box, G.E., Jenkins, G.M. (1976). Times Series Analysis. Forecasting and Control. Holden Day. San Francisco.

Diseño conceptual de CALIFA/R3B: definición de las soluciones técnicas para la sección BARREL

H. Alvarez-Pol, D. Cortina-Gil, I. Durán, M. Gascón, D. González-Caamaño,
N. Montes, M. S. Robles
Por la colaboración R3B

Universidade de Santiago de Compostela, Spain.

Motivación

El experimento R3B (Reactions with Relativistic Radioactive Beams) [1] en la nueva instalación FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) es un dispositivo experimental muy versátil dedicado al desarrollo de un extenso programa experimental centrado en el estudio de reacciones inducidas por núcleos exóticos, en cinemática inversa, a energías relativistas del orden de 700 A MeV ($\beta = 0.83$), con gran aceptación, eficiencia y resolución. Entre los objetivos de este programa se tratará de dar respuesta a cuestiones fundamentales acerca de la estructura nuclear al límite de la estabilidad, así como estudiar reacciones nucleares cuya interpretación aporte información de interés astrofísico.

CALIFA (CALorimeter for In-Flight emitted pArticles) es un detector que rodeará el blanco de la reacción de R3B, basado en cristales centelleadores. Este detector tendrá un doble cometido: en algunos casos actuará como calorímetro de partículas cargadas (incluyendo protones de hasta 300 MeV) y rayos gamma de gran energía, mientras que en otros se utilizará como un espectrómetro de rayos gamma. Las partículas emitidas en vuelo se ven afectadas por el efecto Doppler relativista, que es función del ángulo de emisión. Estas particularidades exigen una alta granularidad, cubriendo un extenso rango dinámico, haciendo de CALIFA un detector complejo a la vez que único.

Total absorption eff.	80%
γ sum energy	$(E_{\gamma\text{sum}}) / \langle (E_{\gamma\text{sum}}) \rangle < 10\%$
γ multiplicity	$\sigma(N_{\gamma}) / \langle \sigma(N_{\gamma}) \rangle < 10\%$
Calorimeter for LCP	Up to 300 MeV p
γ energy resolution	5% (FWHM at $E_{\gamma}=1$ MeV)
LCP energy resolution	2%

La Tabla 1 resume las especificaciones nominales de CALIFA.

Para conseguir las especificaciones ha sido necesario diseñar un detector altamente segmentado con aproximadamente 4000 cristales centelleadores, que cubren entre 7 –130 grados en ángulo polar. Tienen forma de pirámide truncada con longitudes que oscilan entre los 13 y los 20 cm y dimensiones de la cara de entrada que varían en función del ángulo polar. CALIFA consta de dos partes: el FORWARD CAP que comprende la región de bajos ángulos polares (7-40 grados), mientras que el resto (40-130 grados) conforma el BARREL.

El diseño y soluciones técnicas asociadas con el BARREL [2] están en una fase bastante avanzada y se presentarán en esta comunicación.

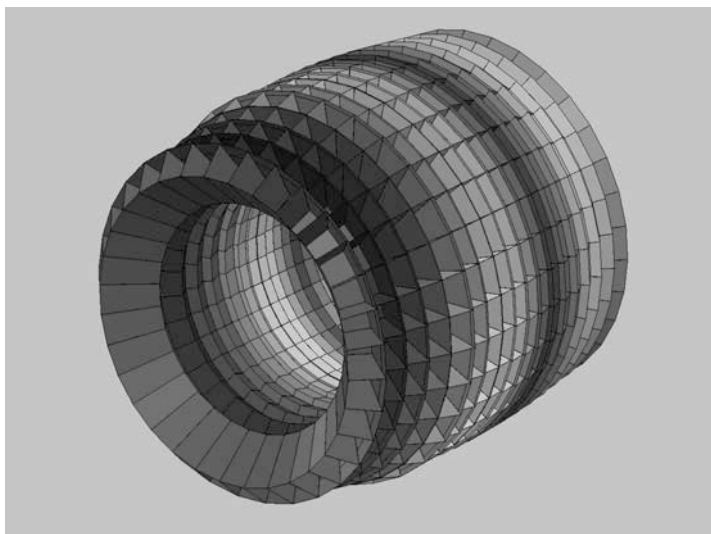


Figura 1. Vista del Barrel

Para esta zona del detector se ha optado por la utilización de cristales de CsI(Tl), dotados de una alta uniformidad en la salida de la luz. Para los estudios preliminares se han desarrollado diversos prototipos, juntando hasta 16 cristales de tamaños realistas [3 y 4]. Como la energía depositada por partículas energéticas afecta a varios cristales contiguos, para reconstruir la energía inicial se han desarrollado los adecuados procedimientos de *add-back*. La eficiencia del método ha sido probada tanto con fuentes radioactivas como con haces de partículas. Para protones de 180 MeV, producidos en el Swedberg Laboratory de Uppsala, la resolución en energía obtenida ha resultado ser menor del 1%, para espesores del recubrimiento de los cristales menores de 130 μm . El comportamiento para gammas de alta energía ha sido estudiado en varios laboratorios: NEPTUN en la TUD de Darmstadt, MicroBeam Facility de Lund y el CNAM de Canto Blanco (Madrid). Los resultados experimentales han sido comparados con simulaciones que incluyen el proceso completo de detección y reconstrucción de los sucesos [5].

REFERENCIAS

1. R3B Technical Proposal.
2. Martín Gascón PhD Thesis, December 2010, USC.
3. M. Gascón et al IEEE Trans. Nucl. Scie. 57, (2010) 1465,
4. M. Gascón et al IEEE Trans. Nucl. Scie. 56, (2009) 962
5. H. Alvarez et al., Nucl. Ins.Meth B 266(2008) 4616

Diseño del end-cap de CALIFA en configuración phoswich utilizando la herramienta R3BRoot

J. Sánchez del Río, E. Nácher, M. J. G. Borge, J. Sánchez Rosado, J. A. Briz,
M. Carmona-Gallardo, A. Perea, O. Tengblad

Departamento de Espectroscopía Nuclear, Vibracional y de Medios Desordenados, Instituto de Estructura de la Materia, CSIC. jose.sanchez@iem.cfmac.csic.es

Introducción

El calorímetro CALIFA tiene como objetivo detectar protones de alta energía (hasta 300 MeV) y radiación gamma (0.5MeV- 30 MeV) en experimentos de la colaboración R3B [1] (Reacciones con Haces de Iones Relativistas) en la futura instalación de FAIR (Facility for Antiproton Ion Research) que se está construyendo. Presenta una alta complejidad en el diseño para su posterior fabricación, ya que se requiere una alta resolución en energía y una alta eficiencia en detección, tanto de radiación gamma como de partículas cargadas. Consta de dos partes, el barrel, de longitud 50 cm y que se extiende en ángulo polar desde 40 hasta 135 grados y en un end-cap de 50 cm de diámetro, que se extiende entre 7 y 40 grados. Esta última zona es muy compleja debido a su alta sensibilidad energética con el ángulo polar, consecuencia de su fuerte dependencia con el boost de Lorentz. Por ello es necesario un diseño adecuado de la parte delantera, con una geometría, orientación y dimensiones óptimas tanto de la misma como de los cristales que la componen. Para este diseño se ha empleado la herramienta R3BRoot[2], que utiliza Geant4 y Fluka como motores de simulación y el programa Root[3] para el análisis de los datos obtenidos de las simulaciones.

Resultados

Para obtener un óptimo diseño del end-cap se han propuesto cristales centelladores, con alta resolución energética y eficiencia lumínica orientados hacia el blanco y en configuración phoswich. Esta elección ha sido posible gracias a los resultados obtenidos con Geant4, que reproducen los resultados obtenidos en las pruebas realizadas con protones de 150 y 180 MeV en el laboratorio TSL(The Svedberg Laboratory)[4] de Uppsala y con radiación gamma a distintas energías a partir de la reacción $^{19}\text{F}(p, \gamma\alpha)^{16}\text{O}$ o con fuentes estándar en el Centro de Microanálisis de Materiales[5] en Madrid. La configuración phoswich consiste en dos cristales centelladores unidos, uno (LaCl_3) a continuación del otro (LaBr_3) con una lectura electrónica común. Tienen diferente respuesta temporal de decaimiento, lo que permite conocer en cuál de los cristales ocurren las interacciones, deshaciendo así la ambigüedad de la señal. Además si ambos cristales se posicionan en una configuración telescópica, se puede conocer la energía incidente de las partículas cargadas. Mediante simulaciones Montecarlo, para detección de radiación gamma, se obtiene que la longitud óptima de los cristales es de 7 cm de profundidad para el primer cristal LaBr_3 y 8 cm para el segundo, con una alta eficiencia de energía en el fotopico (95 % para una energía incidente de 20 MeV).

Utilizando R3BRoot se han propuesto cuatro geometrías óptimas de los cristales en configuración phoswich que constituyen el end-cap. Una de ellas está formada por cristales piramidales rectangulares (Figura 1) y las otras utilizan pirámides triangulares, pirámides hexagonales o una mezcla de ambas. Ésta última es la que mejor se adapta

a los requisitos deseados para el end-cap, como son la resolución energética en función del ángulo polar, la alta eficiencia en energía o su fácil adaptación a la parte electrónica y mecánica. En la actualidad se está implementando en R3BRoot la geometría mixta de tal forma que se puedan estudiar los distintos fenómenos físicos (número de interacciones de cada evento en un cristal y en sus vecinos, resolución angular y acimutal, multiplicidades, eficiencias energéticas, etc.) que ocurren al interaccionar radiación gamma y partículas cargadas con el calorímetro. En la tabla 1 se presentan las distintas configuraciones del end-cap. Se observa que tienen diferentes números y tamaños de cristales y valores parecidos de resolución angular.

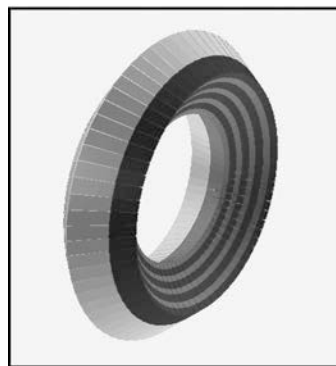


Figura 1. End-cap con phoswich implementado en R3BRoot

	End cap piramidal	Endcap triangular	Endcap hexagonal	Geometría mixta
Resolución en ángulo polar	3°	2.5°	2°	3° [20° a 40°] 2° [7° a 20°]
Tamaño	2.1x3.1x15 cm ³	1x1.18x15 cm ³	Lado: 1.2-1.6 cm Altura: 15 cm	
Número de cristales	N=636.	N=920	N=900	N=750
Volumen muerto total	V=6%	V=3%	V=5%	V=5.8%

Tabla 1. Diferentes configuraciones geométricas del end-cap para CALIFA.

REFERENCIAS

1. http://www.gsi.de/forschung/kp/kp2/collaborations/R3B/index_e.html
2. <http://cbmroot.gsi.de/>
3. <http://root.cern.ch>
4. <http://www.tsl.uu.se/>
5. <http://www.cmam.uam.es/>

Diseño mecánico del γ -p calorimeter endcap

J. Sánchez-Rosado, M. J. G. Borge, E. Nácher, A. Perea, J. Sánchez, O. Tengblad,

Instituto de Estructura de la Materia, CSIC, E-28006 Madrid, Spain; jorgesanchez@iem.cfmac.csic.es.

Introducción

Como principal objetivo de la colaboración internacional R³B se propone una instalación versátil, con alta eficiencia, aceptación y resolución en las medidas de cinemática completa de las reacciones con haces radiactivos de alta energía. La instalación estará ubicada en el plano focal de la rama de alta energía de la Super-FRS, ubicada en la futura instalación de FAIR en GSI Darmstadt. La configuración experimental se basa en un concepto similar al existente dispositivo experimental LAND en GSI con la introducción de una mejora sustancial con respecto a la resolución. La configuración se adapta a las más altas energías del haz (correspondientes a 20 Tm de rigidez magnética) proporcionada por el Super-FRS. El montaje del experimento es adecuado para una amplia variedad de experimentos de dispersión, lo que permite realizar un amplio programa de física con haces de isótopos exóticos.

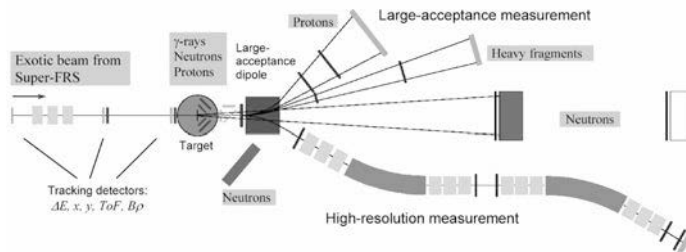


Figura 1. Esquema de la futura instalación de R³B en GSI Darmstadt [1]

Ingeniería del Endcap

En el grupo nos encargamos del diseño tanto estructural como conceptual del *Endcap* de γ -p calorimeter endcap del experimento R³B (figura 1) basándonos en las premisas establecidas en la colaboración, utilizando materiales lo más ligeros posible y no magnéticos para evitar su interacción con los campos magnéticos generados por el imán GLAD. En la fase de diseño se está optando por una distribución basada en piezas en forma de teja que separan el sistema de detección de una estructura de acero inoxidable que proporciona la rigidez al conjunto.

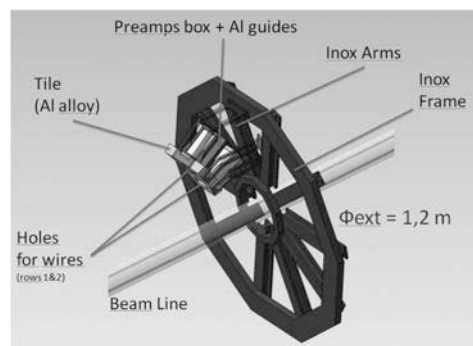


Figura 2. Partes principales del diseño preliminar del Endcap (soporte mecánico)

La estructura metálica (*Inox Frame* en la figura 2) sirve a su vez de punto de conexión para los brazos (*Inox Arms* en la figura 2) y dichos brazos sirven de sujeción a los alveolos que soportarán los grupos de cristales (elementos en primera fase de diseño).

El desarrollo mecánico conlleva la realización de un conjunto complejo de actividades, en las que deben intervenir la mayoría de las áreas funcionales del diseño. Generalmente este proceso de desarrollo se suele dividir en cinco fases o etapas:

- 1 Identificación de oportunidades y elaboración de hoja de premisas.
- 2 Evaluación y selección del diseño conceptual.
- 3 Desarrollo e ingeniería del sistema y del proceso. Análisis mediante MEF (Método de Elementos Finitos), caracterización de sistemas fluidomecánicos para la refrigeración del detector etc.
- 4 Pruebas y evaluación. Prototipado ensayos mecánicos. Replanteamiento.
- 5 Comienzo de la fabricación y puesta en marcha.

En la actualidad nos encontramos finalizando las primeras fases y comenzando con la ingeniería de desarrollo empezando por definir una estructura con perfiles IPN lo suficientemente robusta para soportar el pesado conjunto con una masa aproximada 900Kg debido a la alta densidad de los cristales a implementar. Esta estructura está siendo rediseñada a partir de los resultados obtenidos en sucesivos análisis estructurales estáticos con solicitaciones térmicas y tensionales cercanas a las que se verá sometida durante su vida útil, aplicándole como mínimo un factor de seguridad 4, es decir, el elemento expuesto a una sollicitación crítica deberá soportar 4 veces la tensión máxima admisible (resistencia a fluencia).

El objeto de nuestra presentación en este Bienal de Física 2011 con respecto al aspecto técnico es el proceso a seguir y los resultados obtenidos hasta ahora, siempre teniendo en cuenta la optimización de plazos y recursos.

REFERENCIAS

- 1 http://www.gsi.de/forschung/kp/kr/R3B_e.html

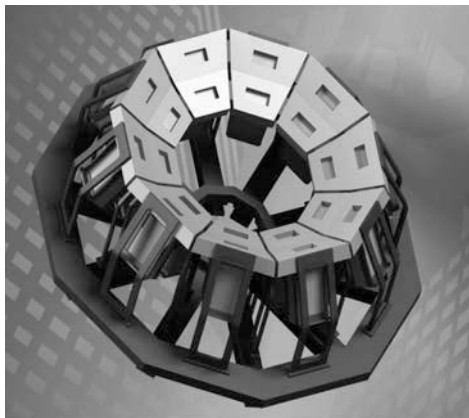


Figura 3. Diseño conceptual del Endcap sin los centelleadores

Disociación Coulombiana del ^{27}P

Saúl Beceiro¹, K. Sümmerer², D. Cortina-Gil¹, H. Alvarez-Pol¹, T. Aumann², K. Behr², K. Boretzky², E. Casarejos¹, A. Chatillon², U. Datta-Pramanik³, Z. Elekes⁴, Z. Fulop⁴, D. Galaviz⁵, H. Geissel², S. Giron², U. Greife⁶, F. Hammache⁷, M. Heil², J. Hoffman², H. Johansson⁸, C. Karagiannis², O. Kiselev², N. Kurz², K. Larsson², T. Le Bleis², Y. Litvinov², K. Mahata², C. Muentz⁹, C. Nociforo², W. Ott², S. Paschalis¹⁰, W. Prokopowicz¹¹, C. Rodríguez-Tajes¹, D. Rossi¹², H. Simon², M. Stanoiu², J. Stroth⁹, S. Typel¹³, A. Wagner¹⁴, F. Wamers², H. Weick², C. Wimmer⁹

¹ Universidade de Santiago de Compostela, Spain. ² GSI, Gesellschaft für Schwerionenforschung, Germany.

³SINP (India). ⁴ATOMKI (Debrecen). ⁵CSIC (Madrid). ⁶Colorado School of Mines (USA). ⁷IPN Orsay (France). ⁸Chalmers I.T. (Sweden). ⁹Uni. Frankfurt (Germany). ¹⁰Uni Liverpool (UK). ¹¹Uni Krakow (Poland). ¹²University of Mainz (Germany). ¹³GANIL (France). ¹⁴FZ Rossendorf (Germany)

Motivación

La posibilidad de medir rayos γ procedentes de la Galaxia [1], confirmó la idea de que la nucleosíntesis es un proceso que todavía está teniendo lugar en las estrellas. La primera evidencia fue el descubrimiento de trazas con una elevada proporción de $^{26}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$ en el meteorito de Allende (grano presolar meteorítico). El estudio de este tipo de granos y los cocientes isotópicos que en ellos se dan (entre ellos $^{27}\text{Al}/^{26}\text{Al}$), ayuda a clarificar el escenario astrofísico en que se produjeron y también a entender los procesos de nucleosíntesis en estos escenarios. Posteriormente la medida de los rayos γ procedentes de la desexcitación del ^{26}Mg producido por la desintegración beta del ^{26}Al [2] confirmaron esta hipótesis. La producción de ^{26}Al y ^{27}Al está controlada, entre otras, por la competición entre la desintegración beta del ^{26}Si y la reacción $^{26}\text{Si}(p,\gamma)^{27}\text{P}$ que se lleva parte del flujo del canal de desintegración beta, lo que hace que el estudio de esta reacción sea interesante en este contexto.

Disociación Coulombiana

El estudio de reacciones de captura directa de protones (p,γ) en condiciones astrofísicas con energías del orden de keV, es difícil de medir debido a las bajas intensidades que se consiguen. Además la sección eficaz a estas energías relativas es muy pequeña.

Una de las alternativas que se propone es el empleo de métodos indirectos como la Disociación Coulombiana (DC) [3] que estudia la reacción inversa $^{27}\text{P}(\gamma,p)^{26}\text{Si}$. En la DC se usa un blanco de alto número atómico Z (Pb en nuestro caso) que genera un alto campo Coulombiano. Este campo actúa como una fuente intensa de fotones virtuales que excitan electromagnéticamente el proyectil (^{27}P en nuestro caso). El ^{27}P se excita debido a la absorción de un fotón virtual a un estado excitado no ligado que se desintegra en el canal $p+^{26}\text{Si}$.

Experimento S223 en GSI (Darmstadt) y resultados preliminares

El experimento [4] se realizó utilizando el dispositivo experimental de ALADIN-LAND [5] en GSI con un haz de ^{27}P a 500 A MeV producido por la fragmentación en vuelo a partir de un haz primario de ^{36}Ar y seleccionado con el espectrómetro FRS [6]. En este caso los dos productos de la DC atraviesan un imán de gran aceptación (ALADIN) que los curva con distinto ángulo según sus rigideces magnéticas: los protones se

desviarán con mayor ángulo y para medirlos utilizamos dos cámaras de deriva de hilos (DCH) de $1 \times 0.8 \text{ m}^2$ que permiten determinar la trayectoria. La rama de detección para el ^{26}Si consta de dos detectores de fibras centelleadoras (GFI) de $0.5 \times 0.5 \text{ m}^2$ con las que se determina la trayectoria. Esta medida se complementa con un muro de tiempo de vuelo que permite la identificación en carga y masa de los fragmentos que pudiesen llegar.

La calibración y análisis de los más de 2000 canales electrónicos del experimento permite la determinación de dos observables: la energía relativa de los productos de la DC y la sección eficaz ($100 \pm 5 \text{ mb}$, compatible con la predicción teórica de 98.7 mb [7])

La figura 1 muestra la energía relativa obtenida, a partir de la que podemos obtener caracterizar los estados excitados del núcleo padre; en este caso medimos los 3 primeros, siendo la medida compatible con medidas previas[8,9].

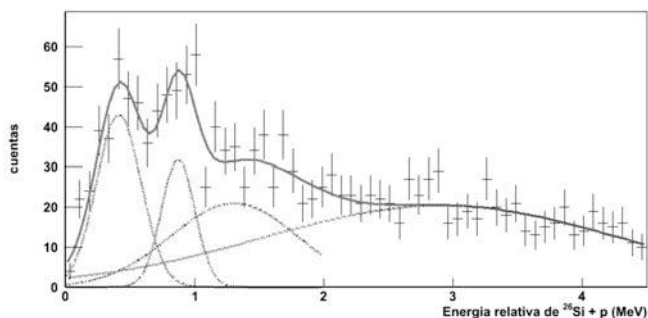


Figura 1. Energía relativa de los fragmentos de la DC del ^{27}P

REFERENCIAS

1. R. Diehl et al., *Astron. Astrophys. Supple. Ser.* **97**, 181 (1993);
2. W.A. Mahoney et al., *Astrophys. J.* **262**, 742 (1982)
3. G. Baur, C. A. Bertulani and H. Rebel, *Nucl. Phys A* **458**, 188 (1986)
4. K. Suemmerer et al. Astrophysical Reaction Rates Studied by Coulomb Dissociation of Radiative Beams *Proposal for GSI-EA 05-OCT-1998*
http://www-land-gsi.de/a_new_land
5. H. Geissel et al., *Nucl. Instr. and Meth. B* **70**, 286 (1992)
6. S Typel, *Private Communication* (2007)
7. J.A. Cagiano et al., *Phys. Rev. C* **64**, 025802 (2001); *Phys. Rev. C* **65**, 055801 (2002)
8. Y. Togano et al. *Eur. Phys. J. A* **27**, s01, 233-236 (2006)

Distribución de radioisótopos naturales en la isla de Gran Canaria

M. A. Arnedo¹, J. G. Rubiano¹, H. Alonso, R. Lozano², J. P. Bolívar², J. M. Gil¹, R. Rodríguez¹, P. Martel¹

¹Dpto. Física, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria. Campus de Tafira, 35017, Las Palmas de Gran Canaria. España.

²Dpto. Física Aplicada, Universidad de Huelva. Facultad de Ciencias Experimentales 21071, Huelva. España. jgarcia@dfis.ulpgc.es

Introducción

Las Islas Canarias constituyen un sistema ecológico singular y –debido a su naturaleza insular– frágil. Por esto resulta particularmente necesario el conocimiento de los sus parámetros ambientales para poder detectar posibles influencias externas y mitigar su impacto en las Islas. En esta línea el Grupo de Investigación en Interacción Radiación-Materia (GIRMA) del Departamento de Física de la Universidad de Las Palmas de Gran Canaria (ULPGC) realiza estudios sobre la radiactividad ambiental en las islas. En una primera fase y en colaboración con el CSN siguiendo el protocolo de MARNA se ha establecido el mapa de radiación gamma ambiental de las Islas Canarias Orientales que componen la provincia de Las Palmas. También, se han determinado la composición radioisotópica de los suelos de las islas en colaboración con el grupo FRYMA de la Universidad de Huelva en el ámbito de un proyecto financiado por el Gobierno de Canarias y alguno de cuyos resultados (mapas de actividades específicas de Ra-226, Th-232, K-40 y Cs-137 de la Isla de Gran Canaria) son objeto esta comunicación.

Material y método

Durante el periodo 2009-2011 se han realizado campañas de medida de tasa de exposición y toma de muestras de suelo que han permitido cubrir la totalidad de la provincia de las Palmas. La elección de los puntos de medida se ha basado en los mapas radiométricos previamente elaborados y en los mapas geológicos. Siguiendo el protocolo establecido cada muestra se etiqueta y se referencia con su localización geográfica GPS. En la hoja de campo se anotan las características de la localización y las climatológicas del día de recogida. En el laboratorio las muestras de suelo se someten a un proceso de secado durante 48 horas en un horno a 80°C, se homogeneizan haciéndolas pasar por un tamiz calibrado de 1 mm y herméticamente cerradas en un envase de plástico durante al menos 4 semanas antes de la medida a fin de alcanzar el equilibrio entre las series del U-238 y Th-232 y sus descendientes.

La determinación de las concentraciones de los radioisótopos por espectrometría gamma se ha llevado a cabo utilizando un detector coaxial de HPGe Canberra de rango extendido (XtRa) con un 40% de eficiencia relativa y una FWHM de 1.1 keV a 88 keV conectado a un analizador multicanal Canberra modelo DSA 1000 y contenido en un blindaje de hierro de 15 cm de espesor. La calibración en eficiencia se ha realizado mediante el programa LABSOC de Canberra basado en el método Montecarlo, que permite modelar de forma sencilla diferentes geometrías de muestra y obtener las curvas de eficiencia. Se ha verificado la calibración utilizando los patrones de referencia de la IAEA RGK-1 (Potassium Sulfate), RGU-1 (Uranium Ore) y RGTh-1 (Thorium

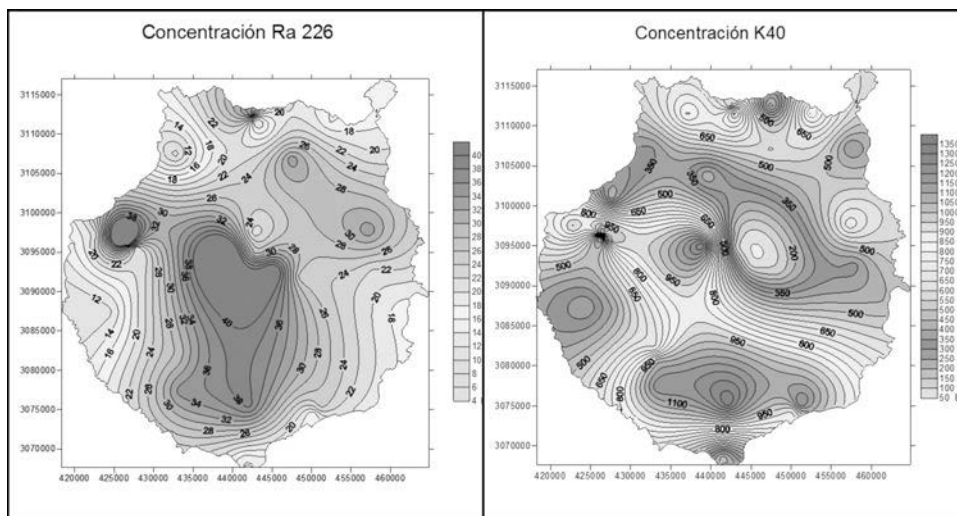
Ore). La calibración en energía se realizó mediante la muestra patrón Eu155/Na22 (Camberra ISOXSRC, serie 7F06-9/10138) y también se corroboró usando la línea de 1460,8 keV del K40 (patrón IAEA: RGK-1 Potassium Sulfate). Los resultados de la calibración se han intercomparado, también, de manera satisfactoria con un equipo similar (ORTEC) del grupo FRYMA de la Universidad de Huelva calibrado mediante un método empírico[1].

Para cada muestra, se han determinados las actividades específicas los radioisótopos naturales Ra-226, Th-232 y K-40. El Ra-226 se determinó a partir del Pb-214, utilizando la línea de emisión 351,9 keV (intensidad 37,6%). El Th-232 se determinó a partir del Ac228 y el Tl-208 mediante las líneas de emisión de 911,2 keV (intensidad 25,8%) y 583,2 keV (intensidad 84,5%), respectivamente. El K-40 se midió de forma directa, mediante la línea de emisión de 1460.8 keV (intensidad 10,7%). También se han determinado las actividades específicas de Cs-137, en aquellos casos en los que se ha detectado.

Resultados

En este trabajo presentaremos los primeros resultados sobre la determinación de los radionucleidos presentes en la Isla de Gran Canaria. En esta isla encontramos una gran variabilidad en la concentración de Ra-226 y Th-232, en la isla de Gran Canaria, en la que también encontramos valores altos de concentración de K-40. Es destacable la presencia de Cs-137 con valores relativamente altos respecto a los de la bibliografía [2,3] en la isla de Gran Canaria y, en menor medida, en Fuerteventura. Recientemente se han publicado estudios que relacionan el Cs-137 en las Islas Canarias con el transporte de polvo sahariano desde el continente africano [4].

A modo de muestra, en este resumen, mostramos los mapas de distribución de Ra-226 y de K-40 en la isla de Gran Canaria.



En la actualidad, a partir de estos mapas se están realizando muestreos para caracterizar el potencial de radón en rocas volcánicas trabajo que mostramos en otra comunicación de esta Bienal.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido financiado por el Consejo de Seguridad Nuclear en su convocatoria de proyectos de I+D del año 2009 y por la Agencia Canaria de Investigación, innovación y Sociedad de la Información del Gobierno de Canarias.

REFERENCIAS

- [1] Pérez-Moreno, J.P. et al. A comprehensive calibration method of Ge detectors for low level gamma-spectrometry measurements. *Nucl. Instrum. Methods A* **491**, (2002) 152–162.
- [2] El-Reefy, H.I. Sharshar, T. Zaghoul R. and Badran H.M. Distribution of gamma-ray emitting radionuclides in the environment of Burullus Lake: I. Soils and vegetations. *Journal of Environmental Radioactivity* **87**, 2, (2006). 148-169.
- [2] A. Noureddine, B. Baggoura, J.J. Larosa and N. Vajda, Gamma and alpha emitting radionuclides in some Algerian soil samples, *Appl. Radiat. Isot.* **48** (1997), pp. 1145–1148
- [3] F. Hernández, *et al.* Influence of major African dust intrusions on the ^{137}Cs and ^{40}K activities in the lower atmosphere at the Island of Tenerife. *Atmospheric Environment* 39 (2005) 4111-4118

Distribución de radioisótopos naturales en Ciudad Autónoma de Melilla

J. G. Rubiano, M. A. Arnedo, C. L. León-Navarro, H. Alonso, A. Tejera, J. M. Gil, R. Rodríguez,
P. Martel

Dpto. Física, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria. Campus de Tafiara, 35017, Las Palmas de Gran Canaria. España.
jgarcia@dfis.ulpgc.es

Introducción

Existe una gran escasez de datos radiológicos de las regiones no peninsulares de España, en particular de las Ciudades Autónomas de Melilla y Ceuta. En este trabajo presentaremos los resultados preliminares de la campaña de medidas realizada por el Grupo de Investigación Radiación-Materia de la Universidad de Las Palmas de Gran Canaria durante el año 2010 en la Ciudad de Melilla con el fin de elaborar el mapa radiométrico del territorio y realizar un análisis de la distribución de radioisótopos en suelos.

Material y método

La metodología seguida fue la recomendada por el Proyecto MARNA del consejo de Seguridad Nuclear. En base a un trabajo preliminar realizado por el grupo [1], se dividió el territorio de la Ciudad Autónoma (aproximadamente 12 km²) en 10 sectores midiendo la tasa de exposición en estas zonas. Dada la configuración geométrica del territorio (casi un semicírculo) se eligió una malla de puntos equiespaciados radial con centro en la Ciudad Vieja. En puntos representativos se han tomado también muestras de suelo para su posterior análisis por espectrometría gamma. Siguiendo el protocolo establecido cada muestra se etiqueta y se referencia con su localización geográfica GPS. En el laboratorio las muestras de suelo se someten a un proceso de secado durante 48 horas en un horno a 80°C, se homogeneizan haciéndolas pasar por un tamiz calibrado de 1 mm y herméticamente cerradas en un envase de plástico durante al menos 4 semanas antes de la medida a fin de alcanzar el equilibrio entre las series del U-238 y Th-232 y sus descendientes.

El detector de campo utilizado fue un radiómetro Ludlums MicroR Model 12S que es un detector portátil de tasa de exposición basado yoduro de sodio con impurezas de talio, NaI(Tl), con un volumen sensible de detección cilíndrico de 2,5 cm de radio por 2,5 cm altura. Tiene una sensibilidad de 175 cpm/μR/h y una linealidad entorno al 10% del valor real medido. Se ha escogido para el trabajo un detector de centelleo debido a la alta eficiencia de detección de gamma que presenta este tipo de detectores.

La determinación de las concentraciones de los radioisótopos por espectrometría gamma se ha llevado a cabo utilizando un detector coaxial de HPGe Canberra de rango extendido (XtRa) con un 40% de eficiencia relativa y una FWHM de 1.1 keV a 88 keV conectado a un analizador multicanal Canberra modelo DSA 1000 y contenido en un blindaje de hierro de 15 cm de espesor. La calibración en eficiencia se ha realizado mediante el programa LABSOC de Canberra basado en el método Montecarlo, que permite modelar de forma sencilla diferentes geometrías de muestra y obtener las curvas de eficiencia. Se ha verificado la calibración utilizando los patrones de referencia

de la IAEA RGK-1 (Potassium Sulfate), RGU-1 (Uranium Ore) y RGTh-1 (Thorium Ore). La calibración en energía se realizó mediante la muestra patrón Eu155/Na22 (Camberra ISOXSRCE, serie 7F06-9/10138) y también se corroboró usando la línea de 1460,8 keV del K40 (patrón IAEA: RGK-1 Potassium Sulfate). Los resultados de la calibración se han intercomparado, también, de manera satisfactoria con un equipo similar (ORTEC) del grupo FRYMA de la Universidad de Huelva calibrado mediante un método empírico [2].

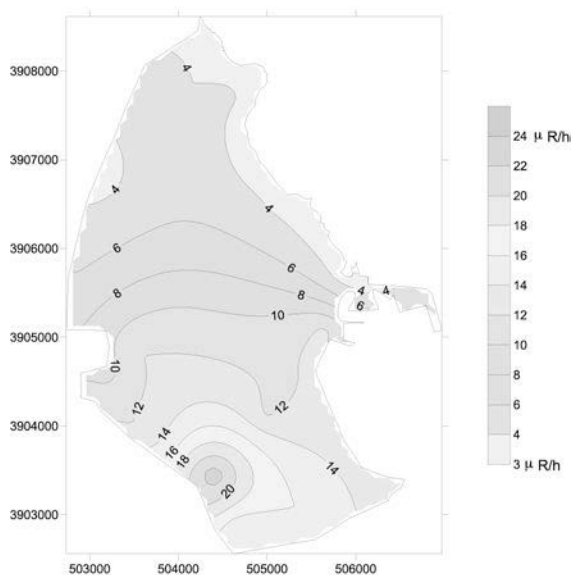
Para cada muestra, se han determinados las actividades específicas los radioisótopos naturales Ra-226, Th-232 y K-40. El Ra-226 se determinó a partir del Pb-214, utilizando la línea de emisión 351,9 keV (intensidad 37,6%). El Th-232 se determinó a partir del Ac228 y el Tl-208 mediante las líneas de emisión de 911,2 keV (intensidad 25,8%) y 583,2 keV (intensidad 84,5%), respectivamente. El K-40 se midió de forma directa, mediante la línea de emisión de 1460.8 keV (intensidad 10,7%). También se han determinado las actividades específicas de Cs-137, en aquellos casos en los que se ha detectado.

Resultados

En este trabajo presentaremos los primeros resultados sobre la determinación de los radionucleidos presentes el territorio de Melilla. A modo de avance presentamos el Mapa Radiométrico de la Ciudad Autónoma.

Vemos que la radiactividad natural en la zona norte es muy baja siendo la zona de mayor tasa de exposición el suroeste (zona del Barrio Chino) donde, los materiales volcánicos de la falda del monte Gurugú con elementos pesados determinan la tasa de exposición en la zona.

Esto ha sido corroborado por las medidas por espectrometría gamma de los suelos. A modo de ejemplo en la zona de Rostrogordo (Norte) se han medido actividades de 136 Bq/kg de K-40 y de 5.2 Bq/kg de Ra-226 mientras que en la inmediaciones de la frontera del Barrio Chino se multiplican estos valores (645 Bq/kg de K-40 y 76.2 Bq/kg de Ra-226).



Distribución energética de partículas α en fuentes finas medidas con bajo factor geométrico

A. Fernández Timón¹, M. Jurado Vargas²

¹Departamento de Ciencias de la Computación, Universidad Rey Juan Carlos; alfonso.fernandez@urjc.es.

²Departamento de Física, Universidad de Extremadura; mjbv@unex.es.

La distribución energética de las partículas α emitidas por una fuente radiactiva viene determinada por las pérdidas energéticas dentro del propio sustrato, principalmente debidas a colisiones electrónicas. En el caso de fuentes finas y medidas a una gran distancia del detector, puede establecerse un modelo teórico simple para la distribución de salida de las partículas de la fuente y tras atravesar la ventana de entrada del detector. El objetivo principal del presente trabajo es el de comparar estas distribuciones teóricas con las distribuciones energéticas obtenidas mediante la simulación Montecarlo con el código SRIM [1].

Modelo teórico

En una fuente de espesor fino y uniforme, las pérdidas energéticas de las partículas α en la fuente son pequeñas, por lo que podemos considerar constante el poder de frenado $S_0 = S(E_0)$, siendo E_0 la energía inicial de emisión de las partículas α . Si además todas las partículas que serán finalmente detectadas son emitidas en dirección perpendicular a la superficie de la fuente (gran distancia fuente-detector), la distribución energética final normalizada vendrá dada por:

$$\frac{N(E_s)}{N_0} = \frac{1}{d_s} \int_0^{d_s} \frac{1}{\sqrt{2\pi\Omega_B^2(x)}} \exp\left(-\frac{(\bar{E}(x) - E_s)^2}{2\Omega_B^2(x)}\right) dx, \quad (1)$$

donde N_0 es el número total de partículas detectadas, d_s el espesor de la fuente, x la profundidad a la que se emite la partícula y $\bar{E}(x) = E_0 - S_0 x$ la energía media final de las partículas emitidas a una profundidad x . La varianza correspondiente al *straggling* de Bohr $\Omega_B^2(x)$ dependerá de la distancia x recorrida por la partícula dentro de la fuente

$$\Omega_B^2(x) = \left(\frac{Z_1 e^2}{2\varepsilon_0} \sqrt{\frac{Z_2 N x}{\pi}} \right)^2. \quad (2)$$

Despreciando la interacción de las partículas en la cámara de medida, donde se produce vacío, las siguientes pérdidas energéticas se producirán en la ventana de entrada del detector. Para un haz de partículas con energía E_s , que incide perpendicularmente sobre una ventana de entrada al detector de espesor d , la energía media perdida por las partículas en este material viene dada por $E_d = S(E_s) * d$, donde $S(E_s)$ representa el poder de frenado de las partículas α para esa energía. Considerando constante el poder de frenado dentro de esta ventana, la distribución de energía de las partículas estará centrada en una energía $E_s - E_d$, con una varianza dada por $\Omega_B^2(d)$:

$$D(E_s, E_s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\Omega_B^2}} e^{-\frac{[E_s - (E_s - E_d)]^2}{2\Omega_B^2(d)}}. \quad (3)$$

Simulaciones con SRIM y resultados

Hemos dividido las simulaciones realizadas en este trabajo en tres partes, considerando en primer lugar la distribución energética de las partículas emitidas por la fuente. Para ello hemos supuesto un total de 50.000 partículas (con energía inicial de 4784 keV, correspondiente a la emisión más intensa del ^{226}Ra) distribuidas uniformemente y de forma aleatoria dentro de una fuente de BaSO_4 (de 750 Å de espesor), emitidas en dirección perpendicular a la superficie de la fuente. Las partículas, tras salir de la fuente, son clasificadas por canales energéticos y la distribución obtenida es comparada con la determinada teóricamente a partir de la expresión (1). La Figura 1.a muestra la distribución simulada junto a la teórica.

En segundo lugar hemos hecho incidir perpendicularmente un haz de 50.000 partículas con energía inicial de 4784 keV, sobre una ventana de silicio de 500 Å, material y espesor típicos de la ventana de entrada de un detector tipo PIPS. Las partículas, después de atravesar la ventana, son clasificadas por canales energéticos y el histograma final es comparado con el obtenido teóricamente (según la expresión (3)) en la Figura 1.b.

La última parte del trabajo consistió en la simulación conjunta de la fuente y la ventana del detector, bajo las mismas condiciones particulares del principio. En este caso la distribución teórica corresponde a la convolución matemática de las expresiones (1) y (3). En la Figura 1.c se realiza esta última comparación.

Las distribuciones obtenidas mediante simulación y mediante el modelo teórico son muy similares en los tres casos considerados. Existen pequeñas discrepancias encontradas en la distribución individual de la fuente, en la zona del máximo, y que son debidas a las conocidas imprecisiones de la simulación en zonas próximas a los bordes del material. También existen pequeñas diferencias en la zona de alta energía, debido a la incorrección del *straggling* de Bohr, y que han sido atenuadas en la distribución global (Figura 1.c). Los resultados del presente trabajo validan el funcionamiento del código SRIM en cuanto a la simulación de los procesos de interacción en la detección de emisores de partículas alfa.

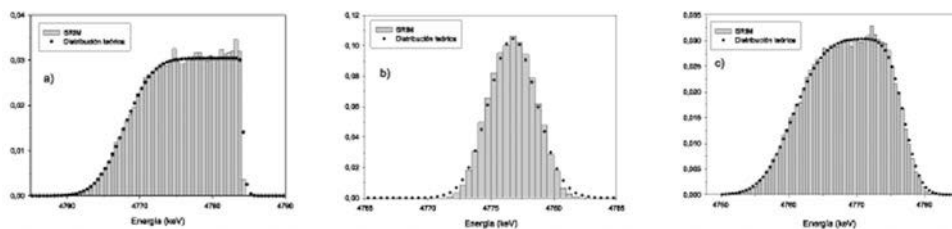


Figura 1. Distribuciones energéticas de las partículas α , obtenidas tras la simulación de: (a) una fuente de ^{226}Ra contenida en un sustrato de 750Å de BaSO_4 , (b) un haz de partículas α de 4784 keV que atraviesa una capa de 500Å de Si y (c) la simulación conjunta. También se muestran las distribuciones teóricas para su comparación.

REFERENCIAS

1. Ziegler J.F., Ziegler M.D., Biersack J.P., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* 268, 1818-1823 (2010).

Electrones y rayos x producidos en la interacción láser – plasma, con blancos metálicos

C. Fonseca^{1,2}, C. Méndez³, D. Bote³, F. Fernández¹, L. Roso³

¹Grupo de Física Nuclear, Universidad de Salamanca, 37008, Salamanca. carmenfonseca@usal.es

²Universidad Distrital Francisco José de Caldas, Facultad de Ingeniería, Bogotá Colombia

³Centro de Laseres Pulsados Ultra Intensos, CLPU, Salamanca

Introducción

Una distribución electrónica con energía de algunas decenas de keV, y su respectiva emisión de Bremsstrahlung, se generan cuando pulsos láser de GW inciden con alta tasa de repetición, sobre láminas gruesas de diferentes materiales, entre ellos, Al, Cu y Au. Los pulsos, cuya duración es de 120 fs, se focalizan en un spot de algunas μm de radio, alcanzando una intensidad de $\sim 10^{17} \text{ W cm}^{-2}$. El campo electromagnético asociado al láser en este nivel de intensidad, es suficiente para ionizar el medio y acelerar los electrones que componen el plasma que se genera como producto de la ionización [1].

La radiación ionizante que se genera durante la interacción, se registra en cristales termoluminiscentes de LiF TLD-700 y a través de un espectrómetro de CdTe para la detección de rayos x. La composición y energía de la radiación emitida, se contrasta con los resultados obtenidos en una simulación Monte Carlo.

Material y métodos

En los experimentos que se presentan en este trabajo, los pulsos láser incidieron en forma oblicua, a 45° respecto a la normal de los diferentes blancos utilizados y son generados en un sistema de Ti:Sa que utiliza la técnica CPA¹ en la amplificación de pulsos cortos. La energía depositada por pulso es $\sim 1 \text{ mJ}$, la potencia $\sim 10 \text{ GW}$ y la tasa de repetición de 1 kHz. Los blancos expuestos son láminas gruesas de Al, Cu y Au, las cuales se encontraban en continuo movimiento durante la interacción, para evitar la incidencia de múltiples pulsos en el mismo punto y con esto la perforación del material. Cada barrido del láser sobre el blanco representa 10^5 pulsos en un tiempo aproximado de 4 minutos.

Aunque se alcanza mayor intensidad del láser, cuando la interacción se realiza en vacío [2], los experimentos se realizaron en aire para reproducir las condiciones normales de operación en la instalación láser. El registro tanto de electrones como de fotones, se realizó a lo largo de la línea de reflexión especular, donde se ha encontrado la mayor emisión de radiación, cuando se utilizan pulsos con polarización P [3].

Para la simulación Monte Carlo, se utilizó el código PENELOPE [4], con el cual se reproducen las condiciones experimentales y se evalúa la naturaleza y energía de las partículas secundarias generadas durante la interacción, así como su distribución angular.

1 Chirped Pulse Amplification.

Resultados y discusión

La radiación emitida se caracteriza con una distribución Bi-Maxwelliana de electrones, con energías KT de 13.8 y 60 keV. La variación de la dosis con la distancia, muestra una importante atenuación que supera a la esperada por la divergencia angular del haz, y se debe fundamentalmente al poder de frenado del aire sobre los electrones, en su transito hacia los cristales detectores. Se registra un buen acuerdo entre los valores experimentales y los esperados por la simulación, como se observa en la Fig.1. Los valores correspondientes a la simulación, son el resultado ponderado de las dos distribuciones de electrones más la contribución de los fotones.

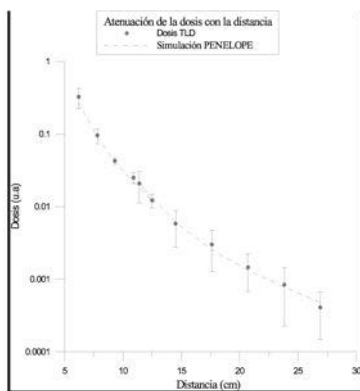


Figura 1. Dosis experimental y simulada.
Blanco de Al.

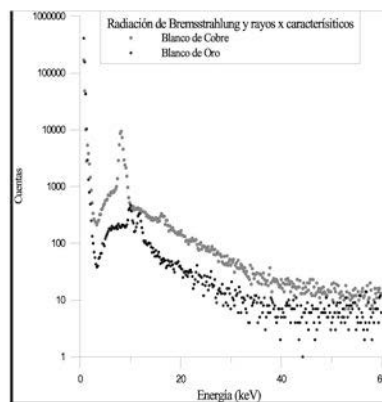


Figura 2. Espectro de Bremsstrahlung con
blancos de Cu, Au.

El decaimiento exponencial del fondo de Bremsstrahlung continuo, generado en la interacción de los electrones con la estructura del material blanco, permite asociar a la distribución de fotones de menor energía, un KT de 9 keV. También Se detectaron rayos x característicos, asociados a las líneas K_{α} para el Cu y L_{α} y L_{β} para el Au. En la figura 2, se muestra el continuo de Bremsstrahlung y las líneas características que sobresalen en el espectro.

Conclusiones

Se mide y caracteriza la radiación ionizante generada durante la interacción de pulsos láser de GW con blancos sólidos metálicos, encontrándose que se compone fundamentalmente de electrones, radiación de Bremsstrahlung y rayos x característicos.

Se confirma la aplicabilidad de la interacción láser-plasma en el diseño de fuentes de radiación y de partículas.

REFERENCIAS

1. Joshi C., Malka V., *New J. Phys.*, **12**, 045003 (2010)
2. Hou B., et al., *Appl Phys.*, **83**, 81 – 85 (2006)
3. Fonseca C., et al., *AIP Conf. Proc.*, **1231**, 223 – 224 (2010)
4. Salvat F., et al., (2010). *PENELOPE*. OECD Nuclear Energy Agency, Issy-les-Moulineaux, France

Estructura de bajo espín de ^{72}Br revisada

J.A. Briz¹, M.J.G. Borge¹, A. Maira¹, A. Perea¹, O. Tengblad¹,
J. Agramunt², A. Algora², E. Estevez², E. Nácher², B. Rubio²,
L.M. Fraile³, A. Deo⁴, G. Farrelly⁴, W. Gelletly⁴ y Z. Podolyak⁴

¹Instituto de Estructura de la Materia, CSIC, jose.briz@csic.es

²Instituto de Física Corpuscular, CSIC-Univ. Valencia

³Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad Complutense de Madrid,

⁴Department of Physics, University of Surrey

Lejos del valle de estabilidad, la ventana de desintegración beta es amplia y por ello gran parte de la intensidad Gamow-Teller (GT) es accesible mediante la desintegración beta. Cálculos teóricos [1] realizados para núcleos con $N \sim Z$ en la región de masas $A=70$, donde coexisten fuertes deformaciones, predicen distribuciones de la intensidad GT muy diferentes para distintas deformaciones (prolada-esférica-oblada) del estado fundamental del núcleo padre. Estas predicciones ofrecen la oportunidad de determinar la deformación de un núcleo a través del estudio de su desintegración beta con un dispositivo de alta sensibilidad.

La desintegración beta del núcleo con $N=Z$ ^{72}Kr fue estudiada en ISOLDE (CERN) con “Lucrecia”, un Espectrómetro Gamma de Absorción Total (TAS), pero el análisis ha puesto de manifiesto la necesidad de información adicional sobre la competencia de electrones de conversión y emisión gamma en las transiciones de baja energía. Por esta razón, se han realizado medidas complementarias con el fin de determinar los coeficientes de conversión de las transiciones de baja energía en el núcleo hijo, ^{72}Br .

Para la medida de los coeficientes de conversión, también realizada en ISOLDE, se ha utilizado un espectrómetro de electrones que se describe en la figura 1. El dispositivo cuenta con diferentes configuraciones de imanes que proporcionan mejor transmisión de electrones hacia el detector de Si(Li) en diferentes rangos energéticos permitiendo así, el estudio de transiciones en un relativamente amplio rango energético del esquema de niveles del núcleo hijo (^{72}Br).

Como ejemplo, la configuración formada por 4 imanes (4B), cada uno de ellos de un campo magnético remanente de intensidad 0.9 T y con el detector colocado a, aproximadamente, 85 mm de la fuente presenta una transmisión óptima para electrones en el rango de energías de 80 a 200 keV. La transmisión máxima obtenida con esta configuración es de 3.5 %.

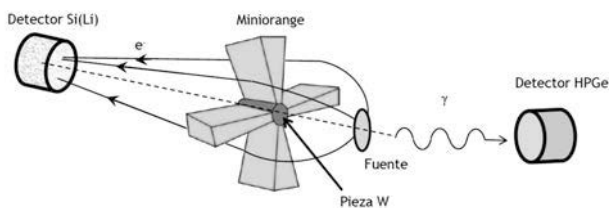


Figura 1. Dispositivo experimental para la medida de los coeficientes de conversión. Se compone de un detector HPGe y un espectrómetro de electrones (miniorange) consistente en un detector de Si(Li) y un conjunto de imanes para mejorar la transmisión de los electrones de conversión y bloquear la radiación gamma procedente de la fuente mediante la pieza central de W.

En el experimento se utilizaron, además del miniorange, dos detectores de Ge hiperpuro (HPGe). Dentro de la figura 2, podemos apreciar en la parte superior el espectro de radiación gamma y en la parte inferior, el espectro de electrones de conversión medido con el miniorange 4B. En ellos se indican las transiciones en ^{72}Br que han sido analizadas indicando si los electrones de conversión son eyectados de la capa K u otra diferente (Tot-K). Éstos últimos se encuentran a la energía de la emisión gamma que los origina menos la energía de ligadura que tenían en su capa dentro del átomo de ^{72}Br .

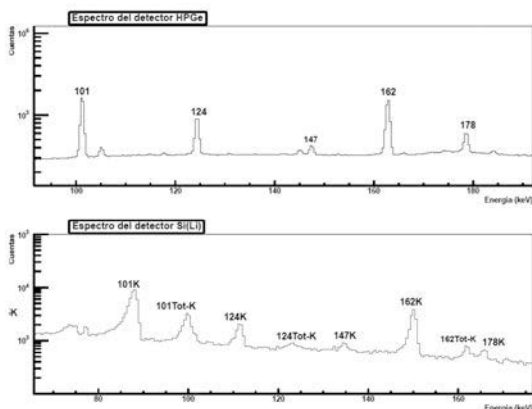


Figura 2. Espectros medidos con haz de ^{72}Kr obtenidos con el HPGe (parte superior) y Si(Li) con miniorange 4B (inferior) a una distancia fuente-detector aproximada de 85 mm.

Los coeficientes de conversión (α) se obtienen a través de la expresión:

$$\alpha = I_e / I_\gamma$$

Determinando el número de cuentas de cada pico en los espectros de la figura 2 y teniendo en cuenta la eficiencia de nuestro detector gamma, la transmisión de electrones del miniorange, y las posibles diferencias de tiempos muertos de ambos sistemas de detección, obtenemos las intensidades gamma (I_γ) y de electrones (I_e) y, consecuentemente, los valores experimentales de dichos coeficientes (α_K y $\alpha_{\text{Tot-K}}$).

De esta forma, se obtienen los coeficientes de conversión experimentales para diferentes transiciones en la región de baja energía de excitación del ^{72}Br . La comparación de los resultados experimentales con los valores teóricos [2] para las diferentes multipolaridades de las transiciones de su misma energía para Br ($Z=35$) nos ha permitido establecer las multipolaridades de cada una de las transiciones estudiadas.

Estos resultados ofrecen la posibilidad de deducir y establecer firmemente el espín y paridad de los estados de baja energía así como del estado fundamental. Éste último ha sido debatido [3,4] y no está firmemente establecido. Obteniendo las multipolaridades de varias transiciones que conectan ciertos estados excitados con espín y paridad conocida podremos deducir el espín y paridad del estado fundamental de ^{72}Br . Los estados mencionados son estados de espín y paridad 1^+ porque son directamente alimentados por desintegración beta del núcleo padre ^{72}Kr que, al ser núcleo par-par tiene un estado fundamental 0^+ y alimentará a través de transiciones permitidas únicamente estados 1^+ .

El montaje experimental, la metodología de análisis y los resultados obtenidos serán presentados de una forma detallada en esta contribución.

REFERENCIAS

1. Sarriuren P. et al., *Nucl. Phys. A*, **658**, 13 (1999)
2. Kibédi T. et al., *Nucl. Instr. and Meth. A*, **589** 202-229 (2008)
3. Collins W.E. et al., *Phys. Rev. C*, **9**, 1457 (1974)
4. Piqueras I. et al., *Eur. Phys. J. A*, **16**, 313-329 (2003)

Estudio de los isótopos ricos en protones ^{31}Ar y ^{33}Ar

V. Pesudo¹, M. J. G. Borge¹, B. Blank², J. A. Briz¹, M. Carmona-Gallardo¹, L. Fraile³, H. Fynbo⁴, D. Galaviz⁵, D. Giovinazzo², J. S. Johansen⁴, A. Jokinen⁶, T. Kurtukian⁶, J. Kusk⁴, T. Nilsson⁷, E. Picado³, K. Riisager⁴, L. R. Gasques⁵, A. Saastamoinen⁶, O. Tengblad¹, G. T. Koldste⁴, J. C. Thomas², J. Van de Walle⁸.

¹Instituto de Estructura de la Materia, CSIC; vicentepesudo@csic.es.

²Centre d'études nucléaires de Bordeaux Gradignan, Université Bordeaux.

³Grupo de Física Nuclear, Facultad CC. Físicas, Universidad Complutense.

⁴Department of Physics and Astronomy, University of Aarhus.

⁵Centro de Física Nuclear, University of Lisbon.

⁶Department of Physics, University of Jyväskylä.

⁷Fundamental Physics, Chalmers Univ. Of Technology.

⁸PH Department, CERN-ISOLDE Colaboration.

Motivación

La desintegración β^+ de los núcleos cercanos a la línea de goteo de protones en la región de los núcleos ligeros es una herramienta fundamental para conocer la estructura nuclear y temas como la conservación de simetría entre transiciones espejo o la reducción de la constante de acoplamiento de la componente Vector-Axial se pueden estudiar en detalle. Además permite acceder al estudio de estados de gran interés en reacciones que involucran el proceso de captura rápida protones (proceso-rp). Debido a la dificultad de sintetizar estos núcleos, son necesarias instalaciones capaces de producir haces radioactivos con unas intensidades suficientes para permitir un análisis exhaustivo de las transiciones.

En el trabajo se estudia la desintegración de los tres isótopos ligados más ricos en protones del Ar. Este proceso involucra para el ^{31}Ar la emisión de protones desde todos los estados excitados del núcleo hijo. Para el caso del ^{32}Ar y ^{33}Ar una parte muy apreciable de su desintegración conlleva emisión de protones. Por ello para obtener un estudio completo del proceso es necesario estudiar con gran eficacia y resolución βp , $\beta\gamma$ y $\beta p\gamma$.

Montaje experimental

El experimento se llevó a cabo en CERN-ISOLDE. Para la detección de partículas cargadas se utilizó el array de detectores de silicio SiliconCube y para la detección de radiación γ Miniball. ISOLDE es una instalación puntera para la producción de los haces necesarios para esta investigación. Mediante la utilización de la técnica ISOL se extraen por difusión un alto rango de isótopos en el blanco de producción, que son ionizados, agrupados, preacelerados, seleccionados y acelerados hacia la zona de experimentación. Todo esto en un tiempo del orden de milisegundos permitiendo estudiar núcleos de vidas medias de este orden.

Para estudiar la emisión de partículas cargadas de interés y descartar las betas emitidas cuando no sean necesarias se utilizan detectores de silicio en configuración de telescopio. Los detectores delanteros se eligen de diferente espesor de modo que permitan estudiar diferentes rangos de energías de la partícula. Estos son de 70, 300 y 500 μm . Los detectores traseros se utilizan en este estudio para descartar los sucesos que en ellos se detectan, ya que se tratará en general de las partículas beta que atraviesan

los delanteros dejando muy poca energía. Los detectores delanteros, además, son detectores de silicio multisegmentado DSSSD 16x16, que situados próximos al blanco permiten una gran cobertura de ángulo sólido y una resolución angular suficiente para permitir la identificación de eventos correlacionados.

Miniball, por su parte, es un array de detectores de germanio de alta pureza fragmentados que permite la detección de la radiación electromagnética emitida en las desexcitaciones de los núcleos hijos. La detección de partículas cargadas y gammas en coincidencia da a este análisis un valor añadido.

Resultados

El ^{33}Ar es el núcleo más cerca del valle de estabilidad de los tres que se estudian, lo que se traduce en una vida media mucho mayor y, consecuentemente más facilidad a la hora de producirlo y estudiarlo. El esquema de niveles del núcleo hijo, el ^{33}Cl es conocido con bastante precisión. A pesar de eso, estudiando los espectros de radiación γ se observan picos sin identificar, provenientes de contaminantes, como el ^{16}N y el ^{17}N . En lo que se refiere al espectro de partículas cargadas, algunos niveles excitados del ^{33}Cl tienen abierto el canal de emisión de partículas cargadas al ^{32}S . Debido a las dificultades experimentales es difícil determinar la emisión de protones de baja energía. Se estudian maneras de reducir el ruido a bajas energías en el espectro de protones que permita explorar esta región. Se estudia el ensanchamiento de los picos del espectro debido al retroceso en la emisión beta-neutrino que le precede.

El ^{31}Ar es un núcleo especialmente interesante ya que a lo largo de la cadena $N=13$ se encuentra entre los núcleos no ligados ^{30}Cl y ^{32}Kr . Decae β^+ al ^{31}Cl , el cual al estar en un estado excitado, tiene abiertos los canales de emisión de uno y dos protones. Se cree que en esta cadena pueden darse hasta 3 emisiones de tres protones. Entre los motivos para su estudio destacaba el hecho de que la emisión de dos protones procedentes de la misma capa podía arrojar algo de luz sobre su interacción dentro del núcleo. En los estudios realizados hasta la fecha no se ha hallado correlación entre los protones emitidos en los eventos registrados con multiplicidad dos. Así mismo, no hay eventos claramente clasificables como eventos de multiplicidad tres. Esta, de existir, se da a una energía baja que nuestros estudios pretenden hallar o, al menos, acotar superiormente.

Se presentarán técnicas de calibración directa con los espectros a estudiar y de reducción de ruido a bajas energías y los primeros resultados del análisis.

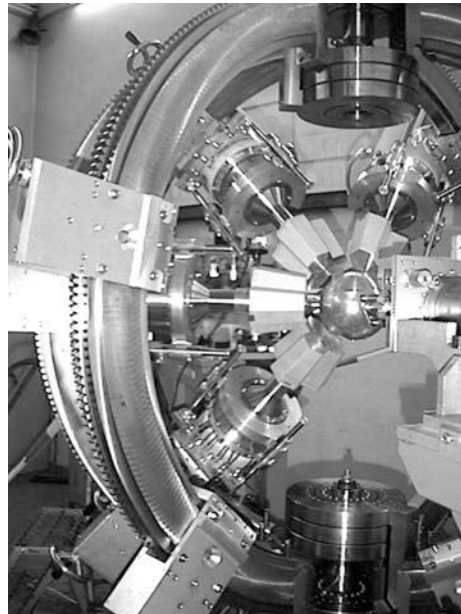


Figura 1. Fotografía de Miniball, array de detectores de germanio de alta pureza fragmentados.

REFERENCIAS

1. M.J.G.Borge [et al] Nucl. Phys. A 701 373c-377c (2002)
2. N.Adimi [et al] Phys. Rev C 81, 024311 (2010)

Explorando la estructura de isótopos de nitrógeno ricos en neutrones

C. Rodríguez-Tajes¹, H. Álvarez-Pol¹, T. Aumann², E. Benjamim¹, J. Benlliure¹, M.J.G. Borge³, M. Caamaño¹, E. Casarejos¹, D. Cortina-Gil¹, A. Chatillon², L. V. Chulkov^{2,4}, K. Eppinger⁵, T. Faestermann⁵, M. Gascón¹, H. Geissel², R. Gernhäuser⁵, B. Jonson^{6,7}, R. Kanungo⁸, R. Krücken⁵, T. Kurtukian¹, K. Larsson⁶, P. Maierbeck⁵, T. Nilsson⁶, C. Nociforo², Yu. Parfenova⁹, C. Pascual-Izarra³, A. Perea³, D. Pérez-Loureiro¹, A. Prochazka², H. Simon², K. Sümmerner², O. Tengblad³, H. Weick², M. Winkler² y M. V. Zhukov⁶

¹Universidad de Santiago de Compostela, 15782 Santiago de Compostela, Spain.

²GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Germany.

³Instituto de Estructura de la Materia, CSIC, Spain.

⁴Kurchatov Institute, Russia.

⁵Technische Universität München, Germany.

⁶Chalmers Tekniska Högskola och Göteborgs Universitet, Sweden.

⁷PH Department, CERN, Switzerland.

⁸Saint Mary's University, Canada.

⁹Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, Russia.

El exceso de neutrones y las débiles energías de ligadura que se observan lejos de la estabilidad beta son responsables de la aparición de diversos fenómenos estructurales muy interesantes, tales como las configuraciones de halo. En este trabajo, se presentan datos experimentales de reacciones de arranque de un neutrón para isótopos de nitrógeno ricos en neutrones, con $A=18-22$. Se discuten el papel de la capa sd y los cambios de estructura al superar el número de neutrones $N=14$.

El experimento se realizó en el GSI, en el espectrómetro magnético FRS [1]. Los proyectiles de nitrógeno ricos en neutrones se obtuvieron por fragmentación de un haz primario de ^{40}Ar , acelerado a 700 MeV/nucleón, en un blanco de berilio situado a la entrada del FRS. La primera parte del espectrómetro se utilizó para separar e identificar los proyectiles. Las reacciones de arranque de un neutrón tuvieron lugar en el plano focal intermedio del espectrómetro, en un blanco de berilio con un espesor de 1720 mg/cm². La segunda parte del FRS se utilizó para estudiar los productos de la reacción. En las referencias [2,3] puede encontrarse una descripción detallada de este dispositivo experimental.

Se determinaron las secciones eficaces de arranque de un neutrón y se obtuvieron las distribuciones de momento longitudinal de los fragmentos $A-1$. Los resultados se interpretaron en el marco de la aproximación eikonal del modelo de Glauber, adecuada en el régimen de altas energías en el que se desarrolló el experimento.

El estudio de los datos experimentales permitió cuantificar la presencia de neutrones en ondas s y d , acoplados a diferentes estados del $core$ $A-1$. De este modo, se obtuvo información sobre la función de onda correspondiente al estado fundamental de los isótopos $^{18-22}\text{N}$ y sobre su evolución con el número de neutrones. En particular, pudo observarse claramente la transición entre las configuraciones $0d_{5/2}$ y $1s_{1/2}$ en $N=14$. El caso del ^{22}N es especialmente interesante ya que no se habían medido reacciones de arranque de un neutrón hasta el momento. Los resultados confirmaron la estructura de halo del ^{22}N , propuesta ya en trabajos anteriores [4-7].

REFERENCIAS

1. H. Geissel et al., *Nucl. Instr. Meth. B*, **70**, 286 (1992).
2. C. Rodriguez-Tajes et al., *Phys. Lett. B*, **687**, 26 (2010).
3. C. Rodriguez-Tajes et al., *Phys. Rev. C*, **82**, 024305 (2010).
4. Z. Ren et al., *Nucl. Part. Phys.*, **22**, 523 (1996).
5. R. K. Gupta et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, **26**, 23 (2000).
6. R. K. Gupta et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, **28**, 699 (2002).
7. R. Kanungo et al., *Phys. Lett. B*, **512**, 261 (2001).

Fast-timing study of n-rich Fe nuclei populated in the β -decay of Mn

B. Olaizola¹, L. M. Fraile¹, H. Mach^{1,2}, J. A. Briz³, J. Cal¹, D. Ghita⁴, W. Kurcewicz⁵, S. Leshner⁶, D. Pauwels⁷, E. Picado¹, D. Radulov⁷, J. M. Udías¹

¹Grupo de Física Nuclear, Facultad de Físicas, Universidad Complutense, Madrid

²Medical And Scientific Time Imaging Consulting, Nyköping, Sweden

³Instituto de Estructura de la Materia, CSIC, E-28006 Madrid, Spain

⁴Horia Hulubei National Institute of Physics and Nuclear Engineering, Bucharest, Romania

⁵Institute of Experimental Physics, Warsaw University, Hoza 69, PL 00-681 Warsaw, Poland

⁶University of Notre Dame, USA

⁷Katholieke University Leuven, Belgium

During the last years nuclei with large neutron abundance have been object of extensive studies. The expectation is that the change of shell structure may lead to the disappearance of the stable magic numbers and the appearance of new ones. The below ^{68}Mn region is one of such areas, where the competition of several effects affects the $N=40$ gap. The $g_{9/2}$ neutron orbital plays a crucial role in the evolution of these isotopes since it governs the relative position of the negative parity $p_{3/2-5/2}f_{7/2}$ and positive-parity $g_{9/2}$ orbitals. The filling of neutrons in these orbitals gives rise to states with opposite parity and high difference in J quantum number, leading to forbidden electromagnetic transitions and the presence of long-lived nuclear states. The ATD $\beta\gamma\gamma(t)$ technique [1] gives access to lifetimes of such states in the nanosecond and sub-nanosecond regime and allows to obtain dynamic moments in Fe isotopes and their daughters in order to characterize the role of particle-hole excitation across the $N=40$ sub-shell closure and the development of collectivity. The experimental information obtained on will be a very valuable input to effective interactions in the region.

With this aim we have performed a fast-timing ATD $\beta\gamma\gamma(t)$ experiment at the ISOLDE facility at CERN. We have investigated Fe neutron rich nuclides below ^{68}Ni populated the β -decay of Mn isotopes in order to measure half lives of excited states. A compact setup employing a fast beta plastic scintillator, 2 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ crystals and 2 HPGe detectors was employed. The ATD $\beta\gamma\gamma(t)$ consists in coincidences between the β -detector as a starter of the TAC, a HPGe in order to select a specific branch of decay and scintillator crystal for its rapid time response as a stop of the TAC. We will report on the analysis of level lifetimes (down to a few picoseconds) in ^{63}Fe and ^{65}Fe nuclei, as well as the level schemes of those nuclei.

Haces monocromáticos de electrones para física fundamental y aplicaciones

J. Almansa¹, J. M. Cornejo², A. M. Lallena², D. Rodríguez²

¹Servicio de Radiofísica Hospitalaria, Hospital Universitario Virgen de las Nieves; jalmansa.lopez@gmail.com

²Departamento de Física Atómica Molecular y Nuclear, Universidad de Granada; jmcg@ugr.es

²Departamento de Física Atómica Molecular y Nuclear, Universidad de Granada; lallena@ugr.es

²Departamento de Física Atómica Molecular y Nuclear, Universidad de Granada; danielrodriguez@ugr.es

Introducción

Disponer de haces monocromáticos de electrones de alta energía (decenas de MeV), permite, en el campo de la física nuclear y de partículas obtener una función respuesta de sistemas formados por detectores de radiación, lo cual es fundamental si se desea utilizar estos sistemas en experimentos como por ejemplo de correlación angular β - ν [1]. Dada la dificultad de producir electrones mono-energéticos con fuentes naturales, es importante encontrar soluciones sencillas que permitan la calibración sin necesidad de uso de una instalación de gran escala. Resolver este problema, además permitiría utilizar el dispositivo para aplicaciones en física médica, concretamente para medir el perfil energético de aceleradores lineales de electrones, utilizados para terapia en los hospitales españoles.

En esta comunicación se presentarán los últimos resultados obtenidos en el Centro Nacional de Aceleradores de Sevilla con el primer prototipo de un dispositivo denominado MEIS (*Monochromatic Electron and Ion Source*) que ha constituido el trabajo de máster en el programa interuniversitario de física nuclear de J. M. Cornejo [2]. En base a ellos se presentarán las simulaciones que se llevan a cabo para estudiar aspectos relacionados con el apantallamiento de la radiación que se genera por impacto de los electrones con los materiales (hierro y cobre fundamentalmente) que conforman la primera versión del dispositivo. Además estas simulaciones tiene como objetivo el diseño de los colimadores, material y dimensiones de los mismos, que permitan con la radiación incidente, realizar las medidas en un tiempo razonable y obteniendo la mejor resolución en energía posible. Esta primera versión tiene mayores prestaciones en términos de intensidad de campo magnético y portabilidad que el único dispositivo formado por electroimanes y construido hasta la fecha [3].

Metodología

El dispositivo consiste en un conjunto de electroimanes, donde el campo magnético es variable en función de la intensidad que circula por las bobinas. Regulando dicha intensidad permite obtener aquellos electrones a la energía deseada.

Para la prueba del dispositivo en el Centro Nacional de Aceleradores (CNA) se ha elegido como fuente de electrones, aquellos que provienen del decaimiento del ^8Li ($T_{1/2}=839$ ms, $Q=16$ MeV). Este isótopo tiene un valor Q muy elevado lo que permite ampliar el rango de energía de los electrones que se quieren producir. Además su producción es sencilla ya que pueden obtenerse altas tasas con la reacción $d(^7\text{Li},^8\text{Li})p$ a las energías que suministra el acelerador de 3 MV Tandem van de Graaff del CNA, lo cual ya se ha puesto de manifiesto en un primer experimento realizado en el año 2009, donde además de observar la producción de una manera cualitativa como función de

la energía de estos deuterones, pudo medirse con los datos obtenidos y un sistema de adquisición ultra-rápido la vida media de este isótopo con una precisión sin precedentes [4]. Para este experimento también se implementó por primera vez un haz pulsado implementando un sistema *push-pull* en la fuente de iones del acelerador.

Para completar estos experimentos y poder finalizar la estructura básica del monocromador, una vez pasado el primer punto importante de generar la intensidad deseada de campo magnético, hay que realizar simulaciones utilizando paquetes informáticos avanzados, como por ejemplo GEANT4 (C++) [5] o PENELOPE (FORTRAN) [6] que permitan concluir respecto a:

1. Estudio de la radiación generada en el monocromador y no deseada,
2. Estudio de los materiales idóneos para el apantallamiento de la radiación producida,
3. Caracterización y optimización de la colimación del haz
4. Estudio y optimización de la resolución del dispositivo

Para ello el código base trata, primero de reproducir los resultados del experimento en el ordenador y en base a ello hacer un estudio detallado para concluir en los cuatro puntos antes mencionados.

Resultados

En esta comunicación se presentarán los resultados obtenidos en el experimento del Sevilla y se compararán dichos resultados con las simulaciones realizadas con GEANT4 y PENELOPE.

REFERENCIAS

- [1] X. Fléhard et al, Phys. Rev. Lett. 101, 212504 (2008)
- [2] J. M. Cornejo et al, este congreso.
- [3] R. Ray, J.L. Rosen, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 273, 13-15 (1988)
- [4] X. Fléhard et al, Phys. Rev. C 82, 027309 (2010)
- [5] Geant4: <http://www.geant4.org/>
- [6] Salvat F., Fernandez-Varea J.M. y Sempau J., "PENELOPE-2008: A code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport", Workshop Proceedings, Barcelona, Spain. ISBN 978-92-64-99066-1.

Este trabajo ha sido financiado con el proyecto FPA2010-14803 y la acción complementaria AIC2010-D-000562 del Ministerio de Ciencia e Innovación. Los autores quieren agradecer al personal del CNA, a los colaboradores científicos del mismo centro así como a los colaboradores científicos del LPC-Caen (Francia) por el trabajo de colaboración.

La radiactividad de la arena de las playas de Las Palmas de Gran Canaria

M. A. Arnedo, J.G. Rubiano, A. Tejera, H. Alonso, J. M. Gil, R. Rodríguez y P. Martel

Departamento de Física, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria; pmartel@dfis.ulpgc.es.

A diario, la población está expuesta a la radiación ionizante procedente, fundamentalmente, de radionucleidos de origen natural. El control de estos niveles de radiación es importante no solo para evaluar la dosis que se recibe en función del lugar dónde se vive, sino también, para tener caracterizados los niveles locales normales de esta radiactividad ambiental a fin de poder detectar cualquier variación que permitiese investigar su posible causa natural o antropogénica.

Canarias, por su situación geográfica, por su elevado tránsito marítimo y por ser un destino turístico de primer orden requiere de un control radiológico periódico. Desde hace algún tiempo y en colaboración con el CSN siguiendo el protocolo de MARNA se ha establecido el mapa de radiación gamma ambiental de las Islas Canarias orientales (las más cercanas al continente africano, donde se ubica el Puerto de la Luz y de Las Palmas y las cuentan con mayor superficie de playas). También, se han determinado la composición radioisotópica de los suelos de Gran Canaria, Lanzarote y Fuerteventura en colaboración con el grupo FRYMA de la Universidad de Huelva en el ámbito de un proyecto financiado por el Gobierno de Canarias y cuyos principales resultados (mapas de actividades específicas de Ra-226, Th-232, K40 y Cs-137) son objeto de otra comunicación presentada a la Bienal.

En este trabajo presentaremos los primeros resultados sobre la determinación de los radionucleidos presentes en la arena de la zona intermareal de las playas de Canarias. Como el objetivo general donde se engloba el estudio es el de determinar la radiactividad asociada a la interacción marina en el litoral, se elige esta zona de la playa, ya que es precisamente en ella donde el transporte de sedimentos está gobernado principalmente por las mareas y las corrientes de resaca del oleaje [1]. Se han recolectado muestras de arena de las tres playas de la ciudad de Las Palmas de Gran Canaria: Las Alcaravaneras, Las Canteras y La Laja entre septiembre de 2010 y febrero de 2011 (antes del accidente nuclear de Japón). Las muestras se han recogido siempre en marea baja, y a pocos metros del agua. A fin de estudiar la variación con la profundidad se ha tomado en cada punto una muestra de arena superficial y otra entre 20 y 30 centímetros de profundidad. Estas muestras, son secadas durante 48 horas en un horno a 80°C, homogeneizadas con un tamiz de 1 mm y herméticamente cerradas en un envase de plástico durante al menos 4 semanas antes de la medida a fin de alcanzar el equilibrio entre las series del U-238 y Th-232 y sus respectivas progenies.

La determinación de las concentraciones de los radioisótopos por espectrometría gamma se ha llevado a cabo utilizando un detector coaxial de HPGe Canberra de rango extendido (XtRa) con un 40% de eficiencia relativa y una FWHM de 1.1 keV a 88 keV conectado a un analizador multicanal Canberra modelo DSA 1000 y contenido en un blindaje de hierro de 15 cm de espesor. La calibración en eficiencia se ha realizado mediante el programa LABSOC de Canberra basado en el método Montecarlo, que permite modelar de forma sencilla diferentes geometrías de muestra y obtener las curvas de eficiencia. Se ha verificado la calibración utilizando los patrones de referencia de la IAEA RGK-1 (Potassium Sulfate), RGU-1 (Uranium Ore) y RGTh-1 (Thorium

Ore). La calibración en energía se realizó mediante la muestra patrón Eu155/Na22 (Camberra ISOXSRC, serie 7F06-9/10138) y también se corroboró usando la línea de 1460,8 keV del K40 (patrón IAEA: RGK-1 Potassium Sulfate). Los resultados de la calibración se han intercomparado, también, de manera satisfactoria con un equipo similar (ORTEC) del grupo FRYMA de la Universidad de Huelva calibrado mediante un método empírico [2].

Para cada muestra, se han determinados las actividades específicas los radioisótopos naturales Ra-226, Th-232 y K-40. El Ra-226 se determinó a partir del Pb-214, utilizando la línea de emisión 351,9 keV (intensidad 37,6%). El Th-232 se determinó a partir del Ac228 y el Tl-208 mediante las líneas de emisión de 911,2 keV (intensidad 25,8%) y 583,2 keV (intensidad 84,5%), respectivamente. El K-40 se midió de forma directa, mediante la línea de emisión de 1460.8 keV (intensidad 10,7%). También se han determinado las actividades específicas de Cs-137, en aquellos casos en los que se ha detectado. Se ha hecho un estudio de la influencia de la geometría del envase, de la profundidad de la arena y de la variabilidad estacional. También, se calculan las dosis equivalentes y otros índices de riesgo que nos indican la posible peligrosidad desde el punto de vista radiológico [3-4]. Por último, se comparan los resultados con los obtenidos en la bibliografía en otros países del mundo, así como con los límites de seguridad recomendados por los organismos internacionales [5-7].

A modo de avance, en la Tabla 1 mostramos los valores medios de las actividades específicas del K-40, Ra-226, Th-232 y Cs-137 para las arenas superficiales de las playas de las Palmas de Gran Canaria.

Tabla 1. Actividades específicas medias de las arenas superficiales (ND, no detectado)

	K40 (Bq/Kg)	Ra226 (Bq/Kg)	Th232 (Bq/Kg)	Cs137 (Bq/Kg)
Las Canteras	440 ± 28	14,90 ± 1,94	14,90 ± 1,94	ND
Las Alcaravaneras	426 ± 20	13,60 ± 1,31	14,50 ± 1,39	ND
La Laja	466 ± 24	19,03 ± 1,87	25,30 ± 2,23	ND

REFERENCIAS

1. De Meijer, et al., *Appl. Radiat. Isot.*, **54**, 535–542 (2001)
2. Pérez-Moreno, J.P. et al. *Nucl. Instrum. Methods A* **491**, 152–162 (2002).
3. UNSCEAR. *Sources and effects of ionizing radiation*. United Nations Publication (1993)
4. UNSCEAR. *Sources and effects of ionizing radiation*. United Nations Publication (2000)
5. Veiga, R. et al., *Radiat. Meas.*, **41**, 189–196 (2006)
6. Radenkovic, M.B. et al., *J. Serb. Chem. Soc.* **74(4)**, 461–470 (2009).
7. Eissa, H.S., et al., *Radiat. Prot. Dosim*, doi:10.1093/rpd/ncq498 1–8 (2010).

Latent heat of nuclear matter

A. Carbone¹, A. Polls², A. Rios³, I. Vidaña⁴

¹Dpt. d'Estructura i Constituents de la Materia, Universitat de Barcelona; ariannac@ecm.ub.es.

²Dpt. d'Estructura i Constituents de la Materia, Universitat de Barceona; artur@ecm.ub.es.

³Department of Physics, University of Surrey; A.Rios@surrey.ac.uk.

⁴Centro de Física Computacional, University of Coimbra; ividana@fis.uc.pt.

The liquid-gas phase transition picture can, in principle, be applied to nuclear systems [1]. The nucleon-nucleon interaction has a qualitatively similar structure to the interatomic one: it is repulsive at short relative distances and attractive at intermediate and long distances. At zero temperature, this structure drives the particles to stay at a given distance from each other, thus leading to a structured liquid phase. As temperature increases, thermal fluctuations overcome the interaction effects and the system tends to gasify, thus causing a phase transition.

The only way to study thermodynamical properties of nuclear systems on Earth is via intermediate and heavy ion collisions, which unfortunately are particularly fast processes (10^{-21} s) and very difficult to model. From the theoretical side, symmetric nuclear matter at finite temperature provides a first qualitative scenario of the thermodynamics of nuclear systems and, particularly, of the liquid-gas phase transition [2].

The latent heat is a very interesting quantity [3], since it can provide a further characterization of the liquid-gas phase transition, and it can be potentially extracted both from experiments and theory. In the case of infinite nuclear matter, the latent heat per particle accounts for the amount of heat needed to take a nucleon from the liquid to the gas phase.

A very efficient way to get insight into the thermal behavior of nuclear matter is by means of effective interactions in the framework of a Hartree-Fock approximation. In this work we use effective interactions of Skyrme type. In particular, we consider the four parametrizations: BSk17, ZR1, LNS, SLy9.

At finite temperature, we need to calculate all the thermodynamical quantities of the system, energy, entropy, free energy and pressure, according to the Fermi-Dirac momentum distribution of states:

$$n(k, T) = \frac{1}{1 + e^{[(k) - \mu]/T}}.$$

When nuclear matter is heated a phase coexistence develops, between a relatively high-density liquid phase and a low-density gas, until a critical temperature T_c is reached.

In order for such an equilibrium to exist, the chemical potential and the pressure of the two phases should be equal:

$$\mu(\rho_g, T) = \mu(\rho_l, T), \quad P(\rho_g, T) = P(\rho_l, T).$$

At a given temperature T , the solution of this set of equations provides a den-

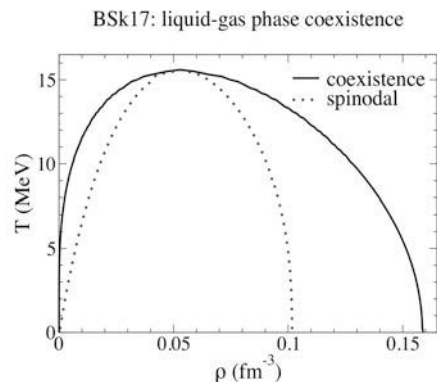


Figure 1: coexistence and spinodal line using BSk17 Skyrme force parametrization.

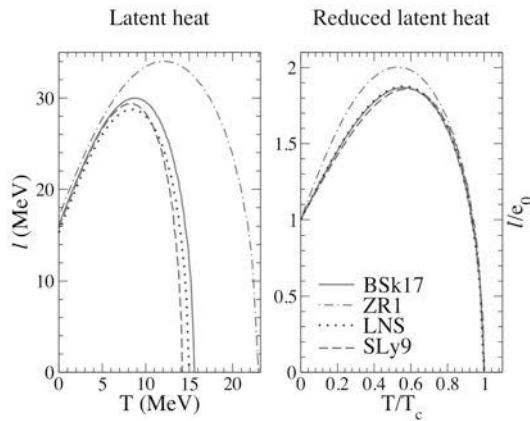


Figure 2: left panel, latent heat as a function of temperature for the four Skyrme forces; right panel, same figure plotted in reduced dimensionless units.

the product of T and the difference of the entropies of the two phases. In Fig.2 we observe that the latent heat has a characteristic bump shape as a function of T . In the $T = 0$ limit, l has a finite value, which corresponds to the binding energy of nuclear matter e_0 , it then grows with temperature up to a well-defined maximum and then sharply goes to zero at $T = T_c$.

The reduced plot in the right panel of Fig.2 is helpful in highlighting the dependence of the latent heat on the different equations of state, and we can affirm that the qualitative behavior is equal for all Skyrme parametrizations considered.

The derivative of the latent heat close to zero temperature is positive and we proved analytically this result to be valid regardless of the effective interaction and of the many-body approximation considered. Furthermore the critical behavior of the latent heat can be described in terms of critical exponents and our self-consistent Hartree-Fock calculations yield a critical exponent which mirrors the one obtained with any mean-field theory ($\beta = 1/2$) [3].

In conclusion, we have analyzed in detail the latent heat of the liquid-gas phase transition of symmetric nuclear matter. It is not particularly easy to understand physically why the latent heat should present a maximum as a function of temperature. One might interpret the presence of this maximum as a manifestation of the underlying NN interaction.

We hope that the present study will encourage further experimental analysis of the latent heat in multifragmentation collisions.

REFERENCES

1. Pochodzalla, J., *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **39**, 443 (1997)
2. Rios, A., *Nucl. Phys. A*, **845**, 58 (2010)
3. Carbone, A., Polls, A., Rios, A., Vidaña, I., *Phys. Rev. C*, **83**, 024308 (2011)

sity couple, (ρ_g, ρ_l) , which defines the coexistence diagram shown in Fig.1, obtained using effective Skyrme force BSk17. We also plot the spinodal line which defines the boundary between stable and unstable thermodynamical states of nuclear matter.

The latent heat which characterizes the liquid-gas phase transition can be calculated using the Clausius-Clapeyron formula, or, as adopted in this work for numerical reasons, it can also be derived through the relation:

$$l = T (s_g - s_l),$$

which describes the latent heat as

Lifetime Measurement in Neutron-rich Cu Isotopes

M. Doncel¹, E. Sahin², A. Görgen³, A. Gadea⁴, G. de Angelis², B. Quintana¹, J. J Valiente-Dobón², C. Louchart³, W. Korten³, M. Albers⁵, S. Aydin⁶, D. Bazzacco⁷, M. Bostan⁸, E. Clément⁹, L. Corradi², A. Dewald⁴, G. Duchene¹⁰, M. N. Erduran⁸, E. Farnea⁷, E. Fioretto², G. de France⁹, C. Fransen⁵, R. Gernhäuser¹¹, A. Gottardo², M. Hackstein⁵, T. Huyuk⁴, S. Klupp¹¹, A. Kusoglu⁸, S. Lenzi⁷, J. Ljungvall¹², S. Lunardi⁷, R. Menegazzo⁷, D. Mengoni⁷, C. Michelagnoli⁷, T. Mijatovic¹⁶, G. Montagnoli⁷, D. Montanari², O. Möller¹³, D. R. Napoli², A. Obertelli³, R. Orlandi¹⁴, A. Prieto¹, G. Pollaro¹⁵, F. Recchia⁷, W. Rother⁵, M-D Salsac³, F. Scarlassara⁷, M. Schlarb¹¹, M. Sferrazza¹⁵, P. P. Singh², A. Stefanini², B. Sulignano³, S. Szilner¹⁶, C. Ur⁷

¹LRI, University of Salamanca, Salamanca, Spain (doncel@usal.es), ²INFN, Laboratori Nazionali di Legnaro, Legnaro (Padova), Italy, ³CEA Saclay, IRFU/SPhN, France, ⁴IFIC, Valencia, Spain, ⁵IKP, University of Köln, Germany, ⁶University of Aksaray, Aksaray, Turkey, ⁷Dipartimento di Fisica dell'Università di Padova and INFN, Sezione di Padova, Padova, Italy, ⁸Department of Physics, Istanbul University, Istanbul, Turkey, ⁹GANIL, CEA/DSM-CNRS/IN2P3, Caen, France, ¹⁰IPHC, IN2P3/CNRS et Université Louis Pasteur, Strasbourg, France, ¹¹Technische Universität München, Germany, ¹²CSNSM Orsay, IN2P3/CNRS, France, ¹³Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, Germany, ¹⁴IEM - CSIC, Madrid, Spain, ¹⁵Dipartimento di Fisica Teoria, Università di Torino, Italy, ¹⁶Department of Physics, the University Libre of Bruxelles, Belgium, ¹⁷Ruder Boskovic Institute, Zagreb, Croatia.

Introduction

The aim of the experiment has been to measure lifetimes of excited states in neutron-rich nuclei in the region of ^{78}Ni , in particular Ni, Cu and Zn isotopes, using the recoil-distance Doppler shift method. The states have been populated in multi-nucleon transfer reactions, where LNL has a wide experience, between a ^{76}Ge beam and a ^{238}U target. The projectile-like reaction partners have been identified using the PRISMA magnetic spectrometer, while γ rays were detected by the AGATA Demonstrator.

Physics Motivation

Magic numbers are a key feature in finite Fermion systems since they are strongly related to the underlying mean field. Their existence and their stability suggested the presence of closed shell configurations which lead to the development of the Shell Model of atomic nuclei. Recent theoretical predictions [1-3] and experimental results have indicated that magic numbers can change depending on where they lie on the nuclear chart, thus implicating a more local applicability. The tensor component of the residual interaction is expected to depend strongly on the filling of the orbital near the Fermi surface. This effect of the tensor force is present in all regions of the nuclear chart, not only close to the drip lines [4]. An attraction (repulsion) is expected for orbitals with anti-parallel (parallel) spin configuration. Such a mechanism is predicted to cause modifications into the known shell gaps with their possible weakening or disappearance. It is also predicted that the $Z=28$ gap for protons in the pf-shell becomes smaller moving from ^{68}Ni to ^{78}Ni as a result of the attraction between the proton $f_{5/2}$ and the neutron $g_{9/2}$ orbits and repulsion between the proton $f_{7/2}$ and neutron $g_{9/2}$ configurations, thus modifying or even inverting the effective single particle states [2-5].

In such context neutron-rich nuclei like ^{72}Ni , ^{71}Cu , ^{73}Cu , ^{74}Zn and ^{76}Zn are very interesting since they allow searching for anomalies into the shell structure. Neutron-rich Cu isotopes, having one proton outside the $Z=28$ shell, are good probes of the single particle structure in the region of ^{78}Ni . The characterization of their excited states al-

lows searching for possible shell modifications due to the tensor mechanism mentioned above.

Experimental details and data analysis

A multi nucleon transfer reaction between a ^{76}Ge beam of 577 MeV energy and a ^{238}U target of 1.5 mg/cm^2 together with a 1.4 mg/cm^2 thick Ta backing has been used to populate the excited states for the nuclei of interest. The target was mounted together with a Nb degrader foil of 4.2 mg/cm^2 thickness in a compact Plunger device, provided by the University of Cologne.

The projectile-like reaction partners, detected and identified in the magnetic spectrometer PRISMA, exit the target foil with an average energy of 395 MeV and a velocity of $30\text{ }\mu\text{m/ps}$ ($v/c=10.5\%$). The Nb foil degrades the energy of the ions to 300 MeV and results in an average velocity of $28\text{ }\mu\text{m/ps}$ ($v/c=9.3\%$). The difference in velocity is large enough to distinguish γ rays emitted before and after the degrader foil by their different Doppler shifts. By measuring the relative intensities of γ rays emitted before and after the degrader as a function of degrader distance, the lifetime of the γ -decaying state can be determined with high precision. Emitted gamma rays are detected with the AGATA Demonstrator located at backward angles sensitive to their Doppler shift. Detailed analysis is ongoing in order to extract lifetimes in neutron rich $^{71,73}\text{Cu}$ nuclei populated via 3-proton stripping reaction from the beam nucleus.

REFERENCES

1. I. Hamamoto et al., Nucl. Phys. A 683, 255 (2001).
2. T. Otsuka et al., Prog. Theor. Phys. Supp 146, 6 (2002).
3. T. Otsuka et al., Phys. Rev. Lett. 95, 232502 (2005).
4. T. Otsuka et al., Phys. Rev. Lett. 87, 082502 (2001).
5. O. Sorlin et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 61, 602 (2008).

Measurement of Activity Produced by Low Energy Proton Beam in Metals Using off - line PET

P. M. G. Corzo¹, J. Cal-González¹, J. L. Herraiz¹, E. Herranz¹, E. Picado¹, E. Vicente^{1,3},
J. M. Udías¹, S. España², J. J. Vaquero^{4,5}, A. Muñoz⁶, L. M. Fraile¹

¹ Grupo de Física Nuclear, Dpto. Física Atómica, Molecular y Nuclear, UCM, Madrid, Spain

² Department of Radiation Oncology, Massachusetts General Hospital and Harvard Medical School, Boston, MA, USA

³ Instituto de Estructura de la Materia, Consejo Superior de Investigaciones Científicas (CSIC), Madrid, Spain

⁴ Departamento de Bioingeniería e Ingeniería Aeroespacial, Universidad Carlos III de Madrid, Spain

⁵ Unidad de Medicina y Cirugía Experimental, Hospital General Universitario Gregorio Marañón, Madrid, Spain

⁶ Centro de Microanálisis de Materiales, Universidad Autónoma de Madrid, Madrid, Spain

Abstract

In this work we investigate PET imaging with ^{68}Ga and ^{66}Ga isotopes ($T_{1/2}$ of 67.63 min and 9.4 hours respectively). ^{68}Ga and ^{66}Ga are suitable as PET isotopes due to their half-lives, low energy production thresholds and characteristics β end-point energy. Even, ^{68}Ga can be obtained from isotope generators. In this work, both isotopes are produced by activation on a Zinc target by a proton pencil beam, which allows creating detailed patterns, such as the Derenzo-inspired one employed here. The purpose of this work is to explore the feasibility of PET monitoring in hadrontherapy treatments, and to study how activity and positron range affects PET image reconstruction. The proton beam was produced with the 5 MV tandetron accelerator at CMAM. The energy of this beam (up to 10 MeV) is similar to the residual energy of the protons used for therapy at the distal edge of their path. The activated target was imaged in an ARGUS small animal PET/CT scanner and reconstructed with a fully 3D iterative algorithm, with and without range corrections. Gamma spectrometry techniques were used to identify and determine the activity of the isotopes produced in the samples of irradiated zinc and the activity produced was contrasted against yields rates present in the literature.

Supporting data



Figure 1: PET reconstruction of a Derenzo-inspired pattern irradiated in a zinc target, 2 hours after irradiation. The reconstruction was performed with the OSEM-3D code for the ARGUS scanner, developed at UCM, without positron range correction (left) and with positron range correction (right).

Medida de ^{26}Al en Espectrometría de Masas con Acelerador de Baja Energía

S. Padilla¹, J. M. López-Gutiérrez^{1,2}

¹Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad de Sevilla; spadilla@us.es.

²Física Aplicada I, Universidad de Sevilla; lguti@us.es.

En el Centro Nacional de Aceleradores de Sevilla (CNA) está implantada desde hace cinco años la técnica de Espectrometría de Masas con Aceleradores (AMS), que permite detectar radioisótopos de periodo de semidesintegración grande con muy altas sensibilidades. El espectro de isótopos que se detectan en esta instalación incluye al ^{10}Be , ^{14}C , ^{129}I e isótopos de Pu. Entre los radionúclidos cuya medida se está poniendo a punto actualmente se encuentra el ^{26}Al ($T_{1/2} = 7,17 \times 10^5$), que posee interesantes aplicaciones especialmente desde el punto de vista de la geocronología y la medicina. En este trabajo presentamos los primeros estudios llevados a cabo en el CNA para la puesta a punto del sistema para la medida de ^{26}Al , las condiciones de eficiencia y fondo obtenidos.

En concreto, se han estudiado las condiciones de medida en los estados de carga +1 y +3 tras el acelerador, obteniendo transmisiones del 23% y 12% respectivamente, y límites de detección en el orden de $^{26}\text{Al}/\text{Al} \sim 10^{-14}$. Con ello se han realizado las primeras medidas en muestras reales, en este caso muestras de Caolín. El Caolín es un tipo de arcilla muy utilizada en industria, principalmente en la industria del papel, pinturas y cerámicas. El objetivo de este estudio estriba en comprobar la posibilidad de la medida de este radioisótopo en este tipo de muestras y a su vez realizar, mediante la medida del cociente de $^{26}\text{Al}/^{10}\text{Be}$, la datación de las mismas.

REFERENCIAS

- 1 Finkel, R. C. (1993). AMS in the earth sciences: technique and applications. JAI Press Inc. 38, 85.
- 2 Klein, M.G., van Staveren, H. J. *Nuclear Instruements and Methods in Physics Research*, b 259, 184-187 (2007)
- 3 Huaming Yang, Mingzhy Liu. *Applied Clay Science*, 47, 438-443 (2010)

Medida de la distribución angular de fragmentos emitidos en la fisión inducida por neutrones

D. Tarrío¹, C. Paradelá¹, I. Durán¹, L. Audouin², Lou-Sai Leong², L. Tassan-Got²

Para la colaboración n_TOF³

¹Departamento de Física de Partículas, Universidade de Santiago de Compostela; diego.tarrio@usc.es

²Centre National de la Recherche Scientifique/IN2P3-IPN, Orsay, France

³n_TOF Collaboration, CERN; www.cern.ch/ntof

Introducción

En los reactores nucleares, el ciclo del Th/U es una alternativa al ciclo U/Pu que produce una menor cantidad de elementos transuránidos en el combustible gastado. Para el desarrollo de reactores rápidos basados en este ciclo de combustible, se requiere un buen conocimiento de la dinámica de las reacciones involucradas, entre las que se incluye la fisión inducida por neutrones de un amplio espectro de energía en ²³²Th. Estas secciones eficaces han sido medidas en el pasado de forma incompleta, existiendo importantes discrepancias entre los valores incluidos en las diferentes evaluaciones recogidas en las bases de datos.

Por otra parte, los fragmentos de fisión se emiten con una distribución angular que presenta anisotropías a determinados valores de la energía, diferentes para cada isótopo. Su conocimiento preciso es interesante para el estudio de la dinámica de la fisión, siendo necesario para poder determinar con precisión las secciones eficaces, corrigiendo los valores aportados por detectores cuya aceptación angular está limitada.

Experimento n_TOF

Con esta motivación, se está llevando a cabo un programa de medidas de secciones eficaces de reacciones inducidas por neutrones en la instalación n_TOF (Neutron Time-Of-Flight) del CERN, donde se dispone de un haz de neutrones con un espectro continuo de energía que abarca un rango sin precedentes: desde neutrones térmicos hasta más de 1 GeV.

Utilizando una cámara conteniendo nueve blancos intercalados entre diez detectores gaseosos de tipo PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter), se han podido medir con extraordinaria precisión las secciones eficaces de fisión inducida por neutrones para diferentes núcleos, tanto subactínidos (²⁰⁹Bi, ^{nat}Pb) [1], como actínidos (²³⁴U y ²³⁷Np) [2], relativas al ²³⁵U y al ²³⁸U, extendiendo los resultados con neutrones hasta 1 GeV.

La identificación de los sucesos de fisión se consigue imponiendo la detección en coincidencia de ambos fragmentos de fisión (FF), dentro de una ventana temporal de 15 ns. Esto ha sido posible gracias a la rápida señal de los ánodos, cuya anchura a la mitad del máximo (FWHM) es de 9 ns.

Las PPAC disponen de cátodos segmentados que también nos permiten determinar la posición del impacto de los FF y estudiar así la distribución angular. En los experimentos realizados hasta la fecha, el dispositivo experimental sólo ha permitido detectar los FF emitidos entre 0° y 60°, imposibilitando el análisis de las distribuciones angulares mediante polinomios de Legendre de ordenes superiores.

Para poder determinar correctamente la distribución angular de los FF se ha llevado a cabo un nuevo experimento en n_TOF-CERN, en el que los detectores y los blancos

se han girado 45° respecto a la dirección del haz de neutrones, tal y como se muestra en la Fig. 1. De esta forma se pueden detectar [3] FF emitidos con ángulos comprendidos entre 0° y 90° .

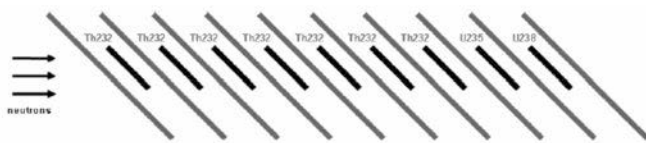


Figura 1. Esquema del nuevo dispositivo experimental.

Primeros resultados

Utilizando las señales de posición de los cátodos de las PPAC ha sido posible reconstruir la forma de los blancos, a partir de la detección de los fragmentos en cada suceso de fisión. En la Fig. 2 se muestra un ejemplo de uno de los blancos de ^{232}Th . El círculo negro nos indica el tamaño nominal de la muestra, cuyo diámetro es de 8 cm.

El análisis en profundidad de los datos obtenidos en este experimento nos permitirá conocer, por primera vez, la distribución angular completa del ^{232}Th en la fisión inducida por neutrones de hasta 1 GeV, así como su sección eficaz de fisión, usando como blancos de referencia ^{235}U y ^{238}U .

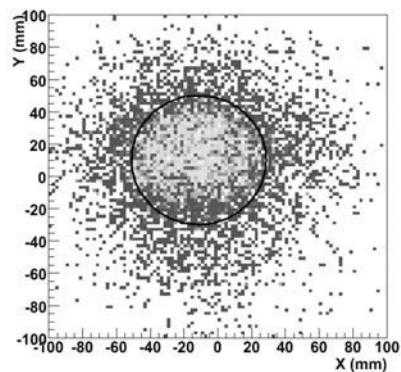


Figura 2. Reconstrucción de las fisiones producidas en uno de los blancos de ^{232}Th utilizando las señales de los cátodos. El círculo indica el tamaño nominal del blanco.

REFERENCIAS

1. D. Tarrío et al., Phys. Rev. C 83, 044620 (2011).
2. C. Paradela et al., Phys. Rev. C 82, 034601 (2010).
3. L. Tassan-Got et al. CERN-INTC-2010-038; CERN-INTC-P209-ADD-1 (2010)

Medida de sección eficaz estelar $^{181}\text{Ta}(n,\gamma)$ en el CNA

J. Praena^{1,4}, N. Dzysiuk², PF. Mastinu², G. Martín-Hernández³,
J. M. Quesada¹, M. Lozano¹, J. Gómez-Camacho^{1,4}, J. García^{1,4}

¹Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad de Sevilla, España; jpraena@us.es

²Laboratori Nazionali di Legnaro, INFN, Italia.

³Centro de Aplicaciones Tecnológicas y Desarrollo Nuclear, La Habana, Cuba.

⁴Centro Nacional de Aceleradores de Sevilla, España.

En este trabajo mostramos la primera medida de sección eficaz integrada de captura neutrónica sobre un espectro tipo Maxwell-Boltzmann (MB) realizada en el Centro Nacional de Aceleradores (CNA) de Sevilla. Varios de los autores del presente documento propusieron un nuevo método para la generación de espectros neutrónicos de forma deseada basado en la idea de configurar el haz de partículas cargadas a una distribución determinada [1], siendo la primera aplicación la producción de espectros neutrónicos tipo MB (MBNS) de alta calidad. Su aplicación es posible en varios campos, como la validación de datos nucleares evaluados por las agencias internacionales, si bien el más importante es la Astrofísica. Los elementos de masa mayor que el hierro se producen principalmente en sitios estelares mediante los denominados procesos *s*- y *r*- que consisten esencialmente en sucesivas capturas neutrónicas y desintegraciones beta. Dependiendo del tipo de estrella y de su estado evolutivo los neutrones son producidos en diferentes reacciones y con diferentes flujos y energías siendo rápidamente termalizados y distribuyéndose según una distribución de velocidades de MB a diferentes energías estelares (kT). Las más importantes son 8, 23, 30, 90 y 120 keV. Por tanto, para calcular la tasa de reacción estelar usada en los modelos astrofísicos que proporcionan la distribución de abundancias de los isótopos en el Universo, un elemento fundamental es la MACS (maxwellian average cross section). La MACS puede medirse experimentalmente mediante activación neutrónica solo si es posible generar MBNS. El método propuesto en [1] está basado en trabajos de otros autores donde éstos generaron espectros *quasi* MB de 23-25 keV mediante la reacción $^7\text{Li}(p,n)$ [2] [3] (datos en gris de Figura 1). Dichos trabajos son dos de los más importantes en el campo, y les ha permitido calcular la MACS de muchos isótopos y desarrollar y mantener una importante base de datos, KADoNIS [4].

En el caso que nos ocupa, la generación de MBNS a diferentes energías mediante un acelerador de energía variable y baja corriente, es posible el uso de un montaje experimental “relativamente sencillo”: un haz de protones, una lámina de aluminio que actuará como conformador del haz de protones y un blanco de litio grueso para la producción de neutrones mediante la reacción $^7\text{Li}(p,n)$. La solución para obtener MBNS no es única. En la Figura 1 mostramos los resultados al hacer incidir sobre un blanco grueso de litio las distribuciones de protones configuradas por 75 μm de aluminio con energías de 3.65 MeV (negro, 30 keV), 3.74 MeV (azul, 52 keV) y 3.80 MeV (verde, 77 keV). Esta nos parece la solución más adecuada para el Tandem a 3 MV del CNA. Para estimar la calidad de los resultados hemos incluido en la Figura 1 el espectro de [3] y los ajustes por mínimos cuadrados (líneas continuas).

Nuestro método proporciona la posibilidad de: medir directamente la MACS de un isótopo a 30 keV sin necesidad de suponer el comportamiento de la sección eficaz, la no presencia de resonancias o extrapolaciones asociadas al espectro; y medir la MACS de un isótopo en el mismo montaje experimental (con correcciones mínimas)

a varias energías estelares obteniendo el comportamiento de la MACS en función de kT . En contra de nuestro método: parte del haz de protones no produce neutrones en el caso de 30 keV si bien la producción de neutrones es mayor que [3]; estudio pormenorizado de la dispersión de neutrones en el blanco. Utilizamos SRIM-2011 para simular las distribuciones de protones a través del aluminio.

Desarrollamos un código para la producción de neutrones a cada ángulo y energía, y utilizamos MCNPX para simulación de los neutrones a través del montaje experimental [1]. El presente experimento ha consistido en la determinación experimental de la MACS del ^{181}Ta utilizando el ^{197}Au como referencia

con $E_p = 3.65$ MeV, atravesando 75 μm de aluminio, litio de 380 μm montado sobre un soporte de cobre con circulación de agua por microcanales para refrigeración. Las láminas de Au (0.1 mm) y Ta (0.75 mm) fueron montadas en la parte posterior del soporte (0.5 mm)¹. Realizamos una irradiación con un tiempo total de 5 h y corriente hasta 1 μA . Haciendo uso del HPGe del CNA, medimos 6800 cuentas de la línea de 411 keV del ^{198}Au y 1050 cuentas de la de 1121 keV del ^{182}Ta . Para el cálculo de la MACS del ^{181}Ta hemos utilizado el mismo método de [2] sin correcciones debidas a su espectro neutrónico. Las simulaciones muestran que nuestro espectro debería de ser una MBNS a $kT=35$ keV (5 keV mayor del deseado debido a la estructura del montaje y a la posición de las muestras irradiadas). Estamos desarrollando otro montaje que nos permitirá medir a $kT=30$ keV. Considerando un flujo de neutrones constante el resultado de la MACS a $kT=35$ keV para el ^{181}Ta es 667 mb ($\pm 9.0\%$), donde hemos utilizado 539 mb ($\pm 1.5\%$) para la MACS a $kT=35$ keV del ^{197}Au (KADoNIS) [4]. Otros valores para la MACS del ^{181}Ta son: 702 mb ($\pm 2.0\%$) [4], 708 mb [5] o 682 mb [6]. Actualmente estamos trabajando en un análisis de datos considerando el cambio de flujo de neutrones en el tiempo, y un análisis más profundo de los errores asociados.

REFERENCIAS

1. Mastinu, PF., Martín-Hernández, G., Praena, J., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **601**, 333-338 (2009).
2. Beer, H., Käppeler, F., *Physical Review C*, **21**, 534-544 (1980).
3. Ratynski, W., Käppeler, F., *Physical Review C*, **37**, 595-604 (1988).
4. www.kadonis.org

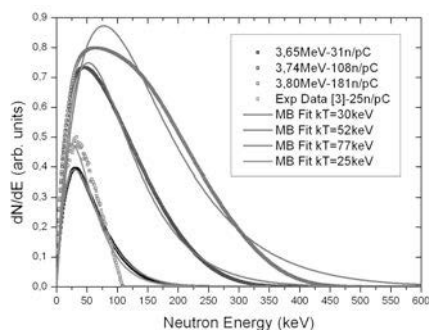


Figura 1: simulación de espectros neutrónicos generados por la incidencia de protones de diferentes energías en litio tras atravesar 75 mm de aluminio. Incluimos los ajustes con distribuciones MB (rojo) y el utilizado en [3] (gris).

1 Los autores agradecen a B. Fernández y J. A. Labrador su ayuda durante el experimento.

Medidas de captura neutrónica del ^{243}Am y del ^{241}Am en la instalación n_TOF del CERN

E. Mendoza^{1,*}, D. Cano-Ott², C. Guerrero^{1,2}, colaboración n_TOF³

¹ Unidad de Innovación Nuclear, CIEMAT.

² Physics Department, CERN.

³ <http://pceet075.cern.ch/>

* emilio.mendoza@ciemat.es

La instalación n_TOF del CERN [1] consta esencialmente de un blanco de espalación de plomo donde impactan pulsos de protones de 20 GeV, una línea de haz en vacío de unos 185 m de longitud por donde viajan los neutrones y una sala experimental al final de la misma donde se realizan medidas de diferentes secciones eficaces neutrónicas. Debido a la alta fluencia neutrónica en la sala experimental, unido a una muy buena resolución en tiempos, la instalación n_TOF es ideal para medir muestras radioactivas y/o de poca masa, ya que se obtiene una excelente relación señal-ruido.

Uno de los detectores utilizados en la instalación es un Calorímetro de Absorción Total [2], que se compone de 40 cristales de BaF_2 que cubren casi todas las direcciones, excepto la de la línea del haz. Este detector se utiliza para medir secciones eficaces de captura, mediante la detección de las cascadas electromagnéticas que se producen después de la misma. Su eficiencia próxima al 100% y su alta segmentación, que permite discriminar eventos de captura de otro tipo de eventos, hacen que este detector sea ideal para medir muestras radioactivas y con poca masa.

Entre otras medidas, este detector se ha utilizado para medir las secciones eficaces de captura neutrónica del ^{243}Am y ^{241}Am , en el rango de energías del neutrón de 1 eV hasta 2 keV. Tanto el detector como la instalación resultan ideales para medir dichos núcleos.

El análisis de la medida del ^{243}Am ha sido finalizado recientemente, y los resultados se incluirán próximamente en la base de datos EXFOR [3], con lo que podrán ser incorporados a las nuevas evaluaciones de datos nucleares (ENDF, JEFF, JENDL,...). En estos momentos no existen datos en EXFOR de captura neutrónica en el mencionado rango de energías, y las evaluaciones se basan esencialmente en experimentos de transmisión [4]. Además de esto, la medida ha servido para identificar nuevas resonancias del ^{243}Am y para extender la zona de resonancias resueltas a mayor energía. También, a lo largo del análisis de la medida, se han desarrollado algunas nuevas herramientas necesarias para la reducción de datos, en especial relacionadas con la corrección por tiempo muerto en sistemas digitales, que pueden ser aplicadas a futuras medidas.

El análisis de la medida de ^{241}Am no ha concluido todavía. No obstante, se ha realizado un análisis preliminar de la misma.

REFERENCIAS

1. The n_TOF Collaboration, *CERN n_TOF Facility: Performance Report*, CERN INTC-2002-037, 2003.
2. C. Guerrero et al. (The n_TOF Collaboration), *The n_TOF Total Absorption Calorimeter for neutron capture measurements at CERN*, Nucl. Inst. And Meth., A 608, 424-433 (2009). Apellido, N. (2011).
3. <http://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>
4. O. D. Simpson et al., *The Neutron Total Cross Section of Americium-243*, Nucl. Sci. Eng. 55, 273 (1974).

Medidas de los niveles de radón en edificios de la Universidad de Las Palmas de Gran Canaria

H. Alonso, B. Enríquez, J. G. Rubiano, M. A. Arnedo, A. Tejera, J. M. Gil, R. Rodríguez, P. Martel

Dpto. Física, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria. Campus de Tafira, 35017, Las Palmas de Gran Canaria. España.
halonso@dfis.ulpgc.es

Introducción

La medida de la concentración de radón en viviendas y lugares de trabajo se está convirtiendo en un procedimiento para evaluar la exposición del hombre a la radiación natural¹. En las Islas Canarias se han desarrollado diversas campañas de medidas en viviendas² poniendo de manifiesto la gran variedad en las concentraciones de radón obtenidas dependiendo de su localización, materiales de construcción y tipo de edificación.

Objetivo

El objetivo de este trabajo eminentemente exploratorio, es estudiar los niveles de radón en edificios de la Universidad de Las Palmas de Gran Canaria (ULPGC). La zona de medida elegida es el Campus Universitario de Tafira, situado al norte de la Isla de Gran Canaria sobre una zona volcánica con el fin de evaluar el riesgo por exposición al radón de una población universitaria estable y muy numerosa (sobre 15000 personas) y con un alto grado de permanencia. La ULPGC es un centro joven, fundado en 1989, y por lo tanto con edificios muy recientes, no obstante posee construcciones antiguas heredadas del antiguo Seminario Mayor de Las Palmas de Gran Canaria (construido a principios de la década de los 60 del s. XX) o de otras administraciones construidos con materiales de diversa procedencia. Nuestro interés reside en identificar puntos donde se excedan los niveles de actuación previstos en la ley para lugares de trabajo, evaluando el riesgo radiológico sobre una población estable universitaria. Se realizará una correlación de los niveles de radón obtenidos con la composición isotópica del suelo donde se sitúan, para identificar las posibles fuentes.

Material y método

Para la determinación de la concentración de radón se han utilizado detectores de electrete E-PERM SST de la firma Radelec³. En cada punto de medida se colocan dos detectores para garantizar el control de calidad mediante una medida redundante. Se ubican en una cámara preparada para permitir la entrada de gas radón y protegida para su preservación de posibles condiciones adversas ambientales. Las cajas se colocaron entre 0.5 y 1 m de altura siguiendo el protocolo de la EPA.



Figura 1. Electretes E-PERM.

Resultados

En la tabla 1 presentamos los resultados obtenidos en el sondeo realizado en los edificios universitarios del Campus de Tafira.

Tabla 1. Relación de medidas obtenidas.

Edificio	Número de medidas	Valor máximo Bq/m ³	Valor medio Bq/m ³	Tasa de exposición μ R/h	Dosis equivalente mSv/a
Arquitectura	3	149.4	73.7	13	1.1
Jurídicas	4	119.6	78.8	13	1.2
Empresariales	10	146.6	76.0	13	1.1
Telecomunicaciones	21	1677.8	350.5	12	5.3
Ciencias Básicas	4	125.9	53.5	14	0.8
Informática	8	276.1	117.9	17	1.8

Se ha incluido en la tabla 1 la dosis equivalente para personas expuestas al Radon-222 y a sus productos de decaimiento como resultado de la irradiación de los tejidos del tracto respiratorio. Para obtenerlo hemos tenido en cuenta el factor de conversión recomendado por la ICRP en su publicación 65⁴. Asumiendo una permanencia de 2000 horas al año, correspondiente a un factor de ocupación del 33% y un factor de equilibrio de 0.4, la exposición a una concentración de radón de 100 Bq/m³ es equivalente a una dosis efectiva anual de 1,5 mSv.

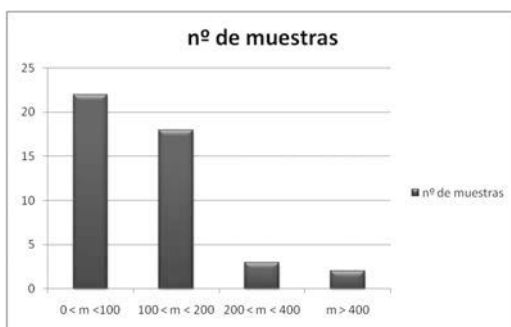


Figura 2. Distribución de las medidas obtenidas.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido financiado por el Consejo de Seguridad Nuclear en su convocatoria de proyectos de I+D del año 2009 y por la Agencia Canaria de Investigación, innovación y Sociedad de la Información del Gobierno de Canarias.

REFERENCIAS

1. UNSCEAR, 2000. United Nations Scientific Committee on the effects of atomic radiation "Sources, effects and risks of ionizing radiation". United Nations, New York: USA.
2. Pinza C., Armas J.H. and Poffijn A. (1997) Radon Concentration in Dwellings of Lanzarote (Canary Islands). Radiation Protection Dosimetry 69: 217-220.
3. Kotrappa, P. Dempsey, J. C. Ramsey, R. W. and Stieff, L. R. (1990). "A practical E-PREMTM (electrets passive environmental radon monitor) system for indoor 222Rn measurement". . Health Physics. Vol 58, N 4 (april) pp. 461-467.
4. International Commission on Radiological Protection. "Protection Against Radon-222 at Home and at Work," ICRP Publication 65. Annals of the ICRP 23 (1993).

Método secuencial para la determinación de isótopos de uranio, radio y plomo

P. Blanco Rodríguez¹, F. Vera Tomé², J. C. Lozano³, C. Prieto Calvo³, E. Leal-Cidoncha¹

¹Departamento de Física, Universidad de Extremadura; pbr@unex.es.

²Departamento de Física Aplicada, Universidad de Extremadura; fvt@unex.es.

³Departamento de Física Fundamental, Universidad de Salamanca; jll390@usal.es.

Introducción

El estudio de los isótopos de uranio natural (^{234}U , ^{235}U y ^{238}U) en el medio ambiente tiene una especial importancia, debido, entre otras razones, a que encabezan dos de las tres series radiactivas naturales. Por otra parte, dentro de los isótopos de radio, el ^{226}Ra también presenta un gran interés, fundamentalmente porque el producto de su desintegración es el ^{222}Rn , gas noble principal responsable de las dosis que recibe la población por inhalación. Una vez en la atmósfera, el ^{222}Rn da origen a una serie de productos de desintegración de vida corta hasta llegar al ^{210}Pb , con un periodo de semidesintegración de 22 años, que una vez formado en la atmósfera, se depositará en las capas más superficiales del suelo y sobre la superficie foliar de la vegetación. El ^{210}Pb y su producto de desintegración ^{210}Po , junto con el ^{40}K , son los principales responsables de las dosis que recibe la población por ingestión.

En este trabajo presentamos un método que permite la determinación secuencial, partiendo de la misma alícuota, de isótopos de uranio y radio (emisores alfa), así como de ^{210}Pb (emisor beta). La técnica propuesta para la determinación de los isótopos de uranio y radio es la espectrometría alfa con detectores de semiconductor, mientras que el ^{210}Pb será determinado mediante la técnica de centelleo líquido.

Método radioquímico

Los trazadores seleccionados para la determinación del rendimiento químico, en el caso de los isótopos de uranio y radio, fueron el ^{232}U y ^{225}Ra , respectivamente. Para el ^{210}Pb , proponemos la determinación del rendimiento químico mediante gravimetría usando plomo estable como trazador químico.

Para el caso de muestras sólidas se requiere, antes del procedimiento de separación radioquímica, una disolución completa de la misma. Para ello se realiza una digestión por microondas [1]. Posteriormente se disuelve la muestra en HNO_3 8M y se procede a la extracción de uranio con tri-butilfosfato (TBP). Una vez purificado, los isótopos de uranio son electrodepositados para su posterior medida por espectrometría alfa con detectores de semiconductor.

A partir de la disolución de HNO_3 , se procede a la extracción de los isótopos de radio. Para ello, y una vez que la muestra ha sido llevada a sequedad, se dispone la muestra en una disolución de agua con una cierta cantidad de HCl para garantizar la disolución del radio. La purificación del radio se lleva a cabo por coprecipitación con PbSO_4 y la posterior preparación de la fuente para la medida mediante microprecipitación con $\text{Ba}(\text{Ra})\text{SO}_4$ [2].

Finalmente, la separación de plomo se lleva a cabo mediante una precipitación de PbSO_4 . Para la determinación del rendimiento químico por gravimetría, se precipita

oxalato de plomo. Finalmente, para la medida por centelleo líquido se disuelve el precipitado en ácido nítrico mezclado con el centelleador ULTIMA GOLD AB [3].

Eficiencia del método y actividad mínima detectable

Para evaluar la eficiencia del método se prepararon una serie de muestras sintéticas. La actividad mínima detectable (MDA) se evaluó mediante el método de Currie [4]. En la tabla 1 se muestran los resultados de eficiencia y MDA obtenidos.

	Eficiencia (%)	Reproducibilidad (%)	MDA (Bq·kg ⁻¹)
Uranio	59	8	3.2
Radio	71	3	3.0
Plomo	64	4	10.9

Tabla 1. Valores de eficiencia, reproducibilidad y MDA (tiempo de conteo=86 400 s)

Los resultados obtenidos, tanto de rendimiento químico como de actividad mínima detectable, son muy adecuados para la utilización del método en la determinación de bajos niveles de actividad de radionúclidos naturales de uranio, radio y plomo en muestras ambientales. El método secuencial solo requiere una alícuota, suponiendo una ventaja indudable en los casos frecuentes de disponer solo de cantidades pequeñas de muestra, o de muestras que necesitan una etapa tediosa de preconcentración.

REFERENCIAS

1. Lozano J.C., Vera Tomé F., Blanco Rodríguez P., *Radiochim. Acta*, **89**, 633-638 (2001).
2. Blanco P., Lozano J.C., Vera Tomé F., *Appl. Radiat. Isot.*, **57**, 785-790 (2002).
3. Blanco P., Lozano J.C., Gómez Escobar V., Vera Tomé F., *Appl. Radiat. Isot.*, **60**, 83-88 (2004).
4. Currie L., *Anal. Chem.*, **40**, 586-593 (1968).

Monte Carlo simulations of Biograph PET/CT

K. M. Abushab¹, J. L. Herraiz¹, E. Vicente¹, S. España^{1,2}, J. J. Vaquero³, J. M. Udías¹

¹Grupo de Física Nuclear, Dpto. de Física Atómica, Mol. y Nuclear, Universidad Complutense de Madrid, Spain

²Medical Image and Signal Processing Group, Dep. of Electronics and Information Systems, Ghent Univ.

Hospital, Belgium

³Departamento de Bioingeniería e Ingeniería Aeroespacial, Universidad Carlos III de Madrid, Spain and with the Unidad de Medicina y Cirugía Experimental, Hospital General Universitario Gregorio Marañón, Madrid, Spain

Introduction

Positron emission tomography (PET) is a nuclear medicine imaging technique based on the detection of gamma rays. Monte Carlo methods give us a chance to estimate scanner properties which can not be obtained experimentally as well as testing the changes in the performance of PET scanners due to changes in the scanner [1]. PeneloPET [2] is a Monte Carlo code based on PENELOPE, which allows fast and easy simulation of common PET scanners. The **National Electrical Manufacturers Association** (NEMA) protocol [3] was used for our simulation. In this work we validate and investigate the sensitivity, noise-equivalent-count rates (NEC), scatter fraction and time-of-flight resolution (TOF), in addition to a spatial resolution by means of simulation with PeneloPET and comparing the output results with the experimental values [4].

Materials and methods

We consider a Biograph scanner (B-TPTV) comprising 48 detector modules arranged in four block rings. Each of these modules consists of four blocks in the axial direction. Each block is made of 13×13 Lutetium Oxyortho-silicate (LSO) crystals (169 crystals per block). The whole scanner then consists of 32,448 crystals. The surface area and the thickness of individual crystals are $4 \times 4 \text{ mm}^2$ and 20 mm, respectively. The scanner has an axial field of view (FOV) of 22 cm, and operates in 3-dimensional mode [4]. The energy window used was 425 – 650 keV, and 4.5 ns as coincidence window. The sensitivity, NEC and scatter fraction measurements were simulated following the NEMA protocol.

On the other hand, the TOF distributions for centered and off-centered sources were simulated. These distributions contain a random background, so they were fit to a Gaussian plus a constant. The FWHM of the Gaussian were used as a measurement of the TOF resolution. Acquired PET data is usually stored in a format called sinogram. In this scanner, 15 sinograms are produced, each one corresponding to a different 312 ps TOF bin.

Finally, the NEMA NU2-2007, standard was followed; an ^{18}F point source with low activity in a glass capillary was modelled, to evaluate the spatial resolution.

Results

Fig. 1 and Table I present the simulated and experimental results of the NEC and scatter and random coincidences in addition to sensitivity. Figures 2 and 3 present the TOF resolution obtained and sinograms of different TOF bins respectively.

Parameter	Simulation	Experimental
Absolute Sensitivity w/o reflector	9.0 Kcps/MBq	-
Absolute Sensitivity	8.1 Kcps/MBq	8.1 Kcps/MBq

Peak NEC (Kcps)	161 @ 32.5 KBq/ml	161 @ 31.5 KBq/ml
Peak True (Kcps)	873 @ 46 KBq/ml	804 @ 38 KBq/ml
Scatter fraction %	31.3	32.5

Table 1. Simulated and measured sensitivity, NEC and SF values (energy window of 425-650keV)

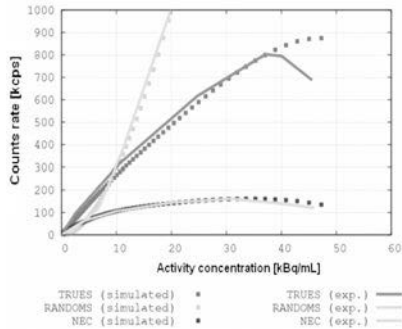


Figure.1 Comparison of random, true, and NEC of both simulated and experimental results for different activities.

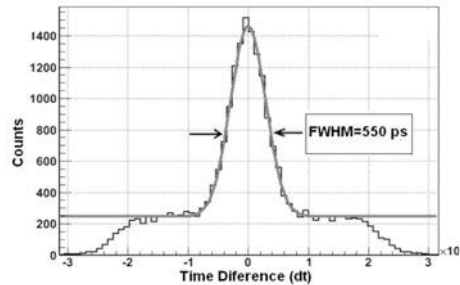


Figure. 2 Gaussian fit to a simulated TOF from a centered source. Time rise of the scintillator crystal of 0.8 ns and additional jitter between crystals and PMTs of 0.3 ns has been chosen and the simulated FWHM agrees fairly well with the measured [5] TOF resolution of the scanner.

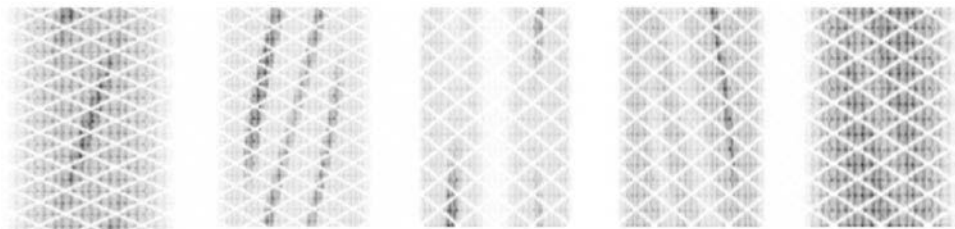


Figure. 3 Sinograms of NEMA quality phantom (from left to right, TOF bins from -2 to +2)v

A good agreement between simulation and measured results for the genuine predictions of the simulations is obtained, which supports the confidence on the reliability of our Monte Carlo code. The average spatial resolution at 1 cm and 10 cm off centered is 4 and 4.6 mm respectively.

Acknowledgments

This work has been supported by ARTEMIS S2009/DPI-1082 and AMIT project funded by CDIT (CENT program)

REFERENCES

1. H. Zaidi, Medical Phys., 26, 574–608 (199).
2. S. España et al, *Phys. Med. Biol.* **54**, 1723-1742, (2009)
3. NEMA - Performance Measurement Positron Emission Tomography. NEMA N2-2007.
4. B.W. Jakoby et al. “ IEEE Transactions on Nuclear Science, **56**, 633-639, (2009)
5. W. W. Moses, M. Uilisch “ IEEE Transactions on Nuclear Science, **53**, 78-85, (2004)

NonProportionality Studies in Single Crystal Scintillators: Towards Improved Energy Resolution for Nuclear and Radiological Detectors

M. Gascón¹, S. Lam¹, R. Gaumé¹, R. Feigelson¹, W. Setyawan², S. Curtarolo²

¹Dept. of Material Science and Engineering, Stanford University, CA 94305, USA; martin.gascon@stanford.edu.

²Dept of Material Science and Physics, Duke University; Durham, NC 27708, USA

Our project investigates the fundamental relationships between energy response and material characteristics by: (1) measuring scintillator response before and after distortion of the crystal- and band-structures under controlled conditions (i.e. applied pressure), and (2) modeling band-structure as a function of induced distortion and comparing these results with experimental measurements.

High-throughput electronic structure calculations were performed to seek proportional inorganic scintillators. For crystals without self-trapped holes (STH), a small effective mass ratio (m_r) of electrons and holes is preferred. In these scintillators, the binary transfer of electrons and holes as well as excitons leads to proportional behavior. For materials with STH, i.e. SrI_2 and K_2LaCl_5 , m_r anisotropy appears to favor proportionality.

To validate the trends predicted for scintillator structure and nonproportionality, a high-pressure vessel was custom-designed to apply up to 1 GPa of isostatic pressure. After receiving the device this year, studies were initiated for scintillators with m_r values with predicted pressure dependencies in the 0-1 GPa range. Preliminary results will be discussed.

Meanwhile, the role of temperature in the energy loss mechanisms affecting non-proportionality in various scintillators was investigated. Pulse height studies at cryogenic temperatures were carried out and the results were compared to simulated trends calculated from a non-proportionality model.

REFERENCIAS

1. <http://www.stanford.edu/group/ceramics/dndo-project>

Nuevo sistema portátil de microfluorescencia de rayos X (μ -XRF) confocal para medidas en profundidad y 3D

F. J. Ager^{1,2}, B. Gómez-Tubio^{1,3}, A. Kriznar¹, K. Laclavetine¹, A.I. Moreno-Suarez^{1,2}, I. Ortega-Feliu¹, M. A. Respaldiza^{1,4} y S. Scrivano¹

¹Centro Nacional de Aceleradores, Avd. Thomas A. Edison 7, 41092 Sevilla.

²Departamento de Física Aplicada I. Universidad de Sevilla.

³Departamento de Física Aplicada III. Universidad de Sevilla.

⁴Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear. Universidad de Sevilla.

Hoy en día, la aplicación de la microfluorescencia de rayos X (μ -XRF) ha aumentado sustancialmente el potencial de la técnica convencional de fluorescencia de rayos X (XRF), aportando la posibilidad de obtener mapas bidimensionales de composición e incluso imágenes tridimensionales. Por ejemplo, en el estudio del Patrimonio Histórico y Cultural, donde los análisis científicos son cada vez más importantes y representan un magnífico complemento a los estudios tradicionales, se ha confirmado la técnica μ -XRF como muy valiosa, dado que la reducción del tamaño de haz hasta una escala micrométrica ha aumentado significativamente la resolución espacial analítica y permite el estudio de pequeños detalles, como: soldaduras, restos presentes en los objetos, identificación de pigmentos, etc. Además, el análisis in situ mediante μ -XRF se ha llegado a convertir en una de las exigencias básicas por parte de los arqueólogos y conservadores, dado que muchos de los objetos de interés son imposibles de mover o difíciles de transportar a un laboratorio.

En los últimos años se ha extendido la capacidad de la espectroscopia de microfluorescencia de rayos X a los análisis en profundidad [1], permitiendo crear una auténtica espectroscopia de micro-fluorescencia de rayos X tridimensional (micro-XRF 3D) [2]. Esta nueva técnica espectroscópica se consigue mediante un sistema confocal, consistente en colocar la óptica de rayos X tanto en el canal de excitación (a la salida del tubo de rayos X) como en el canal de detección (a la entrada del detector de rayos X). Así se define un microvolumen en el interior de la muestra definido por la superposición de los focos de ambas ópticas. Si se desplaza la muestra, se puede analizar su composición elemental de manera no destructiva no sólo lateralmente sobre la superficie, sino además en el interior de la muestra a la profundidad de interés. De esta manera esta técnica puede ser una alternativa en determinados casos a la extracción de muestras estratigráficas de pinturas.

Para la realización de medidas de microfluorescencia confocal se ha diseñado un sistema que cuenta con un tubo de portátil de rayos X comercial iMOXS - Modular X-Ray Source, de la compañía alemana IfG [3]. El sistema dispone de dos ánodos intercambiables, de Rh y de W, pudiéndose polarizar hasta 50 kV y obtener una corriente de hasta 800 μ A. A la salida del haz de rayos X se sitúa un carrusel de diferentes filtros (Al, V/Ni, etc.) dependiendo de las características del material a analizar. A la salida del tubo se ha colocado un sistema de óptica de policapilares consistente en la minilente policapilar 115MLS03 suministrada por IfG [4], que proporciona un haz de unas 40 μ m en la región de 10 a 15 keV.

La detección de los rayos X emitidos por la muestra sometida a análisis se realiza con un detector portátil de rayos X del tipo super-SDD refrigerado electrónicamente, modelo XR100-SDD fabricado por Amptek [5], siendo el cristal de silicio de 500 μ m

de espesor y 25 mm² de área, con una resolución nominal de 127 eV a 5,9 keV y 11,5 µm de peaking time, y la ventana de entrada de berilio de 12,5 µm. Este detector, de reciente aparición en el mercado, tiene un cristal de mayor espesor que el habitual de 450 µm y, especialmente, un área activa muy superior a los 7 mm² de los otros detectores SDD fabricados por Amptek. Esto permite mejorar la tasa de recuento, obteniéndose espectros con mejor estadística en menor tiempo. La óptica de policapilares consiste en la micro-semilente 137MK103 fabricada por IfG [3], con un punto focal de unas 25 µm en la región de 10 a 15 keV.

Para mantener una geometría fija, se ha diseñado un soporte de acero de manera que el tubo de rayos X y el detector mantengan entre sí un ángulo de 90°, quedando cada uno a 45° respecto de la normal a la superficie de la muestra, que se situaría debajo.

El punto de análisis sobre la superficie de la muestra queda determinado mediante un sistema de dos micro-diodos láser, montados en el soporte y alineados con el tubo sobre el plano de focalización del policapilar. La imagen de la zona analizada se obtiene mediante un microscopio VZMTM 1000i de Edmund Optics con un campo de visión de 1,92 mm a 0,48 mm y un aumento de 2,5x a 10x, acoplado a una cámara de vídeo CCD. Además de todo esto, sobre dicho soporte también están montados una cámara de vídeo tipo webcam para obtener una visión general de la muestra analizada y un sistema de iluminación de fibra óptica variable con dos puntos de iluminación.

Todo el sistema portátil se completa con un sistema motorizado de 3 ejes (XYZ) para el movimiento de la muestra a analizar, con motores de paso de 1,25 µm (paso completo) o 0,156 µm (1/8 de paso) y controlado por ordenador, de la casa STANDA [6]. Este sistema permite variar en cada momento la posición del punto o del volumen analizado por el sistema confocal, posibilitando la realización de perfiles en profundidad y mapeos 2D y 3D.

Como primera aplicación se han analizado muestras pictóricas preparadas de forma controlada en el laboratorio para calibrar el sistema y explorar las capacidades de la técnica antes de su aplicación en obras de arte de interés histórico.

REFERENCIAS

1. Kannigießer B., Malzer W., Reiche I., A new 3D micro X-ray fluorescence analysis set-up- first archaeometric applications, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B, 211, 259–264 (2003).
2. Handbook of Practical Fluorescence Analysis, B. Beckhoff, B. Kannigießer, N. Langhoff, R. Wedell, H. Wolff (Eds.), Springer-Verlag, Berlin (2006).
3. IFG Institute for Scientific Instruments GmbH Rudower Chaussee 29/31, D-12489 Berlin (<http://www.ifg-adlershof.de>).
4. A. Bjeoumikhov, N. Langhoff, J. Rabe, R. Wedell, A modular system for XRF and XRD applications consisting of a microfocus X-ray source and different capillary optics, X-ray Spectrom, 33, 312–316 (2004).
5. R. Redus, A. Huber, J. Pantazis, T. Pantazis, D. Sperry, Design and performance of the X-123 compact X-ray and gamma-ray spectroscopy system, Nuclear Science Symposium Conference Record, IEEE, 3794–3797 (2006).
6. STANDA, Lithuania, <http://www.standa.lt/> (2010).

Observables de violación de paridad nuclear en isótopos de Ba: aplicación a experimentos atómicos

O. Moreno, E. Navarro, E. Moya de Guerra

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad Complutense de Madrid.
Av. Complutense, s/n. 28040 Madrid, España. Correo electrónico: osmoreno@fis.ucm.es

La interacción electromagnética entre fermiones elementales cargados viene acompañada por la interacción débil neutra, mediada por los bosones Z^0 cuya gran masa (91 GeV) reduce considerablemente la intensidad efectiva y el alcance de la interacción. Su efecto queda por tanto enmascarado por la interacción electromagnética, excepto cuando se analizan observables de violación de paridad ya que la interacción débil, a diferencia de la electromagnética, no respeta esta simetría.

Mediante este mecanismo la violación de paridad ocurre, por ejemplo, en la corteza electrónica de los átomos, donde los electrones interactúan con el núcleo electromagnéticamente y también a través de la interacción débil neutra. Como resultado, los autoestados electrónicos presentan una pequeña mezcla de paridades que da lugar a transiciones dipolares que estarían prohibidas si se atendiese a la paridad nominal de los estados intervinientes. El grado de violación de paridad atómica es proporcional a la carga débil del núcleo, y en especial a la distribución de neutrones cuya carga débil es mayor que la de los protones. Por esta razón, y para obtener conclusiones válidas a partir de los experimentos de violación de paridad atómica, es esencial conocer con suficiente precisión la distribución de neutrones en los núcleos. Esto es difícil de alcanzar experimentalmente dado que los neutrones carecen de carga eléctrica neta y sus interacciones fuertes son complejas. Una alternativa es aprovechar de nuevo su carga débil para estudiar en esta ocasión su efecto sobre los electrones dispersados por el núcleo, como se ha realizado recientemente en el experimento PREX [1] empleando como blanco núcleos de ^{208}Pb .

La violación de paridad en procesos de dispersión de electrones por núcleos se puede estudiar a través de la asimetría de violación de paridad, un observable proporcional a la diferencia entre secciones eficaces de electrones longitudinalmente polarizados paralela y antiparalelamente a su momento, y que puede expresarse en función de los factores de forma eléctricos y débiles neutros de los protones y neutrones que constituyen el núcleo:

$$A = \frac{d\sigma^+ - d\sigma^-}{d\sigma^+ + d\sigma^-} = \frac{G_F c_A^e}{\sqrt{2}\pi\alpha} Q^2 \left[\frac{\tilde{G}_{E_n} F_n^0 N + \tilde{G}_{E_p} F_p^0 Z}{G_{E_n} F_n^0 N + G_{E_p} F_p^0 Z} \right]$$

Esta expresión es específica para blancos con momento angular cero y no tiene en cuenta la distorsión coulombiana del campo nuclear sobre el proyectil. Las constantes de acoplamiento de las interacciones involucradas son G_F y α (débil y electromagnética, respectivamente), c_A^e es la carga débil axial del electrón, Q el cuadrimomento transferido en la dispersión, Z y N el número de protones y de neutrones, F^0 los factores de forma de la distribución de nucleones en el núcleo y finalmente G_E los factores de forma de tipo eléctrico de nucleones: con tilde los débiles neutros y sin tilde los electromagnéticos.

Nuestro estudio está motivado por el interés de conocer la distribución de neutrones en isótopos de bario, que es crucial para interpretar correctamente los experimentos

atómicos de violación de paridad en el catión de bario. El Ba^+ ha sido seleccionado para estos experimentos [2] debido, entre otras razones, a su sencilla estructura electrónica de tipo alcalino y a la elevada carga débil de su núcleo. Estudiaremos la distribución de nucleones y la asimetría de violación de paridad en el proceso de dispersión electrón-núcleo en una cadena de isótopos par-par de bario con números másicos entre 130 y 140.

La estructura del estado fundamental de los núcleos en estudio se obtiene a partir de un campo medio autoconsistente de tipo Skyrme-Hartree-Fock con posibilidad de deformación axial, y en el que se incluyen interacciones de apareamiento en aproximación BCS. Con este cálculo obtenemos las densidades de neutrones y protones, y a partir de ellas los factores de forma nucleares eléctricos y débiles neutros y la asimetría de violación de paridad para procesos de dispersión de electrones, de manera similar a lo realizado para otros isótopos en trabajos anteriores [3]. En la siguiente figura se muestran, a modo de ejemplo, los resultados obtenidos con el modelo Skyrme-HF-BCS para las densidades esféricas de protones y neutrones de los isótopos extremos de la cadena en estudio (^{130}Ba y ^{140}Ba) con deformación prolada. Se incluye además la asimetría de violación de paridad en procesos de dispersión de electrones por esos mismos núcleos, como guía para futuros experimentos que permitan obtener a partir de este observable información para uno o más isótopos de la cadena sobre su distribución de neutrones y por tanto su carga débil, necesaria para interpretar experimentos de violación de paridad atómica en estos elementos.

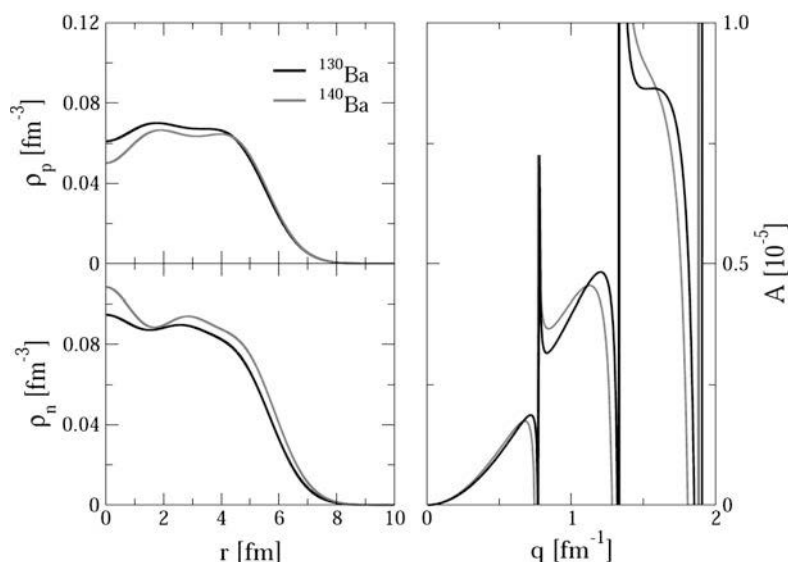


Figura 1. Para los isótopos 130 y 140 del bario: (izquierda) densidad esférica de protones (arriba) y de neutrones (abajo); (derecha) asimetría de violación de paridad en dispersión de electrones.

REFERENCIAS

1. Horowitz C.J. *et al.*, *Phys. Rev. C* **63**, 025501 1-18 (2001); <http://hallaweb.jlab.org/parity/prex/>.
2. Fortson N., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2383-2386 (1993).
3. Moreno O. *et al.*, *Nucl. Phys. A* **828**, 306-332 (2009); Moreno O. *et al.*, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **37**, 064019 1-11 (2010).

Quantification limits of iterative PET reconstruction algorithms and estimation of kinetic constants

E. Herranz¹, J. L. Herráiz¹, E. Vicente^{1,2}, S. España³, J.M. Udías¹

¹Grupo de Física Nuclear, Departamento de Física Atómica, Molecular Nuclear, Universidad Complutense de Madrid, eherranz@nuclear.fis.ucm.es

²Instituto de Estructura de la Materia, Consejo Superior de Investigaciones Científicas

³Medical Image and Signal Processing Group, Department of Electronic and Information System, Ghent University Hospital.

Quantification of tracer kinetics is often accomplished from dynamic PET images. In this context, reconstruction methods, analytic or iterative, may be used to obtain time-activity curves of regions of interest. These curves are used to fit kinetic parameters, most often based on compartmental models [1]. Different reconstruction methods have different quantification error and thus, the choice of reconstruction method may affect the time activity curves and hence the estimated kinetic parameters.

In this work, we have investigated the quantitative properties of OSEM (2D and 3D versions) and FBP reconstruction methods by means of realistic simulations. To this end, dynamic studies that followed a compartmental model with two kinetic constants (k_1 and k_2) were performed with PeneloPET [2]. The Argus small-animal PET scanner (SEDECAL, Madrid, Spain) [3] was chosen for the simulation setup. The deviations from reconstructed activity maps and the real ones were computed for each method. We found, as it is usually known [4,5], that FBP images have the least relative quantification errors in cold regions, where the iterative OSEM shows activity in excess, presumably due to the non-negativity constrains [5]. These systematic deviations are larger than statistical ones, for the simulations we made that are based on the conditions of real studies. On the other hand, both OSEM and FBP yield similar errors in hot regions.

Further, kinetic constants were estimated by fitting kinetic models to the time-activity curves of selected regions, by means of a genetic algorithm that minimized a chi-square-like function [6]. We studied whether the constants derived were in agreement with the exact values, within the error bands provided by the fit, in two cases: i) one which only took into account the (relatively small) statistical uncertainties in the simulated data, and ii) one in which the estimates of the systematic deviations from the real activity for each quantification method, were included as additional uncertainty in the fitting procedure.

In order to estimate the variation range of the kinetic constants and to characterize how well the data constrain the model, two tests were carried out: 1) χ^2 -test: variation range was obtained from confidence regions on the fitted model parameters assessed for a 95% confidence level (Fig.1). The statistical error of the fitted parameters will be

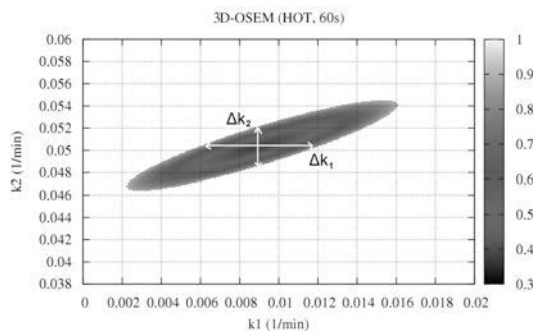


Figure1. Confidence ellipse obtained from MC simulations the hot region of the simulated phantom with the 3D-OSEM [7] reconstruction algorithm.

given by the set of parameter that keeps the χ^2 value under a critical value which can be found from tables for the number of degrees of freedom of the studied models. 2) Monte Carlo simulations: we generated 10,000 sets of randomly distributed time-activity curves compatible, taking into account the systematic (uniformly distributed) and statistical (normally distributed) quantification errors estimated previously, with the actual measurements taken on the images.

For each set of data, we obtained the best fit parameters, k_1 and k_2 , minimizing a chi-square-like function, on one hand, including only statistical uncertainties (i), and on the other hand, when systematic errors are also considered (ii).

We found: a) the constants derived from FBP images had less uncertainty both when methods i) and ii) were used, but in some cases the deduced values did not agree with the real ones, within the error bands. b) The values derived from the fit are closer to the real ones when method ii) is employed. c) In the case of method ii), the 3D-OSEM algorithm is the one that yields kinetics parameters derived from the fit closer to the real ones. We conclude that, contrarily to what is commonly stated in the literature, in spite of the bias they produce in the images, iterative reconstructions methods, are suited to derive kinetic constants from dynamic PET acquisitions.

Acknowledgments

This work has been supported by Comunidad de Madrid (ARTEMIS S2009/DPI-1802), Ministerio de Ciencia e Innovación, Spanish Government (ENTEPRASE Grant, PSE-300000-2009-5) and European Regional Funds. This study has been (partially) funded by CDTI under the CENIT Programme (AMIT Project) and supported by the Spanish Ministry of Science and Innovation.

REFERENCES

1. Valk PE, Bailey DL, Townsend Dw, Missey MN. Dw, Missey MN. (2003). Tracer Kinetic Modeling in PET. London Ltd, 147-179
2. S España, *et al.*, *Physics in Medicine and Biology*, **54**, 1723-1742 (2009).
3. Wang Y, *et al.*, *Journal of Nuclear Medicine*, **47**, 1891-1900 (2006).
4. Boellaard R, *et al.*, *Journal of Nuclear Medicine*, **42**, 808-17 (2001).
5. A. Reilhac, *et al.*, *NeuroImage*, **39**, 359-368 (2008).
6. Glen Cowan. (1998). Statistical Data Analysis. Clarendon Press-Oxford.
7. J.L. Herraiz *et al.*, *Physics in Medicine and Biology*, **51**, 4547-4565 (2006).

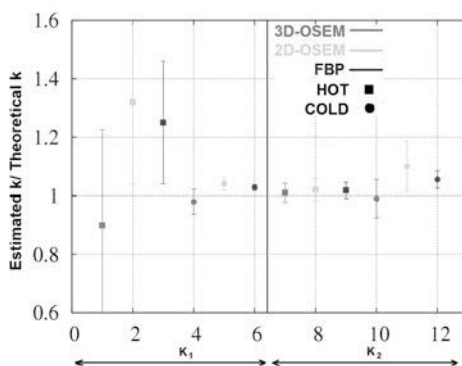


Figure 2. Values of the kinetic parameters normalized to the true value, derived as in case ii). The variation range has been assessed from MC simulations. k_1 values (on the left side) and k_2 values (on the right side) are presented for hot (solid square) and cold (solid circles) regions.

Reacciones de núcleos halo con la base THO

J. A. Lay¹, A. M. Moro¹, J. M. Arias¹, J. Gómez-Camacho^{1,2}

¹Dpto. de Física Atómica Molecular y Nuclear, Universidad de Sevilla, Apdo. 1065, 41080 Sevilla; lay@us.es.

²Centro Nacional de Aceleradores, Av. Thomas A. Edison, 41092 Sevilla.

Una característica de los núcleos exóticos ligeros es su pequeña energía de ligadura. Este hecho es crucial para la aparición de estructuras nucleares novedosas como son los núcleos halo. Para el estudio de las reacciones en las que intervienen este tipo de núcleos es imprescindible la inclusión de los acoplamientos a estados del continuo, es decir, estados en los que el núcleo ya no está ligado sino que se ha roto en distintos fragmentos. En el caso de dispersión de núcleos de dos cuerpos poco ligados, una de las técnicas con mayor éxito en la comprensión de este tipo de reacciones es el método de Canales Acoplados con Discretización del Continuo (CDCC). En este método, el continuo de dos cuerpos del núcleo débilmente ligado se sustituye por un conjunto discreto de funciones, cada una representativa de una parte del continuo relevante para la reacción que estemos considerando.

La forma tradicional de construir este conjunto de funciones consiste en promediar las funciones de onda de dos cuerpos en una determinada región del continuo de energía o “bin”. Como alternativa a este método podemos describir el continuo diagonalizando el Hamiltoniano de dos cuerpos en una base de funciones de cuadrado integrable. Las autofunciones resultantes de la diagonalización, normalmente denominadas pseudoestados (PS), constituyen un conjunto representativo del continuo. En esta contribución presentamos los resultados obtenidos haciendo uso una base de pseudoestados construida por aplicación de una sencilla transformación local de escala a la base del Oscilador Armónico (HO). La transformación que proponemos es analítica, de la forma [1]:

$$s(r) = \frac{1}{\sqrt{2}b} \left[\left(\frac{1}{r} \right)^m + \left(\frac{1}{\gamma\sqrt{r}} \right)^m \right]^{-\frac{1}{m}}.$$

Las funciones obtenidas con esta transformación se denominan funciones de onda de Oscilador Armónico Transformadas (THO) y asintóticamente decaen como $\exp(-\gamma^2 r/2b^2)$. Por lo tanto, la fracción γ/b se puede relacionar con el momento lineal efectivo, $k_{\text{eff}} = \gamma^2/2b^2$, que gobierna el comportamiento asintótico de las funciones THO. Conforme γ/b aumenta, la extensión radial de la base disminuye y los autovalores del Hamiltoniano se extienden hasta energías cada vez mayores. De esta forma, γ/b determina la densidad de pseudoestados frente a la energía [2]. Esto permite concentrar las funciones en la región del continuo de interés para la reacción estudiada, reduciendo drásticamente el número mínimo, N , de funciones THO necesarias para obtener convergencia en los observables de dispersión.

Esta reducción es mayor, si cabe, en presencia de resonancias. Para valores pequeños de N , siempre hay uno o dos pseudoestados concentrados cerca de la energía de la resonancia que reproducen la contribución de ésta a la reacción. Esto es una gran ventaja sobre el procedimiento de discretización con “bines” que, para resonancias estrechas, necesita un gran número de funciones para describir adecuadamente la resonancia.

Para ilustrar dichas propiedades, hemos comparado nuestros resultados con datos experimentales de las reacciones ${}^6\text{He}+{}^{208}\text{Pb}$, ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ y ${}^{11}\text{Be}+{}^{12}\text{C}$. Tanto ${}^6\text{He}$ como ${}^{11}\text{Be}$ son núcleos débilmente ligados con resonancias bien conocidas. Para ${}^6\text{He}$, haciendo uso de un modelo de dineutrón mejorado (${}^6\text{He}={}^4\text{He}+2n$), conseguimos reproducir las secciones eficaces de ruptura de ${}^6\text{He}+{}^{208}\text{Pb}$ y ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ [3]. Para la reacción ${}^{11}\text{Be}+{}^{12}\text{C}$ usamos una descripción de dos cuerpos del proyectil en la que sólo tenemos en cuenta el estado fundamental del ${}^{10}\text{Be}$. En la Fig. 1 comparamos la sección eficaz de ruptura con los datos experimentales [4]. En ella se muestra, también, el resultado THO convolucionado con la resolución experimental. Encontramos que con sólo 11 estados es posible reproducir toda la contribución de las ondas $d_{5/2}$ mientras que en un trabajo reciente [5] se han necesitado 15 bins para reproducir sólo la zona de la resonancia $d_{5/2}$. Una discusión más amplia de estos resultados puede encontrarse en [6]. En concreto, se puede ver en la Fig. 2 que la resonancia queda representada por una única función THO.

En resumen, el método THO es capaz de reproducir con precisión observables de ruptura para los que es necesario incluir la estructura del continuo del proyectil. Además, conseguimos reducir significativamente el número mínimo de funciones necesarias para obtener convergencia, especialmente en aquellos casos en los que existen resonancias que intervinen en la reacción.

Como extensión de este método, pretendemos incluir los grados de libertad de excitación colectiva del “core”. Esto nos permitiría avanzar en la comprensión de reacciones con núcleos con un core deformado, como el propio ${}^{11}\text{Be}$ y muchos de los isótopos del carbono.

REFERENCIAS

1. Karataglidis S., Amos K., Giraud B. G., *Phys. Rev.*, **C71**, 064601 (2005)
2. Moro A. M. et al., *Phys. Rev.*, **C80**, 054605 (2009)
3. Aumann T. et al., *Phys. Rev.*, **C59**, 1252 (1999)
4. Fukuda N. et al., *Phys. Rev.*, **C70**, 054606 (2004)
5. Howell D. J. et al., *J. Phys. G*, **31**, S1881 (2005)
6. Lay J. A., Moro A. M., Arias J. M., Gómez-Camacho J., *Phys. Rev.*, **C82**, 024605 (2010)

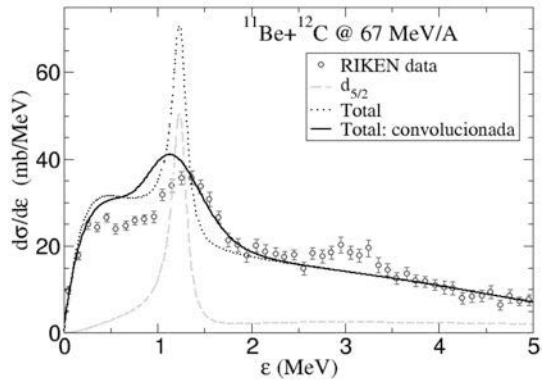


Figura 1. Sección eficaz de ruptura para la reacción ${}^{11}\text{Be}+{}^{12}\text{C}$ comparada con los datos experimentales [4].

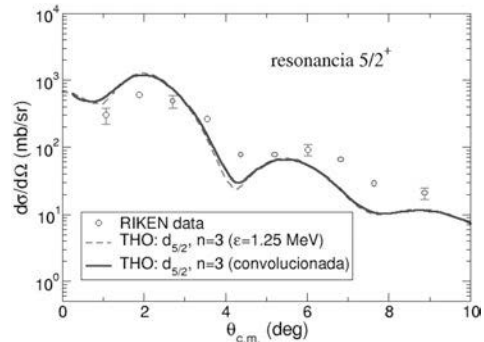


Figura 2. Sección eficaz de ruptura atribuida a la resonancia $5/2^+$ para la reacción ${}^{11}\text{Be}+{}^{12}\text{C}$ comparada con los datos experimentales [4].

Revisión experimental de datos de desintegración nuclear mediante el uso de nuevas cámaras

B. Caro Marroyo¹, A. Martín Sánchez², M. Jurado Vargas³

¹Departamento de Física, Grupo Experimental de Radiaciones Nucleares (GERN), Universidad de Extremadura; bcaromar@alumnos.unex.es

²Departamento de Física, Grupo Experimental de Radiaciones Nucleares (GERN), Universidad de Extremadura; ams@unex.es

³Departamento de Física, Grupo Experimental de Radiaciones Nucleares (GERN), Universidad de Extremadura; mjv@unex.es



Figura 1. a) Dispositivo para medir coincidencias alfa-gamma.
b) Cámara de baja geometría.

La revisión periódica de los datos relativos a la desintegración nuclear es necesaria para la comprobación y la posible corrección de los mismos. Esta revisión es aún más importante si se tiene en cuenta que los esquemas de desintegración de núcleos emisores alfa se emplean en los modelos de capas de núcleos deformados. Para detectar las emisiones de partículas alfa se han diseñado y construido en nuestro laboratorio nuevos dispositivos de detección. Así, hemos

incorporado una nueva cámara de baja geometría, midiendo con una gran distancia fuente-detector y obteniendo así una óptima resolución en energías. En la parte superior cuenta con un detector de partículas alfa tipo PIPS y, en el soporte para la fuente, puede acoplarse un potente imán para la eliminación de los electrones de conversión evitando interferencias de sumas por coincidencia. Por otra parte, hemos diseñado y montado otra nueva cámara para las medidas de coincidencias alfa-gamma. Consta de un detector tipo PIPS para partículas alfa situado en la parte superior de la cámara de vacío, y un detector de germanio de baja energía (LEGe) para radiación gamma acoplado a la parte posterior de la cámara tras una ventana muy fina de Be. El registro y análisis de las señales se realiza mediante el software MCDWIN v.2.93 de Canberra. Para llevar a cabo las medidas en coincidencia, la fuente debe ser colocada en el interior de la cámara de vacío en un soporte giratorio que puede ser manipulado desde el exterior para poder detectar de manera conjunta las emisiones alfa y gamma. Esto nos permite, además, estimar el espesor de fuentes emisoras de partículas alfa y detectar posibles correlaciones angulares entre las radiaciones emitidas en cascada. Para el registro de las coincidencias, se utiliza el paquete formado por el analizador multicanal biparamétrico MPA-3 y el software MPANT v.1.6. Los dispositivos de detección de partículas alfa y de radiación gamma trabajan de manera simultánea en los modos individual y dual, obteniéndose espectros bidimensionales y tridimensionales (espectros alfa, gamma y alfa-gamma en coincidencia). El software se utilizó para analizar tanto

los espectros individuales como los de tipo biparamétrico. La figura 2 muestra un espectro de coincidencias obtenido utilizando una fuente triple emisora de partículas alfa.

En este trabajo se describen algunos resultados preliminares obtenidos tras el estudio de los radionúclidos ^{241}Am , ^{235}U y ^{244}Cm , y se comparan con los datos nucleares y los esquemas de desintegración recogidos en tablas [1,2] y en anteriores publicaciones [3,4].

ESPECTRO DE COINCIDENCIAS_Fuente triple ($^{239+240}\text{Pu}$, ^{241}Am , ^{244}Cm) ($\phi=45^\circ$)

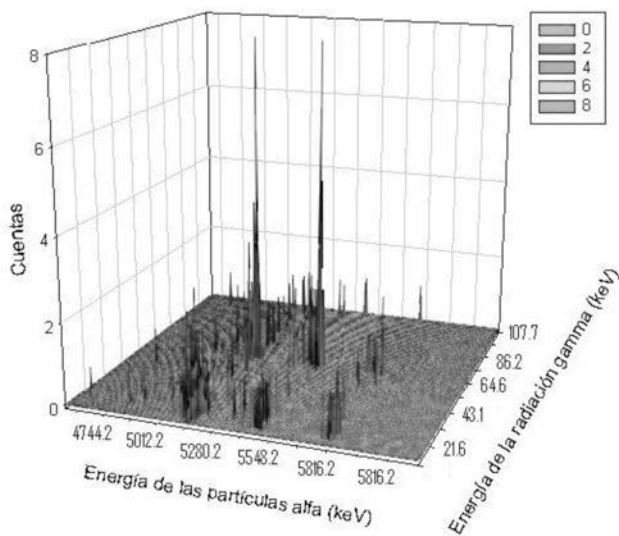


Figura 2. Ejemplo de un espectro de coincidencias obtenido a partir de la medida de una fuente triple de $^{239+240}\text{Pu}$, ^{241}Am y ^{244}Cm .

Agradecimientos: Los autores desean agradecer a la Junta de Extremadura su apoyo financiero, mediante los proyectos GRU09011 y IB10081.

REFERENCIAS:

1. <http://ie.lbl.gov/education/isotopes.htm>
2. <http://www.nucleide.org/NucData.htm>
3. García-Toraño E., Crespo M.T., Roteta M., Sibbens G., Pommé S., Martín Sánchez A., Rubio Montero M.P., Woods S., Pearce A., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 550**, 581-592 (2005).
4. García-Toraño E., *Applied Radiation and Isotopes*, **Vol.49 N°.** 9-11, 1325-1328 (1998)

Sección eficaz total de fisión de $^{208}\text{Pb}+p$ y $^{208}\text{Pb}+d$ a 500 AMeV

Y. Ayyad¹, J. Benlliure¹, E. Casarejos¹, K.-H. Schmidt², B. Jurado⁴, A. Kelic-Heil², M. V. Ricciardi², R. Pleskac², T. Enqvist⁵, F. Rejmund⁶, L. Giot¹⁰, V. Henzl¹¹, S. Lukic¹³, Son Nguyen Ngoc⁸, A. Boudard³, M. Fernandez⁷, T. Kurtukian⁴, P. Nadtochy⁷, C. Schmitt⁶, D. Henzlova¹², A. Bacquias⁹ y D. Pérez-Loureiro¹

¹GENP, Dpto. Fís. de Partículas, Universidade de Santiago de Compostela, 15782 Santiago de Compostela, Spain

²GSI, Planckstrasse 1, 64941, Darmstadt, Germany

³DSM/IRFU/CEA, 91191 Gif-sur-Ivette, France

⁴Université Bordeaux I, CNRS/IN2 P3, CENBG, BP 120, F-33175 Gradignan, France

⁵CUPP Project, P.O. Box 22, FI-86801, Pyhäsalmi, Finland

⁶Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, BP 55027, F-14076 Caen Cedex 05, France

⁷Centro de Investigaciones Energéticas Medioambientales y Tecnológicas, Madrid, Spain

⁸Omsk State University, Department of Theoretical Physics, RU-644077 Omsk, Russia

⁹Department of Nuclear Physics, Institute of Physics, National Centre for Natural Science and Technology, NgiaDo-TuLiem, Hanoi, Vietnam

¹⁰Universite Louis Pasteur, Strasbourg, France

¹¹Subatech - Ecole des Mines de Nantes, France

¹²Massachusetts Institute of Technology, 77, Massachusetts Ave, Cambridge, MA, 02139

¹³Los Alamos National Laboratory, Safeguards Science and Technology Group (N-1), Los Alamos, NM, 87545

¹³Karlsruhe Institute of Technology, D-76021 Karlsruhe, Germany

El estudio de la fisión a energías intermedias tiene gran importancia en el diseño de blancos de espalación usados en sistemas asistidos por acelerador para la transmutación de residuos nucleares radiactivos [1]. Sin embargo, los datos referentes a secciones eficaces de fisión son escasos y presentan discrepancias. En este trabajo se presentan los resultados obtenidos con un montaje experimental específico para medir las reacciones de $^{208}\text{Pb}+p$ y $^{208}\text{Pb}+d$ en cinemática inversa. Para ello, el experimento se realizó en GSI (Alemania), donde se pueden acelerar haces de elementos pesados con energías hasta 1000 A MeV.

En el montaje experimental, un blanco de hidrógeno o deuterio líquido se sitúa entre dos cámaras de ionización (MUSIC) con alta resolución en la medida de la pérdida de energía. Mediante estas cámaras podemos identificar y descartar las reacciones producidas en cualquier capa de material, para seleccionar tanto el núcleo proyectil de interés como las reacciones de fisión producidas en el blanco. Los fragmentos de fisión son identificados en carga nuclear separadamente mediante una doble cámara de ionización (Twin MUSIC ver Fig. 1). Mediante el conteo de los fragmentos en esta doble cámara, se calcula la sección eficaz total de fisión ($\sigma[^{208}\text{Pb}+p] = 146 \pm 7$ mb, $\sigma[^{208}\text{Pb}+d] = 203 \pm 9$ mb [2]) sabiendo el número de iones de ^{208}Pb que inciden

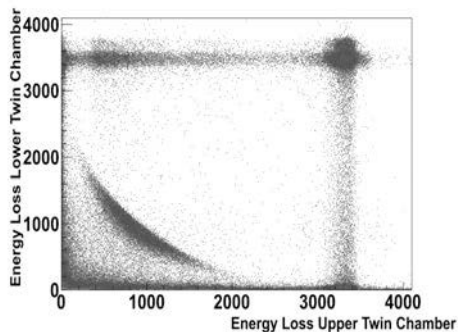


Figura 1. La doble cámara de ionización registra la pérdida de energía ambos fragmentos de fisión en coincidencia permitiendo su separación de los demás canales de reacción abiertos a 500 A MeV (Reacción $^{208}\text{Pb} + p$).

el blanco. Los fragmentos de fisión son identificados en carga nuclear separadamente mediante una doble cámara de ionización (Twin MUSIC ver Fig. 1). Mediante el conteo de los fragmentos en esta doble cámara, se calcula la sección eficaz total de fisión ($\sigma[^{208}\text{Pb}+p] = 146 \pm 7$ mb, $\sigma[^{208}\text{Pb}+d] = 203 \pm 9$ mb [2]) sabiendo el número de iones de ^{208}Pb que inciden

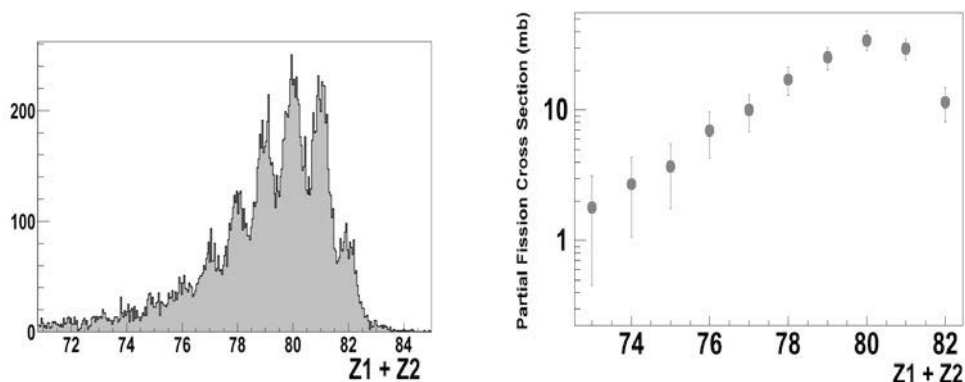


Figura 2. (Izq) Distribución de carga del sistema fisionante (Z_1+Z_2) y su respectivos valores para la sección eficaz parcial de fisión. (Reacción $^{208}\text{Pb} + p$).

en el blanco, y sustrayendo la contribución de las paredes de titanio que rodean la célula de hidrógeno líquido.

La reconstrucción de la carga en Z del núcleo fisionante (Z_1+Z_2) y las anchuras de la distribución de carga de cada fragmento (Figura 2), son buenos observables de la fisión como proceso dinámico [3]. A diferencia del modelo estadístico[4], el núcleo necesita un cierto tiempo para superar la barrera de fisión y poblar el espacio de fase disponible. Como consecuencia existe una disminución en la probabilidad del suceso. Esto se explica introduciendo una constante de viscosidad β (disipación) que esta relacionada con el acoplamiento de los grados de libertad intrínsecos y colectivos del núcleo [5][6][7]. La sección eficaz parcial de fisión para cada Z_1+Z_2 da una idea de la violencia y centralidad de la colisión. Sin embargo es necesario comparar los datos experimentales con cálculos realizados mediante códigos Monte-Carlo basados en tres etapas que describen el proceso de fisión (ABRABLA [8]): la abrasión en la colisión periférica inicial, la emisión de nucleones y *clusters* (*break-up*) y finalmente, la evaporación por desexcitación.

REFERENCIAS

1. H. Nifenecker, S. David, J. M. Loiseaux, O. Meplan, Nucl. Instrum. Methods A 463 (2001) 428.
2. K. H. Schmidt et al. "High-precision measurement on total fission cross sections of ^{208}Pb and ^{238}U in spallation reactions". En preparación
3. B. Jurado et al. Phys. Rev. Lett. 93, 072501 (2004).
4. N. Bohr and J. A. Wheeler, "The Mechanism of Nuclear Fission", Phys. Rev. 56, 426 (1939).
5. H. A. Kramers, Physika VII. 4, 284 (1940).
6. B. Jurado et al. Nucl. Phys. A 747, 14 (2005).
7. P. Grangé, J.Q. Li and H.A. Weidenmüller, Phys. Rev. C 27, 2063 (1983).
8. A. Kelic, M.V. Ricciardi and K.-H. Schmidt, ArXiv:0906.4193.v1

Solubilización de uranio en suelos mediante enmiendas con citrato, AEDT y EDDS

J. C. Lozano¹, P. Blanco Rodríguez², F. Vera Tomé³, C. Prieto Calvo¹

¹Departamento de Física Fundamental, Universidad de Salamanca; jll390@usal.es.

²Departamento de Física, Universidad de Extremadura; pbr@unex.es.

³Departamento de Física Aplicada, Universidad de Extremadura; fvt@unex.es.

El tratamiento de los suelos con compuestos químicos es una práctica habitual en agricultura para mejorar la incorporación de elementos esenciales y nutrientes a las plantas, pero también pueden ser utilizados para favorecer la incorporación de otros elementos no esenciales e incluso elementos tóxicos, entre los que se encuentran los radionucleidos. Algunas tecnologías de fitoremediación se aprovechan de la manipulación del suelo para aumentar la transferencia desde el suelo a la plantas de esos elementos que se desean eliminar.

Por tanto, y con el propósito de optimizar el proceso de liberación de uranio desde la fracción sólida hasta la solución del suelo, se ha realizado un estudio sistemático, en un suelo granítico, utilizando enmiendas con citrato, EDTA (ácido etilén-diamín-tetracético) y EDDS (ácido etilén-diamín-disuccínico). Además, se ha tenido en cuenta el efecto del pH, y cómo el sistema cambia con el tiempo.

El muestreo de suelos para el estudio se ha llevado a cabo en la antigua mina de uranio “Los Ratones”, localizada en la región de Extremadura. El punto de muestreo fue seleccionado de manera que tuviera altas concentraciones de actividad de los radionucleidos naturales de la serie del ^{238}U . El suelo colectado de la capa superficial (10 cm de profundidad), fue convenientemente secado en estufa a 80 °C hasta peso constante, y cribado hasta un tamaño de 2 mm, homogeneizado y cuarteado. Posteriormente se seleccionaron dos alícuotas. Una fue utilizada para determinar la concentración de uranio natural, utilizando la espectrometría alfa con detectores de semiconductor como técnica de medida, y la otra para la caracterización física y química del suelo (textura, contenido en materia orgánica, capacidad de campo, humedad, concentración de elementos mayoritarios, etc.).

Previamente a los ensayos de lixiviación, y con el propósito de conocer la capacidad de amortiguamiento ácido-base del suelo, se han llevado a cabo estudios de valoración, para lo cual se han usado como agentes HCl y KOH. El estudio realizado ha puesto de manifiesto la baja capacidad de amortiguamiento del suelo, sufriendo importantes modificaciones en los valores de pH, incluso cuando se añaden pequeñas cantidades de agentes. Además, el tiempo de incubación para cualquier ensayo que requiera una estabilización previa del suelo, después de haber sido acondicionado, ha resultado ser de 72 horas.

Todos los ensayos de lixiviación se han realizado bajo los mismos criterios y procedimientos. En todos los casos, el periodo de incubación de las muestras, hasta la estabilización del pH, fue de 72 horas. Para estudiar la evolución temporal del sistema, se han considerado diferentes tiempos de ensayo (1, 2, 4, y 6 días, después de la estabilización), y también con el propósito de conocer la influencia del pH en la solubilidad del uranio se han realizado estudios en cuatro rangos de pH: A (3.7-4.1), B (5.5-5.8), C (6.0-6.5), y D (6.8-7.2). Se han llevado a cabo estudios en ausencia de agentes añadidos y en presencia de citrato, AEDT y EDDS. Los rangos de cada uno de los agentes

añadidos a la muestra (por kg de suelo seco) fueron: 0-50 mmol de citrato, 0-5 mmol de AEDT, y 0-15 mmol de EDDS. Los límites superiores de estas concentraciones fueron estimadas de estudios previos que mostraron concentraciones letales para algunas especies de plantas [1]. La Figura 1 muestra la variación de la concentración de ^{238}U lixiviado en ausencia de agentes añadidos.

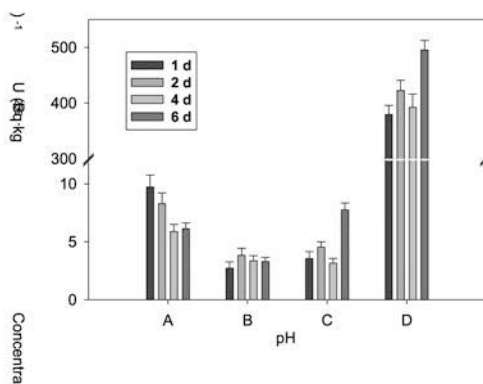


Figura 1. Variación de la concentración de ^{238}U lixiviado sin enmiendas. Se consideran cuatro tiempos de ensayo, y cuatro rangos de pH: A (3.7-4.1), B (5.5-5.8), C (6.0-6.5), y D (6.8-7.2).

Los resultados muestran, en todos los casos, que el factor más importante en la solubilización de uranio es el pH. En ausencia de agentes, la mayor solubilización se obtiene en las condiciones más alcalinas (rango de pH D), con valores que representan hasta el 15% de la concentración de actividad inicial del suelo. Por otra parte, se han encontrado importantes diferencias en la solubilización de uranio dependiendo del agente añadido. Entre estos agentes, el citrato es el que logra solubilizar mejor el uranio de la matriz del suelo, obteniéndose la mayor eficiencia a pH ácido, con la mayor concentración ensayada ($50 \text{ mmol} \cdot \text{kg}^{-1}$), y después de 6 días de tratamiento. Por tanto, es este agente el que presenta los resultados más prometedores como enmienda de suelos a efectos de fitorremediación de uranio. Resultados análogos han sido obtenidos por otros autores [2, 3].

Por otra parte, los tratamientos con AEDT y EDDS proporcionan las mayores concentraciones de uranio en solución en condiciones alcalinas, pero estas concentraciones son menores que las obtenidas en el tratamiento del suelo con citrato.

REFERENCIAS

1. Vera Tomé F., Blanco Rodríguez P., Lozano, J.C., *Chemosphere*, **74**, 293-300 (2009).
2. Ebbs S.D., Norwell W.A., Kochian L.V., *J. Environ. Qual.*, **27**, 1486-1494, (1998).
3. Duquène L., Tack F., Meers E., Baeten J., Wannijn J., Vandenhove H., *Sci. Total Environ.*, **391**, 26-33, (2008).

The N=50 shell closure near ^{78}Ni : recent evidence from the study of $^{78}\text{Zn}(d,p)^{79}\text{Zn}$ transfer reaction

R.Orlandi

CSIC – Instituto de Estructura de la Materia; Riccardo.Orlandi@csic.es

Doubly-magic nuclei have been essential reference points in the development of the nuclear shell model. Currently, exotic neutron-rich nuclei with magic numbers of neutrons and protons play a similar role in the understanding and modeling of the considerable reorganization of shell structure which occurs away from the line of beta stability. Knowledge of their structure is furthermore essential for the modelling of regions with even larger N/Z ratios, also relevant in astrophysical modelling and the study of the r-process path. The size of the N=50 shell gap has not been measured experimentally and there are contradicting predictions about its size at ^{78}Ni .

Recently, a single-nucleon transfer experiment was performed at REX-ISOLDE, CERN, to study the N=49 isotope ^{79}Zn , lying only 2 protons above and 1 neutron below ^{78}Ni . Different excited states in ^{79}Zn were successfully populated for the first time via a (d,p) single-nucleon transfer reaction in inverse kinematics, using a ^{78}Zn beam impinging on a deuterated polyethylene target at 2.83 MeV/u. With the full analysis, it will most probably be possible to assign spin and parities to at least some of the states observed. The results of this work permit to determine the size of the N=50 gap for Z=30, by measuring effective single-particle energies. The populated states already yield a strong indication of the gap size. Preliminary results will be presented.

*** This work was supported by the European Union Seventh Framework Programme through ENSAR, contract no. 262010 and by the project MEC Consolider - Ingenio 2010; CDS2007-00042.

The role of Fe and Ni for s-process nucleosynthesis and innovative nuclear technologies

G. Giubrone, C. Domingo, J. L. Tain

Instituto de Física Corpuscular, Centro mixto C.S.I.C.- Univ. Valencia; giubrone@ific.uv.es

The early universe was enriched in heavy elements by nucleosynthesis in massive stars .

The so called s-process is a nucleosynthesis process that occurs at relatively low neutron density and intermediate temperature conditions in stars. In the s process, a stable isotope captures a neutron; but the radioactive isotope that results, decays to its stable daughter before the next neutron is captured. This process produces stable isotopes by moving along the valley of beta-decay stable isobars in the chart of isotopes. The s process produces approximately half of the isotopes of the elements heavier than iron, and therefore plays an important role in the galactic chemical evolution.

The r-process is a nucleosynthesis process, likely occurring in core-collapse supernovae responsible for the creation of approximately half of the neutron-rich atomic nuclei that are heavier than iron. The process entails a succession of rapid neutron captures on seed nuclei, hence the name r-process.

Ultra metal-poor stars were found to show abundance patterns that scale exactly with the solar *r* component [1]. While this holds exactly for elements heavier than barium, there is still confusion about significant discrepancies in the mass region below $A < 120$. It is known that the most massive stars contribute significantly to the abundances between Fe and Zr. The contribution due to the so-called weak *s*-process component was found to exhibit large uncertainties due to the poorly known capture cross sections, especially in the Fe-Ni region. In view of this we started a campaign to perform accurate state of- the art measurements on highly enriched samples of the stable Fe and Ni isotopes at the n_TOF facility. Fe and Ni are also an important part of the structural materials of nuclear technology systems including ADS systems. Better capture cross section are required for the design of these systems and the estimation of the activation.

The capture cross-section for ^{54}Fe , ^{56}Fe , ^{57}Fe , ^{62}Ni in the neutron energy region between 0.1 keV and 1 MeV has been measured at the n_TOF facility [2] at CERN using the time of flight(TOF) technique. A large “instantaneous” number of neutrons from spallation reactions are produced by the impact of intense proton bunches from the CERN PS (7×10^{12} protons in a 7 ns wide bunch) with an energy of 20 GeV on a massive lead target. The initial neutron bursts are further moderated in a water volume at the exit towards the evacuated neutron beam pipe, which connects the target with the experimental area at a distance of about 185 m. The long flight path provides high resolution in neutron energy, which allows resolving closely spaced neutron resonances.

The prompt capture γ -rays were detected with two optimized deuterated benzene (C_6D_6) liquid scintillation detectors [3]. The choice of deuterium, the utilization of a thin carbon fibre canning, and the thorough reduction of dead materials in and near the detector resulted in a reduced sensitivity to background from sample scattered neutrons. This type of background could have been the cause of undetected problems in previous work, because the probability for neutron scattering may well exceed that for capture in many Fe and Ni resonances. In order to investigate this aspect detailed MC simulation of the experimental setup are ongoing using a new neutron library developed for GEANT4 [4].

In order to properly account for the γ -ray energy dependence of the detection efficiency, the Pulse Height Weighting Technique (PHWT) is used. The technique is based on the use of low efficiency detectors (C6D6) such that only one gamma ray for cascade can be detected. Therefore one needs to introduce a counting weight, such that the efficiency is proportional to the registered gamma ray energy. In this way the cascade detection efficiency becomes proportional to the known cascade energy and independent on the cascade path. This Weighting Function (WF) is obtained from a set of detector response functions for different gamma-ray energies. Thus the PHWT requires the precise knowledge of the detector response as a function of γ energy and a detailed geometry and chemical composition of the experimental setup. In order to achieve this the experimental setup has been implemented in the Monte Carlo simulation using GEANT4 [5].

From this information a counting weight as a function of deposited energy can be calculated. It has been shown that an accuracy of 2% can be achieved [6].

The data analysis is made using the R-matrix SAMMY [7] to fit the data and extract the resonance parameters.

Examples for time of flight spectra of weighted counts for ^{54}Fe samples and a fit the experimental setup are shown in Fig.1 and Fig 2.

The analysis of the data in terms of resonance parameters is ongoing.

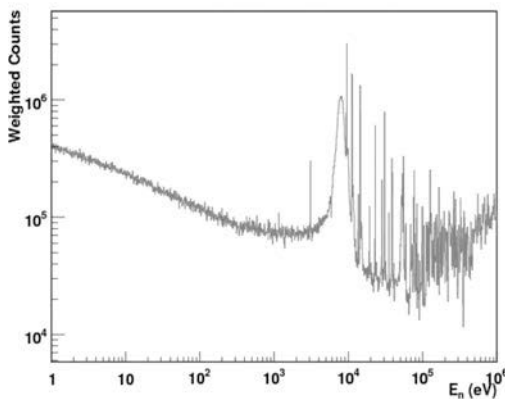


Fig.1 Weighted γ -spectrum obtained for ^{54}Fe .



Fig.2 Experimental setup for ^{54}Fe measurement.

These results will then be used for a detailed discussion of the astrophysical aspect discussed above and for investigating their impact in the design of advanced reactor concepts.

REFERENCE

- [1] C. Travaglio *et al.*, *Ap. J.* **601**, 864 (2004).
- [2] U. Abbondanno *et al.*, "CERN n_TOF facility: performance report", CERN-SL-2002-053 ECT, Geneva, 2003.
- [3] R. Plag *et al.*, "An optimized C₆D₆ detector for studies of resonance-dominated (n, γ) cross sections", *Nucl. Instr. Meth. A*, **496**, 425 (2003).
- [4] D. Cano, E. Mendoza, "Private Communication".
- [5] S. Agostinelli *et al.*, "Geant4 – a simulation toolkit", *Nucl. Instr. Meth. A*, **506**, 250 (2003).
- [6] U. Abbondanno *et al.*, "New experimental validation of the pulse height weighting technique for capture cross section measurements", *Nucl. Instr. Meth. A*, **521**, 454(2004).
- [7] N. Larson, SAMMY: Multilevel R-matrix fits to neutron data using Bayes equations.

THO analítico para el estudio de núcleos débilmente ligados de 3 cuerpos

M. Rodríguez-Gallardo^{1,2}, A. M. Moro²

¹Instituto de Estructura de la Materia, CSIC.

²Departamento de Física, Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad de Sevilla.

Los rápidos desarrollos experimentales han hecho posible el estudio de la estructura y las reacciones de sistemas débilmente ligados en muchas ramas de la Física. Entre ellos están los estados de Efimov observados en trímeros ultra-fríos de cesio [1], los sistemas moleculares tri-atómicos [2], los núcleos halo [3] y los sistemas que presentan emisión simultánea de 2 protones [4]. Ello hace necesario el desarrollo de novedosas descripciones teóricas de tales sistemas, que deben incluir *a priori*, un tratamiento adecuado de los estados no ligados del sistema.

El método del oscilador armónico transformado (Transformed Harmonic Oscillator, THO) ha sido usado con éxito [5-11], primero para el estudio de sistemas moleculares y nucleares de 2 cuerpos [5-8] y posteriormente de 3 [9-11]. La idea básica del método THO es definir una transformación local de escala [12] que convierta el estado fundamental del sistema en estudio en el estado fundamental de un oscilador armónico. De esta forma al aplicar la transformación inversa a la base de oscilador, se obtiene la base THO que es una base completa y discreta que ya incluye el estado fundamental del sistema. Gracias a esto, la base THO resulta ser más adecuada para estudiar las propiedades de estructura y reacción de los sistemas que se quieran investigar.

Más recientemente, se ha propuesto un nuevo método THO [13] que permite obtener una base más apropiada que la de oscilador sin necesidad de conocer el estado fundamental del sistema estudiado. Para ello se hace uso de una forma analítica para la transformación de escala, la cual depende de unos parámetros que se pueden ajustar en función de la magnitud que se quiera estudiar.

El THO analítico ha sido primero desarrollado para estudiar sistemas de 2 cuerpos [14] como ^{11}Be . El siguiente paso es extender su aplicación a sistemas de 3 cuerpos. Esto permitirá el estudio de núcleos borromeos como ^6Be , ^6He o ^{11}Li , así como de otros núcleos que no son borromeos pero que se pueden considerar formados por 3 partículas como ^6Li o ^{12}Be . De especial interés es el caso de ^6Be , donde el cálculo exacto de las funciones de onda de los estados no ligados (continuo) se torna extremadamente complicado.

En este trabajo presentaremos los resultados para diferentes observables de estructura y de reacción de algunos de estos sistemas, comparados con datos experimentales disponibles.

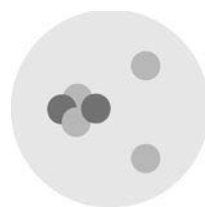


Figura 1. Núcleo de ^6He .

REFERENCIAS

1. T. Kraemer et al., Nature 440 (2006) 315.
2. I. Baccarelli et al., Phys. Chem. Chem. Phys. 2 (2000) 4067.
3. A. S. Jensen et al., Rev. Mod. Phys. 76 (2004) 215.
4. I. Mukha et al., Nature 439 (2006) 298.
5. F. Pérez-Bernal, I. Martel, J. M. Arias, J. Gómez-Camacho, Phys. Rev. A 63 (2001) 052111.

6. I. Martel, F. Pérez-Bernal, M. Rodríguez-Gallardo, J. M. Arias, J. Gómez-Camacho, *Phys. Rev. A* 65 (2002) 052708.
7. A. M. Moro, J. M. Arias, J. Gómez-Camacho, F. Pérez-Bernal, I. Martel, R. Crespo, F. M. Nunes, *Phys. Rev. C* 65 (2001) 011602.
8. M. Rodríguez-Gallardo, J. M. Arias, J. Gómez-Camacho, *Phys. Rev. C* 69 (2004) 034308.
9. M. Rodríguez-Gallardo, J. M. Arias, J. Gómez-Camacho, A. M. Moro, I. J. Thompson, J. A. Tostevin, *Phys. Rev. C* 72 (2005) 024007.
10. A. M. Moro, M. Rodríguez-Gallardo, R. Crespo, I. J. Thompson, *Phys. Rev. C* 75 (2007) 017603.
11. M. Rodríguez-Gallardo, J. M. Arias, J. Gómez-Camacho, R. C. Jonson, A. M. Moro, I. J. Thompson, J. A. Tostevin, *Phys. Rev. C* 77 (2008) 064609.
12. M. V. Stoitsov, I. Zh. Petkov, *Ann. Phys.* 184 (1988) 121.
13. S. Karataglidis, K. Amos, B. G. Giraud, *Phys. Rev. C* 71 (2005) 064601.
14. J. A. Lay, A. M. Moro, J. M. Arias, J. Gómez-Camacho, *Phys. Rev. C* 82 (2010) 024605.

Towards a deep characterization of a 64-fold-pixelated Position Sensitive Detector for a new Gamma-Scanning System of HPGe segmented detectors

A. Hernández-Prieto¹, B. Quintana²

¹Laboratorio de Radiaciones Ionizantes, Universidad de Salamanca; alvaro.prieto@usal.es.

²Laboratorio de Radiaciones Ionizantes, Universidad de Salamanca; quitana@usal.es.

Characterization of the electrical response of the HPGe segmented detectors is one of the current goals for the Nuclear Physics community in order to perform gamma-ray tracking or even imaging with these detectors. For this purpose, scanning devices has to be developed to achieve the signal-position association with the highest precision. Our scanning system is based in the PET principle [1]. Specifically, the set-up consists of a ²²Na source, which provides two simultaneous 511 keV gamma-rays in opposite directions from the b+ annihilation occurring in the source itself, a Position Sensitive Gamma-ray Scintillator Detector (PSD) and the HPGe detector to scan. For the PSD, four lutetium yttrium oxyorthosilicate (LYSO) scintillating crystals were chosen. The four LYSO crystals assembled together provides a total surface of 104x104 mm² aimed to increase the precision of the final position determination in the Ge crystal. The signal read out is made by a pixelated position-sensitive photomultiplier tube (PSPMT), Hamamatsu model H10966A-100 [2], one per crystal. Each PSPMT has an output of 64 channels, one per pixel, plus the last dynode signal. This leads to a total of 260 electronic signals in the system. The readout electronic becomes a principal part of our system because we digitize the 64 signals from each PSPMT with the objective of obtaining all the information about the light distribution into the LYSO crystals. With these data, the determination of the interaction position in the PSD should be more accurate. While systems with more limited readouts use the Anger Logic algorithm [3] in determining the interaction position of the g ray impinging on the PSD, more powerful reconstruction techniques can be explored when the full PSD response is acquired which provide both an improvement in spatial resolution, linearity over the whole surface of the PSD, and a deep characterization of the PSD response. In this work, we present the first results relating to two methods under study in our laboratory: one based on a Gaussian fit by a Least Square method and the other based on Artificial Neural Networks [4]. After testing algorithms based on projections of the pixels [5, 6] to verify the proper functioning of our PSD, we have compared its results to that provided by our two proposed algorithms and checked an improvement of 35% in position resolution. Finally, it is noteworthy that this system, given the principle on which it is based, may have promising applications in medical physics.

REFERENCES:

- [1] M. Giménez, J.M Benlloch, et al. "Medium field of view multiflat Panel-based portable gamma camera", Nucl. Inst. Meth. A 525 (2004) 298-302
- [2] Hamamatsu Photonics K.K. [Online]. Available: http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts/H/H10966_TPMH1319E01.pdf
- [3] Anger H.O. "Scintillation Camera". Rev. Scientific Inst. (1958) 29. 27-33.
- [4] F. Mateo, R.J. Aliaga et al, "High-precision position estimation in PET using artificial neural networks" Nucl. Inst. and Meth. A 604 (2009) 366-369.
- [5] R. Pani et al. "High spatial and energy resolution gamma imaging based on LaBr3(Ce) continuous crystals". IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec. (2008) 1763-1771
- [6] César Domingo-Pardo, Namita Goel, "A Position Sensitive Gamma-Ray Scintillator Detector With Enhanced Spatial Resolution, Linearity, and Field of View". IEEE Trans. on Med. Imaging, 28, 12 (2009) 2007-2014

Violación de la paridad en dispersión elástica electrón-protón: extrañeza del nucleón

R. González-Jiménez ¹, J.A. Caballero ²

¹Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad de Sevilla; RAUGJ@US.ES

²Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad de Sevilla; JAC@US.ES.

La imagen más simple de los hadrones, muestra el nucleón formado únicamente por quarks *up* (*u*) y *down* (*d*). Muchas de las propiedades del nucleón a baja energía pueden ser entendidas con esta imagen simple sin tener en cuenta la presencia de quarks más pesados en el “mar”. Sin embargo existen evidencias de que no todas las propiedades del nucleón a baja energía pueden ser entendidas únicamente considerando a los quarks *u* y *d*. Además de los quarks *u* y *d*, existen pares quark-antiquark que junto con los gluones forman el llamado “mar de quarks” en el nucleón. Respecto a las propiedades, hay evidencias, extraídas de experimentos DIS (deep inelastic scattering) con neutrinos, de la contribución del quark extraño al momento del protón. A partir de datos de experimentales de dispersión pion-nucleón a baja energía se obtienen pruebas de la contribución del quark *s* a la masa del nucleón. Por otro lado desde experimentos “polarized DIS” puede concluirse que el par $\bar{s}s$ podría contribuir en un -10% al espín del nucleón.

La “asimetría de violación de paridad en dispersión elástica electrón-protón o Asimetría PV” se presenta como una herramienta más para intentar determinar la posible contribución de extrañeza a los factores de forma del nucleón. El observable Asimetría PV se define como el cociente entre la parte que conserva la paridad (diagrama (a) figura 2) de la sección eficaz diferencial e-p y la parte que viola la paridad (término de interferencia entre los diagramas (a) y (b) figura 2).

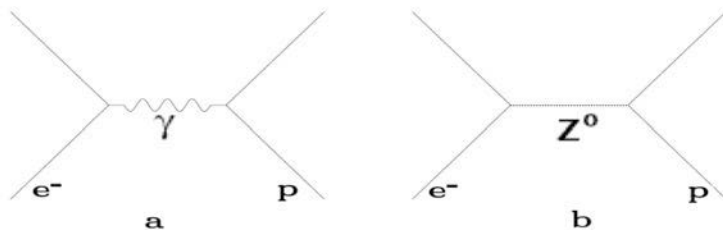


Figura 2: Diagramas de Feynman dispersión electrón-protón vía corrientes electromagnéticas (a) y neutra débil (b).

La definición experimental se basa en el grado de libertad que ofrece la posibilidad de polarizar el electrón incidente. Así, $h=+1$, se refiere al electrón con helicidad positiva y, $h=-1$, al electrón con helicidad negativa. La Asimetría PV es por tanto:

$$A^{PV} = (\sigma^{(h=+1)} + \sigma^{(h=-1)}) / (\sigma^{(h=+1)} - \sigma^{(h=-1)})$$

donde σ es la sección eficaz.

En este trabajo hemos realizado un estudio sistemático de la asimetría PV, mostrando su sensibilidad frente a los diferentes ingredientes que intervienen en el proceso, como son los factores de forma electromagnéticos del nucleón, el efecto de incluir o no correcciones radiativas, el factor de forma axial y la posibilidad de una descripción dinámica del mismo distinta a la dipolar. También se ha estudiado el efecto de usar distintos valores para la masa axial tal y como sugieren recientes trabajos en dispersión de neutrinos (MiniBooNE).

En particular, nuestro interés se ha centrado en el papel jugado por el quark extraño en el nucleón. Para ello hemos estudiado cómo la contribución eléctrica y magnética de dicho quark extraño modifican la asimetría PV.

A continuación, figura 2, mostramos los resultados de nuestro modelo para la asimetría PV y los comparamos con los datos experimentales disponibles hasta la fecha en dos situaciones cinemáticas distintas y en un amplio rango de cuadri-momento transferido (Q^2).

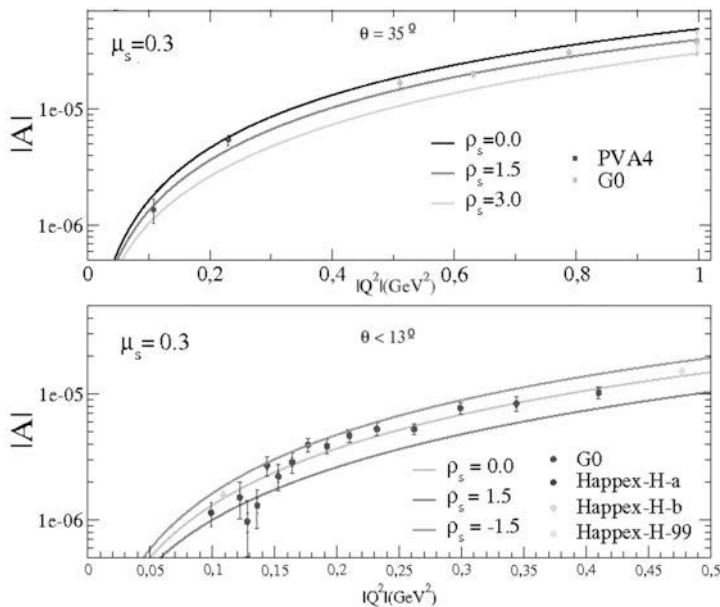


Figura 2: Las curvas representan la asimetría PV según nuestro modelo. Los distintos colores corresponden a distintos valores del parámetro de extrañeza eléctrica, ρ_s , véase leyenda. El parámetro de extrañeza magnética, μ_s , está fijado como el de mejor ajuste a los datos. Incluimos datos experimentales procedentes de distintos experimentos, véase leyenda. Panel superior: ángulo de dispersión de 35° . Panel inferior: ángulo de dispersión inferior a 13° .

Los resultados de nuestros análisis indican, como más probables, valores positivos para el parámetro de extrañeza magnética, μ_s . Sin embargo, para el parámetro de extrañeza eléctrica, ρ_s , los valores más apropiados para una situación cinemática ($q < 13^\circ$) dejan de serlo para otra ($q > 35^\circ$). La causa puede venir de varias fuentes de incertidumbre en el modelo, las principales son el factor de forma axial y el factor de forma electromagnético del neutrón. En el trabajo se incluye un tercer análisis para ángulos hacia atrás.

Índice de autores

A

Abou-Haidar Z., 147
 Abrahantes A., 123
 Abushab K. M., 214
 Acosta L., 137
 Ager F. J., 217
 Agramunt J., 151, 188
 Albers M., 201
 Alcaraz J., 71
 Alcorta M., 137
 Algora A., 151, 188
 Almansa J., 195
 Alonso H., 139, 179, 182, 197, 210
 Alvarez B., 93, 95
 Alvarez Gonzalez B., 105
 Alvarez M. A. G., 137, 147, 163
 Álvarez-Pol H., 171, 177, 192
 Amine M., 69
 Amorós G., 20
 Angelis G. de, 201
 Arias J. M., 223
 Arnedo M.A., 139, 179, 182, 197, 210
 Arráns R., 147
 Audouin L., 205
 Aumann T., 177, 192
 Aydin S., 201
 Ayyad Y., 227

B

Bacquias A., 227
 Barcelo R., 129
 Bassignana D., 63, 117
 Battilana C., 32
 Bazzacco D., 201
 Beceiro S., 177
 Behr K., 177
 Benjamim E., 192
 Benlliure J., 192, 227
 Berenguer J., 28
 Blanco Rodríguez P., 212, 229
 Blank B., 190
 Bocci A., 147
 Boillos J.M., 143
 Bolivar J.P., 179, 182
 Boretzky K., 177
 Borge M.J.G., 137, 165, 173, 175, 188, 190, 192
 Bostan M., 201
 Bote D., 186
 Boudard A., 227
 Briz J. A., 165, 173, 188, 190, 194
 Brochero J. A., 61, 67, 91, 97, 99, 115
 Buchmann M-A., 111

C

Caamaño M., 192
 Caballero J.A., 237
 Cabrera Urbán S., 55
 Calderón A., 61, 67, 91, 97, 99, 115
 Cal-Gonzalez J., 153, 157, 194, 203
 Calvo E., 28

Campos J., 12
 Cano-Ott D., 209
 Caravaca J., 73
 Carbone A., 199
 Carmona-Gallardo M., 165, 173, 190
 Caro Marroyo B., 225
 Carretero J. H., 30, 38, 51, 89, 101, 103
 Casal B., 93, 95
 Casarejos E., 177, 192, 227
 Castilla J., 45
 Castillo R., 59
 Cepeda M., 71
 Cereceda F., 169
 Cervera A., 26, 85
 Chaminade T., 163
 Chatillon A., 177, 192
 Chericí R., 109
 Chernicoff M., 131
 Chialvo D. R., 6
 Chuang S. H., 61, 67, 91, 97, 99, 115
 Chulkov L. V., 192
 Civera J. V., 81
 Clément E., 201
 Cornejo J. M., 159, 195
 Corradi L., 201
 Cortés Giraldo M.A., 147, 171, 177, 192
 Cortina-Gil D., 171, 177, 192
 Corzo P. M. G., 203
 Costa M., 65
 Crespo J. I., 49
 Cruz B. de la, 71
 Cubero M., 137
 Cuevas J., 61, 67, 91, 93, 95, 97, 99, 115
 Curtarolo S., 216

D

Damoy S., 163
 Datta-Pramanik U., 177
 Davis J. A., 12
 Deo A., 188
 Dewald A., 201
 Díaz C., 45
 Díez Pardos C., 24, 71
 Díget C., 137
 Dobado A., 121
 Dochler J., 163
 Domingo C., 232
 Domingo-Pardo C., 151
 Domínguez Vázquez D., 32
 Doncel M., 201
 Doré D., 163
 Drouart A., 163
 Druillolle F., 163
 Duarte J., 61, 67, 91, 97, 99, 115
 Duchene G., 201
 Durán I., 171, 205
 Dzysiuk N., 207

E

Elekes Z., 177
 Enqvist T., 227

Enriquez B., 210
 Eppinger K., 192
 Erduran M. N., 201
 Escobar C., 20, 22
 Escudero L., 26, 85
 España S., 157, 203, 214, 221
 Espino J. M., 147
 Estevez E., 151, 188

F

Faestermann T., 192
 Farnea E., 201
 Farrelly G., 188
 Fassi F., 109
 Feigelson R., 216
 Felcini M., 61, 67, 91, 97, 99, 115
 Fernández A., 20
 Fernández B., 163
 Fernández Bedoya C., 32
 Fernández F., 186
 Fernández J., 61, 67, 91, 97, 99, 115
 Fernández M., 63, 117, 227
 Fernández Timón A., 184
 Fernández-García J. P. 137
 Fernández-Ramírez C., 145
 Fert A., 3
 Fioretto E., 201
 Florido R., 139
 Folgueras S., 61, 67, 91, 97, 99, 115
 Fonseca C., 186
 Fouz M. C., 28, 32
 Fraile L., 190
 Fraile L. M., 153, 188, 194, 203
 France G. de, 201
 Fransen C., 201
 Fremont G., 163
 Fulop Z., 177
 Fuster J., 75
 Fynbo H., 190

G

Gadea A., 201
 Galaviz D., 137, 177, 190
 Gallardo M.I., 147
 García C., 81
 García de Abajo F. J., 10
 García J., 45, 207
 García J.A., 40
 Gascón M., 171, 192, 216
 Gasques L. R., 190
 Gaumé R., 216
 Geissel H., 177, 192
 Gelletly W., 188
 Gernhäuser R., 192, 201
 Ghita D., 194
 Giganti C., 73
 Gil J. M., 139, 179, 182, 197, 210
 Giot L., 227
 Giovinnazzo D., 190
 Giron S., 177
 Giubrone G., 151, 232

Gómez G., 61, 67, 91, 97, 99, 115
 Gómez-Camacho J., 137, 207, 223
 Gómez-Tubio B., 217
 González de la Hoz S., 20, 69, 83
 González I., 61, 67, 91, 97, 99, 115
 González-Caamaño D., 171
 González-Jiménez R., 237
 Görgen A., 201
 Gottardo A., 201
 Goy López S., 24, 32
 Greife U., 177
 Grinstein S., 36
 Guasch J., 123
 Guerrero C., 209
 Guinea F., 4

H

Hackstein M., 201
 Hammache F., 177
 Harb A., 36
 Heil M., 177
 Henzl V., 227
 Henzlova D., 227
 Hernández-Prieto A., 236
 Herraiz J. L., 157, 203, 214, 221
 Herranz E., 203, 221
 Herrera D., 77
 Heuer R., 14
 Hoffman J., 177
 Holzbauer J. L., 105
 Huyuk T., 201

I

Iemmi C., 12
 Ieva M., 59
 Irles A., 75

J

Jaramillo R., 63, 117
 Johansen J. S., 190
 Johansson H., 177
 Jokinen A., 190
 Jonson B., 192
 Jordá C., 61, 67, 91, 97, 99, 115
 Jordan M. D., 151
 Josa M. I., 71
 Juliá-Díaz B., 155
 Jurado B., 227
 Jurado Vargas M., 167, 184, 225

K

Kaci M., 20
 Kanungo R., 192
 Karagiannis C., 177
 Kebbiri M., 163
 Kelic-Heil A., 227
 Kiselev O., 177
 Klupp S., 201
 Koldste G. T., 190

Korten W., 201
 Kourkouvelis Ch., 5
 Kriznar A., 217
 Krücken R., 192
 Kurcewicz W., 194
 Kurtukian T., 190, 192, 227
 Kurz N., 177
 Kusk J., 190
 Kusoglu A., 201

L

Lacasta C., 81
 Laclavetine K., 217
 Lacuesta V., 17, 22
 Lallena A. M., 195
 Lam S., 216
 Lamas A., 20
 Larsson K., 177, 192
 Lay J. A., 137, 223
 Le Bleis T., 177
 Leal-Cidoncha E., 212
 Lenzi S., 201
 León-Navarro C. L., 182
 Leshner S., 194
 Litvinov Y., 177
 Lizana A., 12
 Ljungvall J., 201
 Llanes Estrada F. J., 121
 Lloret L., 61, 67, 91, 97, 99, 115
 Lobelle P., 61, 67, 91, 97, 99, 115
 López Castaño J. M., 57
 López-Coronado O., 12
 López-Coto I., 139
 López-Gutiérrez J. M., 204
 López-Quelle M., 141
 Lorca D., 79, 107, 113
 Louchart C., 201
 Lou-Sai L., 205
 Lozano J.C., 212, 229
 Lozano M., 63, 117, 207
 Lozano R., 182
 Lukic S., 227
 Lunardi S., 201

M

Mach H., 194
 Madurga M., 137
 Mahata K., 177
 Maierbeck P., 192
 Maira A., 188
 Marco J., 61, 67, 91, 97, 99, 115
 Marcos S., 141
 Marquez A., 12
 Martel I., 137
 Martel P., 139, 179, 182, 197, 210
 Martí S., 65
 Martín C., 34
 Martín Sánchez A., 135, 149, 161, 167, 225
 Martín-Albo J., 79, 113
 Martínez C., 61, 67, 91, 97, 99, 115
 Martínez Ruiz del Arbol P., 111

Martín-Hernández G., 207
 Mastinu PF., 207
 Matorras F., 61, 67, 91, 97, 99, 115
 Medina-Tanco G. A., 51, 89
 Méndez C., 186
 Mendoza E., 209
 Menegazzo R., 201
 Mengoni D., 201
 Michelagnoli C., 201
 Mijatovic T., 201
 Miró C., 169
 Moles R., 17
 Moles-Valls R., 22, 65
 Molina F., 151
 Möller O., 201
 Monfregola L., 26, 85
 Monmarthe E., 163
 Montagnoli G., 201
 Montanari D., 201
 Montes N., 171
 Morales de los Ríos J. A., 30, 38, 51, 89, 101, 103
 Moreno I., 12
 Moreno Llácer M., 22, 65
 Moreno O., 143, 219
 Moreno-Suarez A. I., 217
 Moro A. M., 137, 223, 234
 Moya de Guerra E., 143, 219
 Muentz C., 177
 Mukha I., 137
 Muñoz B., 81
 Muñoz A., 203
 Muñoz F., 117
 Muñoz F. J., 63
 Muñoz L., 145

N

Nácher E., 165, 173, 175, 188
 Nadtochy P., 227
 Nalpas L., 163
 Napoli D. R., 201
 Naranjo F. L., 149
 Navarro E., 219
 Nebot M., 43
 Nicolás J., 12
 Niembro R., 141
 Nilsson T., 190, 192
 Nociforo C., 177, 192
 Nuevo Sánchez M.J., 135

O

Obertelli A., 201
 Olaizola B., 153, 194
 Oliver E., 20, 69, 83
 Orlandi R., 201, 231
 Orrigo S. E. A., 151
 Ortega-Feliu I., 217
 Ott W., 177

P

Pacheco N., 30, 38, 51, 89, 101, 103
 Padilla S., 204

Pajuelo Cabezas P., 135
 Palencia E., 93, 95
 Pancin J., 163
 Papaevangelou T., 163
 Paradela C., 205
 Paredes A., 131
 Parfenova Yu., 192
 Parreño A., 155
 Paschalis S., 177
 Pascual-Izarra C., 192
 Pauwels D., 194
 Pellegrini G., 63, 117
 Peñaranda S., 123
 Peral L. del, 30, 38, 51, 89, 101, 103
 Perea A., 151, 165, 173, 175, 188, 192
 Pérez García-Estañ M.T., 55
 Pérez Nieto F.J., 147
 Pérez Vega-Leal A., 147
 Pérez-Loureiro D., 192, 227
 Pérez-Obiol A., 155
 Perries S., 109
 Pseudo V., 190
 Picado E., 153, 190, 194, 203
 Piedra J., 61, 67, 91, 97, 99, 115
 Pinilla E., 169
 Pleskac R., 227
 Podolyak Z., 188
 Pollarolo G., 201
 Polls A., 199
 Ponce R., 45, 47
 Praena J., 207
 Prieto A., 201
 Prieto Calvo C., 212, 229
 Prieto H., 30, 38, 51, 30, 89, 101, 103
 Prieto Ruiz A., 125
 Prochazka A., 192
 Prokopowicz W., 177
 Puerta J., 28

Q

Quesada J. M., 147, 207
 Quintana B., 201, 236
 Quintario A., 71
 Quirion D., 63, 117

R

Radulov D., 194
 Recchia F., 201
 Redondo Fernández I., 32
 Rejmund F., 227
 Relano A., 145
 Respaldiza M. A., 217
 Retamosa J., 145
 Riallot M., 163
 Ricciardi M. V., 227
 Riisager K., 190
 Rios A., 199
 Robles M. S., 171
 Rodrigo T., 61, 67, 91, 97, 99, 115
 Rodríguez A., 61, 67, 91, 97, 99, 115
 Rodríguez D., 159, 195

Rodríguez Frías M. D., 30, 38, 51, 89, 101, 103
 Rodríguez R., 139, 179, 182, 197, 210
 Rodríguez-Gallardo M., 234
 Rodríguez-Tajes C., 177, 192
 Romero E., 17
 Ronga F., 111
 Ros E., 69, 83
 Ros G., 30, 38, 51, 89, 101, 103
 Roso L., 186
 Rossi D., 177
 Rother W., 201
 Ruano A.B., 149
 Ruano Sánchez A. B., 167
 Rubiano J. G., 139, 179, 182, 197, 210
 Rubio E., 151, 188
 Rubio Montero M. P., 167
 Ruiz A., 61, 67, 91, 93, 95, 97, 99, 115

S

Saastamoinen A., 190
 Sáez Cano G., 30, 38, 51, 89, 101, 103
 Sahin E., 201
 Salsac M-D, 201
 Salt J., 20, 69, 83
 Sánchez del Río J., 165, 173
 Sánchez E., 45, 47
 Sanchez F., 34, 59, 73
 Sánchez J., 20, 175
 Sanchez R., 8
 Sánchez V., 20, 69, 83
 Sánchez-Benítez A. M., 137
 Sánchez-Florit R., 123
 Sánchez-Rosado J., 165, 173, 175
 Sancho P., 139
 Santaolalla J., 71
 Santoyo D., 81
 Savajols H., 163
 Savushkin L. N., 141
 Scarlassara F., 201
 Schlarb M., 201
 Schmidt K.-H., 227
 Schmitt C., 227
 Schwienhorst R., 105
 Sciarino, 7
 Scodellaro L., 61, 67, 87, 91, 97, 99, 115
 Scrivano S., 217
 Seguí L., 53
 Serra L., 79, 113
 Setyawan W., 216
 Sevilla I., 45, 47
 Sferrazza M., 201
 Shinozaki K., 101, 103
 Shotter A., 137
 Simon H., 177, 192
 Singh P. P., 201
 Soldevila U., 81
 Son Nguyen N., 227
 Sordini V., 109
 Stamoulis P., 26, 85
 Stanoiu M., 177
 Stefanini A., 201
 Stroth J., 177

Sulignano B., 201
Sümmerer K., 177, 192
Supanitsky D., 51, 89
Szilner S., 201

T

Tain J.L., 151, 232
Tarrío D., 205
Tassan-Got L., 205
Tauber J. A., 9
Tejera A., 182, 197, 210
Tengblad O., 137, 165, 173, 175, 188, 190, 192
Theofilatos K., 111
Thomas J.C., 190
Torre J. de la, 149
Torre Pérez J. de la, 161, 167
Torres Rincón J. M. , 121
Tosi S., 109
Tsiskaridze S., 36
Typel S., 177

U

Udías J.M., 153, 157, 194, 203, 214, 221
Ur C., 201

V

Valencia E., 151
Valiente-Dobón J. J., 201
Valladolid Gallego E., 55

Van de Walle J. , 190
Vaquero J. J., 153, 203, 214
Vázquez D., 107
Vera Tomé F., 212, 229
Vicente J. de, 45
Vicente E., 203, 214, 221
Vidaña I., 199
Vila I., 61, 63, 67, 91, 97, 99, 115, 117
Vilar R., 61, 67, 91, 93, 95, 97, 99, 115
Villanueva P., 127
Villaplana M., 20, 69, 83
Vizán J., 93, 95
Vos M., 69, 83

W

Wagner A., 177
Walden P., 137
Wamers F., 177
Weick H., 177, 192
Wildauer A., 22
Wimmer C., 177
Winkler M., 192

Y

Yzuel M. J., 12

Z

Zhukov M.V., 192

PUBliCan



Ediciones

Universidad de Cantabria

Agosto 2011

