

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 IV

Astrofísica
Física de Plasmas
Física de la Materia Blanda
Física Médica
Información Cuántica

PUBliCan

Ediciones
Universidad de Cantabria



XXXIII Reunión Bienal
de la
Real Sociedad Española de Física

21.^{er} 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 IV]

ASTROFÍSICA, FÍSICA DE PLASMAS

FÍSICA DE LA MATERIA BLANDA

FÍSICA MÉDICA, INFORMACIÓN CUÁNTICA

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: 978-84-86116-44-6

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 desearos 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 multidisciplinarios, 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 Lurca, 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. Luís 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. Vítor 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>	VII
<i>Saludo del Presidente del Comité Organizador</i>	IX
<i>Comité de Honor</i>	XI
<i>Comité Organizador</i>	XI
<i>Comité Científico</i>	XIII
<i>Comités del 21º Encuentro Ibérico para la Enseñanza de la Física</i>	XV
<i>Instituciones Colaboradoras</i>	XV
<i>Programa general de la Bienal</i>	XXV
<i>Conferenciantes invitados</i>	XXVII

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. Kourkouvelis	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

Astrofísica

<i>A Spectroscopic Survey of starforming sources beyond the Virgo Cluster</i>	
J.M. Rodríguez Espinosa, I. Drozdosky, C. Muñoz Tuñón, A. L. Aguerri	17
<i>Análisis Combinado de CMB y Estructura a Gran Escala: ISW</i>	
A. Marcos-Caballero, P. Vielva y E. Martínez-González.....	18
<i>Aplicación de la teoría clásica de eyección cometaria al cometa 103P/Hartley 2</i>	
A. Molina, J.J. López-Moreno, F. Moreno, J.L. Ortiz	19

<i>Detección de fuentes puntuales extragalácticas en datos del séptimo año de WMAP a 61 y 94 Ghz</i>	
L. F. Lanz, D. Herranz, M. López-Caniego, J. González-Nuevo, G. de Zotti, M. Massardi, J. L. Sanz.....	20
<i>Estudio del comportamiento de la fase de recuperación de tormentas geomagnéticas intensas vistas desde diferentes índices magnetosféricos</i>	
J. Aguado, C. Cid, E. Saiz, Y. Cerrato.....	22
<i>Eventos solares multi-estructura en el comienzo del ciclo solar 24</i>	
A. Guerrero, C. Cid, Y. Cerrato y E. Saiz	24
<i>Gran tormenta en el hemisferio norte de Saturno en el año 2010</i>	
A. Sánchez-Lavega, T. del Río-Gaztelurrutia, R. Hueso, J. M. Gómez-Forrellad, J. F. Sanz-Requena, J. Legarreta, E. García-Melendo, F. Colas, J. Lecacheux, L. N. Fletcher, D. Barrado-Navascués, D. Parker & International Outer Planet Watch Team IOPW-PVOL	26
<i>Inestabilidad de filamentación con campo magnético arbitrariamente orientado</i>	
E. Perez Alvaro, A. Bret.....	28
<i>Inferring Build-Up of Stellar Disks using Spitzer, GALEX and ALMA.</i>	
R. Chicharro-Fuertes, A. Gil de Paz, K. Sheth, J.C. Muñoz-Mateos, S ⁴ G team.....	30
<i>Modelos de la estructura vertical de nubes durante la desaparición de la Banda Ecuatorial Sur de Júpiter</i>	
J.F. Sanz Requena, S. Pérez-Hoyos, A. Sánchez-Lavega, N. Barrado-Izagirre, J.F. Rojas	32
<i>Prominence thread seismology using the P1/2P2 ratio</i>	
A. J. Díaz, R. Oliver y J. L. Ballester.....	34
<i>Search for planetary nebulae around hot subdwarf stars</i>	
A. Aller, A. Ulla, L.F. Miranda, R. Oreiro, M. Manteiga, E. Pérez, C. Rodríguez-López.....	35
<i>The Square Kilometer Array: should we wait until 2022?</i>	
L. Verdes-Montenegro.....	37
<i>Unveiling the counterpart of 2XMMJ191043.4+091629.4</i>	
J. J. Rodes-Roca, J. M. Torrejón, S. Farrel, S. Martínez-Núñez, G. Bernabéu.....	38
 Física de Plasmas	
<i>Análisis de la pérdida de potencia por radiación de plasmas de kriptón y xenón para simulaciones de ondas de choque radiantes obtenidas en clusters</i>	
R. Rodríguez, J.M. Gil, R. Florido, J.G. Rubiano, M.A. Mendoza, P. Martel, E. Mínguez, D.R. Symes, M. Hohenberger	43
<i>Avalanchas y correlaciones de largo alcance en un experimento de magnetoplasmas no confinantes</i>	
O. Castellanos, J.M. Sentíes, E. Anabitarte, J.M. López.....	45
<i>Caracterización eléctrica y del espectro de emisión de una descarga luminiscente a presión atmosférica</i>	
J. Orejas, J. Pisonero, N. Bordel, P. Guillot, T. Nelis, A. Sanz-Medel.....	47
<i>Caracterización espacial y temporal de la emisión en un plasma rf-GD pulsado</i>	
R. Valledor, P. Vega, J. Pisonero, Th. Nelis, N. Bordel.....	49

<i>Cinética de poblaciones de plasmas en situación de no-equilibrio y en presencia de un campo de radiación externo</i>	
R. Florido, D. Suárez, R. Rodríguez, J. M. Gil, J. G. Rubiano, M. A. Mendoza, P. Martel, E. Mínguez	51
<i>Cinética de CO₂ en plasmas de aire producidos por la acción de Sprites y Halos en la mesosfera terrestre</i>	
F. C. Parra Rojas, M. Passas, A. Luque, F. J. Gordillo-Vázquez	53
<i>Colisiones de electrones con etileno</i>	
M.C. Fuss, A.G. Sanz, A. Muñoz, J.C. Oller, F. Blanco, T.P.D. Do, K. Nixon, M.J. Brunger, D. Almeida, P. Limão-Vieira, G. García.....	55
<i>Comportamiento del material catódico evaporado en un arco de plasma a presión Atmosférica</i>	
E. Muñoz-Serrano, D. Ortega, E. Casado	57
<i>Control Deslizante del Voltaje por Vuelta en Tokamaks</i>	
M. G. Sevillano, I. Garrido, A. J. Garrido.....	59
<i>Densidad de estados metaestables y resonantes en un plasma de Ar-He a presión atmosférica</i>	
J. Muñoz, J. Margot, M.D. Calzada	61
<i>Descargas eléctricas en la alta atmósfera</i>	
A. Luque, F.-J. Gordillo-Vázquez.....	63
<i>Diagnostic tools for probing hot magnetically confined plasmas</i>	
K. J. McCarthy.....	65
<i>Diagnostico y modelado de plasmas fríos de H₂ puro y en mezclas con D₂, Ar y N₂</i>	
I. Tanarro, V. J. Herrero, E. Carrasco, M. Jiménez-Redondo.....	68
<i>Diagnósticos en plasmas de baja temperatura</i>	
A. Sola y A. Gamero.....	70
<i>Dinámica de Iones Rápidos en el Stellarator TJ-II</i>	
A. Bustos, J. M. Fontdecaba, F. Castejón, J.L. Velasco	72
<i>Diseño de sala de irradiación con protones para materiales en ESS-Bilbao</i>	
I. García-Cortés, E. Abad, R. Martínez, P. Bolaños, A. Ibarra, J. Bermejo, J. Sánchez, J. Sanz, P. Sauvan and R. Vila.....	74
<i>Diseño e implementación de un instrumento de diagnosis de plasmas debidos a eventos luminosos transitorios en la mesosfera terrestre</i>	
M. Passas, J. Sánchez, F. C. Parra Rojas, A. Luque, F. J. Gordillo-Vázquez	76
<i>El diagnóstico de cámaras de Infrarrojo/Visible para la vigilancia de las paredes y apoyo al control del reactor ITER</i>	
E. de la Cal, A. Baciero, Y. Corre, C. Hidalgo, M. Joanny, A. Manzanares, J. L. de Pablos, S. Salasca, J. M. Travere, R. Vila, PP-11 Consortium	78
<i>Espectroscopia láser en plasmas en el laboratorio de óptica de la Universidad de Valladolid</i>	
M. I. de la Rosa, C. Pérez y K. Grützmacher.....	80
<i>Estudio de correlaciones en las fluctuaciones del flujo E×B en la Máquina Lineal de Plasma de Santander</i>	
O. Castellanos, J. A. Mier, E. Anabitarte, J. M. Senties, J. M. López	82
<i>Estudio de la dinámica de un plasma utilizando gráficos de recurrencias de señales procedentes de la Máquina Lineal de Plasma de Santander</i>	
J. A. Mier, O. Castellanos, E. Anabitarte, J. M. Senties, R. Sánchez.....	84

<i>Estudio de la Morfología de una llama creada con una antorcha tipo TIAGO</i>	
R. Rincón, M. Sáez, M.D. Calzada.....	86
<i>Física de la rotación en plasmas de fusión</i>	
J.A. Alonso, J. Arévalo, D. Carralero, C.Hidalgo, M.A.Pedrosa and J.L. Velasco.....	88
<i>Fast-Ion Transport in Magnetically Confined Fusion Devices</i>	
M. Garcia-Munoz.....	90
<i>Frenado electrónico de protones en plasmas debido a electrones libres y ligados</i>	
D. Casas, M.D. Barriga-Carrasco	92
<i>Generación y parametrización de propiedades radiativas de plasmas de carbono</i>	
J.M. Gil, R. Rodríguez, R. Florido, J.G. Rubiano, A. de la Nuez, M.A. Mendoza, P. Martel, E. Minguez	93
<i>Gyrokinetic theory in fusion plasmas: second-order calculations in general magnetic Geometry</i>	
I. Calvo and F. I. Parra	95
<i>Índice de similitud cuántico: generalización y aplicaciones en sistemas multielectrónicos</i>	
J.C. Angulo, J. Antolín, P.A. Bouvrie	96
<i>Mg impurity in small Helium clusters</i>	
J. Navarro, D. Mateo, M. Barranco.....	99
<i>Nueva técnica de introducción de muestras en plasmas: Lateral Sample Introduction</i>	
M. Jiménez, M.D. Calzada.....	101
<i>On the chemistry of carbon/nitrogen plasmas. An experimental study.</i>	
F. L. Tabarés, J.A. Ferreira, D. Alegre	103
<i>Plasmas de baja temperatura y aplicaciones en nanotecnología de superficies</i>	
A. Rodríguez González-Elipe	105
<i>Plasmas de microondas en estructura coaxial a baja presión. Caracterización de la onda de superficie</i>	
O. Carabaño, A. Gamero, A. Sola.....	106
<i>Recubrimientos de nitruro de boro realizados por proyección con antorcha de plasma</i>	
J. A. Sillero, D. Ortega, E. Muñoz-Serrano y E. Casado	108
<i>Reflectometría de microondas en ITER</i>	
T. Estrada, E. Blanco and IST, ENEA-CNR and CEA Microwave Reflectometry Teams ...	110
<i>Simulaciones Cinéticas de gran escala en Física del Plasma</i>	
F. Castejón, A. Bustos, E. Sánchez, and J.L. Velasco	112
<i>Simulaciones girocinéticas de turbulencia en plasmas de fusión con geometría Tridimensional</i>	
E. Sánchez, R. Kleiber, R. Hatzky, M. Borchardt, P. Monreal, F. Castejón, A. Soba, X. Sáez, J. M. Cela.....	114
<i>Stark parameters regularities and irregularities in spectral lines of singly ionised noble gases</i>	
S. Mar, S. Djurović, R.J. Peláez, M. Ćirišan, J.A. Aparicio	116
<i>Toberas magnéticas en futuros motores espaciales de plasma</i>	
M. Merino, E. Ahedo	117
 Física de la Materia Blanda	
<i>Microfiltración con membranas planas nanoestructuradas de polisulfona</i>	
P. Arribas, M.C. García-Payo, M. Khayet.....	121
<i>Comportamiento superficial y micelar de tensioactivos perfluoroalquílico/aniónico</i>	
A. Valea, B. González, M.L. González	123

<i>Efecto de la inclusión de enlaces covalentes en elastómeros iónicos</i>	
M.A. Malmierca, L. Ibarra, A. Rodríguez, I. Mora-Barrantes, J.L. Valentín.....	126
<i>Glass transition in thin polymer films</i>	
L. R. Arriaga, F. Monroy and D. Langevin.....	128
<i>Influencia de la variación de la permitividad sobre la doble capa en equilibrio en suspensiones coloidales</i>	
M. J. Aranda Rascón, J. J. López García, J. Horno.....	130
<i>Mechanics of human erythroid membranes</i>	
I. López-Montero, R. Rodríguez García and F. Monroy.....	131
<i>Nuevos electrolitos basados en líquidos iónicos apropiados para células solares DSSC</i>	
J. Vila, S. García-Garabal, M. Domínguez-Pérez, E. Rilo, L.M. Varela y O. Cabeza.....	132
<i>Posible superconductividad tipo iii en la comunicación eléctrica entre osteoblastos</i>	
J. Victoria	134
<i>Preparación y medida de propiedades de un nanocompuesto de policarbonato</i>	
A. Valea, B. González, M.L. González.....	136
<i>Realización y caracterización de filtros Fabry-Perot sintonizables de cristal líquido</i>	
P. García-Martínez, E. Otón, N. Bennis, M. M. Sánchez-López, I. Moreno	138
<i>Shear rheology of lipid monolayers: new insights on membrane fluidity</i>	
F. Monroy, I. López-Montero, G. Espinosa and D. Langevin.....	140

Física Médica

<i>A data acquisition system for the readout of Madeira PET probe</i>	
C. Solaz, V. Stankova, A. Studen, D. Burdette, E. Chesi, V. Cindro, N. H. Clinthorne, E. Cochran, B. Grošičar, K. Honscheid, S. S. Huh, H. Kagan, C. Lacasta, G. Llosá, V. Linhart, V. González, M. Mikuž, P. Weilhamme and D. Žontar	143
<i>Acoplamiento de los movimientos radiales y torsionales en cadenas de ADN de doble Hélice</i>	
G. Torrellas y E. Maciá	145
<i>Análisis Elipsométrico de la respuesta Semiconductora de la superficie de la Aleación Ti6Al4V</i>	
M. Hierro-Oliva, M.L. González-Martín, A.M. Gallardo-Moreno, V. Vadillo-Rodríguez.....	146
<i>Aplicaciones de los fotomultiplicadores de silicio en imagen médica: medicina nuclear y hadronterapia</i>	
J. Barrio, J. Cabello, C. Lacasta, J. F. Oliver, M. Rafecas, C. Solaz, V. Stankova y G. Llosá.....	148
<i>Aplicaciones médicas de la radiación sincrotrón: explorando nuevos caminos en radioterapia</i>	
Y. Prezado y la Línea Biomédica ID17 (ESRF)	150
<i>Aumento de la eficiencia de simulación Monte Carlo de un cabezal de protonterapia por dispersión pasiva</i>	
M. A. Cortés-Giraldo, J. M. Quesada, M. I. Gallardo, H. Paganetti.....	152
<i>Estudio de la absorción de las emisiones del Na²² por distintos materiales</i>	
A. Williard, F. Blanco, A. Muñoz y G. García	154

<i>Estudio Monte Carlo de optimización de un sistema detector de silicio para medidas de dosis 2D</i>	
M. A. Cortés-Giraldo, A. Bocci, Z. Abou-Haidar, M. I. Gallardo, J. M. Espino, H. Miras, R. Arráns, M. A. G. Alvarez, J. M. Quesada.....	156
<i>Estudios de blindajes para contenedores de isótopos radiactivos en Medicina Nuclear</i>	
J. L. Contreras González, I. Mora Zeledón, V. Pazyi, J. Gutiérrez Varela	158
<i>Fabricación y caracterización de membranas compuestas para hemofiltración</i>	
C. Vélez, M.C. García-Payo y M. Khayet	160
<i>Fabricación y caracterización de biomembranas de quitosano con diferentes procedimientos</i>	
A. Baroudi, M. Khayet, M.C. García-Payo	162
<i>Forzamiento periódico en las oscilaciones observadas en un modelo para la formación de los ocelos</i>	
M. C. Lemos, D. Aguilar, A. Córdoba, M. Morillo, J. Gómez Ordoñez, J. M. Casado.....	164
<i>GAMOS: un modo fácil y flexible de usar GEANT4</i>	
P. Arce Dubois, J. I. Lagares González, M. Cañadas Castro	166
<i>LEPTS, una simulación de trayectorias de partículas de baja energía, en aplicaciones biomédicas</i>	
M.C. Fuss, A. García Sanz, A. Muñoz, J. C. Oller, F. Blanco, C. Huerga, M. Téllez, G. García	168
<i>Mecánica estadística no extensiva de la radiobiología</i>	
O. Sotolongo-Grau, D. Rodríguez-Pérez, J. C. Antoranz, O. Sotolongo-Costa.....	169
<i>Mecanismos biofísicos involucrados en el proceso de diferenciación de células madre</i>	
J. M ^a Vegara-Meseguer, F. Martín, B. Soria.....	170
<i>Modelo de fuentes para aceleradores lineales clínicos en modo fotones</i>	
W. González, Ix-B. García-Ferreira, M. Anguiano, A. M. Lallena.....	172
<i>Neuroimagen con resonancia magnética nuclear en alzheimer</i>	
J. A. Hernández Tamames, P. García-Polo, G. Pajares, E. Molina, J. González-Zabaleta, J. F. Garamendi, D. Frank, S. Borromeo López, N. Malpica González de Vega, E. Alfayate, J. Álvarez-Linera, A. Frank, A. Ramos, F. del Pozo	173
<i>Simulación del perfil de energía depositada por haces de protones en materiales de interés en radioterapia</i>	
P. de Vera, I. Abril, R. Garcia-Molina	175
<i>Sincronización de fase aplicada al estudio de plasticidad cerebral mediante magnetoencefalografía</i>	
P. Garcés, P. Cuesta, N.P. Castellanos, F. Maestú, R.Bajo, M. Sancho y F. del Pozo.....	176
<i>Ultrathin detectors adapted to neutron detection in radiotherapy LINACS</i>	
C. Guardiola, C. Fleta, J. Rodríguez, D. Quirion, J.P Balbuena, G. Pellegrini, M. Lozano, J. González	178
<i>Un sistema automático basado en PENELOPE para la simulación de clinacs y geometrías voxelizadas—aplicación a campos alejados del eje</i>	
J. Sempau, L. Brualla.....	180
<i>Un sistema de planificación Monte Carlo para el uso rutinario en la práctica Radioterápica</i>	
A. Leal Plaza.....	181

Información Cuántica

Aproximación mediante grafos a las teorías clásicas, la mecánica cuántica y las teorías probabilísticas generales

A. Cabello, L. E. Danielsen, A. J. López-Tarrida, J. R. Portillo 185

Continuous variable multipartite entanglement by Faraday atom–light interface

J. Stasińska, S. Paganelli, A. Sanpera 187

Device-independent tests of classical and quantum dimensions

R. Gallego, N. Brunner, C. Hadley, A. Acín 188

Discrepancia entre entrelazamiento y no-localidad en sistemas cuánticos infinitos

J. Batle, M. Casas 190

Distribución cuántica de claves en redes de acceso WDM-PON

A. Ciurana, N. Walenta, J. Martínez-Mateo, D. Elkouss, M. Soto y V. Martín 191

Efectos de la Radiación de Punto Cero en Experimentos de Comunicación Cuántica con fotones producidos en el proceso de Conversión Paramétrica a la Baja

A. Casado, S. Guerra, J. Plácido 193

Experimentos cuánticos con pentágonos

J. Ahrens, E. Amselem, M. Sadiq, P. Badziag, M. Bourennane, A. Cabello 195

Ion crystal transducer for strong coupling between single ions and single photons

L. Lamata, D. R. Leibbrandt, I. L. Chuang, J. I. Cirac, M. D. Lukin,
V. Vuletic and S. F. Yelin 197

Is the information processing power of quantum theory determined by its local description?

G. de la Torre, Ll. Masanes, J. Oppenheim, A. J. Short 199

Mapping the spatial distribution of entanglement in optical lattices

E. Alba, G. Toth, J.J. García-Ripoll 201

Mecánica bohmiana: Comprendiendo el mundo cuántico mediante trayectorias

A. S. Sanz 202

Multipartite entanglement of rotationally invariant states

J. Stasińska, G. De Chiara, A. Sanpera 204

Perfect Microwave Photodetection in Circuit QED

B. Peropadre, G. Romero, G. Johansson, C.M. Wilson, E. Solano,
J.J. García-Ripoll 205

Reconciliación de errores mínimamente interactiva en distribución cuántica de Claves

J. Martínez-Mateo, D. Elkouss, A. Ciurana, D. Espino, V. Martín 206

Scavenging quantum information

P. Rapčan, J. Calsamiglia, R. Muñoz-Tapia, E. Bagan and V. Buzek 208

Temperature independent quantum logic for molecular spectroscopy

J. Mur-Petit, J. Pérez-Ríos, J. Campos-Martínez, M. I. Hernández, S. Willitsch,
J. J. García-Ripoll 211

The Schmidt Gap: a precursor of quantum phase transition

G. De Chiara, L. Lepori, M. Lewenstein, A. Sanpera 212

Índice de autores 215

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 Sate 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]

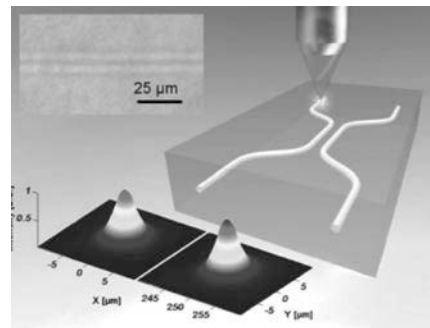


Figure 1. Schematic of the laser-written directional coupler in the bulk of a glass.

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.

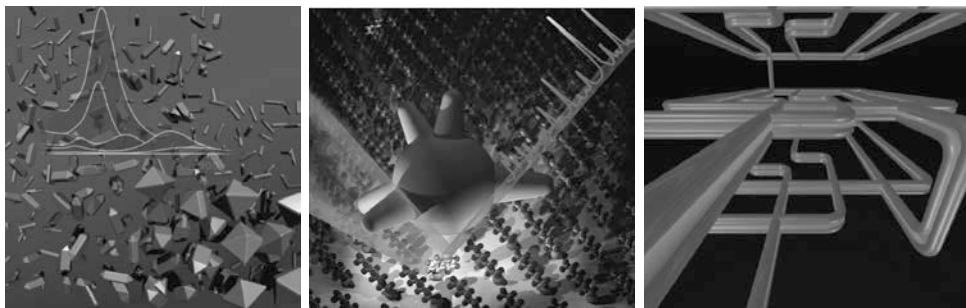


Figure 1. Left: The morphology and size of nanoparticles, and in notoriously gold nanoparticles, can now be controlled with sufficient accuracy to produce monodisperse particle assemblies with well-defined plasmons that rule their optical properties. This image shows nanoparticles produced at different 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.

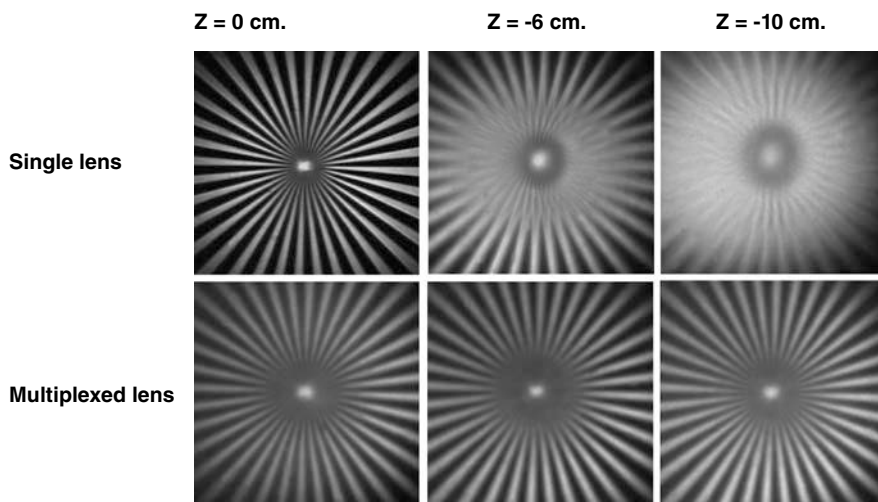


Figure 1. Images of the Siemens star captured at the best image plane ($Z = 0$) and defocused planes ($Z = -6$ cm and $Z = -10$ cm) when a single lens and a multiplexed lens (M33) are generated in a liquid crystal panel

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.

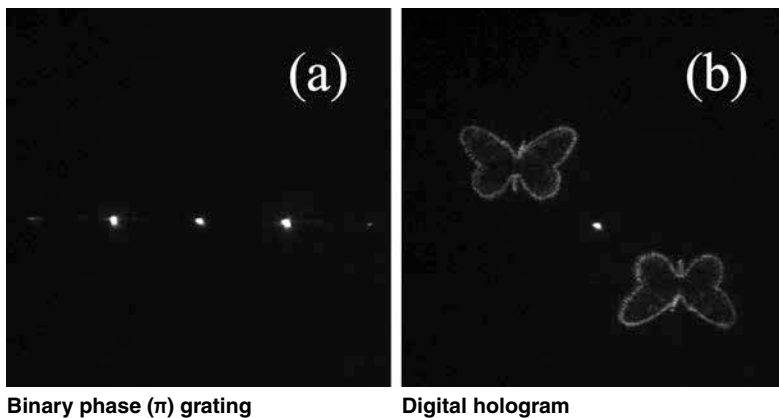


Figure 2. Generation of Diffractive Optical Elements on LCoS displays. The zero order is due to the temporal phase fluctuations

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.

Astrofísica

A Spectroscopic Survey of starforming sources beyond the Virgo Cluster

J.M. Rodríguez Espinosa, Igor Drozdosky, Casiana Muñoz Tuñón, Alfonso L. Aguerri

Instituto de Astrofísica de Canarias

We will present the first results from the Virgo Spectroscopic Survey (VSS), a program for obtaining deep, multi-slit spectroscopy of narrow-band excess sources to identify and study high-redshift emission line galaxies beyond the Virgo Cluster. The VSS employs various narrow- and broad-band filters centered between $5000 < z < 7200 \text{ \AA}$ with the primary aim of delivering large identically selected samples of star forming galaxies at $z \sim 1$ and $z \sim 3$ to perform detailed investigations of the evolution of the volume averaged star formation rate. Of particular interest are the faint galaxies with strong star formation missing in broad-band selected surveys, allowing to explore the specific star formation rates and downsizing effect. We discuss the Very Large Telescope VIMOS observations of a field, located in the Northern outskirts of the Virgo Cluster. We identify 87 emission line galaxies at $z \sim 1$, reaching emission lines to a flux limit of $\geq 5 \times 10^{-18} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (3σ).

Análisis Combinado de CMB y Estructura a Gran Escala: ISW

A. Marcos-Caballero¹, P. Vielva² y E. Martínez-González³

¹ Instituto de Física de Cantabria (CSIC-UC); marcos@ifca.unican.es.

² Instituto de Física de Cantabria (CSIC-UC); vielva@ifca.unican.es.

³ Instituto de Física de Cantabria (CSIC-UC); martinez@ifca.unican.es.

El fondo cósmico de microondas (CMB) y la estructura a gran escala (LSS) del universo son de gran importancia en el estudio de la cosmología. El modelo estándar cosmológico consta de diversos parámetros que tienen que ser acotados mediante la experimentación. La utilización de varios experimentos independientes permite obtener mayor precisión así como una confirmación independiente de los resultados obtenidos. En los últimos años se han desarrollado experimentos, como el satélite Planck actualmente en operación, que permiten obtener medidas más precisas de las anisotropías en la intensidad y polarización del CMB. Con respecto a la estructura a gran escala del universo existen proyectos (como JPAS, BOSS, DES y EUCLID) que realizarán cartografiados de galaxias en un amplio rango de *redshift*. El análisis combinado de las medidas de ambos tipos de experimentos permitirá una mejora sustancial en la determinación de los parámetros cosmológicos.

El efecto Sachs-Wolfe integrado (ISW) es causado por el *redshift* gravitatorio de los fotones del CMB al atravesar pozos de potencial generados por la materia. Es posible determinar este efecto calculando la correlación cruzada de las anisotropías de temperatura del CMB y de la distribución de galaxias en la LSS. Al conocer la dependencia del efecto ISW con los parámetros cosmológicos, en especial los que se refieren a la energía oscura, podemos acotar sus valores. Las medidas de CMB ofrecen una mayor precisión en la determinación de los parámetros cosmológicos que las del ISW, pero con la combinación de ambos conjuntos de datos se consigue una mejora significativa en algunos parámetros.

El método que usaremos para el estudio se basa en el análisis de la matriz de Fisher. Conocido un modelo y su dependencia con los parámetros cosmológicos es posible calcular una matriz que nos da cuenta de las cotas mínimas de error y de las correlaciones esperadas entre los diferentes parámetros. Cuando se dispone de dos conjuntos independientes de datos, como el CMB y el ISW, la matriz de Fisher total viene dada por la suma de las distintas matrices de Fisher. Este formalismo nos permite, por un lado, analizar y combinar los resultados de varios experimentos con el fin de determinar las cotas esperadas sobre los parámetros cosmológicos y, por tanto, mejorar el diseño y la estrategia de observación de los experimentos para conseguir los resultados óptimos.

Aplicación de la teoría clásica de eyección cometaria al cometa 103P/Hartley 2

A. Molina^{1,2}, J.J. López-Moreno², F. Moreno², J.L. Ortiz²

¹Departamento de Física Aplicada, Universidad de Granada; amolina@ugr.es.

²Instituto de Astrofísica de Andalucía, C.S.I.C.

La teoría clásica de la eyección cometaria ha sido objeto de atención desde los trabajos de [1]. La acción de las fuerzas gravitatorias del núcleo cometario y del sol, así como de las fuerzas no gravitacionales (fuerza de presión de radiación, fuerza de arrastre y fuerzas inerciales) hace que se desprendan partículas de la superficie del cometa (véase, por ejemplo, [2]). Es de gran interés la determinación del tamaño máximo de dichas partículas, particularmente para el caso de aquellos cometas que sean visitados por naves espaciales para las cuales pueden constituir un peligro, tal como es el caso del cometa 67P/Churyumov-Gerasimenko, objetivo de la misión espacial Rosetta [3]. La fuerza centrífuga debido a la rotación del núcleo cometario es una de las fuerzas inerciales mencionadas. La importancia de la rotación del núcleo en la determinación del diámetro máximo de las partículas eyectadas, importancia que crece para pequeños valores del periodo de rotación del núcleo cometario, ha sido mostrada por [4]. Recientemente, [5] han aplicado esta teoría clásica de la eyección cometaria al caso del cometa 55P/Tempel-Tuttle, consiguiendo reconciliar, por primera vez, la teoría con los datos de sonidos electrofónicos producidos por la tormenta de Leónidas de 1833. El reciente encuentro del vehículo Deep Impact con las proximidades del Cometa 103P/Hartley 2 ha proporcionado imágenes de partículas de hielo eyectadas por el cometa. En este trabajo se muestra que el tamaño de dichas partículas está de acuerdo con el límite del máximo diámetro inferido de la aplicación de la teoría clásica de la eyección cometaria. Se presenta, también, una discusión acerca de los datos obtenidos por la misión EPOXI, [6], así como de los obtenidos por medidas desde tierra, en base a las ecuaciones de la teoría sobre el desprendimiento de grandes partículas de la superficie del núcleo cometario

REFERENCIAS

1. Whipple, F.L., *ApJ*, 111, 375-394.
2. Molina, A., Moreno, F., Jiménez-Fernández, F.J. (2008) *Earth Moon Planets*, 101, 521-524.
3. Molina, A., Moreno, F., Jiménez-Fernández, F.J., Ortiz, J.L., (2010) *LNEA IV*, 75-80.
4. Molina, A. (2010) *RevMexAA*, **46**, 323-330.
5. Molina, A., Moreno, F. (2011) *AJ*, 141, 148-151.
6. A'Hearn, M. (2011) *Enviado a Science*.

Detección de fuentes puntuales extragalácticas en datos del séptimo año de WMAP a 61 y 94 GHz

L. F. Lanz¹, D. Herranz², M. López-Caniego³, J. González-Nuevo⁴,
G. de Zotti⁵, M. Massardi⁶, J. L. Sanz⁷

¹Departamento de Física Moderna, Universidad de Cantabria; Instituto de Física de Cantabria (CSIC-UC); lanz@ifca.unican.es.

²Instituto de Física de Cantabria (CSIC-UC); herranz@ifca.unican.es.

³Instituto de Física de Cantabria (CSIC-UC); caniego@ifca.unican.es.

⁴SISSA; gnuevo@sissa.it.

⁵Observatorio Astronomico di Padova (INAF); SISSA; gianfranco.dezotti@oapd.inaf.it.

⁶Observatorio Astronomico di Padova (INAF); massardi@ira.ira.it.

⁷Instituto de Física de Cantabria (CSIC-UC); sanz@ifca.unican.es.

Introducción

La detección de fuentes puntuales extragalácticas es una tarea importante, no sólo por ser estas un contaminante que dificulta el estudio y análisis estadístico de la radiación del fondo cósmico de microondas, sino por el conocimiento que se pueda extraer de las mismas.

En este trabajo aplicamos un método multifrecuencial, conocido como multifiltro adaptado, a los datos del séptimo año del satélite WMAP de la NASA en las frecuencias de 61 y 94 GHz. Esta técnica de filtrado lineal hace uso del conocimiento que se tiene acerca del perfil espacial de las fuentes, así como de la correlación espacial y frecuencial de las componentes del ruido, y al mismo tiempo incorpora información sobre el comportamiento espectral de dichas fuentes sin necesidad de hacer ninguna suposición a priori. Con todo esto se espera incrementar la eficiencia en la detección reduciendo el flujo umbral a partir del cual detectamos las fuentes.

Esta detección se realizará en dos pasos: una primera ciega y una segunda para refinar los resultados de la primera. Tras esta segunda detección, procedemos a comparar nuestros resultados con otros tales como los obtenidos por la misión Planck y calibradores de ATCA y VLA.

Método, resultados y discusión

El multifiltro adaptado es, en el caso multifrecuencial, el filtro óptimo (dentro de la clase de los filtros lineales) en el sentido de que maximiza el cociente señal/ruido. Lo que deseamos es que el valor del campo filtrado en la posición de la fuente sea igual al flujo de dicha fuente y que la varianza de dicho campo filtrado sea mínima. Teniendo en cuenta estas consideraciones, se llega a la siguiente expresión para el multifiltro adaptado (en el espacio de Fourier):

$$\Psi(q) = \alpha P^{-1}F, \quad \alpha^{-1} = \int dq F^T P^{-1}F,$$

siendo \mathbf{P} la matriz del espectro de potencias y $\mathbf{F}=[f_{\nu} \tau_{\nu}]$, siendo f_{ν} la dependencia frecuencial de las fuentes y τ_{ν} el perfil de la fuente en cada frecuencia.

En nuestro caso, el único parámetro libre que tenemos es el índice espectral de las fuentes. Se puede demostrar que un buen estimador de dicho índice será aquel para el cual el cociente señal/ruido sea máximo. Ver [1] para más detalles del proceso.

A continuación aplicamos dicho multifiltro a los datos de WMAP de la siguiente manera. Dividimos todo el cielo en diferentes parches de tal forma que puedan ser considerados como planos y ser filtrados con el multifiltro. Consideramos que tenemos una detección si en una determinada posición encontramos un pico (máximo local) del campo filtrado cuya intensidad supere el umbral 5σ , como es la práctica común en astronomía submilimétrica. A continuación, para evitar efectos de borde, realizamos un segundo filtrado pero centrando las imágenes en las fuentes previamente detectadas.

Finalmente, para comprobar la eficiencia y potencia del método, se comparan los resultados que hemos obtenido con otros ya disponibles, como los de la misión Planck a 70 y 100 GHz y los calibradores de ATCA y VLA a $\lambda = 3\text{mm}$.

El número de fuentes extragalácticas reales detectadas por el multifiltro a 61 y 94 GHz es de 133, siendo el porcentaje de fuentes espurias inferior al 5%.

Como se ve en la Figura 2, el flujo recuperado por la técnica propuesta es compatible con los flujos obtenidos con los experimentos, más sensibles, ATCA y VLA. El histograma de índices espectrales de las fuentes (ver Figura 1) presenta para las fuentes un carácter mayoritariamente *steep*, es decir, la luminosidad aparente decrece rápidamente al aumentar la frecuencia de observación. Este comportamiento está de acuerdo con los últimos resultados de la misión Planck [2].

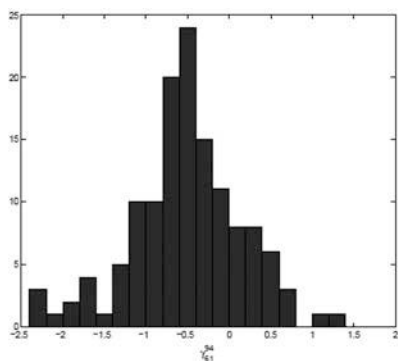


Figura 1. Histograma de los índices espectrales de las fuentes extragalácticas detectadas con el multifiltro adaptado para los canales de 61 y 94 GHz de WMAP.

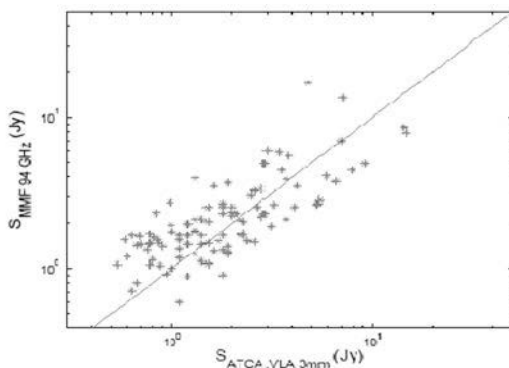


Figura 2. Gráfica donde se observa el flujo que se obtiene con el multifiltro adaptado en el canal de 94 GHz de WMAP frente a los calibradores de ATCA y VLA a $\lambda = 3\text{mm}$.

REFERENCIAS

1. Lanz L. F., et al., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **403**, 2120-2130 (2010)
2. Planck Collaboration 2011i, *aceptado en Astronomy & Astrophysics*, (2011)

Estudio del comportamiento de la fase de recuperación de tormentas geomagnéticas intensas vistas desde diferentes índices magnetosféricos

J. Aguado, C. Cid, E. Saiz, Y. Cerrato

Departamento de Física, Universidad de Alcalá; jesus.aguado@uah.es

Introducción

Este trabajo está basado en los resultados recientemente publicados en el artículo de Aguado et al. (2010), en el que se propone un modelo para la fase de recuperación de las tormentas geomagnéticas intensas diferente al hasta ahora establecido. En dicho trabajo se destaca que la fase de recuperación de las tormentas geomagnéticas, analizadas a la vista del índice *Dst* (índice que mide principalmente la contribución del anillo de corriente a la perturbación geomagnética medida en la superficie terrestre a bajas latitudes), sigue un comportamiento hiperbólico en lugar del comportamiento exponencial propuesto por Burton et al. (1975) y ampliamente considerado en estudios posteriores. La función propuesta de decaimiento hiperbólico permite explicar el comportamiento de toda la fase de recuperación de la magnetosfera, desde que ocurre la perturbación máxima magnetosférica provocada por el fenómeno solar hasta su vuelta a la situación de tiempo en calma, en base a los diferentes procesos físicos involucrados en la pérdida de energía del anillo de corriente.

Puesto que cuando un suceso solar da origen a una tormenta geomagnética, no sólo el anillo de corriente se ve alterado, sino que también el resto de regiones magnetosféricas sufren importantes cambios, se considera que el estudio de la fase de recuperación de las tormentas geomagnéticas intensas debe ser completado teniendo en cuenta también la respuesta de las diferentes regiones magnetosféricas perturbadas. Estas perturbaciones se miden en la superficie terrestre, tanto de manera global como en las diferentes regiones donde están colocados los observatorios que las registran, elaborando, a partir de ellas, diferentes índices como indicadores de tal actividad geomagnética. Así, a nivel planetario se dispone del índice geomagnético *am*, en las regiones aurorales de los índices *AE* y *PCn* y en latitudes subaurorales los índices *Dst*, *SYM-H* y *ASY-H*.

Aplicación del modelo hiperbólico a los diferentes índices geomagnéticos

El estudio de la fase de recuperación se ha abordado utilizando el método de superposición de épocas, aplicado a los diferentes índices por separado. Para ello, en primer lugar se ha establecido como tiempo de época cero el doy correspondiente al valor de cada pico del índice que se considere (valor máximo de perturbación medido por dicho índice) y como duración de la fase de recuperación se han elegido las 48 horas posteriores. En segundo lugar, se han clasificado los eventos en función de su intensidad considerando el valor de $SYM-H_{pico}$ en 5 categorías, con un rango de variación de 50 nT. En cada categoría, y para cada uno de los índices analizados, se han promediado los sucesos incluidos en la categoría, obteniendo así 5 sucesos promedio para cada índice geomagnético. El conjunto de tormentas analizadas, siguiendo los criterios establecidos en Aguado et al. (2010), está constituida por 107 tormentas intensas que tuvieron lugar entre 1981 y 2006.

Asumiendo el modelo de decaimiento hiperbólico, al igual que para el anillo de corriente, para la fase de recuperación de las diferentes regiones magnetosféricas perturbadas, se realiza el ajuste de esta función a los datos experimentales de los sucesos promedio, concretada para cada índice según la expresión:

$$\dot{Indice}(t) = \frac{\dot{Indice}_0}{1 + \frac{1}{\tau_h}}$$

donde \dot{Indice}_0 denota el parámetro del modelo correspondiente a $SYM-H_0$, $ASY-H_0$, AE_0 , PCn_0 y am_0 en cada caso y τ_h el tiempo de recuperación del índice correspondiente. A modo de ejemplo, en la Figura 1 se muestran los perfiles de las tormentas promedio correspondientes a los 5 intervalos de intensidad obtenidos para el índice $ASY-H$. Los datos experimentales se han representado mediante puntos de color negro y la función hiperbólica, resultado del ajuste, utilizando un trazo continuo de color rojo.

De los resultados obtenidos a partir del estudio llevado a cabo con el conjunto de índices cabe destacar las siguientes conclusiones:

- La fase de recuperación de los índices $SYM-H$, $ASY-H$ y am queda descrita de forma completa con el modelo hiperbólico con factores de correlación r^2 siempre superiores a 0.93.
- El modelo hiperbólico aplicado a la fase de recuperación de la magnetosfera vista a partir de los índices aurorales AE y PCn no reproduce en los primeros estadios la evolución de los datos experimentales con la misma precisión que los demás índices. No obstante, mejora los resultados que se obtienen aplicando el modelo exponencial.
- La alta correlación del modelo hiperbólico aplicado a los índices $SYM-H$, $ASY-H$ y am indica que la tendencia de pérdida de energía es similar en el anillo de corriente total y parcial, así como a nivel planetario.

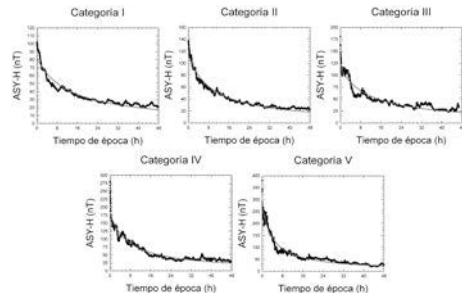


Figura 1. Índice $ASY-H$ en función del tiempo de época para cada categoría.

REFERENCIAS

1. Aguado, J., Cid, C., Saiz, E., Cerrato, Y., Hyperbolic decay of the Dst Index during the recovery phase of intense geomagnetic storms, *Journal of Geophysical Research*, **115**, A07220, doi: 10.1029/2009JA014658 (2010)
2. Burton, R. K., McPherron, R. L. and Russell, C. T., *Journal of Geophysical Research*, **80**, 4204–4214 (1975)

Eventos solares multi-estructura en el comienzo del ciclo solar 24

A. Guerrero¹, C. Cid¹, Y. Cerrato¹ y E. Saiz¹

¹Departamento de Física, Universidad de Alcalá; agoronda@gmail.com

Introducción

Los eventos solares geoefectivos se detectan utilizando estaciones base ubicadas en tierra. Existen diferentes índices para caracterizar las diversas perturbaciones originadas en la magnetosfera terrestre. Para este trabajo se ha seleccionado el índice Dst, índice elaborado a partir de las variaciones de campo magnético detectadas por 4 observatorios ubicados cerca del Ecuador. Un evento es considerado geoefectivo si los valores del índice Dst son inferiores a -50nT y así, considerando una ventana temporal adecuada, se pueden establecer qué eventos solares son los que han llegado a perturbar la magnetosfera terrestre.

En el caso de existir diferentes emisiones solares cercanas en el tiempo, considerar sólo la ventana temporal no es un método fiable en general, siendo necesario reforzar el análisis con observaciones del medio interplanetario. Así, una vez seleccionados los eventos geoefectivos del ciclo solar 24 ocurridos hasta la fecha, el siguiente paso en este estudio consiste en analizar los datos de medio interplanetario procedentes de los satélites situados en el punto lagrangiano L1. Las medidas obtenidas en este punto, donde se registra el estado del medio interplanetario justo antes de llegar a la Tierra (99% de la distancia Sol-Tierra), son representativas de lo que causa las perturbaciones antes mencionadas. Esta información, a lo largo del tiempo, ofrece una visión del entorno, donde es posible identificar diferentes tipos de estructuras. Por ejemplo, sobre el viento solar en calma de fondo, es posible detectar el paso de chorros de plasma de alta velocidad, con campo magnético y velocidad fluctuantes, provenientes de agujeros coronales (CH) del Sol. Estas estructuras suelen ser de larga duración pues dichos agujeros coronales pueden mantenerse durante más de una rotación solar y, sólo la anchura del chorro de plasma, dependiente del área del agujero coronal, es la que limita el tiempo de tránsito por el satélite. Otras estructuras fácilmente identificables son las “nubes magnéticas”, un subgrupo de las eyecciones de masa coronal (CMEs) en el medio interplanetario (ICMEs) que mantienen rotación suave de campo magnético con valores altos de su intensidad, mientras se observan temperaturas inferiores a las esperadas (Burlaga et al., 1981). Asimismo, estructuras más complejas pueden ser reconocidas como ICMEs de diversa índole (Burlaga et al., 1987).

En determinados eventos una simple estructura no es suficiente para explicar lo observado en los datos del medio interplanetario y sí son identificables más de una estructura de las anteriormente comentadas e incluso es posible explicar la existencia de interacciones entre ellas (Cid et al., 2008). Además, en ocasiones un estudio poco cuidadoso interpreta una sola estructura como la causante de la geoefectividad cuando un análisis detallado puede vislumbrar la implicación de más de una estructura.

En este estudio, a partir de los resultados de los análisis de medio interplanetario para los sucesos geoefectivos del presente ciclo solar, se han seleccionado los eventos con participación de múltiples estructuras y se ha realizado una búsqueda de las fuentes en el Sol que justifiquen lo observado en L1. Dicho proceso no es trivial, pues la

distancia recorrida es suficientemente grande como para modificar considerablemente lo que en las imágenes solares se observa o bien impedir la identificación de manera no ambigua partiendo de datos de velocidad, dirección, helicidad, etc.

Así, se han analizado todos los eventos geoefectivos ocurridos durante 2010 y se está procediendo también al análisis de los eventos ocurridos hasta la fecha, siguiendo el método de trabajo anteriormente descrito. Los resultados correspondientes al año 2010 muestran que de entre los siete eventos geoefectivos que tuvieron lugar, en cuatro de ellos existe multi-estructura en el medio interplanetario. Dos eventos han presentado un tipo de estructura generada por CME + CME, y otros dos un tipo de estructura generada por CME + CH. Estos últimos han mostrado una geoeffectividad mayor, -73 nT y -85 nT para la multi-estructura solar mixta, frente a -58 nT y -65 nT para la multi-estructura solar de CMEs.

En la Figura 1 se muestra, a modo de ejemplo del proceso descrito anteriormente, el evento más intenso del año 2010. Los datos de medio interplanetario muestran un chorro de plasma de alta velocidad (HSS, High Speed Stream) entre 500-600 km/s, que perdura 7 días. El día 5 de Abril, a

mediodía, el plasma de una ICME llega a L1 a velocidad superior a 700 km/s. Esta velocidad nos indica que su origen en el Sol tuvo lugar unos dos días y medio antes. La imagen del Sol muestra el instante en el que se origina la CME: el día 4 a las 3:00 UT, corroborando las expectativas. En la imagen puede observarse también el agujero coronal que provoca el chorro de plasma manifestado en los datos de viento solar. Asimismo, en los paneles que ilustran el viento solar se puede apreciar la interacción de ambas estructuras, integrándose la ICME en el interior del HSS.

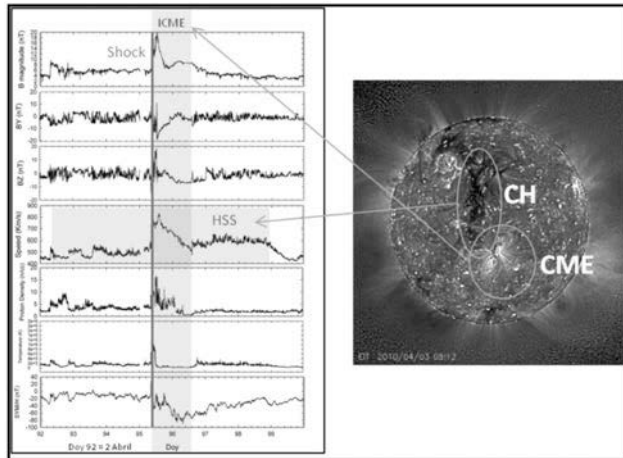


Figura 1. Evento del día 6 de Abril de 2010. De arriba a abajo: Intensidad de campo magnético interplanetario y componentes Y y Z GSM, velocidad, densidad y temperatura del viento solar e índice SYM-H (equivalente al índice Dst, pero con mayor resolución). A la derecha aparece una imagen del Sol del día 3 de abril procedente de EIT(SOHO) en la que se indican las fuentes causantes de la geoeffectividad.

REFERENCIAS

1. Burlaga, L. F., E. Sittler, F. Mariani, and R. Schwenn, *J. Geophys. Res.*, 86, 6673, 1981
2. Burlaga L.F., Behannon K.W., Klein L.W., *J. Geophys. Res.*, 92, 5725-5734, 1987
3. Cid, C., Saiz, E., Cerrato, Y., *Geophys. Res. Lett.*, 35, L21107, doi: 10.1029/2008GL034731, 1-3, 2008

Gran tormenta en el hemisferio norte de Saturno en el año 2010

A. Sánchez-Lavega¹, T. del Río-Gaztelurrutia¹, R. Hueso¹, J. M. Gómez-Forrellad², J. F. Sanz-Requena³, J. Legarreta⁴, E. García-Melendo^{2,5}, F. Colas⁶, J. Lecacheux⁷, L. N. Fletcher⁸, D. Barrado-Navascués⁹, D. Parker¹⁰ & International Outer Planet Watch Team IOPW-PVOL

¹ Departamento de Física Aplicada I, E.T.S. Ingenieros, Universidad del País Vasco, Alameda Urquijo s/n, 48013 Bilbao (Spain). agustin.sanchez@ehu.es

² Esteve Duran Observatory Foundation, Seva (Spain).

³ Universidad Europea Miguel de Cervantes, Valladolid (Spain)

⁴ Departamento de Ingeniería de Sistemas y Automática, E.U.I.T.I., Universidad País Vasco, Bilbao (Spain).

⁵ Institut de Ciències de l'Espai (CSIC-IEEC), Campus UAB, Facultat de Ciències, Torre C5, parell, 2a pl., E-08193 Bellaterra, Spain.

⁶ Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Ephémérides, Bureau des Longitudes, Paris (France)

⁷ LESIA, Observatoire de Paris-Meudon, Paris (France)

⁸ Atmospheric, Oceanic and Planetary Physics, Department of Physics, Clarendon Laboratory, University of Oxford, Parks Road, Oxford, OX1 3PU (UK).

⁹ Centro Astronómico Hispano Alemán, Observatorio de Calar Alto MPIA-CSIC, Almería (Spain)

¹⁰ Association of Lunar and Planetary Observers (ALPO), Coral Gables, Florida (USA)

En las atmósferas de los planetas gigantes del sistema solar se desarrollan abundantes tormentas convectivas que se manifiestan visualmente al telescopio como manchas brillantes de nubes que crecen en área rápidamente y se vuelven irregulares al ser dispersadas por los vientos¹. A las bajas temperaturas de Júpiter y Saturno (mínimas de 124 K y 85 K respectivamente en la tropopausa), se condensan nubes formadas por cristaltos de hielo de amoníaco (NH_3), hidrosulfuro de amonio (NH_4SH) y agua, por orden de profundidad en Júpiter y Saturno entre los niveles de presión de 0.5, 2-3 y 5 - 10 bares respectivamente.

Según nuestros trabajos anteriores, las tormentas de agua con origen a unos 10 bares de profundidad, son capaces de generar en Saturno un fenómeno sumamente raro, “Las Grandes Manchas Blancas”, que según las observaciones tiene lugar aproximadamente una vez cada año de Saturno (29.5 años terrestres)²⁻⁵. Los casos más significativos han ocurrido en el ecuador en los años 1876, 1933 y 1990 (seguida de otra en 1994) con una periodicidad aparentemente de 60 años. En el año 1903 surgió una tormenta en la latitud 36°N y en 1960 en latitudes subpolares de 60°N. Estas manchas brillantes llegan a crecer horizontalmente hasta alcanzar tamaños de entre 10.000 y 20.000 km, a partir de los cuales se genera una perturbación de escala planetaria durante la que las nubes son dispersadas por los vientos zonales en la dirección de los paralelos.

Para nuestra sorpresa, y varios años antes de lo previsto, el 5 de Diciembre de 2010 se desencadenó una enorme tormenta en el paralelo 40°N (Figura 1), muy cerca de la latitud del evento de 1903. Durante los meses transcurridos hasta la fecha hemos estudiado la evolución del fenómeno usando imágenes obtenidas con una amplia variedad de telescopios que nos ha permitido un seguimiento diario del evento. En esta comunicación presentamos resultados sobre la dinámica de la tormenta y de la perturbación planetaria que desencadenó, incluyendo simulaciones numéricas de la misma (Figura 2) que nos permite explorar con detalle la estructura subyacente bajo las nubes superiores de la atmósfera de Saturno.

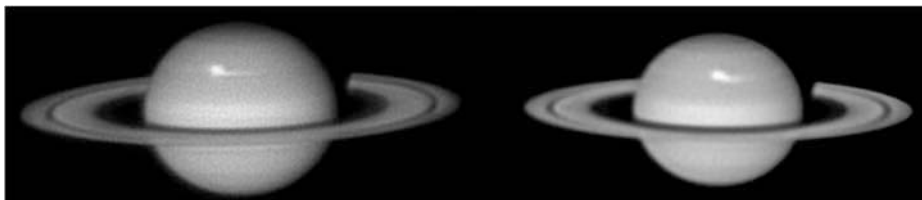


Figura 1. La tormenta en su fase inicial observada por C. Go (13 Diciembre 2010) y A. Wesley (14 Diciembre 2010)

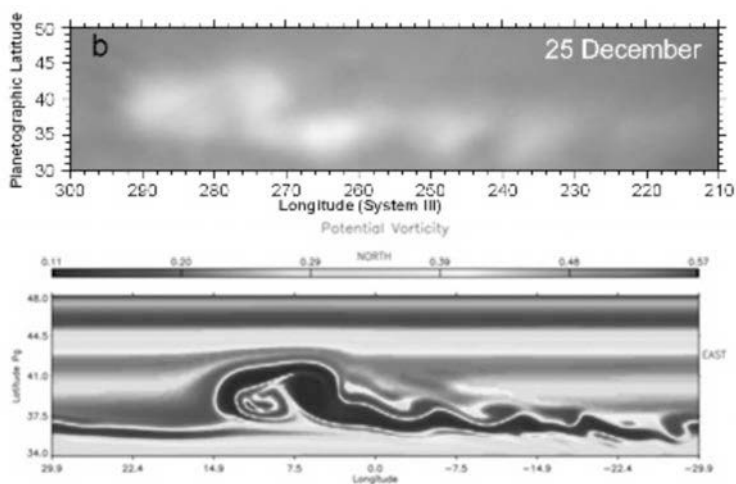


Figura 2. Parte superior: Mapa de la tormenta observada en luz visible comparada en la parte inferior con un mapa de la simulación numérica usando el código EPIC.

REFERENCIAS

1. Sánchez-Lavega, A. *Icarus*, **49**, 1 - 16 (1982).
2. Sánchez-Lavega A., Battaner E., *Astron. Astrophys.*, **185**, 315-326 (1987).
3. Sánchez Lavega A. et al., *Nature*, **353**, 397 - 401 (1991).
4. Sánchez Lavega A. et al., *Science*, **271**, 631 - 634 (1996).
5. Hueso, R., Sánchez-Lavega A., *Icarus*, **172**, 255-271 (2004).

Inestabilidad de filamentación con campo magnético arbitrariamente orientado

E. Perez Alvaro¹, A. Bret²

¹ Departamento de Mecánica de Fluidos, Universidad de Castilla-La Mancha, ETSI Industriales, 13071 Ciudad Real; Erica.Perez@uclm.es.

² Departamento de Mecánica de Fluidos, Universidad de Castilla-La Mancha, ETSI Industriales, 18071 Ciudad Real; AntoineClaude.Bret@uclm.es.

Los brotes de rayos gamma (GRBs) y los rayos cósmicos de alta energía (HERC - High Energy Cosmic Rays) son importantes enigmas dentro del campo de la astrofísica. Hoy en día, el escenario más estudiado es el conocido como “Fireball”, en el que las partículas son aceleradas gracias a un choque ultra-relativista proveniente de la explosión de una supernova (SN).

Se supone que el choque es consecuencia directa de la colisión entre distintas capas de plasma expulsadas por la SN durante su explosión. En este entorno no-colisional, el cruce de dos plasmas deriva en un choque mediante inestabilidades del tipo haz-plasma. En particular se sabe que la inestabilidad de filamentación es la mediadora del choque. Dicha inestabilidad se desarrolla en la dirección perpendicular a la de propagación de los plasmas. Dentro de un entorno no magnetizado, dicha inestabilidad es bien conocida, y por el contrario en un entorno magnetizado no lo es tanto. Cabe destacar que casi todos los trabajos realizados en entorno magnetizado suponen un campo magnético (B_0) paralelo al movimiento, a pesar de que en condiciones reales, un campo no estará perfectamente alineado.

Se sabe, que en el caso del choque de dos plasmas dentro de campo magnético orientado paralelamente a la dirección de propagación de los plasmas, la inestabilidad de filamentación se llega a anular para un valor crítico del campo. Llegados a este punto, queremos investigar el caso del desarrollo de la inestabilidad de filamentación con un campo magnético orientado arbitrariamente, con el fin de conocer si tal supresión de esta inestabilidad persiste con este nuevo campo.

Estudiamos la tasa de crecimiento de la inestabilidad de filamentación dentro de un sistema formado por dos plasmas expuestos a un campo magnético arbitrariamente orientado. Se define el ángulo θ como el ángulo que forma el campo magnético con la dirección de propagación del plasma. Consideramos que las densidades de los plasmas son iguales ($n_{p1} = n_{p2}$), sus velocidades relativistas de mismo módulo ($V_{p1} = V_{p2} = V$) con sentido contrario dentro de la misma dirección, y con un factor relativista $\gamma = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-1/2}$. La corriente y la carga del plasma está neutralizada, y el flujo de corriente electrónica en el plasma es tal que $n_{p1}V = n_{p2}V$. Consideraremos el eje z como la dirección del movimiento de los plasmas (o de los electrones) y por tanto el campo magnético como $\mathbf{B} = B_0 \sin(\theta) \mathbf{u}_x + B_0 \cos(\theta) \mathbf{u}_z$. El tensor dieléctrico del sistema se ha obtenido a partir de las ecuaciones fluidas para cada plasma [1] y linealizando estas expresiones [2] en aproximación fría. Para obtener la ecuación de dispersión se debe resolver $\det T = 0$, donde T es una ecuación del tipo $T(E_\perp) = 0$ que se obtiene mediante las ecuaciones combinadas de Maxwell-Farada y Maxwell-Ampere (1):

$$\frac{c^2}{\omega^2} \mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}_\perp) + \mathbf{E}_\perp + \frac{4\pi i}{\omega} \mathbf{J} = 0$$

donde $I = q \sum_{j=p_1, p_2} n_{j0} V_{j1} + n_{j1} V_{j0}$ (2). Se han utilizado las variables reducidas:

$$x = \frac{\omega}{\omega_p}, \quad \Omega_B = \frac{\omega_b}{\omega_p} \quad (3)$$

donde V es la velocidad de los electrones de los plasmas, $\omega_p = (4\pi n q^2 / m)^{1/2}$ es la frecuencia de plasma electrónica, y $\omega_b = |q| B_0 / mc$ es la frecuencia ciclotrónica.

Como nuestro marco de trabajo es de 2 plasmas enfrentándose, nos vamos a centrar en estudiar qué ocurre para un ángulo $\theta \in [0, \frac{\pi}{2}]$, ya que para cualquier otro valor de θ se encontraría una situación (y por tanto una solución) simétrica. Como ejemplo de lo que estamos estudiando, mostramos las siguientes representaciones gráficas:

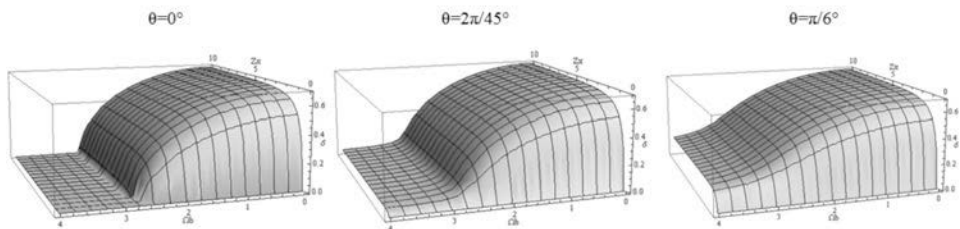


Figura 1: Tasa de crecimiento de la inestabilidad de filamentación (δ en unidades de ω_p), en función del campo magnético (Ω_B) y del vector de onda para la filamentación ($Z_x = k_x V / \omega_p$), para distintas orientaciones de campo magnético, $\theta=0$, $\theta=2\pi/45$ y $\theta=\pi/6$.

Para un valor de $\theta = n\pi$ con $n=0, 1, 2, \dots$, es decir, para un campo alineado con la dirección de propagación de los plasmas, se obtiene que la inestabilidad de filamentación se anula para un valor de campo magnético $\Omega_B > \beta \sqrt{2\gamma}$, resultado esperado y ya conocido [3]. Sin embargo para cualquier valor de θ diferente, a pesar de que para ángulos suficientemente pequeños la tasa de crecimiento se hace prácticamente nula, no es posible anular la filamentación para ninguna magnitud de campo magnético.

Este resultado resulta relevante para las explosiones de rayos Gamma ya que como se mencionó antes, la filamentación es la precursora del choque, y con este trabajo se demuestra que esta inestabilidad es imposible de anular en condiciones reales. Este estudio se ha realizado en aproximación fría. Dado que en la naturaleza no existen sistemas fríos, es importante incluir el efecto de la temperatura en este sistema para realizar un estudio más real del comportamiento de esta inestabilidad.

REFERENCIAS:

1. A. Bret. *Computer Physics Communications*, 176, 362-366 (2007)
2. B.B. Godfrey, W.R. Shanahan, L.E. Thode. *Physics of Fluids*, 18, 346 (1975)
3. A. Bret, M. E. Dieckmann, C. Deutsch. *Physics of Plasmas* 13, 082109.1-082109.8 (2006)

Inferring Build-Up of Stellar Disks using Spitzer, GALEX and ALMA

R. Chicharro-Fuertes^{1,2}, A. Gil de Paz¹, K. Sheth^{2,3}, J.C. Muñoz-Mateos^{1,2},
S⁴G team.

¹Departamento de Astrofísica y CC. de la Atmósfera, Universidad Complutense de Madrid, Avda. Complutense s/n, 28040 Madrid, Spain; rchichar@nrao.edu

²National Radio Astronomy Observatory, 520 Edgemont Rd, Charlottesville, VA 22903-2475, USA.

³North American ALMA Science Center, 520 Edgemont Rd, Charlottesville, VA 22903-2475, USA.

Abstract

The Spitzer Survey of Stellar Structure in Galaxies (S⁴G)^{1,2} is an Exploration Science Legacy Program of about 640 hours of observing time, which was approved for the Spitzer post-cryogenic mission. It is a volume-, magnitude-, and size-limited ($d < 40$ Mpc, $l \geq 30^\circ$, $m_{\text{Bcorr}} < 15.5$ and $D_{25} > 1'$) survey of 2331 galaxies using the Infrared Array Camera (IRAC) at 3.6 and 4.5 microns. Each galaxy is observed for 240 s and mapped to $> 1.5 \times D_{25}$. This large, unbiased and extremely deep sample of all morphological types provides an unprecedented data set for the study of the distribution of mass and stellar structures in the Local Universe.

As part of this collaboration, we aim to analyze data at different wavelengths in order to derive different properties of these nearby galaxies and compare them to those that reflect the stellar mass content. In particular, the addition of ultra-violet (UV) data provided by NASA's GALEX satellite, allows us to derive:

- The distribution and star formation rate of young stars.
- The extinction of the stellar light produced by dust.

Comparing the radial distribution of young stars to the total of stellar mass is a crucial test to prove the scenarios for disk evolution, especially the inside-out scenario and possible deviations from it due to accreting satellites, stellar migration or interaction with the environment. In this work, we have compiled the images at the near ultra-violet (NUV) and far ultra-violet (FUV) for the whole sample and have obtained surface brightness and color profiles, as shown in Figure 1, as well as their UV fluxes in order to compare them to the parameters that have been derived from the IR bands of the Warm Spitzer mission. Finally, we will carry out a study about the nature and frequency of complex disk profiles.

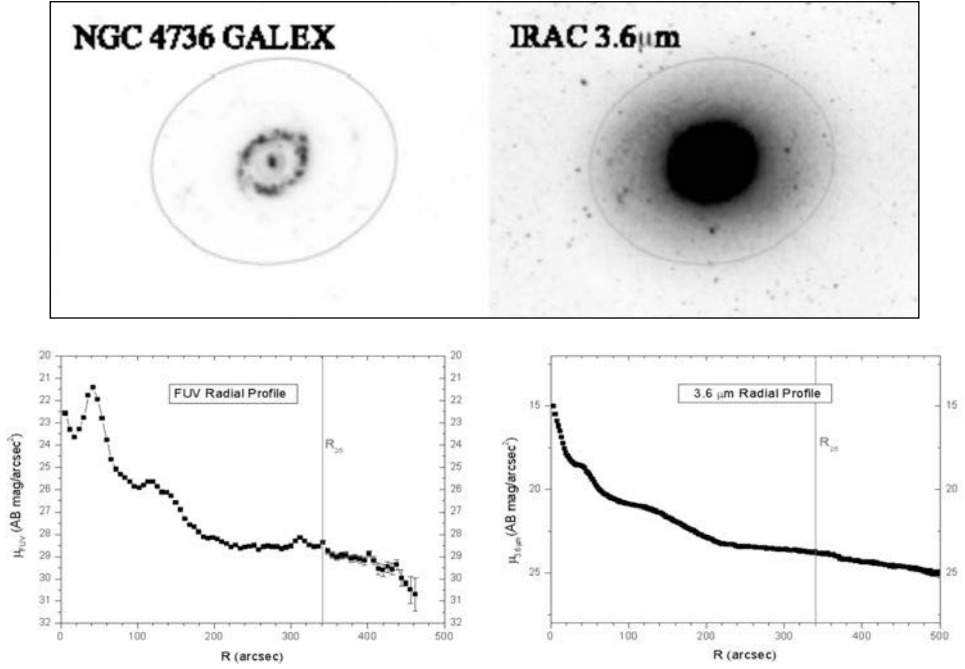


Figure 1. Illustration of the type of S⁴G data we are using for this work. Bottom panels show the corresponding radial profiles. The isophotal radius is at $\mu=25$ mag/arcsec².

To conclude and regarding the future work, we plan to submit a proposal for the ALMA Early Science Cycle 0 Call, whose deadline will be on June 30. This proposal will focus on the study of CO content of individual regions in extreme extended-UV (XUV) disks identified in the sample through the comparison of the galaxies UV and infrared morphological properties^{4,5}.

REFERENCES

1. <http://www.s4g.caltech.edu>
2. <http://arxiv.org/abs/1010.1592v2>
3. Pohlen, M., Zaroubi, S., Peletier, R. F., & Dettmar, R. 2007, MNRAS, 378, 594.
4. Thilker, D.A, et al., 2007, ApJS 173, 538.
5. Lemonias, J.J., et al., 2011, ApJ 733, L74.

Modelos de la estructura vertical de nubes durante la desaparición de la Banda Ecuatorial Sur de Júpiter

J.F. Sanz Requena¹, S. Pérez-Hoyos², A. Sánchez-Lavega²,
N. Barrado-Izagirre², J.F. Rojas².

¹ Universidad Europea Miguel de Cervantes, Valladolid (Spain) jfsanz@uemc.es

² Universidad del País Vasco, Bilbao (Spain).

La Banda Ecuatorial Sur (SEB) es una región de Júpiter que abarca las latitudes desde 10°S hasta 20°S [1]. Esta banda del planeta se caracteriza porque alterna de forma cíclica, aunque con un periodo no bien definido, el aspecto entre banda y zona; es decir, sufre una transformación de región oscura (bajo albedo) a región brillante (alto albedo) [2-4]. Dicha alternancia, denominada *fade* o SEBF, ha vuelto a ser observada entre finales del año 2009 y principios del año 2010. El tipo de cambio que sufren las nubes no es conocido, como tampoco lo es la razón dinámica que los produce.

Con el fin de avanzar en la naturaleza del fenómeno, hemos analizado en este trabajo las imágenes tomadas con las cámaras WFC2 y WFC3 del telescopio espacial Hubble (HST) desde el año 2008 hasta el año 2010, con el objetivo de caracterizar por primera vez el cambio absoluto de reflectividad de la SEB, desde una situación de banda hasta su desaparición como SEBF o aspecto de zona. El rango de longitudes de onda utilizadas ha sido desde el ultravioleta cercano hasta el infrarrojo cercano incluyendo la banda de absorción del metano en 889 nm sensible a la altura.

La dependencia de la reflectividad en función de la geometría y de la longitud de onda nos permite determinar los cambios en la estructura vertical de nubes cuando se compara con los resultados que proporciona nuestro modelo de transporte radiativo, como puede verse con un ejemplo en la Figura 1.

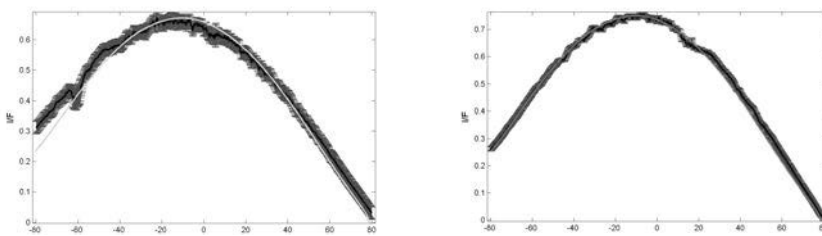


Figura 1. Cortes fotométricos (curva color negro), modelos (curva color verde para 2009 y color rojo para 2010) y barras de error para el año 2009 y 2010 respectivamente. Ambos corresponden a una longitud de onda de 508 nm.

Los resultados obtenidos nos indican un aumento substancial en la densidad de la nube durante el proceso de “fade” (SEBF) en el nivel de condensación del amoníaco, junto con cambios en el coeficiente de absorción y el tamaño de las partículas. En este mismo trabajo presentamos además medidas de los vientos zonales en la SEB antes y después del fenómeno basadas en imágenes de alta calidad obtenidas tanto con el HST

como las que contribuyen a la base de datos internacional IOPW (International Outer Planets Watch)- PVOL (Planetary Virtual Observatory and Laboratory) (ver Figura 2). Nuestros resultados indican que el cambio del albedo no está acompañado por un cambio sustancial en los vientos zonales, lo que junto con lo observado en otros fenómenos meteorológicos del planeta, sugiere que los cambios de la estructura de la nube superior no afectan de forma notoria a la circulación global del planeta.

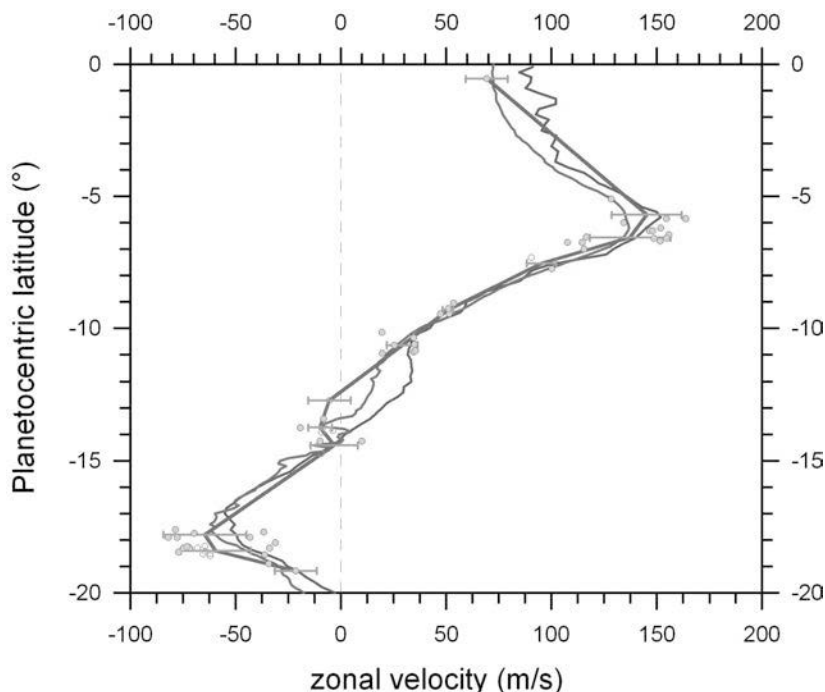


Figura 2. Perfil de vientos zonal de la región en la que se sitúa la SEB. Las líneas roja y morada indican los perfiles obtenidos con imágenes de la sonda espacial Cassini y del HST respectivamente. Los puntos verdes indican las medidas realizadas mediante el uso de pares de imágenes mientras que los añillos muestran medidas realizadas por seguimiento de un mismo detalle en varias imágenes, la línea gris es el promedio (binning) de estos puntos por cada grado de latitud.

REFERENCIAS

1. Rogers, J.H. (1995) **The Giant Planet Jupiter**, Cambridge University Press.
2. Sánchez-Lavega, A., Gómez, J.M., Miyazaki, I., Lecacheux, J., Colas, F., Laques, P., The Life Cycles of the Jovian SEB and New Phenomena Observed during the April 1993 Outburst, **Bulletin of the American Astronomical Society**, **25**, nº 3, 1993.
3. Sanchez-Lavega, A., J.M. Gomez, J.M., The South Equatorial Belt of Jupiter, I: Its Life Cycle, **Icarus** **121**, 1-17 (1996)
4. A. Sanchez-Lavega, A. Gomez, J.M., Lecacheux, J. Colas, F. Miyazaki, I. Parker, D., Guarro, J., The South Equatorial Belt of Jupiter, II: The Onset and Development of the 1993 Disturbance, **Icarus** **121**, 18-29 (1996).

Prominence thread seismology using the $P1/2P2$ ratio

A. J. Díaz, R. Oliver y J. L. Ballester

Departament de Física, Universitat de les Illes Balears, 07122 Palma de Mallorca. Joseluis.ballester@uib.es

Prominence threads are expected to be cold plasma condensations in a long magnetic tube. Because of this density inhomogeneity along the magnetic field the ratio of the fundamental transverse mode period to twice that of its first overtone, $P1/2P2$, must differ from one.

We investigate the dependence of this ratio on the equilibrium parameters of prominence threads and its possible use as a diagnostic tool for prominence seismology. The period ratio $P1/2P2$ is found to be greater than unity, in contrast with coronal loops, for which the effect of inhomogeneities is to make this ratio smaller than one. The ratio is very sensitive to the thread length, while the dependence on other parameters is less important for threads than for coronal loops. Hence, the period ratio can be used to obtain an estimation of the length of the supporting magnetic tube, since the thread length is known from observations. The obtained value of the tube length does not depend on other parameters, so their potential for prominence seismology may be great.

Search for planetary nebulae around hot subdwarf stars

A. Aller¹, A. Ulla¹, L.F. Miranda^{1,2}, R. Oreiro³, M. Manteiga⁴,
E. Pérez¹, C. Rodríguez-López¹

¹Departamento de Física Aplicada, Universidade de Vigo; alba.aller@uvigo.es, ulla@uvigo.es, estherperez@edu.xunta.es, cristinatrl72@gmail.com.

²Consejo Superior de Investigaciones Científicas; lfm@iaa.es.

³Instituto de Astrofísica de Andalucía-CSIC; roreiro@iaa.es.

⁴Departamento de Ciencias de la Navegación y de la Tierra, Universidade da Coruña; manteiga@udc.es.

Introduction

Hot subdwarf O stars (sdOs) are blue low-mass stars evolving towards the white dwarf phase although their origin is still unknown. They occupy a broad region in the HR diagram that is crossed by evolutionary tracks of post-Asymptotic Giant Branch (post-AGB), post-Red Giant Branch (post-RGB) and post-Extended Horizontal Branch (post-EHB) single stars. This degeneracy in evolutionary paths and the possibility of binary star scenarios hamper a reliable determination of sdO origins (see, e.g., Heber 2009).

In this context, the association of sdOs with planetary nebulae (PNe) is essential to confirm a post-AGB origin or to favour other progenitors. To date, only four sdOs associated with a PN are known (Drilling 1983; Heber & Drilling 1984; Pritchett 1984), but are they the rule or the exception?

We are involved in a large survey to search for PNe around sdOs by means of deep images and intermediate resolution spectroscopy. The results of this survey could contribute significantly to our understanding of the origin and evolution of these puzzling stars.

This work is part of the PhD thesis of AA, co-supervised by AU and LFM, and started in July 2010.

Scope of the study

A first approximation to search for PNe around sdOs is to obtain direct images and/or spectroscopy of known sdOs (Kwitter et al. 1989; Méndez et al. 1988). Unfortunately, these surveys presented severe shortcomings because the instrumentation was not the most suitable one. The image survey by Kwitter et al. (1989) was carried out with an 1-m telescope, relatively short exposure times, a relatively small ($< 6'$) field of view (fov), and only a few objects were observed with no new detection. A more complete survey should be carried out based on deeper and wider fov images of a large number of sdOs and on spectroscopy of the detected extended emission.

A second approximation to this problem is to search for sdO central stars of known PNe. Remarkably, there are a number of PN central stars that have been tentatively classified as sdO, although this classification is not firmly established. Spectroscopy observations of possible sdO central stars will allow us to search for the characteristic helium lines of sdOs and to derive the T_{eff} and $\log(g)$ values that confirm their sdO nature.

In 2010 we have carried out four observational campaigns (two at El Roque de los Muchachos Observatory [La Palma], and two at Calar Alto Observatory [Almería]), as a part of our program to search for PNe associated to sdOs. In order to obtain statisti-

cally significant results, we aim at observing both the northern and southern hemisphere candidate samples.

Among other observed objects, we have obtained deep images and intermediate-resolution long-slit spectra of RWT152, the only known PN+sdO system in the northern hemisphere (Figure 1). These results will be a reference for the interpretation of the data obtained for other objects. We also detected a new possible candidate to be a PN around an sdO (J19311+4324).

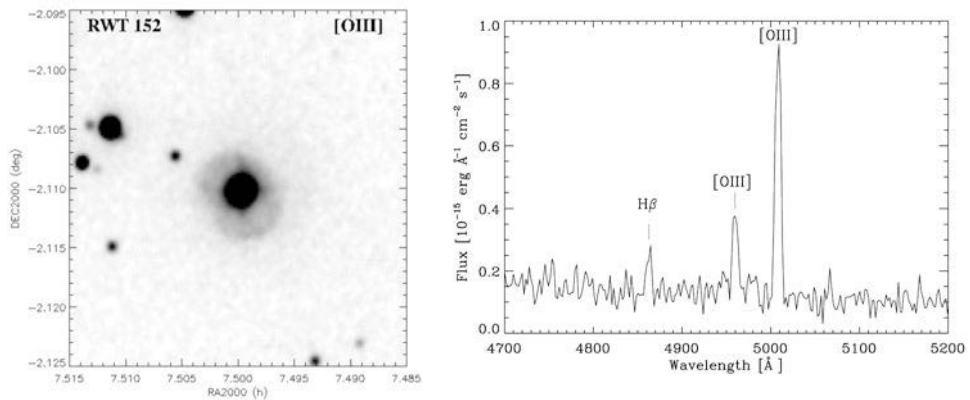


Figure 1. Left: Grey scale representation of the [OIII] image of RWT152. The grey levels are linear. Right: Intermediate-resolution CAPOS spectra of RWT152. This is the first spectrum obtained from the nebula.

Summarizing, we are carrying out a comprehensive survey to study the association of sdOs with PNe. Detections of PNe around a representative amount of sdOs would allow us to impose, for the first time, strong constraints onto the origin of these objects, contributing thus to solve their classification and evolutionary status, both unclear to date.

The authors acknowledge financial support from the Spanish MICINN through grants AYA 2009-14648-02, AYA 2008-01934, AYA 2009-08481, and AYA 2010-14840, and from the Xunta de Galicia through grants INCITE09 E1R312096ES, INCITE09 312191PR and IN845B-2010/061, all of them partially funded by FEDER funds.

REFERENCES

1. Drilling, J.S., *The Astrophysical Journal*, **270**, L13 – L15 (1983)
2. Heber, U., *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, **47**, 211 – 251 (2009)
3. Heber, U., Drilling, J.S., *Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft*, **62**, 252 (1984)
4. Kwitter, K.B., et al., *Astronomical Journal*, **97**, 1423 – 1426 (1989)
5. Méndez, R.H., et al., *Astronomy & Astrophysics*, **198**, 287 – 292 (1988)
6. Pritchett, C., *Astronomy & Astrophysics*, **139**, 230 – 222 (1984)

The Square Kilometer Array: should we wait until 2022?

Lourdes Verdes-Montenegro¹

¹Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC), Granada; lourdes@iaa.es

The SKA, composed of several hundreds of 3 different types of antennas with separations up to 3000 km, and up to 200 square degrees field of view, can be considered as the largest, most sensitive, and most difficult radio telescope ever to be built.

Some of the research areas where it will be able to provide fundamental answers include the dark era, when gas in galaxies was first turned in stars and the first black holes formed, star formation in nearby galaxies from stellar birth to death, faint extragalactic emission, magnetism in galaxies, extrasolar planets, or confrontation of Einstein predictions with pulsars and black holes observations.

The implied technological challenges offer an unprecedented opportunity to collaborate in the development of hardware technologies. Data transport will reach over a hundred times the current global internet traffic data rates, delivering as much data as the full world-wide web. Processing this data torrent in real time will make the GRID to deploy its possibilities to the extreme, providing not only high performance distributed computing, but also distributed data storage and innovative retrieval technologies in the exascale. This way to do science, based on data-intensive interdisciplinary cooperation, is the base of the concept of e-Science, which necessarily includes outreach as an indissoluble part of the human progress based on knowledge.

Full benefit for the scientific community goes through early involvement in precursors and pathfinders. Challenges and opportunities that SKA can bring to the Spanish community will be raised here in order to build towards a SKA-Spain initiative.

Unveiling the counterpart of 2XMMJ191043.4+091629.4

J. J. Rodes-Roca^{1,2,3}, J. M. Torrejón^{1,2}, S. Farrel⁴, S. Martínez-Núñez², G. Bernabéu^{1,2}

¹Department of Physics, Systems Engineering and Sign Theory, University of Alicante; rodes@dfists.ua.es.

²University Institute of Physics Applied to Sciences and Technologies, University of Alicante; jmt@ua.es, silvia.martinez@ua.es.

³Department of Physics and Astronomy, University of Leicester; rodes@dfists.ua.es.

⁴School of Physics, The University of Sydney; sean.farrell@sydney.edu.au.

Observations and data reduction

The field of W49B was observed with the XMM-Newton satellite in 2004 from April 03 15:11:33 to April 03 20:03:17 UT and April 05 14:55:24 to April 05 19:47:08 UT using EPIC/PN and EPIC/MOS. 2XMM J191043.4+091629.4 was detected serendipitously at an off-axis angle of $\sim 11''$ in each observation, at a right ascension 19h 10m 43.4s, declination $+09^\circ 16' 29.4''$ (J2000), with 3σ positional uncertainty of $2.14''$. This uncertainty was derived by adding in quadrature the statistical error obtained through fitting the point spread function (PSF) and the systematic pointing error of $1''$. The three EPIC instruments (1, 2) were operated in full frame mode, with a time resolution of 73.4 ms for the PN camera and of 2.6 s for the two MOS cameras, and the medium filter (PN, MOS-1 and MOS-2). The net count rate of each one was 0.393 ± 0.005 cts s⁻¹ (PN), 0.0883 ± 0.0022 cts s⁻¹ (MOS-1) and 0.159 ± 0.003 cts s⁻¹ (MOS-2), in the first observation, and 0.659 ± 0.007 cts s⁻¹ (PN), 0.186 ± 0.003 cts s⁻¹ (MOS-1) and 0.258 ± 0.004 cts s⁻¹ (MOS-2), in the second one. The details of the observations are listed in Table 1.

We reduced the data using Science Analysis System (SAS) version 10.0, using the most up-to-date calibration files and following the standard procedure for XMM-Newton spectra.

Observation ID	Instrument	MJD (Start-end)	Exposure (ks)
0084100401	PN	53098.63-53098.85	14.78
	MOS-1	53098.62-53098.84	18.13
	MOS-2	53098.62-53098.84	18.24
0084100501	PN	53100.62-53100.82	14.70
	MOS-1	53100.61-53100.82	18.11
	MOS-2	53100.61-53100.82	18.11

Table 1. Log of XMM-Newton observations

The maximum count rate before pile-up is typically ± 0.7 cps for the MOS instruments and 6 cps for PN in full frame mode. Our observations are clearly below this count rate and, therefore, we conclude that our data are not affected by pile-up.

The search for counterparts

Numerous optical and NIR databases were searched for imaging data covering the field of 2XMM J191043.47-091629.4. There was no detection in the DSS2 database and an unresolved detection in 2MASS. The best imaging data were found in the UKIDSS-GPS DR3 (United Kingdom Infrared Deep Sky Survey-Galactic Plane

Survey: Data Release 5) database. UKIDSS is a NIR survey covering approximately 7000 deg^2 of the Northern hemisphere sky to a depth of $K = 18 \text{ mag}$, with additional data from two deeper, small area high-redshift galaxy surveys. Using the Wide Field Camera (WFCAM) on the United Kingdom Infrared Telescope (UKIRT), the survey achieved a pixel resolution of $0.14''$ by use of the micro-stepping technique (see 3, for full details). The data used in this paper was taken from the UKIDSS-GPS, a survey of approximately 2000 deg^2 of the Northern Galactic Plane in the J, H and K-bands (4).

Two NIR sources were identified in the UKIDSS-GPS DR3 database that were astrometrically coincident with the $2.13''$ error circle of 2XMM J191043.47+091629.4. These two sources are coincident with the detection in 2MASS J19104360+0916291 which was not enable to separate (sources inside in the circle in Fig. 1 where we plot the XMM-Newton location of the new source).

Consistently with the high absorption deduced from the X-ray analysis no optical counterpart have been found inside the error circle. However, a reddened object has been found in the 2MASS catalogue, coincident with the X-ray source: 2MASS J19104360+0916291 whose infrared magnitudes are $J=15.044\pm0.030$, $H=13.000\pm0.022$ and $K=11.808\pm0.023$. Unfortunately, this infrared counterpart is an unresolved binary and therefore, the quoted magnitudes are not reliable. Consequently, we have obtained a deeper, higher resolution image from the UKIDSS survey. In Fig. 1 we present the K band image. As can be seen, both objects lie inside the error circle. The inner object is very faint and very reddened, as might be expected. The UKIDSS data base only gives the magnitude $K=13.131\pm0.003$. The solution for the other magnitudes is not available because of its faintness. In order to obtain information about the possible nature of the counterpart we have calibrated the brightest stars in the UKIDSS and 2MASS images of the same field. The resulting intercalibration has been subsequently applied to the UKIDSS image obtaining the following magnitudes for the candidate: $H=14.43\pm0.04$ and $J=17.1\pm0.1$. The error in J is already very large and we will use the value of $(H-K)=1.301$ as the observed infrared color. An HK band spectrum of this counterpart was obtained in the TNG telescope, La Palma, using the NICS spectrograph but, due to the faintness of the source and non optimal weather conditions no useful spectrum could be extracted.

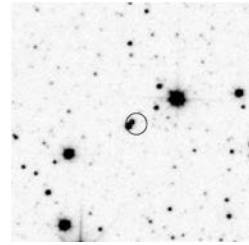


Figura 1. $15'' \times 15''$ K finding chart for the source.

REFERENCES

1. Strüder, L. et al., *A&A*, **365**, L18 – L26 (2001)
2. Turner, M. J. L. et al., *A&A*, **365**, L27 – L35 (2001)
3. Lawrence, A. et al., *MNRAS*, **379**, 1599 – 1617 (2007)
4. Lucas, P. W. et al., *MNRAS*, **391**, 136 – 163 (2008)

Física de plasmas

Análisis de la pérdida de potencia por radiación de plasmas de kriptón y xenón para simulaciones de ondas de choque radiantes obtenidas en clusters

R. Rodríguez^{1,2}, J.M. Gil^{1,2}, R. Florido^{1,2}, J.G. Rubiano^{1,2}, M.A. Mendoza¹,
P. Martel^{1,2}, E. Mínguez², D.R. Symes³, M. Hohenberger⁴

¹Departamento de Física, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria; rrodriguez@dfis.ulpgc.es.

²Instituto de Fusión Nuclear, Universidad Politécnica de Madrid.

³Central Laser Facility, Rutherford Appleton Laboratory, Oxfordshire, UK.

⁴Blackett Laboratory, Imperial College London, UK.

Las ondas de choque están presentes en todo el universo y juegan un papel fundamental en el transporte de energía en el medio interestelar. Cuando el transporte de radiación es importante en relación con la cantidad total de energía, las ondas de choque emiten energía en forma de radiación y los procesos radiativos pueden modificar su dinámica sustancialmente. Para velocidades altas de la onda de choque, el medio por el que ha pasado la onda se calienta e ioniza por lo que emite radiación, produciéndose un enfriamiento por radiación. A su vez, la radiación emitida calienta e ioniza el medio que se encuentra por delante del frente de la onda de choque creándose así lo que se denomina como precursor radiativo.

Las ondas de choque radiantes se observan tanto en torno a objetos astronómicos, en una amplia variedad de formas, como en fusión inercial. Sin embargo, cada observación astronómica es única y proporciona información, predominantemente, de una pequeña parte de la evolución de la onda de choque. Este hecho ha llevado a muchos grupos de investigación a escalar estos fenómenos astrofísicos a condiciones de laboratorio asequibles, con lo que el estudio de las ondas de choque radiantes se ha convertido, últimamente, en un área de gran interés que demanda más investigación experimental y teórica.

En simulaciones de laboratorio, para una velocidad dada de la onda de choque y una presión inicial del gas en el que se va a propagar, los gases de materiales de número atómico medio o alto son los idóneos para alcanzar el régimen radiante, y, por esta razón, el xenón y el kriptón son comúnmente empleados. Como la onda de choque se va a generar mediante el impacto de un pulso de láser, estos gases de baja densidad están constituidos por clusters en los que la densidad es elevada permitiendo una alta absorción del láser incidente. Las ondas de choque radiantes generadas en este tipo de experimentos pertenecen a la categoría delgado-delgado (desde el punto de vista de grosor óptico) pues tanto el medio que se encuentra detrás de la onda de choque como el que está por delante se pueden considerar óptimamente delgados.

Las simulaciones hidrodinámicas de las ondas de choque radiantes resultan complejas debido al acoplamiento entre radiación y materia. En los experimentos de laboratorio de interés en este trabajo el número de Mach no es lo suficientemente elevado para entrar en el régimen dominado completamente por la radiación sino que estaríamos en lo que se denominan ondas de choque radiantes dominadas por el flujo de radiación, con lo que la presión de radiación y la densidad de energía pueden ser despreciadas en las ecuaciones hidrodinámicas, no así el flujo de radiación que debe ser incluido. Este último depende de las propiedades radiativas del plasma tales como la opacidad y la emisividad. En medios óptimamente delgados la opacidad puede despreciarse, con lo

que la magnitud importante es la integral en frecuencia de la emisividad, que se denomina pérdida de potencia por radiación (*radiative power loss*, *RPL*). Sin embargo, esta magnitud depende de las condiciones del plasmas así como del modelo atómico considerado con lo que los cálculos de la misma *on-line* en simulaciones hidrodinámicas resultan prohibitivos, sobre todo en situaciones de no equilibrio local termodinámico en las que hay que resolver un conjunto elevado de ecuaciones de tasa. Por ello, diversos autores han desarrollado ajustes polinómicos del RPL, aunque estos adolecen de ser útiles sólo a muy bajas densidades, en donde es válido el equilibrio corona, con lo que sólo ajustan en temperatura. Además, los modelos atómicos en los que se basa el cálculo del RPL suelen ser muy simples (hidrogenoides, átomo medio,...).

En este trabajo presentamos un ajuste polinómico en densidad y temperatura para el RPL válido tanto para bajas, intermedias y altas densidades, en un amplio rango de temperaturas cubriendo así condiciones termodinámicas equilibrio corona, no equilibrio local termodinámico y equilibrio local termodinámico. Este ajuste lo aplicamos para plasmas de kriptón y xenón en un rango de condiciones de densidad que van de 10^{-5} a 10^{-3} gcm $^{-3}$ y temperaturas de 1 a 20 eV, condiciones típicas de los experimentos con clusters de esos gases. Para el cálculo del RPL que posteriormente se ha ajustado se han usado datos atómicos calculados con el código FAC en la aproximación de configuración detallada relativista, incluyendo el efecto de interacción entre configuraciones pertenecientes a una misma configuración no relativista. Las poblaciones de nivel del plasma se han calculado mediante la resolución de un modelo colisional-radiativo en estado estacionario implementado en el código ABAKO/RAPCAL.

Finalmente, y a partir del ajuste polinómico del RPL se ha realizado un ajuste ley de potencias del mismo. El análisis de los exponentes de ese ajuste nos permitirá la búsqueda de inestabilidades debidas al enfriamiento por emisión de radiación.

REFERENCIAS

1. A.S. Moore, E.T. Grumbell, J. Lazarus, M. Hohenberger, J.S. Robinson, R.A. Smith, T.J. Plant, D.R. Symes and M. Dunne, *Physical Review Letters*, **100**, 055001 (2008).
2. R. Rodriguez, R. Florido, J.M. Gil, J.G. Rubiano, D. Suárez, P. Martel, E. Mínguez and R.C. Mancini, *Communications in Computational Physics*, **8**, 185 (2010).
3. M.F. Gu, *Astrophysical Journal*, **582**, 1241-1250 (2003).

Avalanchas y correlaciones de largo alcance en un experimento de magnetoplasmas no confinantes

O. Castellanos¹, J.M. Senties¹, E. Anabitarte¹, J.M. López²

¹Departamento de Física Aplicada, Universidad de Cantabria;

²Instituto de Física de Cantabria, CSIC-UC; lopez@ifca.unican.es

Los plasmas magnéticamente confinados en dispositivos toroidales que se usan en la investigación de la termofusión nuclear presentan transporte anómalo inducido por turbulencia del plasma. Los parámetros del plasma (temperatura, densidad y potenciales electrostáticos) presentan grandes fluctuaciones con explosiones de actividad así como los flujos asociados con las partículas y energía. Una serie de resultados experimentales recientes apuntan la existencia de fenómenos anómalos de transporte que incluyen la existencia de correlaciones de largo alcance en el plasma, distribución no-Gaussiana del flujo, y la estadística no-Poissoniana de tiempos de espera entre eventos. Todas estas propiedades son más típicas de sistemas “slowly-driven” fuera del equilibrio y reflejan fenómenos de transporte cooperativo mediado por efectos no lineales muy diferentes al transporte lineal difusivo.

El Santander Plasma Linear Machine[1] (SPLM) es un dispositivo cilíndrico no confinante, pero que proporciona información muy valiosa ya que la dinámica para los radios más externos de nuestro dispositivo es similar al scrape-off layer de sistemas confinantes. La SPLM proporciona series temporales de una sonda Langmuir que puede moverse en el eje radial de manera que es posible analizar como varían las propiedades de transporte del plasma con la distancia radial al centro del dispositivo. Concretamente analizamos series temporales del flujo en radios que van desde $r=0.20$ cm hasta el radio mas exterior que se analiza que es $r=2.79$ cm. El valor añadido de la configuración longitudinal es que nos permite obtener series temporales de gran resolución de las cantidades relevantes (flujo y potenciales electrostáticos) en un punto dado. Esto es fundamental para un estudio preciso de la dinámica local.

En nuestros experimentos realizamos un análisis exhaustivo de series temporales del flujo y potenciales electrostáticos en un punto. En nuestro análisis estudiamos las avalanchas, definidas como las excursiones del flujo por encima de un umbral, las distribuciones de tamaño $P(s)$ y duración $P(t)$ de las avalanchas, y la existencia de correlaciones temporales. Una magnitud fundamental es la distribución $P(t_w)$ de tiempos de espera, t_w , entre avalanchas consecutivas.

La existencia de fenómenos de transporte no-difusivo se refleja en la manera en que las diferentes magnitudes escalan y, mas concretamente, del valor que los exponentes críticos. Para que este análisis sea efectivo y convincente, uno debe disponer de series temporales de gran resolución temporal para poder resolver desde la escala del “eddy”, unos pocos microsegundos, hasta varios órdenes de magnitud por encima de esta escala típica del plasma. Nuestro dispositivo permite obtener series temporales de unos 250.000 puntos con una resolución temporal $dt = 2 \times 10^{-6}$ seg que permite un análisis estadístico en un rango de frecuencias apreciablemente superior a lo que es posible realizar con otros dispositivos confinantes existentes.

Nuestro análisis demuestra que la dinámica del plasma se puede separar en dos regiones con física muy diferente. Por un lado, la dinámica es típicamente difusiva para los radios mas interiores. Esto se refleja en varias cantidades como la ley de escala del

tamaño vs. duración de las avalanchas $S \sim \tau^z$ con $z = 3/2$ y una distribución de tiempos de espera entre avalanchas de tipo Poisson, $P(T) \sim \exp(-T/T_0)$, con un tiempo característico $T_0 \sim 10$ microsegundos, que corresponde a la ausencia de correlaciones entre avalanchas. Por el contrario, a medida que uno prueba la dinámica del flujo en radios mas exteriores del dispositivo SPLM el plasma muestra claros signos de una dinámica compleja que se corresponde a un transporte no lineal (cooperativo) y existencia de correlaciones temporales típicas de sistemas largamente correlacionados. Concretamente obtenemos que la ley de escala entre tamaño y duración de las avalanchas es $s \sim \tau^z$ pero con $z = 1.27$ para el radio mas exterior $r=2.79$ cm, lo que se desvia de la ley difusiva $z=3/2$. Además, la distribución de los tiempos de espera deja de ser progresivamente Poissoniana para convertirse en una ley de potencias (sin un tiempo característico) $P(T) \sim T^{-3.3}$ para el radio mas externo. Este resultado es importante porque significa una correlación entre los disparos de avalanchas que decae lentamente con una cola larga, sin escala característica, lo que excluye un transporte puramente difusivo. Otras cantidades como el espectro de potencia del flujo reflejan también esta dinámica cooperativa compleja del plasma dando lugar a una divergencia $S(f) \sim 1/f^{0.7}$ en un rango de frecuencias varias ordenes de magnitud mas bajos que la duración media de las avalanchas

La conclusión más importante es que el plasma en los radios mas externos del dispositivo SPLM, donde el plasma se espera que mejor reproduzca la física del scrape-off layer de sistemas confinantes, obedece una dinámica típica de un sistema complejo: transporte no-difusivo mediado por fenómenos de transporte cooperativos, correlaciones de larga duración entre los disparos de avalanchas, y ruido $1/f$.

Este trabajo ha sido financiado parcialmente por el proyecto ENE2009-12213-C03-02 del Ministerio de Ciencia e Innovación de España.

REFERENCIAS

1. Castellanos O., et al, *Czechoslovak Journal of Physics*, **51**, 1047 – 1052 (2001)
2. Castellanos O., et al, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **47**, 2067 – 2074 (2005)
3. Castellanos O., et al, Preprint (2011)

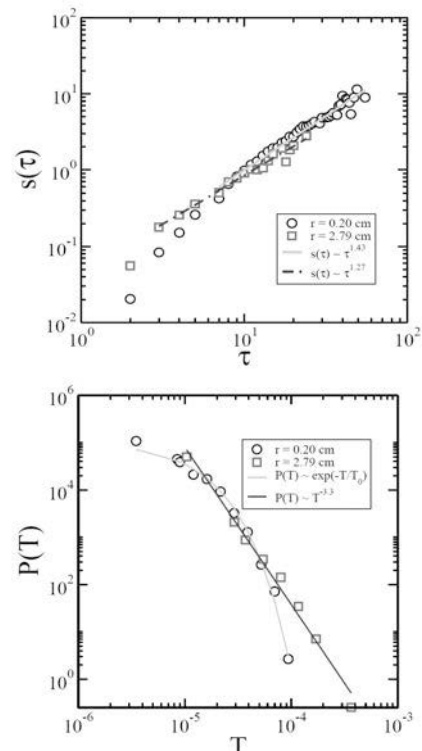


Figura 1. Arriba: Tamaño de avalanchas $s(\tau)$ vs duración τ de las avalanchas. Abajo: Distribución de probabilidad $P(T)$ tiempo de espera entre dos avalanchas consecutivas.

Caracterización eléctrica y del espectro de emisión de una descarga luminiscente a presión atmosférica

J. Orejas¹, J. Pisonero¹, N. Bordel¹, P. Guillot², T. Nelis², A. Sanz-Medel³

¹Departamento de Física, Universidad de Oviedo; jorejasibanez@hotmail.com.

²Centre Universitaire Jean François Champollion, Albi (Francia).

³Departamento de Química Física y Analítica, Universidad de Oviedo.

La caracterización rápida y directa de la composición química de superficies de diferente índole tiene un gran interés en un amplio abanico de campos científicos, incluyendo: ciencias forenses (e.g. detección de explosivos y drogas), ciencias medio-ambientales y bioquímicas (e.g. detección de pesticidas, fármacos, etc.), y ciencia de los materiales (e.g. detección de contaminantes orgánicos/inorgánicos).

Para llevar a cabo esta caracterización química es necesario desarrollar técnicas analíticas robustas (normalmente de carácter espectroscópico), con alta sensibilidad, y que permitan el análisis directo de superficies. En este sentido, las fuentes de iones y átomos excitados basadas en el uso de plasmas de descargas luminiscentes han experimentando un gran auge. Las descargas luminiscentes pueden ser generadas en condiciones de baja presión (~500 Pa), como las utilizadas para el análisis directo de sólidos mediante arrancado (sputtering) del material en una atmósfera de Ar, y posterior ionización/excitación del mismo, permitiendo en análisis de capas delgadas con espesores de unos pocos nanómetros [1-3].

Por otro lado, las descargas luminiscentes también pueden ser generadas en condiciones de presión atmosférica. En este caso se utilizan como técnica de ionización suave permitiendo, en combinación con la espectrometría de masas, la determinación de compuestos orgánicos e inorgánicos directamente en muestras que se encuentran en su estado natural (Ambient Mass Spectrometry) [4-7]. En particular, la descarga generada a presión atmosférica en una atmósfera de helio se utiliza para generar átomos en estado metaestable (He^m) que posteriormente son capaces de ionizar (mediante ionización Penning) compuestos presentes en la atmósfera, como puede ser el nitrógeno molecular o el agua formando iones de nitrógeno (N_2^+) e hidroxilo (H_3O^+). Estos iones interaccionan con la superficie que se desea analizar produciendo la desorción e ionización de los compuestos orgánicos/inorgánicos presentes en la misma. La detección mediante un espectrómetro de masas permite una selectividad y sensibilidad adecuadas para la detección de gran variedad de compuestos.

En nuestro laboratorio hemos diseñado una cámara de descarga luminiscente a presión atmosférica, basada en estudios previos realizados por G.M. Hieftje y col. [8]. Nuestro diseño consiste en una cámara cilíndrica de cuarzo unida a una placa de cobre que actúa como cátodo y que posee un orificio central, por donde saldrán los átomos de He^m . Como ánodo se utiliza una varilla de wolframio sujeta a un posicionador que dispone de un tornillo micrométrico que permite controlar la distancia entre los electrodos con gran precisión. La entrada para el helio -que trabaja como gas plasmógeno- se realiza a través de una precámara, cuya pared en contacto con el cuarzo, posee numerosos orificios que permiten una difusión del gas totalmente uniforme dentro de la cámara. Además, las paredes de la precámara poseen un orificio central que permite el emplazamiento de la varilla de wolframio.

En este trabajo, presentamos una caracterización eléctrica y del espectro de emisión del plasma de descarga luminiscente a presión atmosférica, que es necesario como etapa previa al uso de esta fuente de ionización/excitación en aplicaciones analíticas. Por tanto, realizamos un estudio del comportamiento eléctrico que determina cómo afectan las condiciones de operación al régimen del plasma en el que trabaja la descarga. Adicionalmente, el estudio, con resolución espacial, del espectro de emisión del plasma permite conocer la distribución de las especies excitadas en el interior y exterior de la cámara de descarga. La selección de las longitudes de onda de emisión de las diferentes especies presentes en el plasma (He I, N_2 , N_2^+ , O I...) se realiza utilizando filtros pasa banda, y un detector CCD que lleva acoplado un objetivo permite obtener las imágenes 2D de dicha emisión (ver Figura 1).

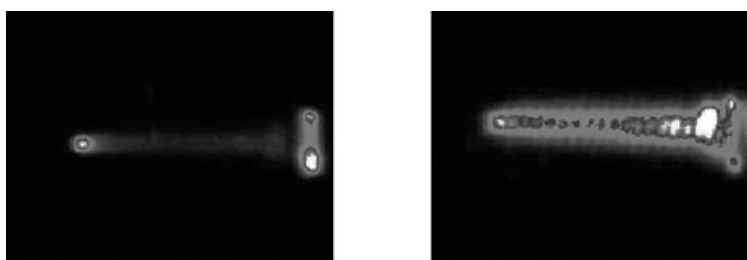


Figura 1: Imágenes con la distribución de la intensidad de emisión del N_2^+ y el O I en la descarga.

REFERENCIAS

1. Vega P., Pisonero J., Bordel N., Tempez A., Ganciu M., Sanz-Medel A., *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, **394**, 373-382 (2009)
2. Gago C.G., Pereiro R., Bordel N., Ramos P.M., Tempez A., Sanz-Medel A., *Analytica Chimica Acta*, **652**, 272-277 (2009)
3. Lobo L., Pisonero J., Bordel N., Pereiro R., Tempez A., Chapon P., Michler J., Hohl M., Sanz-Medel A., *Journal of Analytical Atomic Spectroscopy*, **24**, 1373-1381 (2009).
4. Jecklin M.C., Gamez G., Touboul D., Zenobi R., *Rapid Communications in Mass Spectrometry*, **22**, 2791-2798
5. Andrade F.J., Shelley J.T., Wetzel W.C., Webb M.R., Gamez G., Ray S.J., Hieftje G.M., *Analytical Chemistry*, **80**, 2654-2663 (2008)
6. Schilling G.D., Shelley J.T., Broekaert J.A.C., Sperline R.P., Denton M. B., Barinaga C.J., Koppenaal D.W., Hieftje G.M., *Journal of Analytical Atomic Spectroscopy*, **24**, 34-40 (2009).
7. Shelley J.T., Hieftje G.M., *Analyst*, **135**, 682-687 (2010)
8. Andrade F.J., Wetzel W.C., Chan G.C.Y., Webb M.R., Gamez G., Ray S.J., Hieftje G.M., *Journal of Analytical Atomic Spectroscopy*, **21**, 1175-1184 (2006)

Caracterización espacial y temporal de la emisión en un plasma rf-GD pulsado

R. Valledor¹, P. Vega¹, J. Pisonero¹, Th. Nelis², N. Bordel¹

¹Departamento de Física, Universidad de Oviedo; email: bordel@uniovi.es.

²CUFR Jean François Champollion; Université d'Albi (France); email: thomas.nelis@univ-jfc.fr.

La espectroscopía de plasma de descarga luminiscente (GD), con detección por espectroscopía de emisión óptica (OES) y espectrometría de masas (MS), ha experimentado en las últimas décadas un gran desarrollo, siendo especialmente utilizada para el análisis químico directo de materiales homogéneos y de recubrimientos delgados¹. Su aplicación se ha extendido de muestras conductoras (analizadas mediante la generación de la descarga con corriente continua, dc-GD²) a muestras aislantes y semiconductoras (mediante el uso de un voltaje de radiofrecuencia para generar la descarga, rf-GD³). El funcionamiento de la descarga luminiscente se basa en la aplicación de una diferencia de potencial entre dos electrodos (siendo el cátodo la muestra a analizar), que se encuentran en una cámara a baja presión. En esta cámara se introduce un gas inerte, generalmente argón, que tras ionizarse es atraído e incide contra la muestra produciendo el arrancado de material. Átomos e iones procedentes de la muestra pasan a formar parte del plasma, donde se excitan y/o se ionizan.

Para la mejora de las prestaciones analíticas de estas técnicas, resulta necesaria la realización de estudios fundamentales sobre el plasma GD. Así por ejemplo el uso de pulsos de radiofrecuencia permite analizar muestras térmicamente sensibles, y establece además diferentes regímenes temporales en los que tienen lugar diferentes procesos de excitación e ionización. Por otra parte, la aplicación de campos magnéticos puede incrementar la eficacia en dichos procesos, dando lugar a una posible mejora en la sensibilidad. En todos los casos, el estudio de la distribución espacial de las especies formadas en el plasma es interesante con el fin de optimizar la instrumentación utilizada en los equipos comerciales basados en la descarga luminiscente.

En esta comunicación se presentan estudios básicos realizados con un sistema experimental rf-GD-OES desarrollado específicamente para tal fin⁴. En este trabajo el equipo diseñado permite la observación del plasma a lo largo de su eje, lateralmente y con resolución espacial, además de poder hacerlo desde una ventana frontal como ocurre en los instrumentos comerciales. Asimismo, es posible generar la descarga mediante radiofrecuencia continua o pulsada, y permite la colocación de un electroimán que genera campos magnéticos de hasta 70 mT en la dirección paralela a la superficie de la muestra. En todos los casos las intensidades de emisión se registran con un detector ICCD (CCD intensificada).

Mediante este sistema se ha estudiado la distribución espacial de la emisión en un plasma pulsado rf-GD generado a partir de una muestra homogénea de cobre. La intensidad de emisión de las distintas especies atómicas e iónicas presentes en el plasma, tanto del analito (cobre) como del gas de llenado (argón), ha sido determinada a lo largo del eje del plasma. Asimismo, se han adquirido mapas 2D de la emisión de ciertas especies. Los resultados muestran las regiones del plasma donde la excitación es más favorable. Además, estudios similares con resolución temporal a lo largo del pulso de rf, muestran las regiones del pulso en las que se producen los diferentes procesos de excitación/ionización, así como la posición espacial en la que tienen lugar en cada caso.

La duración del pulso de radiofrecuencia resulta un parámetro crucial e influye en la excitación favorable del analito o bien del gas argón. Esta información puede resultar de utilidad para la optimización de las condiciones de extracción de los iones en los equipos de espectrometría de masas.

Por otra parte, la aplicación de campos magnéticos crecientes de 0 a 70 mT, da lugar a un notable incremento en las intensidades de emisión de ciertas líneas de emisión atómicas de cobre, hasta en un orden de magnitud. Los resultados obtenidos no muestran sin embargo una mayor eficiencia en la excitación de los iones, ni de cobre ni de argón.

1. Pisonero, J.; Fernandez, B.; Pereiro, R.; Bordel, N.; Sanz-Medel, A., *Trac-Trends in Analytical Chemistry*, **25**, 11-18 (2006).
2. Wagatsuma, K.; Suzuki, S., *Fresenius Journal of Analytical Chemistry*, **358**, 581-584 (1997).
3. Winchester, M. R.; Payling, R. *Spectrochimica Acta Part B-Atomic Spectroscopy*, **59**, 607-666 (2004).
4. Valledor, R.; Pisonero, J.; Nelis, T.; Bordel, N., *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*, **26**, 758-765 (2011).

Cinética de poblaciones de plasmas en situación de no-equilibrio y en presencia de un campo de radiación externo

R. Florido^{1,2}, D. Suárez¹, R. Rodríguez^{1,2}, J. M. Gil^{1,2}, J. G. Rubiano^{1,2}, M. A. Mendoza¹, P. Martel^{1,2}, E. Mínguez²

¹Departamento de Física, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria.

²Instituto de Fusión Nuclear, Universidad Politécnica de Madrid.

En distintos experimentos llevados a cabo durante los últimos años se ha demostrado que la intensa fuente de rayos-X de la instalación *Z-pinch* del Sandia National Laboratory en EEUU puede utilizarse para crear plasmas de laboratorio cuyas condiciones características son relevantes para el estudio de plasmas astrofísicos fotoionizados [1]. En esta misma dirección se han realizado también experimentos en la instalación láser GEKKO-XII en Japón [2]. Sin embargo, es ahora, con la puesta en funcionamiento de la National Ignition Facility en EEUU, cuando se ha abierto la puerta a la generación en laboratorio de plasmas fotoionizados cuyo parámetro de ionización (una medida de la importancia relativa que tiene en el balance de ionización el proceso de atómico de fotoionización frente los procesos colisionales) estará previsiblemente dentro del rango característico de los plasmas astrofísicos reales. Este tipo de experimentos será también de gran interés para el estudio de la interacción de campos de radiación externos intensos con iones de elementos de número atómico alto que forman parte de plasmas en situación de no-equilibrio local termodinámico (NELT), como por ejemplo los que aparecen en la implosión indirecta de blancos de fusión nuclear por confinamiento inercial (FCI).

A este respecto, los modelos colisionales-radiativos, que determinan la distribución de estados de carga en un plasma de NELT y simulan el espectro de emisión o absorción correspondiente, representan una herramienta esencial tanto para comprensión de la física atómica que subyace en estos experimentos como para la interpretación de las observaciones espectrales. Sucede, sin embargo, que un estudio exhaustivo y preciso del problema, utilizando un modelo atómico de estructura fina, elevaría dramáticamente el coste computacional. De hecho, el problema podría volverse rápidamente intratable a poco que los iones involucrados conserven del orden de una decena de electrones ligados. Para abordar este tipo de situaciones resulta por tanto necesario recurrir a aproximaciones. Son varias las alternativas que pueden encontrarse en la literatura, desde el desarrollo de modelos híbridos que combinan la estructura de niveles atómicos detallados con otras de configuración detallada o superconfiguraciones, hasta las más simplificadoras, que hacen uso de modelos atómicos hidrogenoides y de átomo medio [3]. Al margen de cómo abordar el problema de la cinética atómica, se requiere también un mayor esfuerzo encaminado hacia la validación de modelos espectroscópicos para la diagnosis de las condiciones de densidad y temperatura de los plasmas generados en las situaciones descritas anteriormente.

Así pues, el modelo colisional-radiativo ABAKO, que ya había sido utilizado para la determinación de la distribución de estados de carga y la diagnosis espectroscópica de plasmas de fusión por confinamiento inercial y otros contextos [4-11], es extendido en este trabajo para abordar aquellas situaciones en las que la cinética atómica se ve afectada por la presencia de un campo de radiación externo. Con este propósito

se han incluido en el modelo las tasas de los procesos atómicos de fotoabsorción y fotoionización. El campo de radiación externo se simula a través de una distribución planckiana corregida por el llamado *factor de dilución*, que se incluye para contemplar aquellas situaciones en las que la distribución espectral de energía es idéntica al caso planckiano, pero sin embargo el contenido energético total es menor que en aquél. ABAKO mantiene la misma filosofía con la que fue originalmente concebido, esto es, proporcionar un adecuado equilibrio entre precisión en los cálculos y rapidez computacional. En este sentido, ABAKO utiliza un modelo atómico de configuración relativista detallada, mientras que las tasas de todos los procesos atómicos relevantes, incluyendo los de autoionización y captura electrónica, se evalúan a través de expresiones analíticas. La combinación de estos dos ingredientes supone un ahorro de tiempo de cálculo considerable respecto a otros modelos más sofisticados, sin que por ello se pierda competitividad en los resultados obtenidos. Los cálculos que se presentan en este trabajo siguen un cuidadoso criterio de selección de las configuraciones electrónicas con las que se modela la estructura energética de cada uno de los iones incluidos en el modelo cinético. La completitud y coherencia del conjunto de configuraciones seleccionadas se ha revelado como clave para una precisa determinación de la distribución de estados de carga [3,5]. Los resultados obtenidos con ABAKO se comparan con una serie de experimentos de plasmas de oro llevados a cabo en la instalación láser OMEGA [12]. En dichos experimentos se determinó la distribución de estados de carga en situaciones bien bajo la influencia de un campo de radiación externo o bien sin ella. ABAKO predice una ionización media que, en todos los casos, se sitúa dentro del error experimental. Además, las distribuciones de estados de carga calculadas describen razonablemente bien las experimentales. Estos experimentos exploran una región de densidades y temperaturas en la cual la cinética de poblaciones del oro está dominada por iones cuya capa N está incompleta, lo que representa sin duda un problema de gran complejidad. Asimismo, en el trabajo discutimos distintas aproximaciones geométricas para el cálculo del espectro de emisión en dichos plasmas. Por último, se muestran también comparaciones satisfactorias de la distribución de poblaciones correspondiente a experimentos de plasmas fotoionizados realizados en el Sandia National Laboratory [1].

REFERENCIAS

1. Foord M. E. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 055002 (2004)
2. Fujioka S. *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **51**, 124032 (2009)
3. Scott H. A., Hansen S. B., *High Energy Dens. Phys.*, **6**, 39-47 (2010)
4. Rodríguez R. *et al.*, *Laser Part. Beams*, **26**, 433-448 (2008)
5. Florido R. *et al.*, *Phys. Rev. E*, **80**, 056402 (2009)
6. Rodríguez R. *et al.*, *Commun. Comput. Phys.*, **8**, 185-210 (2010)
7. Florido R. *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.*, **79**, 10E310 (2008)
8. Florido R. *et al.*, *High Energy Dens. Phys.*, **6**, 70-75 (2010)
9. Florido R. *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.*, **81**, 10E307 (2010)
10. Rodríguez R. *et al.*, *High Energy Dens. Phys.*, **7**, 71-76 (2011)
11. Florido R. *et al.*, aceptado para publicación en *Phys. Rev. E* (2011)
12. Heeter R. F. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 195001 (2007)

Cinética de CO₂ en plasmas de aire producidos por la acción de Sprites y Halos en la mesosfera terrestre

Francisco C. Parra Rojas¹, M. Passas¹, Alejandro Luque¹, F. J. Gordillo-Vázquez¹

¹Departamento de Sistema Solar, Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA) - CSIC; fpr@iaa.es.

Los Sprites y Halos son unos, los más frecuentes, de los diferentes tipos de descargas eléctricas en la alta atmósfera terrestre (ver figura 1) observadas por primera vez en 1989 [1] y que reciben el nombre genérico de eventos luminosos transitorios (*Transient Luminous Events*, TLEs). El estudio de los plasmas generados por TLEs entre los 20 km y 95 km de altura es hoy en día un tema abierto de investigación en todo el mundo sobre el que, entre otros asuntos, se pretende analizar la influencia de los Sprites y demás TLEs en las propiedades químicas y eléctricas de la atmósfera terrestre.

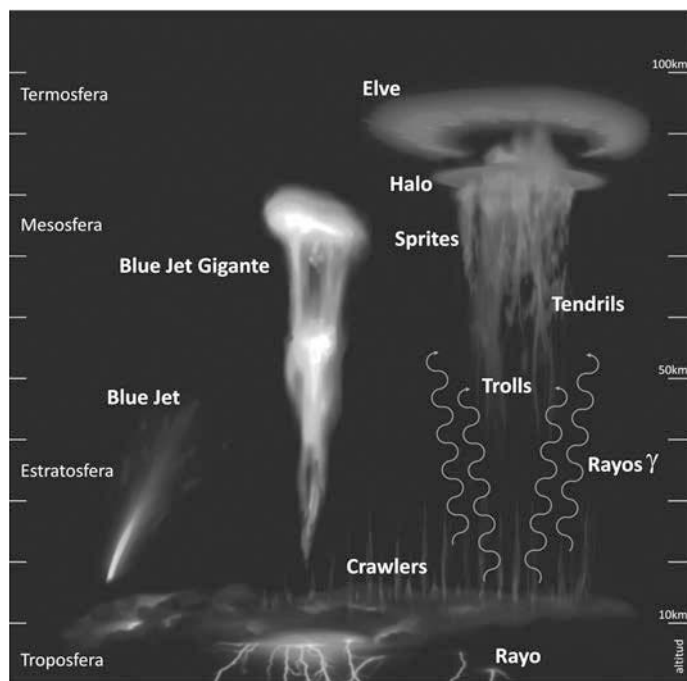


Figura 1. Esquema con los diferentes TLEs detectados en la atmósfera terrestre desde 1989 hasta la fecha. No se descarta la existencia de TLEs en otros planetas y lunas cuyas atmósferas tenga actividad eléctrica del algún tipo.

Una forma de estudiar las propiedades de los TLEs consiste en analizar la luz que nos llega de ellos a través de la atmósfera. En este sentido, las investigaciones sobre espectroscopía de TLEs se han centrado en los Sprites y, dentro de éstos, los estudios realizados se han limitado hasta la fecha al análisis del espectro visible (400 – 750 nm) [2]-[3] habiéndose determinado que los Sprites emiten en el rojo y el azul debido a las

emisiones ópticas procedentes, respectivamente, del primero y segundo sistema positivo del nitrógeno molecular (N_2) previamente excitado por colisiones con los electrones libres del plasma que alcanzan a tener energías de varios eV adquirida a partir del campo eléctrico que produce las descargas TLE.

Sin embargo, aparte del espectro visible, sólo recientemente se han empezado a explorar las emisiones ópticas en el ultravioleta (UV) e infrarrojo (IR) cercano (hasta 1.8 micras) procedentes de diferentes estados electrónicos del N_2 [4]-[6] presentes en el plasma de aire generados por la presencia de Sprites y Halos en la mesosfera terrestre.

En general, las emisiones procedentes de los Sprites y demás TLE en el canal IR podrían incluir no sólo emisiones del N_2 en el IR cercano sino también la contribución de la excitación (por diferentes canales colisionales) y posterior desexcitación radiativa de bandas vibrorrotacionales del monóxido de nitrógeno (NO) y del dióxido de carbono (CO_2) presentes en pequeñas cantidades en la atmósfera terrestre y que emitirían en, entre otras longitudes de onda, 4.3 micras (caso del CO_2) y en 5.3 micras y 2.7 micras (caso del NO).

Los dos únicos trabajos existentes dedicados al estudio de las emisiones ópticas del CO_2 debido a la presencia de Sprites en la alta atmósfera consideran unos esquemas cinéticos muy simplificados [7]-[8] que sólo tienen en cuenta los campos eléctricos obtenidos a partir de modelos electrostáticos estacionarios simplificados [9] que usan la concentración de electrones ambiental y no la asociada a los filamentos (streamers) de plasma de los Sprites. No existen estudios acerca de la posible excitación de CO_2 en Halos ni sobre su posible emisión de radiación IR.

En esta contribución presentamos resultados muy recientes en relación con un modelo cinético de plasmas de aire generados en presencia de Sprites y Halos. El modelo desarrollado incluye un esquema detallado de la cinética vibracional del CO_2 , lo cual nos ha permitido calcular las concentraciones de los niveles vibracionales del CO_2 responsables de sus principales emisiones ópticas en el IR como, entre otras, las observadas a 4.3 micras, 2.7 micras y 15 micras. Por otra parte, también se han determinado los principales procesos colisionales y radiativos responsables de la excitación/desexcitación del CO_2 teniendo en cuenta los campos eléctricos asociados a los filamentos (streamers) de plasma de los Sprites así como los campos eléctricos que producen las descargas tipo Halo en la mesosfera.

Agradecimientos

Agradecemos la ayuda del Ministerio de Ciencia e Innovación (MICINN) a través del proyecto AYA2009-14027-C05-02 así como de la Junta de Andalucía a través del Proyecto de Excelencia FQM – 5965.

REFERENCIAS

1. Franz, R. C. *et al.*, Science **249**, 48 (1990).
2. Mende, S. B. *et al.*, Geophys. Res. Lett. **22**, 2633 (1995).
3. Hampton, D. L. *et al.*, Geophys. Res. Lett. **22**, 89 (1996).
4. Gordillo-Vázquez, F. J. J. Geophys. Res. **115**, A00E25, (2010)
5. Siefing, C. L., *et al.*, J. Geophys. Res. **115**, (2010).
6. Gordillo-Vázquez, F. J., Luque, A., J. Geophys. Res. (enviado) (2011)
7. Milikh, G.M., *et al.*, J. Atm. Terr. Phys., 60, 895 (1998).
8. Picard, R. H., *et al.*, Geophys. Res. Lett. **24**, 2635 (1997)
9. Pasko, V. P., *et al.*, J. Atm. Terr. Phys., 60, 863 (1998).

Colisiones de electrones con etileno

M.C. Fuss¹, A.G. Sanz, A. Muñoz², J.C. Oller², F. Blanco³, T.P.D. Do⁴, K. Nixon⁴, M.J. Brunger⁴, D. Almeida⁵, P. Limão-Vieira⁵, G. García¹

¹Instituto de Física Fundamental, Consejo Superior de Investigaciones Científicas; g.garcia@iff.csic.es.

²Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT); roldan@ciemat.es.

³Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad Complutense de Madrid, pacobr@fis.ucm.es.

⁴ARC Centre for Antimatter-Matter Studies, School of Chemistry, Physics and Earth Sciences, Flinders University (Australia), Michael.Brunger@flinders.edu.au.

⁵Atomic and Molecular Collisions Laboratory, Department of Physics, New University of Lisbon (Portugal), plimaovieira@fct.unl.pt.

El presente trabajo está dedicado a las diferentes interacciones de electrones con etileno (C_2H_4) que han sido investigadas en un amplio rango de energías. Empleamos una metodología mixta que combina medidas experimentales, cálculos teóricos y, por último, la revisión crítica de la literatura existente sobre el tema, con el objetivo de establecer una extensa base de datos de interacciones de electrones con C_2H_4 para energías comprendidas entre 1 eV y 10 keV. Estos datos de entrada son usados en nuestro código Monte Carlo LEPTS (Low Energy Particle Track Simulation, [1]) para llevar a cabo simulaciones del transporte de electrones en etileno y de los efectos producidos a nivel molecular.

Primeramente, se midieron espectros de pérdida de energía de electrones en dos rangos de energías diferentes (véase Figura 1). Con un dispositivo de haces cruzados, espectros diferenciales de alta resolución (~ 50 meV) fueron medidos para ángulos entre 15° y 90° y energías desde 14.5 eV a 50 eV en la Universidad de Flinders (Australia) [2]. Usando estos espectros, se calcularon las secciones eficaces diferenciales para la excitación electrónica en etileno. En Madrid, se obtuvieron distribuciones de energía perdida para energías incidentes entre 300 eV y 3 keV (energía perdida hasta 300 eV) y ángulos pequeños usando un aparato en modo de transmisión [3].

Para complementar estos datos experimentales, se calcularon secciones eficaces totales y diferenciales e integrales elásticas en el rango 1 eV - 10 keV. El método elegido SCAR (Screening-Corrected Additivity Rule) parte de los potenciales ópticos atómicos para representar la molécula en cuestión como suma de sus átomos, aplicando correcciones por apantallamiento [4] según la geometría molecular. En la Figura 2, se

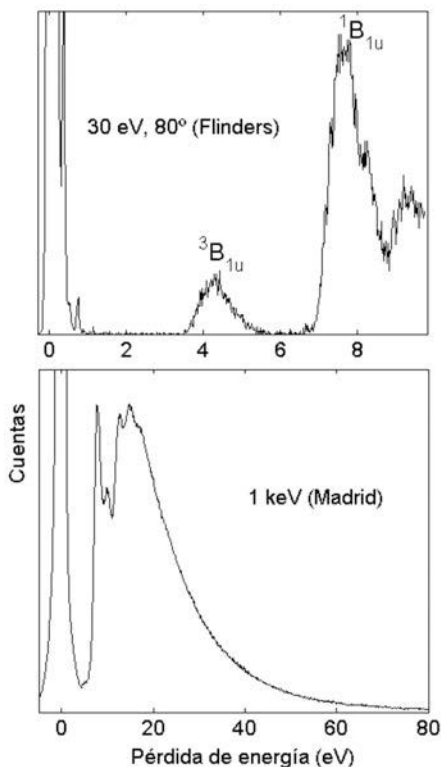


Figura 1. Ejemplos de los espectros de pérdida de energía de electrones obtenidos a diferentes energías.

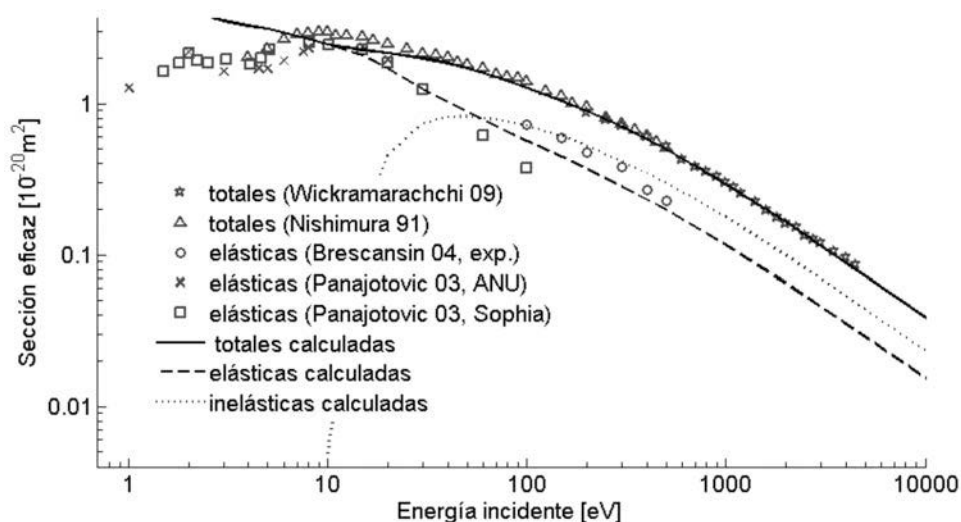


Figura 2. Secciones eficaces calculadas en este trabajo y comparación con datos experimentales disponibles en la bibliografía.

pueden ver las secciones eficaces integrales resultantes en comparación con los resultados experimentales de otros grupos.

Otra parte importante del presente estudio era la búsqueda y revisión de otros resultados relevantes publicados previamente. Estos son esenciales para poder elaborar una base de datos recomendados completa y consistente que contiene secciones eficaces integrales y diferenciales y la distribución de energía perdida en cada colisión para todas las posibles interacciones. Para ello, elegimos los valores de mayor consenso entre los datos disponibles para cada energía y tipo de interacción tomando en cuenta que la suma de secciones eficaces para cada tipo de evento debe ser la total.

Finalmente, se usó LEPTS con los datos recopilados anteriormente para simular las interacciones de electrones en etileno. Con este programa, se obtiene información muy detallada sobre los procesos ocurridos en cada punto de interacción, incluyendo su tipo, la energía perdida, y la posible generación de iones y electrones secundarios.

REFERENCIAS

1. Fuss M, Sanz A.G., Muñoz A., Blanco F., Téllez M., Huerga C., García G. (2010). Biomedical Engineering, Trends in Electronics, Communications and Software. InTech. p.277-294.
2. Thorn P.A., Brunger M.J., Teubner P.J.O., Diakomichalis N., Maddern T., Bolorizadeh M.A., Newell W.R., Kato H., Hoshino M., Tanaka H., Cho H., Kim Y.-K., *J. Chem. Phys.*, **126**, 064306 (2007)
3. Limão-Vieira P., Blanco F., Oller J.C., Muñoz A., Pérez J.M., Vinodkumar M., García G., Mason N., *Phys Rev. A* **71**, 032720 (2005)
4. Blanco F., García G., *Phys. Lett. A* **360**, 707 (2007); *J. Phys. B* **42**, 145203 (2009)

Comportamiento del material catódico evaporado en un arco de plasma a presión atmosférica

E. Muñoz-Serrano¹, D. Ortega², E. Casado³

¹Departamento de Física, Universidad de Córdoba; lf2musee@uco.es.

²Departamento de Física, Universidad de Córdoba; f92orhed@uco.es.

³Departamento de Física, Universidad de Córdoba; fa1caree@uco.es.

El arco de plasma es uno de los métodos más utilizados para generar un plasma térmico, y es empleado en una gran variedad de aplicaciones industriales: soldadura, corte, proyección por plasma-spray, etc. Nuestro interés se centra en las antorchas de plasma de argón de arco transferido que emplean cátodos termoiónicos binarios de tungsteno toriado. Este tipo de cátodos combina un alto punto de fusión del material refractario base, el tungsteno, que le permite trabajar a altos niveles de potencia, con una función de trabajo baja del dopante, el torio, que facilita la emisión electrónica de la superficie catódica y de esta manera disminuye la temperatura de trabajo.

El estudio de los fenómenos físicos que tienen lugar en la región catódica permite la optimización del funcionamiento de los cátodos binarios empleados en los diferentes procesos. El ritmo de erosión al que se encuentran sometidos los cátodos está influido por la evaporación de material catódico y su redeposición en la superficie catódica. El objetivo del presente este trabajo es analizar la dinámica de las partículas de material catódico evaporado en la región catódica.

El modelo físico elaborado considera que las propiedades de la región catódica no se ven afectadas por la presencia del material evaporado y los iones producidos de este material. Esta hipótesis fue corroborada en [1], donde se calculó la densidad de partículas de material catódico evaporado en la región catódica, observándose que ésta era inferior a la densidad de especies del plasma de argón. Por tanto, la región catódica formada por el plasma de argón puede ser modelada independientemente del material catódico evaporado. Puesto que las características de esta región son esenciales para el estudio de la dinámica del material evaporado, es necesario modelar esta zona en primer lugar, considerando que no existe evaporación.

Se ha adoptado un modelo unidimensional para describir la región catódica dado que las variaciones de las magnitudes físicas a través de esta región son mucho mayores que las variaciones en dirección transversal. Ubicaremos un eje de coordenadas X perpendicular al cátodo, con su origen en la superficie catódica y dirigido hacia el plasma.

El modelo empleado para describir la región catódica divide esta región en dos zonas: vaina y prevaina. Las especies consideradas son electrones, átomos neutros de argón e iones simplemente ionizados de argón (e^- , Ar , Ar^+). Se ha considerado una vaina no colisional. La prevaina ha sido descrita mediante un modelo de multifluidos [2], basado en la solución de las ecuaciones de continuidad y de transporte de Stefan-Maxwell para iones y átomos neutros, teniendo en cuenta el calentamiento de las partículas pesadas e introduciendo una velocidad del plasma para reproducir el flujo de gas presente en la antorcha de plasma que aleja las partículas de la superficie catódica. La cinética iónica está determinada por la ionización directa y por etapas, y por la recombinación a tres cuerpos con dos electrones. Por otra parte, la vaina ha sido modelada usando un modelo estándar no colisional basado en la solución de la ecuación de Poisson, donde

la densidad electrónica viene descrita por una distribución de Boltzmann y la densidad iónica es obtenida a partir de la solución de la ecuación de Boltzmann no colisional.

Una vez obtenidas las características de la región catódica del plasma de argón, ésta es considerada como un medio en el que las partículas evaporadas del cátodo se difunden y, una vez que alcanzan la prevaina, pueden ionizarse. Al ionizarse, sufren la acción del campo eléctrico presente en esta región, que las acelera hacia el cátodo. Combinando las ecuaciones de continuidad y de transporte de Stefan-Maxwell para átomos neutros evaporados de tungsteno y torio (W, Th) y para sus correspondientes iones (W^+ , Th^+), se obtiene una ecuación que nos permite calcular las densidades numéricas de átomos e iones de material evaporado a lo largo de la prevaina. Para el material evaporado, la creación de iones viene determinada por la ionización por impacto electrónico, que a su vez describe la pérdida de átomos neutros evaporados.

La solución del modelo físico descrito proporciona los perfiles a lo largo de la región catódica del campo eléctrico y de las densidades del resto de especies que existen en esta región: electrones, átomos neutros Ar, iones Ar^+ , átomos neutros W, átomos neutros Th, e iones W^+ y Th^+ . Como ejemplo de los resultados obtenidos, se muestra en la Figura 1 la densidad numérica de W, W^+ , Th y Th^+ en función de la distancia a la superficie catódica. Se puede observar que la concentración de dopante (Th) es superior a la del material base (W) en zonas cercanas a la superficie catódica que corresponden a la vaina, debido a su mayor presión de vapor. La mayor parte de átomos neutros evaporados son ionizados principalmente en el comienzo de la prevaina. En las zonas más alejadas de la superficie catódica únicamente iones W^+ están presentes, aunque en bajas concentraciones.

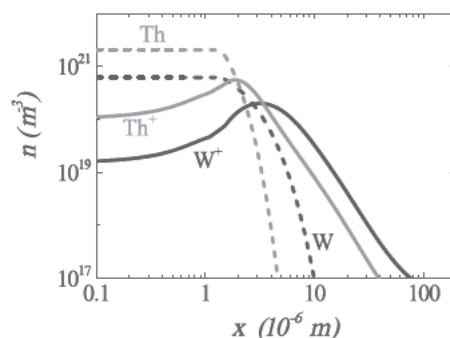


Figura 1. Distribución de átomos neutros e iones de material evaporado a lo largo de la región catódica.

REFERENCIAS

1. Ortega D., Sillero Marín J.A., Muñoz-Serrano E., Casado E., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **42**, 085202 (8pp) (2009)
2. Scharff F. H., Brinkmann R. P., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **41**, 185206 (8pp) (2008)

Control Deslizante del Voltaje por Vuelta en Tokamaks

M. Goretti Sevillano*, Izaskun Garrido, Aitor J. Garrido

Departamento de Ingeniería de Sistemas y Automática, Universidad del País Vasco; (*dirección de correspondencia) mgsevillano001@ikasle.ehu.es, izaskun.garrido@ehu.es, aitor.garrido@ehu.es.

En los últimos años, el desarrollo de la fusión nuclear como una alternativa a los combustibles fósiles y a la fisión nuclear ha provocado un creciente interés en solucionar los diferentes problemas de control que surgen en los reactores de fusión nuclear, como son los tokamaks. El objetivo de este trabajo es presentar un control deslizante para el seguimiento del voltaje por vuelta en un reactor de tipo Tokamak, utilizando como herramienta una integración ASTRA-Matlab orientada a control (ver [1]). La eficacia de la solución de control para superar las incertidumbres del sistema se establece mediante el análisis de estabilidad del sistema en lazo cerrado, que está garantizada en el sentido de Lyapunov. Los resultados de las simulaciones presentadas muestran que el controlador propuesto es robusto y susceptible de ser paralelizado. Por último, estos resultados se comparan con los obtenidos a partir de un esquema de control basado en los PID utilizados tradicionalmente con el fin de verificar que el controlador propuesto proporciona no sólo un mejor seguimiento, sino también una respuesta más rápida y suave a pesar de las perturbaciones e incertidumbres paramétricas.

La dinámica del sistema se puede expresar como $\dot{x}_i = -ax_i + b + cu$ donde $a = \frac{1}{\tau_i}$, $b = \frac{1}{\tau_i}x_i|_{t=0}$ y $c = \frac{K_i}{\tau_i}$ (ver [2]). Añadiendo incertidumbres al sistema esta ecuación se puede describir como $\dot{x}_i = -(a + \Delta a)x_i + (b + \Delta b) + (c + \Delta c)u$, donde se asume que los términos Δa , Δb e Δc son desconocidos pero acotados. Suponiendo que el error está definido como $e(t) = \hat{x}(t) - x^*(t) = x(t) - x^*(t) - \tilde{x}(t)$ donde $\tilde{x}(t) = x(t) - \hat{x}(t)$ es el error de estimación y $x^*(t)$ se refiere al seguimiento del voltaje por vuelta, se define como superficie deslizante $S(t) = e(t) - \int_0^t (k - a)e(\tau)d\tau$, donde los valores de los parámetros de la ley de control de deslizamiento se han elegido para dos diferentes ganancias de conmutación (ver [3]).

SMC1	$k = -30$	$\beta = 20$
SMC2	$k = -30$	$\beta = 40$

Tabla 1. Parámetros de los controles deslizantes

En los ejemplos, se considera que el voltaje por vuelta se controla manipulando la corriente de plasma. La función que mide la evolución del rendimiento del control propuesto se define en términos del error entre el valor de referencia deseado para el voltaje por vuelta y el valor obtenido de la salida del sistema como $J(t) = \int e^2(\tau)d\tau$ y se compara el rendimiento del control deslizante con respecto a otros controladores tradicionales PID.

Se puede observar en la Figura 1 que la función de la evolución de rendimiento para el SMC2 presenta un valor más bajo que el de la SMC1 como cabe esperar debido a que este segundo control presenta un chattering menor y una mejora en la velocidad

de respuesta del sistema. También se puede observar que el valor de la función de la evolución del rendimiento para el caso del controlador PID es más alto que el de los controladores de modo deslizante. Esto es debido a que, si bien el control PID ha sido adecuadamente sintonizado, este no tiene capacidad para tratar las incertidumbres que han sido consideradas del 20%. Por esta razón, aunque en todos los casos el error acumulado medido con la función de coste definida con anterioridad presenta un comportamiento creciente, la tasa de crecimiento es mucho mayor para el controlador PID que para los controladores SMC. Por lo tanto, cabe señalar que aunque los controladores SMC se ajustan suficientemente a la entrada de referencia deseada, las funciones de la evolución del rendimiento presentan este comportamiento monótonamente creciente debido al fenómeno no deseado de chattering en las señales de error.

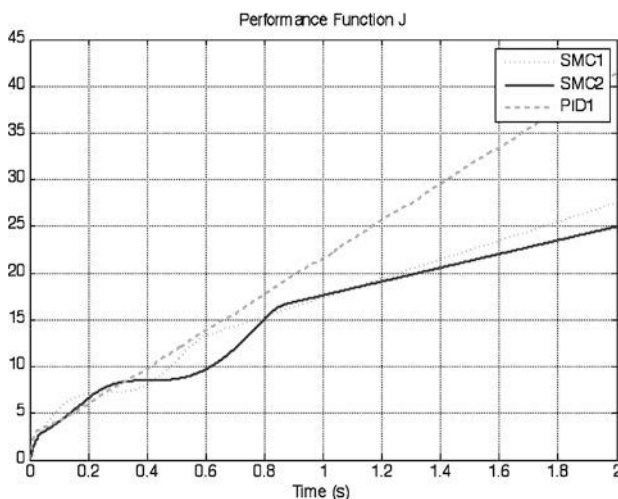


Figura 1. Función de rendimiento para dos controles deslizantes y un control PID

REFERENCIAS

1. Sevillano, M.G., Garrido, I., Garrido, A.J. Control-oriented Automatic System for Transport Analysis (ASTRA)-Matlab integration for Tokamaks. *Energy*. in press. DOI :10.1016/j.energy. 2011.02.022 (2011).
2. Romero, J.A., de la Cruz, J.M., Dobbing, T., Ellis, J. Fisher, B., King, Q.A., Söldner, F., Zornig, N. Real time current profile control at JET. *Fusion Engineering and Design* 1, **43**, 37-58 (1998).
3. Barambones, O., Garrido, A.J., Maseda, F.J. Integral sliding-mode controller for induction motor based on field-oriented control theory. *IET Control Theory and Applications* 1, **3**, 786-794 (2007).

Densidad de estados metaestables y resonantes en un plasma de Ar-He a presión atmosférica

J. Muñoz¹, J. Margot¹, M.D. Calzada²

¹Groupe de Physique des Plasmas, Département de Physique, Université de Montréal, joelle.margot@umontreal.ca.

²Grupo de Espectroscopía de Plasmas, Universidad de Córdoba; md.calzada@uco.es.

En los últimos años, los plasmas a presión atmosférica han sido objeto de creciente atención por las ventajas que ofrecen en su aplicación en diferentes campos tecnológicos como, por ejemplo, el del análisis de muestras químicas. En este campo, un plasma es una excelente fuente de excitación que permite a la identificación cualitativa y la medida cuantitativa de los componentes de una muestra mediante técnicas espectroscópicas de emisión.

En los estudios realizados hasta la fecha, uno de los principales mecanismos de excitación e ionización de elementos en un plasma es el denominado excitación/ionización Penning, en el que los átomos en estado metaestable del gas plasmógeno juegan un papel destacado. Entre los diferentes gases, el argón es el gas más comúnmente utilizado en espectrometría analítica, siendo la energía de los estados metaestables y excitados igual o superior a 11.5 eV. Por otra parte, en el caso del helio, la energía de dichos niveles es superior a 19.8 eV por lo que el He se considera como el gas más adecuado para la excitación de muestras en plasmas. Sin embargo, crear y mantener un plasma de He a presión atmosférica requiere potencias superiores a 1 kW. Por ello, la utilización de mezclas Ar-He como gas plasmógeno se comienza a considerar como una alternativa a los plasmas de helio en espectrometría analítica.

En este trabajo se presentan los resultados obtenidos en la medida de la densidad de estados metatesables y resonantes (estados 4s) en plasmas de microondas Ar-He generados a presión atmosférica; estados que, tal y como ya se ha comentado anteriormente, juegan un papel fundamental en la excitación de muestras por un plasma; de ahí el interés en su determinación. Para estas medidas se utilizaron técnicas espectroscópicas de absorción, siendo necesario el concurso de una fuente externa de radiación.

El dispositivo experimental para la generación del plasma es similar al utilizado en [1]. Los plasmas se generaron en tubos de cuarzo de 2 y 3 mm de radio interno y externo, respectivamente. La potencia de microondas (2.45 GHz) fue suministrada por un generador Gerling GL114 y acoplada al plasma mediante un dispositivo tipo *surfaguia* con valores entre 150 y 420 W. Se utilizaron varias mezclas de gases Ar y He de alta pureza, manteniendo un flujo total de 1 l/min y con proporciones de He hasta un 15% en la mezcla. La fuente externa de radiación utilizada fue una lámpara de Ar a presión reducida (Philips 91300E) que permite la aplicación del método de absorción en la medida de los estados 4s del Ar en plasmas a presión atmosférica y en los que las líneas espectrales presentan perfiles Voigt. La radiación emitida por la lámpara se paralelizó y dirigió hacia el plasma utilizando una lente y tras su paso a través del plasma se enfocó hacia una fibra óptica mediante una segunda lente. Esta fibra óptica se llevó hasta un espectrómetro AvaSpec 3648 con una resolución de 0.06 nm y que fue utilizado en el registro de la radiación. Con objeto de colimar los haces de luz procedentes de la lámpara y del plasma, se emplearon dos diafragmas interpuestos entre la lámpara y la primera lente y entre la descarga y la segunda lente.

En la medida de los estados 4s se emplearon diversas líneas de Ar emitidas por los plasmas generados. En particular, para el estado 3P_2 las líneas 763.5, 801.4 y 811.5 nm, para el estado 3P_1 las líneas 738.3 y 810 nm y para el estado 3P_0 la línea 794.8 nm. En la figura 1 se muestran los resultados obtenidos en la medida de las poblaciones de estos estados en función de la proporción de He en la mezcla Ar-He utilizada como gas plasmógeno.

Los valores encontrados para el caso de un plasma de Ar puro (0% He) son comparables a los obtenidos en otros estudios mediante modelización teórica [2] o métodos de autoabsorción [3] para plasmas generados en condiciones operativas similares. Se observa un considerable descenso de las poblaciones de los estados 4s hasta un 5% de He; porcentaje a partir del cual las poblaciones tienden a ser constantes hasta el 15%. Este comportamiento es similar al observado, en este tipo de plasmas de Ar, para la densidad electrónica y la población de estados excitados [1].

En el caso de los niveles 4s del Ar, su población se debe, por una parte, a excitación directa desde el nivel fundamental de los átomos y por otra a través del proceso de recombinación disociativa de los iones moleculares del Ar. En plasmas Ar-He a presión atmosférica, las colisiones de los electrones de la cola de la Función de Distribución de Energía de los Electrones (FDEE) con los átomos de He se ve favorecida frente a colisiones con el Ar, de ahí que disminuya la población de estados metaestables y resonantes por excitación directa desde el fundamental. Por otra parte, en estos plasmas, la temperatura del gas sufre un incremento al aumentar la proporción de He, favoreciéndose la formación de iones atómicos frente a la de iones moleculares del Ar [4]. Consecuentemente, la población de los estados metaestables y resonantes del Ar por recombinación disociativa también se verá afectada. De esta forma, la presencia de He en el gas plasmógeno lleva a una disminución de la población de los estados 4s del Ar. La influencia de esta menor población de estados en la capacidad de excitación/ionización de muestras por un plasma de microondas a presión atmosférica aún no ha sido estudiada constituyendo uno de los objetivos de colaboración entre el grupo español y canadiense al que pertenecen los firmantes del trabajo.

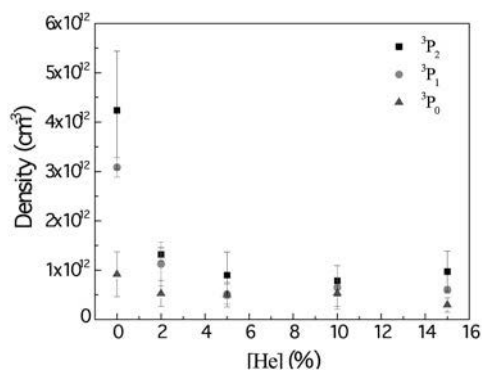


Figura 1. Densidad de átomos en niveles metaestables (3P_2 y 3P_0) y resonantes (3P_1) como función de la concentración de helio.

REFERENCIAS

1. Muñoz J, Calzada M.D., J. Phys D.: Appl. Phys, 41 (2008) 1352038
2. Sáinz A, Margot J, García MC, Calzada MD, J. Appl. Phys. 97 (2005) 1133058.
3. Santiago I, Calzada MD, IEEE Trans. Plasma Phys. 37 (2010) 790-796
4. Kabouzi Y, Graves DB, Castañón-Martínez E, Moisan M, Phys. Rev. E 75 (2007) 016402

Subvención: ENE2008-01015/FTN (Spain) y Postdoctoral Position (U. Montréal)

Descargas eléctricas en la alta atmósfera

A. Luque¹, F.-J. Gordillo-Vázquez²

¹Departamento de Sistema Solar, Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC); aluque@iaa.es.

²Departamento de Sistema Solar, Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC); vazquez@iaa.es.

La descarga eléctrica de una nube de tormenta frecuentemente va acompañada de una descarga casi simultánea en la alta atmósfera. Estas descargas, situadas en la mesosfera entre unos 50 y unos 90 kilómetros de altura son visibles como breves pero intensos destellos conocidos genéricamente como eventos luminosos transitorios (*Transient Luminous Events*, TLEs). Los TLEs fueron observados por primera vez en 1989 [1] pero ya habían sido predichos teóricamente en 1925 por C. T. R. Wilson [2]. Wilson observó que el campo eléctrico necesario para iniciar una descarga eléctrica en el aire, llamado campo de ruptura dieléctrica, es proporcional a la densidad de aire y por tanto decrece exponencialmente con la altura; en cambio, el campo eléctrico creado por la descarga de una nube es aproximadamente dipolar y decae más lentamente. Existe por tanto una altura en la que el campo supera al campo de ruptura y se inicia una descarga eléctrica.

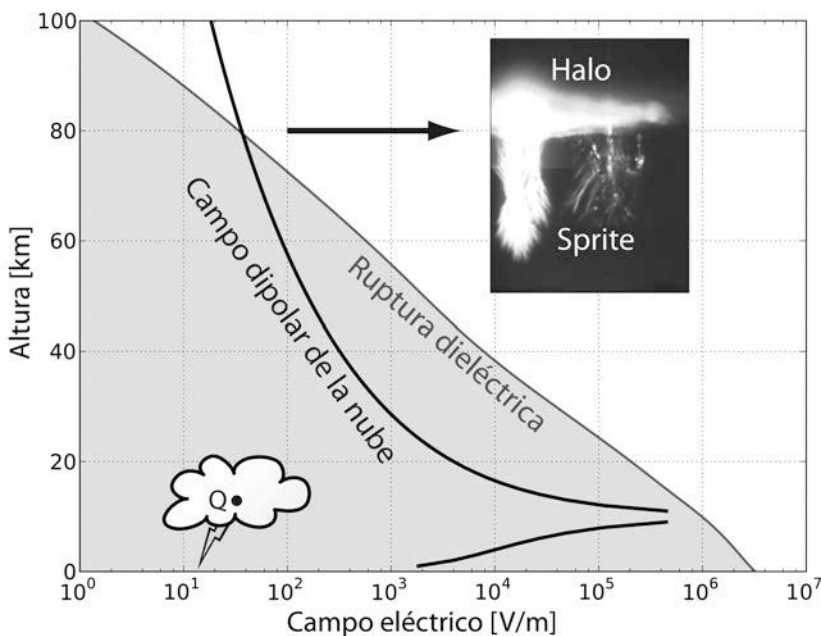


Figura 1. Esquema simplificado de los campos eléctricos en una descarga en la alta atmósfera. El campo de ruptura dieléctrica es proporcional a la densidad del aire y por tanto decrece exponencialmente con la altura. El campo creado por la descarga de un rayo es dipolar. En el punto en que ambos campos se igualan (aquí a unos 80 km) se inicia una descarga, con una parte difusa (halo) y una filamentosa (sprite).

Las formas de TLEs más frecuentes son los *halos* y los *sprites*. Los *halos* son descargas de tipo difuso, entre 80 y 90 km de altura y con un diámetro de hasta 100 km. Los *sprites* son descargas filamentosas de tipo *streamer*, compuestas de decenas de canales que se extienden desde aproximadamente 50 km hasta los 80 km. Los *halos* y los *sprites* a veces aparecen juntos, con una transición abrupta entre ambos [3] pero también han sido observados por separado.

En esta charla, tras una breve introducción a la física de los TLEs como plasmas no térmicos, presentaremos algunos resultados recientes acerca del modelado y el análisis de estos fenómenos:

1. Los *streamers* que componen un *sprite* presentan un carácter fuertemente no-lineal. Aunque esto dificulta notablemente su estudio, pues les otorga un comportamiento caótico e irregular, también los hace especialmente sensibles a las condiciones pre-existentes en la mesosfera. Esta característica podría hacerlos valiosos como sondas para estudiar remotamente la física de la mesosfera, una de las capas menos estudiadas de la atmósfera terrestre.

Por ejemplo, en un trabajo reciente [4] mostramos cómo pequeñas inhomogeneidades en la densidad pre-existente de electrones libres, con un tamaño de unas decenas de metros, pueden revelarse en un *sprite* como emisiones luminosas que persisten mucho más que la emisión principal del *sprite* y que en la literatura son conocidas como *sprite beads*.

2. El estudio detallado de los espectros de emisión de *sprites* y *halos* [5,6] es otro elemento que puede ayudarnos a conocer con más detalle las condiciones físicas de la mesosfera y la influencia que sobre ella puede ejercer la actividad de una tormenta eléctrica en la troposfera.

REFERENCIAS

1. Franz, R.C. *et al.*, *Science* **249**, 48 (1990).
2. Wilson, C. T. R., *Proc. Phys. Soc. Lond.* **37**, 32D (1925).
3. Luque, A., Ebert, U., *Nat. Geosci.*, **2**, 757-760 (2009).
4. Luque, A., Gordillo-Vázquez, F. J., *Geophys. Res. Lett.*, **38**, L04808 (2011).
5. Luque, A., Gordillo-Vázquez, F. J., *J. Geophys. Res.*, **116**, A02306 (2011).
6. Gordillo-Vázquez, F. J., Luque, A., Simek, M., submitted to *J. Geophys. Res.*

Diagnostic tools for probing hot magnetically confined plasmas

K. J. McCarthy

Laboratorio Nacional de Fusión, CIEMAT, E-28040 Madrid, Spain; kieran.mccarthy@ciemat.es

In recent years interest in magnetically confined fusion has been raised due to a developing awareness of the growing energy supply problem as well as to the launch of the International Tokamak Experimental Reactor (ITER) project in 2006.² This project is an international scientific and technological collaboration, involving the European Union, China, India, Japan, Russia, South Korea and the United States, which is aimed at demonstrating the scientific viability of fusion as a viable future energy source. The ITER device is based on the tokamak concept, one of two scientific-technological solutions that have been developed to confine high temperature plasmas in equilibrium in a torus. In tokamaks, equilibrium is achieved by a combination of magnetic fields produced by external coils and by driving a current through the plasma. On the other hand, the stellarator concept relies on external coils with complicated geometry to generate a stable equilibrium. Although tokamaks and stellarators share much common physics and technology, their development has not been parallel. At present, the stellarator concept is further from the final objective due mainly to the complexity of construction. However, as well as intrinsic stability, the stellarator has the advantage that it can be operated continuously, thereby simplifying both control and security. Indeed, while the tokamak may be an ideal prototype to demonstrate the viability of fusion it is possible that the stellarator will become the favoured configuration for future commercial power plants.

Since fusion research began in the 1950's, magnetically confined plasma devices have been built in many countries, including Spain, where the TJ-II stellarator (Fig. 1) has been operated since 1998.¹ In all cases, progress has required diagnostics to provide insights into the physical processes taking place within the plasma. In general, it is a prerequisite that as many plasma parameters as possible are diagnosed simultaneously, preferably with temporal and spatial resolutions smaller than the typical time and length scales of plasma instabilities. Moreover, constraints imposed on diagnostics are quite severe, for instance the electron temperature, T_e , can range from several eV at the edge to several keV in the core whilst the electron density, n_e , may range from 10^{17} to 10^{21} m⁻³. Thus a broad range of techniques are needed, *e.g.* electric probes, magnetics, spectroscopy (infra-red through X-ray), laser-aided diagnostics, and particle diagnostics.³ Finally, the harsh environment and the high vacuum conditions encountered in such devices, as well as limited space and access, require that diagnostic systems are immune to electromagnetic interference and ground loops, are radiation hard (this being most critical for large machines), are compact, or can be withdrawn to locations well separated from the device, and can be operated remotely with high reliability.

The TJ-II is a heliac-type stellarator device with a major radius of 1.5 m and an average minor radius of ≤ 0.22 m.¹ Its magnetic field ($B_0 \leq 1$ T) is generated by a system of poloidal, toroidal and vertical field coils. Plasmas created with hydrogen, $t_{\text{pulse}} \leq 250$ ms, are heated using 2 gyrotrons operated at 53.2 GHz, the 2nd harmonic of the electron cyclotron resonance frequency ($P_{\text{ech}} \leq 600$ kW), so central n_e and T_e up to 1.7×10^{19} m⁻³ and 2 keV (1 eV = 1.1×10^4 K), respectively, are achieved. Additional heating by the in-

jection of accelerated neutral hydrogen atoms (≤ 31 kV) from 2 neutral beam injectors provides up to 1 MW for ≤ 100 ms so that n_e up to $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ is attained. Finally, the TJ-II possesses a complicated vacuum-vessel geometry, a bean-shaped plasma cross-section and a fully 3-dimensional plasma structure. Nonetheless, it has excellent diagnostic access (96 portholes) and is equipped with a large set of modern diagnostics.⁴

At its simplest, plasma is a gaseous assembly of electrons, ions and neutrals. In order to hold it together for long enough to create highly ionized states it is confined by taking advantage of the fact that it is composed of charged particles. In the presence of magnetic fields they follow the field lines so by bending such lines around to close on themselves, as in a torus, the plasma can be confined for sufficient time. However, such plasmas are not uniform, rather they are hotter and denser towards the centre. Moreover, impurities that originate from leaks in vacuum couplings, from sputtering or out-gassing from the vacuum vessel walls or from components used in

diagnostic systems, can penetrate into the plasma where they become ionized, the different ionization stages adopting a distribution of concentric shells. Although impurities dilute and cool the plasma, studying the discrete spectral line radiation from bound-bound transitions, in particular their relative characteristics (width, shift, shape, splitting, ratios and polarization) provide powerful probes.

Diagnostic systems employed to study hot plasmas can generally be divided into two groups, termed passive and active. In the first instance, passive systems are set-up to collect electromagnetic radiation or escaping particles, without causing a perturbation to the plasma, and convert and amplify detected signals to voltage traces that can be analysed at a later time. Whilst passive systems produce important data (*e.g.* $H\alpha$ monitors to study plasma edge physics,⁵ spectroscopy to identify and follow the evolution of impurities,⁶ Electron Cyclotron Emission radiometry to obtain T_e values at a set of plasma radii,⁷ X-ray monitors to measure T_e and to detect suprathermal electron populations,⁸ neutral particle analysers to obtain ion temperature profiles,⁹ or magnetic diagnostics such as Rogowski coils, Diamagnetic loops and Mirnov coils to measure plasma current, plasma kinetic energy and magnetic field fluctuations, respectively¹⁰), active systems, that produce an external stimulation, provide crucial information for detailed and advanced studies. In the TJ-II, numerous active systems are currently operated. For instance, these involve laser light (to obtain central n_e and T_e profiles by Thomson Scattering,¹¹ and to obtain line-integrated electron densities by two-colour interferometry¹²), impurity injection (to determine viscosity and diffusivity coefficients plus particle confinement times and impurity accumulation by Laser Ablation),¹³ a Gas Puff (to study edge turbulence with a $H\alpha$ filter and fast camera),¹⁴ a narrow beam of accelerated neutral hydrogen (to obtain impurity ion temperature, T_i , and velocity profiles¹⁵ as well as electric fields by Charge Exchange Recombination Spectroscopy), a narrow beam of accelerated heavy charged particles (to obtain plasma potential profiles using a Heavy Ion Beam Probe having Cs^+ ions accelerated to 150 keV),¹⁶ a pulsed he-

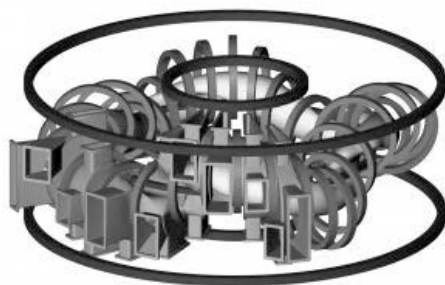


Figure 1. An artistic perspective of the TJ-II device showing the plasma (yellow), part of the vacuum vessel (grey) and the magnetic field coils (shades of blue).

lithium beam (to obtain n_e , T_e and T_i at the plasma edge by the Line Ratio method),¹⁷ and microwaves (to study plasma fluctuations and radial electric fields by Doppler Reflectometry,¹⁸ and to obtain density profiles by AM Reflectometry)¹⁹. In addition, probe based diagnostics (Langmuir or Mach)²⁰ are employed on TJ-II to study the plasma edge. In all cases it is a requisite that perturbations are minimal in order to avoid altering the parameter(s) of interest to be measured. Finally, new diagnostics continue to be developed and installed. In the near future, a Pellet Injection system (to study transport, instabilities and rationals by studying $H\alpha$ intensity variations),²¹ a Beam Emission Spectroscopy system (to study plasma density fluctuations using beam stimulated $H\alpha$ light),²² and a second HIBP will become operational thereby further increasing the scientific return of this device.

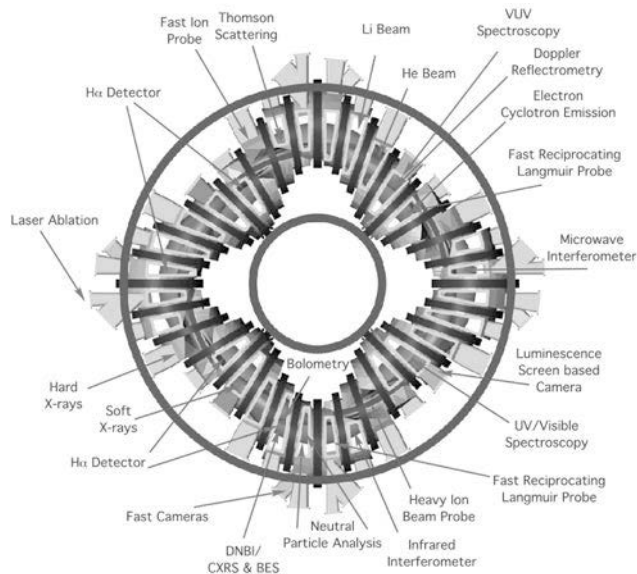


Figure 2. Schematic overhead view of TJ-II showing the locations of its main diagnostics. The plasma (purple), the vacuum vessel (grey) and the magnetic fields coils (blue & yellow) are shown.

1. Sánchez, J. et al., *Nucl. Fusion* 49, 104018 (2009).
2. <http://www.iter.org/>
3. Hutchinson, I. H., *Principles of Plasma Diagnostics*, Cambridge University Press, New York, (1987).
4. Sánchez, J. et al., *J. Plasma Fusion Res.*, Series, 1, 338-340 (1998).
5. Tafalla, D. et al, Informe Técnico Ciemat 850, Madrid (1998).
6. McCarthy, K. J. et al., *Europhys. Letts.* 63, 49-55 (2003).
7. de la Luna, E. et al., *Rev. Sci. Instrum.* 72, 379-382 (2001).
8. Medina, F. et al., *Rev. Sci. Instrum.* 70, 642-644 (1999).
9. Jiménez-Gómez, R. et al., *Fusion Sci. Tech.* 51, 20-30 (2007).
10. Fontdecaba, J. M. et al., *Plasma and Fusion Research* 5, S2085 (2010).
11. Herranz, J. et al., *Fusion Eng. Des.* 65, 525-536 (2003).
12. Acedo, P. et al., *Rev. Sci. Instrum.* 75, 4671-4676 (2004).
13. Zurro, B. et al., *Rev. Sci. Instrum.* 75, 4231-4233 (2004).
14. Alonso, J. A. et al., *Fusion Sci. Tech.* 50, 301-306 (2006).
15. Carmona, J. M. et al., *Fusion Sci. Tech.* 54, 962-969 (2008).
16. Bondarenko, I. S. et al., *Rev. Sci. Instrum.* 72, 583-585 (2001).
17. Guzmán, F. et al., *J. Nucl. Mat.* 390-391, 1127-1130 (2009).
18. Happel, T. et al., *Rev. Sci. Instrum.* 80, 073502 (2009).
19. Estrada, T. et al., *Plasma Phys Control. Fusion* 43, 1535-1545 (2001).
20. Pedrosa, M. A. et al., *Rev. Sci. Instrum.* 70, 415-418 (1999).
21. McCarthy, K. J. et al., *Rev. Sci. Instrum.* 79, 10F321 (2008).
22. McCarthy, K. J. et al., *Proc. 38th EPS Conf. Plasma Physics*, Strasbourg, France.

Diagnóstico y modelado de plasmas fríos de H_2 puro y en mezclas con D_2 , Ar y N_2

I. Tanarro, V. J. Herrero, E. Carrasco, M. Jiménez-Redondo

Instituto de Estructura de la Materia, IEM-CSIC; itanarro@iem.cfmac.csic.es

Los plasmas de hidrógeno a baja temperatura, bien en estado puro o en mezcla con otros gases o isótopos, han demostrado ser de suma importancia en dispositivos de fusión controlada, en técnicas de procesamiento de superficies asistido por plasma, así como en la composición de las ionosferas planetarias y en la del propio espacio interestelar.

La formación de H_2 u otras variantes isotópicas, y la generación de nuevas especies a partir de diferentes tipos de átomos y radicales mediante reacciones en superficie, juegan un papel determinante en el problema del reciclado de combustible en los reactores de fusión [1] y en el contenido en hidrógeno de diferentes recubrimientos. Por otra parte, la existencia de reacciones heterogéneas sobre las superficies de granos de polvo interestelar podría contribuir a explicar el rico contenido en moléculas, a veces altamente complejas, encontrado en el espacio [2]. Además, las interacciones ión-molécula a partir de reacciones sin barrera en fase gas, que se dan incluso a las temperaturas más bajas, resultan esenciales en multitud de procesos donde otros mecanismos alternativos basados en altas presiones o altas temperaturas quedan absolutamente descartados.

En este trabajo se presentan experimentos y cálculos teóricos de diferentes plasmas generados en descargas luminiscentes a bajas presiones ($\sim 0.7 - 7$ Pa) de hidrógeno puro o mezclado con deuterio en distintas proporciones, así como de hidrógeno con pequeñas concentraciones de argón o nitrógeno. Las descargas se han producido en un reactor de cátodo hueco de acero inoxidable alimentado por corriente continua, en flujo continuo de gas. El diagnóstico de los plasmas se ha llevado a cabo mediante espectrometría de masas cuadrupolar de neutros y de iones, espectroscopía visible de emisión y sondas de Langmuir [3]. A fin de explicar los resultados obtenidos, se han elaborado modelos cinéticos relativamente sencillos para los distintos plasmas, que incorporan las reacciones homogéneas y heterogéneas más significativas, basados en la resolución de sistemas de ecuaciones diferenciales dependientes del tiempo, desde el momento del encendido de la descarga hasta alcanzar el estado estacionario.

Algunos de los resultados más significativos de nuestro estudio son los siguientes:

La temperatura del gas en estos plasmas, entendida a partir de las distribuciones de energía translacional (y rotacional para el caso de moléculas) de las especies pesadas, es prácticamente idéntica a la temperatura ambiente (~ 300 K). Algunos niveles vibrationales se encuentran sin embargo con temperaturas equivalentes mayores (~ 3000 K).

La densidad electrónica se sitúa en torno a 10^{10} cm^{-3} en todos los casos. La temperatura electrónica (suponiendo una distribución de Maxwell) de los plasmas de hidrógeno (o de H_2/D_2) aumenta muy notablemente al disminuir la presión, con valores que abarcan de 2 a 8 eV [3]. Sin embargo, la incorporación de pequeñas proporciones de especies pesadas como Ar o N_2 ($\sim 10\%$) provoca una reducción de estas temperaturas electrónicas hasta prácticamente la mitad [4].

En descargas de $H_2 + \text{Ar}$, la justificación de las proporciones de iones encontradas experimentalmente y, en particular, la aparición de concentraciones de Ar^{++} inesperadamente altas para las temperaturas electrónicas medidas, solo puede explicarse por

la existencia en este caso de pequeñas proporciones de electrones adicionales de alta energía [4].

La disociación molecular por impacto electrónico del H_2 da lugar a un alto contenido en átomos de hidrógeno, que alcanza en estado estacionario proporciones superiores al 10% [3].

La posterior recombinación de átomos en la superficie metálica resulta altamente eficiente y, en el caso de plasmas de H_2 y D_2 , se manifiesta en una gran producción de HD, aparte de la regeneración de los precursores, H_2 y D_2 , que son indiscernibles de los gases provenientes del flujo de entrada [5].

En plasmas de H_2 con pequeñas proporciones de N_2 , la recombinación en superficie de átomos y radicales NH_x da lugar asimismo a una significativa formación de NH_3 , cuyas concentraciones alcanzan valores próximos a los del N_2 restante [5].

El análisis de las distribuciones de iones obtenidos en nuestras descargas pone de manifiesto el predominio de iones H_3^+ , D_3^+ y sus variantes isotópicas, o de ArH^+ , NH_4^+ y N_2H^+ (según la mezcla binaria precursora), como resultado de reacciones de protonación. Estos procesos se ven muy influidos por la competencia entre la ionización directa de las especies neutras (cuyos coeficientes de reacción dependen fuertemente de la temperatura electrónica) y las reacciones homogéneas sin barrera ión-molécula (cuyos coeficientes presentan valores muy elevados, $\sim 10^{-9} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$, a temperatura ambiente).

Debido a la diferencia de masa, y con ello a su distinta velocidad de pérdida en las paredes del cátodo, los iones más pesados alcanzan en el plasma concentraciones mucho mayores que las que corresponderían a las proporciones de neutros en la mezcla precursora.

La comparación de los datos experimentales con los resultados de nuestros correspondientes modelos cinéticos muestra en general acuerdos muy satisfactorios que permiten comprender mejor la relevancia de los distintos procesos individuales y extrapolar en determinadas condiciones a un rango de situaciones más amplio.

REFERENCIAS

1. G. Federici et al, Nucl. Fusion, **41**, 1967 (2001).
2. E. Herbst, Chem. Soc. Rev., **30**, 168 (2001).
3. I. Méndez, F. J. Gordillo-Vázquez, V. J. Herrero, I. Tanarro, J. Phys. Chem. A, **110**, 6060-6066 (2006).
4. I. Méndez, V. J. Herrero, I. Tanarro, Phys. Chem. Chem. Phys., **12**, 4239 – 4245 (2010).
5. M. Jiménez-Redondo, E. Carrasco, V. J. Herrero, I. Tanarro "Isotopic exchange processes in cold plasmas of H_2/D_2 mixtures" Phys. Chem. Chem. Phys., doi:10.1039/C1CP20426B.

El presente trabajo ha sido financiado por el MICINN de España bajo los proyectos FIS 2007-61686, FIS2010-16455 y CSD2009-00038. EC agradece la financiación del MICINN bajo el programa JdC.

Diagnósticos en plasmas de baja temperatura

A. Sola y A. Gamero

Departamento de Física, Universidad de Córdoba; fa1sodia@uco.es y fa1garoa@uco.es.

En el estudio de los plasmas resulta crucial el control directo (experimental) de la medida de las diversas magnitudes físicas que los caracterizan, tanto desde el punto de vista de sus propiedades electrodinámicas como a escala de las partículas que los constituyen. De forma general, se denomina Diagnóstico de Plasmas a la parte de la Física de Plasmas que se ocupa de estas medidas, y por Técnicas de Diagnóstico al conjunto de teorías, modelos y experiencias que las posibilitan, tanto si se trata de diagnósticos en plasmas de alta como de baja temperatura. A lo largo de los años, se han desarrollado distintas técnicas de diagnóstico que podemos agrupar dentro de la siguiente clasificación, de forma simplificada:

- a) Diagnóstico por sondas,
- b) Diagnóstico por cavidades resonantes, guías de onda y antenas;
- c) Diagnóstico interferométrico, tanto de láser como de microondas;
- d) Diagnóstico espectroscópico, óptico y de masas;
- e) Diagnóstico por interrupción, en los transitorios de creación y extinción.

Cada una de las técnicas de diagnóstico agrupadas en la anterior clasificación permite el conocimiento directo o indirecto de las magnitudes de interés; esto es, de las que caracterizan al plasma y su estado. Básicamente, todas estas magnitudes pueden conocerse si se determinan:

– la densidad electrónica del plasma n_e (o número medio de electrones libres por unidad de volumen) y la densidad iónica n_i . Bajo la condición de cuasi-neutralidad eléctrica, $n_e \approx n_i$ (dentro de la esfera de Debye, esto no es cierto), aunque si existen distintos tipos de iones entre las partículas que constituyen el plasma se cumple que $n_i = n_a^+ + n_a^{++} + \dots + n_m^+ + \dots + (-n^-)$, donde aparecen las densidades de iones atómicos (a) y moleculares (m), una o varias veces ionizados, así como la densidad de iones negativos.

– las densidades o poblaciones de especies no ionizadas, tanto atómicas como moleculares, que se encontrarán distribuidas sobre algunos de sus estados excitados. Las especies iónicas anteriores también podrán encontrarse excitadas aun que con bastante frecuencia se simplifica el problema aceptando que en plasmas de baja temperatura se encuentran en su estado fundamental.

– la temperatura electrónica T_e resultado del tipo de equilibrio existente para los electrones libres que se encuentran en interacción con el resto de las partículas del plasma. Con frecuencia, esta temperatura se corresponde con una distribución Maxwelliana de energía de los electrones (*FDEE*), aunque no siempre es así. Los electrones son las partículas más ligeras (de menor masa) en el plasma.

– la temperatura de las especies o partículas pesadas (neutros e iones), con frecuencia bastante menor que la temperatura electrónica. Nos referiremos a ella con el nombre genérico de temperatura del gas plasmógeno T_{gas} , y es menor que T_e . La desigualdad de estas temperaturas en el plasma implica algún tipo de separación del equilibrio termodinámico completo en el que sabemos que existe una única temperatura para todos los balances existentes en el seno del plasma, cualesquiera que éstos sean. Tanto T_e como T_{gas} son temperaturas cinéticas.

– cualquier otro tipo de temperatura que pudiera definirse en el plasma desde el punto de vista estadístico para el equilibrio de intercambio de energía en otros procesos. Podremos hablar así de la temperatura rotacional T_{rot} , vibracional T_{vib} , de excitación T_{exc} , de ionización T_{ion} , etc. En lo que sigue, presentaremos algunos aspectos generales de las técnicas de diagnóstico de plasmas, así como una clasificación de ellas.

Atendiendo a las características que las técnicas o métodos de diagnóstico pueden tener, distintos criterios no excluyentes podrán dar lugar a distintas clasificaciones de las mismas. No obstante, presentaremos una clasificación basada en la tradición científica en Física de Plasmas, que desde principios del siglo XX ha llegado a nuestros días. Con independencia su carácter, en referencia expresa a las técnicas o diagnósticos experimentales, las clasificaremos dentro de alguna de estas categorías:

Diagnóstico por sondas eléctricas, simples o dobles, estáticas o dinámicas, y nos permitirán una diagnosis local muy completa de los plasmas a baja presión. Las sondas electrostáticas no son sino finísimos conductores filiformes o láminas metálicas que introducimos en el interior del plasma y que polarizamos a distintos valores del potencial eléctrico respecto al plasma o respecto a otra referencia, de forma continua o variable, que pueden capturar carga eléctrica del plasma en forma de corrientes. También existen las sondas magnéticas sensibles a corrientes eléctricas dentro del plasma.

Diagnóstico electromagnético, basada en la interacción del plasma con ondas electromagnéticas que se propagan por él usándolo como medio de propagación; o lo hacen oscilar de forma resonante en cavidades o en guías de ondas, o mediante antenas colocadas en sus inmediaciones o proximidades; o pueden sufrir interferencias que variarán por la existencia de plasma, lo que posibilitará su diagnosis. De esta forma, dentro de la diagnosis electromagnética hablaremos de técnicas de diagnosis propagativas, resonantes e interferométricas.

Diagnóstico espectroscópico, basada en el análisis espectral de la radiación continua, de línea o de partículas (de masas) emitida de forma espontánea o inducida por el plasma (en realidad por sus partículas: átomos, iones, moléculas y electrones) o que éste puede absorber del exterior o del interior (auto absorción). Diferentes técnicas directas e indirectas permiten relacionar dicho análisis con la diagnosis, que también en este caso resulta muy completa (atómicas y moleculares, de emisión y de absorción, de línea y de continuo, de masas, etc.).

Eventualmente, **otras técnicas de diagnosis** pueden ser consideradas, en particular las llamadas técnicas de interrupción. Éstas se basan en el comportamiento del plasma durante su creación y durante su extinción, y permiten obtener información precisa acerca de su estado estacionario.

Las limitaciones y rangos de validez de estos diagnósticos son aspectos enormemente interesantes e importantes, aunque también los más difíciles y controvertidos. A priori, es complicado tratarlos de forma general por lo que será más conveniente analizarlos durante el desarrollo de cada uno de ellos. Se presentarán algunos ejemplos que ilustran el papel fundamental del desarrollo de nuevos diagnósticos en la caracterización básica/tecnológica de plasmas de baja temperatura.

Dinámica de Iones Rápidos en el Stellarator TJ-II

A. Bustos^{1,2}, J. M. Fontdecaba¹, F. Castejón^{1,2}, J.L. Velasco^{1,2}

¹Laboratorio Nacional de Fusión, EURATOM-CIEMAT, Madrid

²Instituto de Biocomputación y Física de los Sistemas Complejos (BIFI), Zaragoza.

Introducción:

Los iones supratérmicos y rápidos están presentes en los reactores de fusión principalmente por efecto del calentamiento externo, bien sea por calentamiento con microondas o por inyección de haces neutros. Esta pequeña población de iones tiene una dinámica distinta a la de los iones térmicos y tienen también una gran importancia física porque contienen una fracción no despreciable de la energía total del sistema y de la corriente del plasma [1].

En este trabajo se estudia el espectro de energías de los iones rápidos originados por la inyección de haces de neutros (Neutral Beam Injection, NBI) en el stellarator TJ-II, tanto desde un punto de vista experimental como numérico. El diagnóstico usado es el CNPA (Compact Neutral Particle Analyzer) tangencial en TJ-II [2]. Este diagnóstico mide el espectro de energías de los H^0 que salen del plasma. Los H^0 se originan por un proceso elástico de intercambio de carga de un protón del plasma con otro H^0 , que escapa al no estar confinado por el campo magnético. Este flujo saliente de neutros refleja de forma muy precisa la distribución de iones del plasma. En particular, el CNPA de TJ-II detecta neutros de energías comprendidas entre 1 y 40 keV, centrándose por tanto en el estudio de los iones rápidos del plasma (la temperatura iónica típica en TJ-II es de unos 100 eV).

ISDEP [3] es un código Montecarlo que calcula la función de distribución de una minoría de partículas test que interactúan con un plasma estático. Tiene en cuenta la configuración 3D del dispositivo, colisiones con iones y electrones del plasma, el campo eléctrico, reentrada de partículas al plasma, pérdidas por choques con la cámara de vacío y recientemente se han añadido pérdidas por intercambio de carga (CX). El flujo de neutros que alcanza el CNPA se calcula usando la función de distribución de iones rápidos que calcula ISDEP y la descripción geométrica de la línea de visión del CNPA.

Resultados y conclusiones:

Se eligieron cinco descargas similares de TJ-II (#18982-86) que presentan un comportamiento estacionario durante unas decenas de milisegundos. En este intervalo temporal se hace la media temporal de las señales del CNPA y luego se promedia en las cinco descargas, obteniéndose un espectro muy preciso entre 5 y 30 keV. Los perfiles

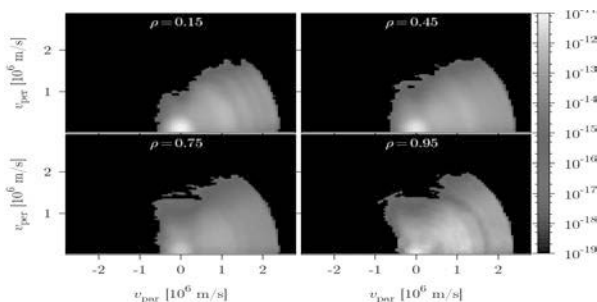


Figura 1. Función de distribución de iones rápidos en función de la velocidad paralela y perpendicular al campo magnético para cuatro posiciones radiales.

del plasma de temperatura, densidad y potencial eléctrico se obtienen del diagnóstico de Esparcimiento Thomson y el potencial de la sonda de iones pesados (Heavy Ion Beam Probe, HIBP). ISDEP calcula la función de distribución de los iones rápidos en estado estacionario usando estos perfiles y el campo magnético en la configuración estándar de TJ-II (ver Figura 1). Los iones rápidos provienen del inyector número 1 y su posición inicial se calcula con el código FAFNER2.

En la Figura 2 se muestran los espectros de energía de los neutros: las medidas del CNPA y las simulaciones de ISDEP con y sin pérdidas por intercambio de carga. Las pérdidas por CX no influyen apreciablemente en el espectro porque tienen un tiempo característico mucho mayor que el tiempo de termalización (>20 ms frente a ~ 3 ms). Sin embargo, las pérdidas por CX tienen efecto en el confinamiento de los iones, tal como se apresra en la persistencia $P(t)$, o fracción de iones supervivientes. Además se reduce el tiempo de CPU necesario.

Las discrepancias a energías bajas, $E < 5$ eV, se deben a la sensibilidad del diagnóstico a los iones térmicos, que no se tienen en cuenta en nuestra simulación. Sin embargo, las diferencias a energías altas (30 keV) se deben a fenómenos físicos: la excitación de modos Alfvén. Estos modos son inestabilidades magneto-hidrodinámicas que resuenan con los iones rápidos. En la Referencia [4] se muestra experimentalmente que estas inestabilidades existen en TJ-II en ese rango de energías. Como ISDEP no las tiene en cuenta, el espectro de neutros simulado sobreestima la población real de partículas a 30 keV.

En conjunto, en este trabajo se ha caracterizado la función de distribución de iones rápidos en TJ-II y se ha demostrado que el código ISDEP es una herramienta útil para la caracterización y futura optimización del calentamiento por NBI.

REFERENCIAS:

1. Stix, T.H, Plasma Physics **14**, 367-384, 1971.
2. Balbín, R. *First Measurements of High-Energy Charge-Exchange Neutrals Using Compact Neutral Particle Analyser in TJ-II Stellarator*, EPS 2005 meeting, Tarragona, Spain, D5.001.
3. Castejón, F. et al, Plasma Physics and Controlled Fusion **49** (6), 753, 2007.
4. Jiménez, R. et al, Nuclear Fusion **51** (3), 033001, 2011.

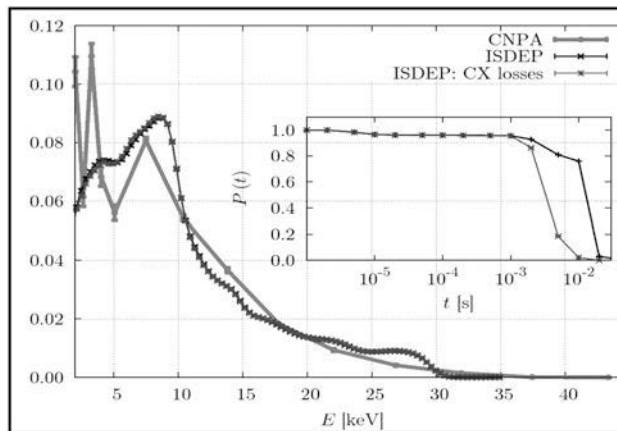


Figura 2. Espectro de energía de los neutros en la línea de visión del CNPA: experimental (rojo) y calculado con ISDEP sin tener (negro) y teniendo (azul) en cuenta pérdidas por CX.

Diseño de sala de irradiación con protones para materiales en ESS-Bilbao

I. García-Cortés¹, E. Abad², R. Martínez², P. Bolaños³, A. Ibarra¹, J. Bermejo², J. Sánchez¹, J. Sanz³, P. Sauvan³ and R. Vila¹

¹Tecnologías de materiales de Fusión. Laboratorio Nacional de Fusión, CIEMAT; isabel.garciacortes@ciemat.es.

²H Beam Applications Group ESS Bilbao.

³Grupo tecnologías de sistemas de fisión, fusión y fuentes de irradiación. E.T.S. Ingenieros Industriales, UNED

La propuesta de instalar una sala de irradiación de protones para estudios de materiales, *P4M* (Proton for Materials) se enmarca dentro de las actividades del CIEMAT para la ICTS ESS-Bilbao¹. En la primera fase del acelerador de protones se prevé la instalación de una sala de irradiación con H⁺ de 50 MeV de energía y alta corriente para el estudio de materiales de interés para fusión.

En un reactor de fusión los materiales, tanto estructurales como funcionales se verán sometidos a un importante daño por radiación que implicará una degradación de sus propiedades. Por un lado, los de la primera pared sufrirán la erosión de las superficies y la deposición de grandes cantidades de calor debido a la interacción con las partículas cargadas y la radiación directa del plasma confinado. Además existe otra gama de materiales que configuran la estructura, los diagnósticos, el manto reproductor, etc. que también estarán sometidos a un flujo alto de neutrones (10^{14} - 10^{15} n/cm²s) provocando en el material desplazamientos de átomos y reacciones nucleares.

La finalidad del proyecto (cuya idea original parte del proyecto TechnoFusión²) es simular experimentalmente el daño por radiación mediante irradiación con protones, que aunque no sea idéntico puede revelar los aspectos más importantes de la irradiación por neutrones. Las condiciones iniciales son: a) conseguir daños acumulados del orden de 100 dpas en tiempos de una semana y b) mantener cociente H/dpa y He/dpa similares al generado por neutrones de fusión (en protones el valor de la energía es el parámetro crítico que determina dicho cociente).

Los objetivos del diseño de la sala *P4M* incluye, entre otros, los siguientes puntos que en la actualidad están en fase de desarrollo:

- Definición del alcance científico de los experimentos a realizar en *P4M* con las restricciones impuestas por los parámetros del acelerador ESS-B (H⁺ de 50 MeV, I=2.3 mA promedio, máximo *duty cycle* 7.5 %). Se desea estudiar el efecto en materiales tanto en modo *off-beam*: caracterización composicional y estructural mediante técnicas SIMS, SEM, TEM, DRX y también en la actualidad se evalúa la viabilidad técnica de experimentos *in-beam*: ensayos mecánicos, propiedades físicas y caracterización elemental durante irradiación.
- Simulaciones para análisis de campo de dosis, activación y radioprotección para las condiciones de trabajo requeridas en *P4M* están en proceso. Los estudios preliminares al respecto apuntan a la necesidad del uso de manipulación remota en las tareas de intercambio de muestras, la necesidad de celda caliente para el almacenaje de las muestras y portamuestras tras ser irradiadas y unos blindajes de la sala de irradiación con espesores del orden de 2-3 m de hormigón.
- Simulaciones de la carga termomecánica en las muestras a irradiar indican que se requiere un diseño especial de muestra y portamuestras para el mejor reparto

de la potencia depositada por el haz de protones y la necesidad de sistemas de refrigeración activa para la muestra, el portamuestras y elementos de alrededor. Estos estudios también resultan claves para el diseño del *beam-dump* (zona de frenado de los protones salientes de la muestra irradiada).

Con todo lo anterior se ha podido proyectar las dimensiones mínimas requeridas y la ubicación de las diferentes salas que componen el laboratorio de irradiación para materiales de fusión: sala de irradiación más salas auxiliares para manejo remoto, sistemas auxiliares y celda caliente (ver Fig. 1).

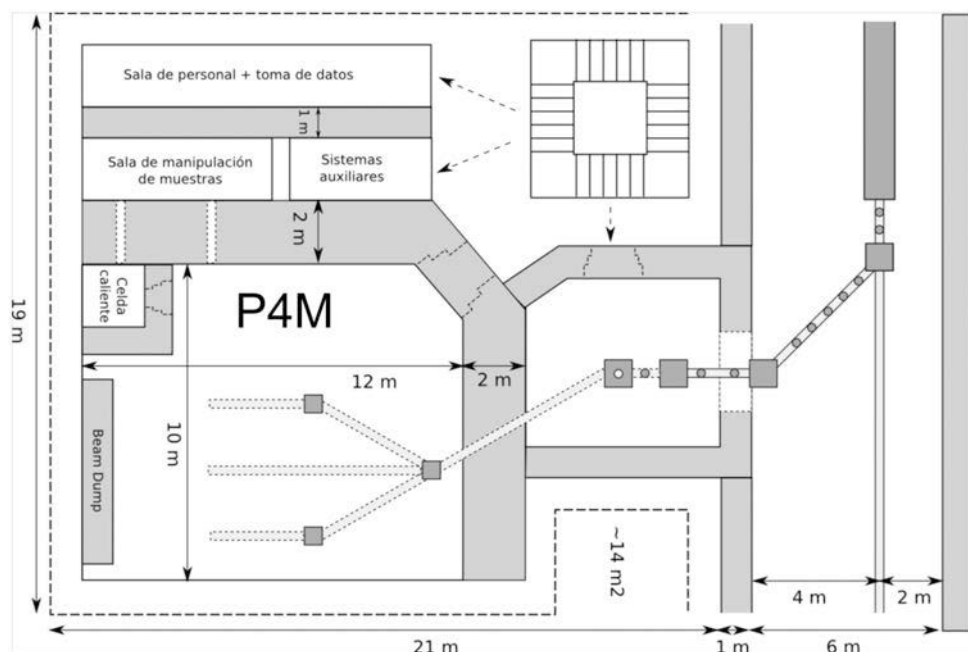


Figura 1. Ubicación y dimensiones del laboratorio P4M junto al túnel del acelerador.

REFERENCIAS

1. <http://essbilbao.org>
2. TechnoFusión: National Centre for Fusion Technologies. Scientific-Technical Report September 2009. General Catalogue of Official Publications <http://www.060.es> Legal deposit: M-45720-2009 ISBN: 978-84-7834-628-8 NIPO: 471-09-056-6

Diseño e implementación de un instrumento de diagnosis de plasmas debidos a eventos luminosos transitorios en la mesosfera terrestre

M. Passas¹, J. Sánchez², F. C. Parra Rojas¹, A. Luque¹, F. J. Gordillo-Vázquez¹

¹Departamento de Sistema Solar, Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA) - CSIC; passasv@iaa.es.

²Unidad de Desarrollo Instrumental y Tecnológico del Instituto de Astrofísica de Andalucía (UDIT-IAA) - CSIC.

En 1989 se observaron por vez primera y al azar emisiones ópticas procedentes de unos fenómenos en la mesosfera terrestre asociados a rayos de tormentas con fuerte aparato eléctrico de la troposfera [1]. Estos eventos, a los que se les dio el nombre genérico de eventos luminosos transitorios (*Transient Luminous Events* o TLEs), han sido objeto de estudio desde entonces con el fin de comprender la naturaleza de la mesosfera terrestre. Para ello se han realizado algunos estudios de espectroscopía de los TLEs en el visible con una resolución espectral máxima de 3 nm [2]-[4]. Sin embargo, hasta el momento presente, no se ha contemplado el análisis del espectro de estas emisiones ópticas con alta resolución espectral ni tampoco la caracterización de la posible polarización de la luz emitida por los TLEs. En este contexto surge la idea de combinar las predicciones de modelos teóricos implementados para estudiar la cinética de la atmósfera y la electrodinámica de los TLEs con los datos recogidos por un instrumento de diagnosis diseñado para este fin.

El instrumento SES (*Sprite Etalon Spectrograph*) es un espectrógrafo de banda estrecha instalado junto con un polarímetro sobre una montura controlada remotamente



Figura 1. Detalle del espectrógrafo con cámara CCD RS Quantem en su parte posterior y cámara IP sobre el mismo.

y que trabaja con una resolución espectral media-alta ($R = \lambda/\Delta\lambda \sim 5500$) entre los 6650 y los 6750 Å. Estará ubicado en el observatorio de Calar Alto (CAHA), en Almería, España, y está diseñado para realizar espectroscopía de alta resolución espectral de las emisiones ópticas en el visible de los TLEs así como para caracterizar la posible polarización de la luz emitida por los mismos. Este instrumento está integrado en un sistema capaz de apuntar automáticamente a las localizaciones geográficas (distantes un máximo de 500 km) con la máxima concentración de tormentas eléctricas que produzcan rayos positivos nube a tierra. Este tipo de rayos son los

que se asocian en mayor proporción a TLEs como Sprites y Halos, que tienen lugar a altitudes mesosféricas casi siempre justo encima del rayo positivo al que están asociados. Una vez identificada la posición de mayor probabilidad de evento se procede a la captura de imágenes de los posibles espectros de TLEs con la cámara CCD RS Quantem 512SC, que serán posteriormente procesadas y analizadas. Además, el sistema dispone de otras dos cámaras destinadas a proporcionar información del apuntamiento y a identificar el tipo de evento del que se está capturando el espectro. El sistema dispone también de un subsistema de calibración en longitud de onda que usa una lámpara de Ne destinado a realizar medidas de flat field y a determinar la anchura de la cavidad del interferómetro de Fabry-Pérot en el momento de la medida.

El sistema completo se encuentra alojado en una caja hermética de apertura controlada y está gobernado por un autómata programable, el Advantys OTB1E0DM9LP de Schneider Electric que, con un software implementado en Matlab, permite el encendido y apagado de todos los subsistemas de manera telemática sobre protocolo Modbus. Una vez encendidos los sistemas deseados, el usuario podrá controlarlos a través del PC del instrumento mediante el uso de un programa de conexión remota.

Agradecimientos

Agradecemos la ayuda del Ministerio de Ciencia e Innovación (MICINN) a través del proyecto AYA2009-14027-C05-02 así como de la Junta de Andalucía a través del Proyecto de Excelencia FQM – 5965.

REFERENCIAS

1. Franz, R. C. *et al.*, Science **249**, 48 (1990).
2. Mende, S. B. *et al.*, Geophys. Res. Lett. **22**, 2633 (1995).
3. Hampton, D. L. *et al.*, Geophys. Res. Lett. **22**, 89 (1996).
4. Kanmae, T. *et al.*, Geophys. Res. Lett. **34**, L07810 (2007).

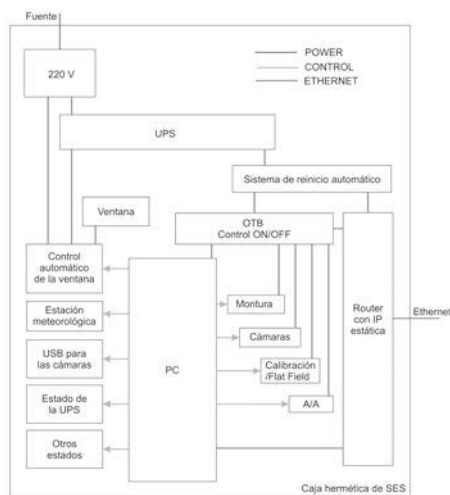


Figura 2. Esquema de los distintos subsistemas que componen SES.

El diagnóstico de cámaras de Infrarrojo/Visible para la vigilancia de las paredes y apoyo al control del reactor ITER

E. de la Cal¹, A. Baciero¹, Y. Corre², C. Hidalgo¹, M. Joanny², A. Manzanares¹,
J. L. de Pablos¹, S. Salasca², J. M. Travere², R. Vila¹, PP-11 Consortium

¹ Laboratorio Nacional de Fusión, Asociación Euratom-Ciemat, Av. Complutense 22, E-28040 Madrid.

² Association Euratom-CEA, IRFM, Cadarache, 13108 Saint-Paul-lez-Durance, Francia.

El diseño del diagnóstico de cámaras de Infrarrojo/Visible para la vigilancia de las paredes y apoyo al control del reactor de fusión nuclear internacional ITER, en fase de diseño preliminar, está enmarcado en el paquete de tareas europeo PP-11 en el que colaboran los institutos de fusión de Francia, Italia, España, Portugal e Hungría [1]. En el proyecto además estarán involucrados otros laboratorios nacionales y empresas especializadas en desarrollo de instrumentación científica y diseño óptico. El diagnóstico a desarrollar se encargará de visualizar en tiempo real el 80% de las paredes del reactor con cámaras infrarrojas (IR) para obtener su temperatura y cámaras visibles (VIS) para visualizar la emisión del borde del plasma y el interior del reactor y estará en comunicación con el sistema de control del reactor y su sistema de actuadores. Debido a las condiciones hostiles (radiación, temperatura, espacio disponible, etc.), el diseño opto-mecánico es un reto ya que, por un lado, han de cumplirse las especificaciones técnicas del instrumento en cuanto a resolución temporal y espacial de las medidas, y por otro lado, ha de ser compacto y robusto, sin apenas mantenimiento. La resistencia de los materiales ópticos a la radiación nuclear por neutrones y rayos gamas habrá de ser tenida en cuenta con especial atención. La visión se realizará desde cuatro ventanas equidistantes del toro (puertos ecuatoriales), cada una con tres vistas: 12 líneas ópticas que se bifurcan en IR y VIS de 15 m de longitud hasta las 24 cámaras. El proyecto tiene una duración de 10 años y el siguiente paso es continuar trabajando en las posibles soluciones, que ligado a pruebas y ensayos, nos llevará a un diseño final para la construcción del diagnóstico y su montaje en ITER antes del primer plasma en 2019.

Basados en un primer estudio y diseño preliminar [2], y en consideraciones sobre las problemáticas que tendrá el diagnóstico (ver para el caso del IR [3]), se han dado unos primeros pasos, como la reconstrucción con el software de diseño óptico ZEMAX el diseño óptico de [2] y ver posibles alternativas a dicho estudio, especialmente las distintas opciones de llevar las líneas IR y visible juntas o separadas en los distintos tramos. Una vez se reciban las especificaciones técnicas finales del diagnóstico por parte de ITER (se esperan a lo largo de este año), se analizarán las posibles soluciones con estudios detallados de diseño opto-mecánico que y se complementarán con pruebas y ensayos, especialmente de daño por radiación de materiales ópticos. Finalmente se concluirá con un diseño detallado y posiblemente con la construcción de una línea óptica a modo de prototipo antes de empezar la fabricación final del diagnóstico, su instalación en ITER y las pruebas y calibraciones in situ.

[1] S. Salasca et al, Fusion Engineering Design 84,1689-1696 (2009).

[2] D. Guilhem, et al., Final report of TW3-PDS-DIASUP task, EFDA D 2D4ZQC v1.0, August 2007.

[3] R. Reichle et al, Rev. Sci. Instr. 81, 10E135 (2010).

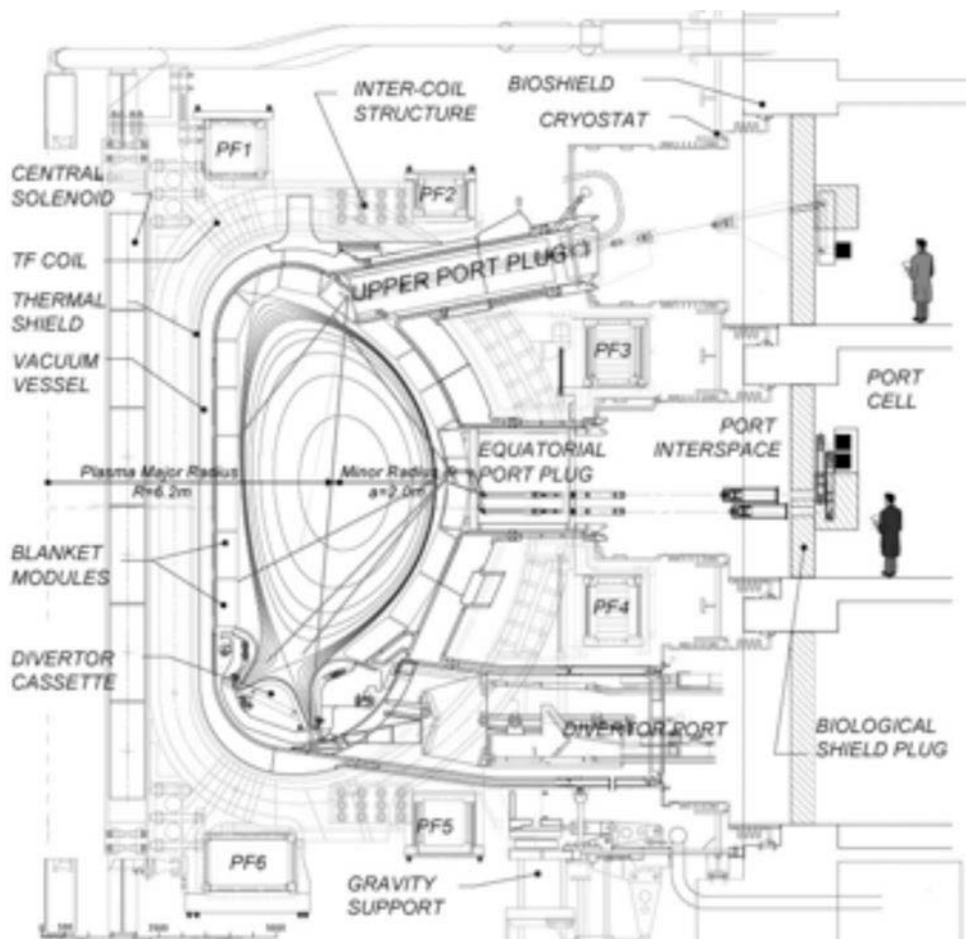


Figura1: Vista general de una sección de ITER con puertos superior, ecuatorial y de divertor. El diagnóstico IR/ VIS se situará en 4 puertos ecuatoriales, cada uno con tres vistas al interior del reactor.

Espectroscopia láser en plasmas en el Laboratorio de Óptica de la Universidad de Valladolid

M. I. de la Rosa, C. Pérez y K. Grützmacher

Departamento de Física Teórica, Atómica y Óptica, Universidad de Valladolid; delarosa@opt.uva.es.

El trabajo experimental de nuestro grupo se ha centrado, desde hace varios años, en el desarrollo de técnicas de espectroscopia láser aplicadas a diferentes tipos de plasmas. En este trabajo se resumen los logros alcanzados y las líneas de futuro.

El problema fundamental de la física de plasmas consiste en medir, de forma independiente, el mayor número posible de los parámetros que definen el estado del plasma, lo que permite tanto modelizar como entender la compleja dinámica de los plasmas. Esta tarea resulta muy complicada cuando el plasma está fuera de equilibrio termodinámico, estado en el que se encuentran la mayor parte de los plasmas de interés tecnológico.

Entre las técnicas ópticas de diagnóstico de plasmas, las de espectroscopia láser resultan muy ventajosas. Se trata de técnicas de alta resolución temporal y espacial y siempre que se emplee una moderada irradiancia son no invasivas. Nuestro grupo ha desarrollado y aplicado, con notable éxito, la técnica de espectroscopia de polarización por absorción de dos fotones en plasmas de hidrógeno a la transición 1S-2S. Esta técnica consiste en la detección del ligero cambio en la polarización de un haz de medida linealmente polarizado, cuando se solapa en el plasma en estudio con un haz de bombeo circularmente polarizado. Con esta técnica se pueden medir absorciones pequeñas, del orden de 10^{-5} , y es posible determinar, con buena precisión, ciertas magnitudes difíciles de medir por otros métodos espectroscópicos, tales como la densidad absoluta de átomos en el estado fundamental, la temperatura cinética, la temperatura de excitación electrónica, el ensanchamiento Stark libre de Doppler del nivel 2S del átomo de hidrógeno, la caída del campo eléctrico,... Los resultados obtenidos en la medida del campo eléctrico y la temperatura cinética se han comparado con las obtenidas mediante espectroscopia optogalvánica, que también se utiliza habitualmente en nuestro laboratorio.

Para la aplicación de estas técnicas se requiere una radiación láser con características especiales: sintonizable en el UV, de elevada potencia y de un solo modo longitudinal. Nuestro grupo viene trabajando a lo largo de los años en el desarrollo de este tipo de láseres. En concreto, para el estudio de la transición 1S-2S disponemos de un espectrómetro láser constituido por: un láser Nd:YAG, "Q-switched", (Powerlite, Continuum) a 10 Hz con inyección de semilla, con un doblador y triplicador de frecuencias que bombea un segundo láser OPO-OPA (Mirage 500, Continuum), modificado en nuestro laboratorio. Finalmente el láser emite 5 mJ en 3 ns a 243 nm, con una anchura de banda de 300 MHz.

Se ha aplicado la técnica en distintos tipos de plasmas: plasma continuo generado en un arco estabilizado, descarga de cátodo hueco y llamas a presión atmosférica. Para cada uno de estos plasmas se han obtenido diferentes parámetros de especial relevancia y difíciles de obtener por otros métodos.

Estudios teóricos revelan que la medida de la caída del campo eléctrico en un dispositivo de cátodo hueco se puede realizar con una mayor resolución utilizando la transición 1S-3S/3D del átomo de hidrógeno. Nuestro equipo está preparando el dispositivo experimental para realizar esta medida. Para ello hemos construido un se-

gundo espectrómetro láser, ya operativo, que utiliza como bombeo un láser Nd:YAG (Powerlite, Continuum), un KTP-OPO con inyección de semilla, dos amplificadores Ti:Sapphire, y un proceso de suma de frecuencias en cristales tipo BBO, que emite una radiación UV a 205 nm con características similares a las anteriormente indicadas.

Por otra parte, debido a su versatilidad, el método de espectroscopia de polarización por absorción de dos fotones está siendo aplicado a la obtención de secciones eficaces de absorción de dos fotones en gases nobles.

REFERENCIAS

1. Grützmacher K, de la Rosa M I, Gonzalo A B, Steiger M, Steiger A, Appl. Phys. B **76** 775 (2003)
2. Gonzalo AB, de la Rosa MI, Pérez C, Mar S, Grützmacher K, Plasma Sources Sci. Technol. **12** 150 (2003)
3. de la Rosa M I, Pérez C, Grützmacher K, Gonzalo A B, Steiger A, Plasma Sources Sci. Technol. **15** 105 (2006)
4. de la Rosa M I, Pérez C, Grützmacher K, Fuentes L M, Plasma Sources Sci. Technol. **18** 015012 (2009)

Estudio de correlaciones en las fluctuaciones del flujo $E \times B$ en la Máquina Lineal de Plasma de Santander

O. Castellanos¹, J. A. Mier², E. Anabitarte², J. M. Senties², J. M. López³

¹Instituto de Hidráulica Ambiental, Universidad de Cantabria; castello@unican.es

²Departamento de Física Aplicada, Universidad de Cantabria

³Instituto de Física de Cantabria, CSIC-UC

Introducción

Es conocido que el transporte en el Scrape-off layer SOL de los Tokamak y Stellarator está dominado por eventos de transporte radiales largos, conocidos como blobs, avalanchas u objetos intermitentes en plasma, que se han observado con distintas técnicas de diagnosis. Sin embargo, la dinámica subyacente al transporte radial no está del todo clara, tomando gran importancia la descripción estadística de los procesos de transporte turbulento que han sido descritos para distintos dispositivos de fusión [1,2]. Resultados experimentales apuntan hacia la existencia de fenómenos anómalos en el transporte, que en particular supone una divergencia con la teoría clásica (difusiva) de este tipo de plasmas, observándose que existen correlaciones de largo alcance en las funciones densidad de probabilidad asociadas a los eventos de transporte producidos por la deriva $E \times B$. Ejemplos de esto lo tenemos en las distribuciones no gaussianas del flujo y en la estadística no Poissoniana de los tiempos de espera entre eventos. Estas características son más típicas de sistemas “slowly-driven” fuera del equilibrio y reflejan fenómenos de transporte cooperativo debido a efectos no-lineales muy distintos al transporte difusivo.

Dispositivo experimental

La SLPM es una máquina de plasma lineal de régimen continuo, realizándose las descargas durante ocho segundos en los que en un cierto intervalo (típicamente unas décimas de segundo) en el que el plasma es estacionario se adquieren los datos mediante sondas de Langmuir. Habitualmente se digitalizan unos 200.000 puntos en cada posición radial a una frecuencia de 1 MHz. En la figura 1, se muestra un esquema de la máquina lineal de plasma. El plasma se produce en un tubo cilíndrico de vidrio de 7 cm de diámetro y 100 cm de longitud. El gas se inyecta mediante una válvula electromagnética, estando la presión de trabajo en el rango 0.001-0.1 mbar. El plasma se genera haciendo incidir las microondas que emite un magnetrón cuya potencia puede variar en el rango 0.6-6 KW, a una frecuencia de 2.45 GHz, sobre el gas (helio, neón, argón) en la cámara de vacío. El plasma producido se encuentra en presencia de un campo magnético axial constante que puede variar entre 50 y 140 mT. Este campo magnético es generado por 6 bobinas por las que puede circular una corriente de hasta 200 amperios.

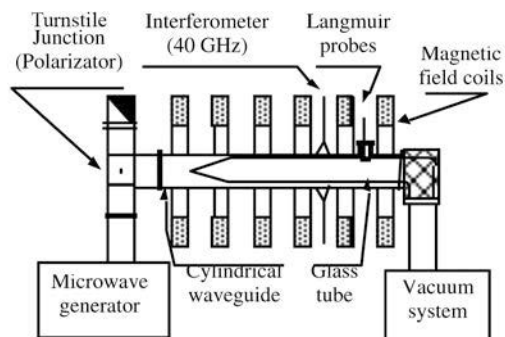


Figura 1. Esquema SLPM.

Resultados y conclusiones

En la Máquina Lineal de Plasma de Santander [3], hemos realizado un análisis de las propiedades estadísticas de las fluctuaciones turbulentas y de los flujos turbulentos $\Gamma_{E \times B}$ (ver figura 2). Además se ha estudiado la forma de las PDFs, encontrando que estas tienden a adoptar formas canónicas como sucede en estudios realizados en dispositivos de plasmas de fusión. Es importante, en el estudio de la dinámica local, que las series temporales analizadas tengan la suficiente resolución temporal y que el muestreo sea lo suficientemente amplio como para que el estudio sea estadísticamente robusto. Esto permite resolver la dinámica desde las escalas más pequeñas asociadas a nuestro problema (tamaños del “eddy” y tiempos de unos pocos microsegundos), hasta las escalas más grandes posibles, asociadas al tamaño de la máquina y al tiempo de confinamiento de las partículas. Por otro lado, se puede llevar a cabo un análisis comparativo entre la dinámica en el centro y el borde del plasma.

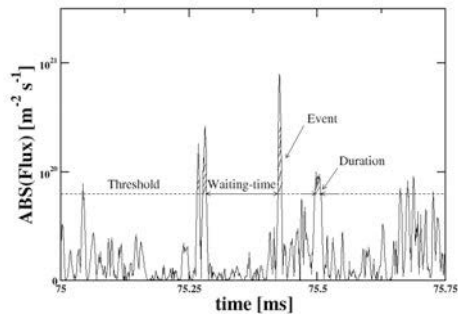


Figura 2. Flujo $E \times B$

Del análisis realizado se observa que la dinámica del plasma es típicamente difusiva en el centro. Esto se refleja en varias cantidades, tales como la ley de escala del tamaño frente a la duración de las avalanchas $S \sim t^{3/2}$ o la distribución de tiempos de espera entre avalanchas, que es de tipo Poisson, $P(\tau) \sim \exp(-\tau/\tau_0)$, siendo τ_0 un tiempo característico de aproximadamente 10 microsegundos, que se corresponde a la ausencia de correlaciones entre avalanchas. En cambio, para las posiciones radiales más externas, se encuentra que la distribución de tiempos de espera entre avalanchas es tipo ley de potencias, $P(\tau) \sim \tau^{-\alpha}$ [4].

Se puede concluir que el plasma generado en la SLPM tiene regímenes bien diferenciados según nos movamos del centro radial hacia el borde, siendo la dinámica de tipo difusiva en la parte interna y con características del tipo SOC (transporte no difusivo, correlaciones de largo alcance, avalanchas, etc) en el borde.

Este trabajo ha sido financiado por el proyecto ENE2009-12213-C03-02 del Ministerio de Ciencia e Innovación de España.

REFERENCIAS

1. B. van Milligen et al., *Phys. Plasmas* **12**, 052507 (2005).
2. C. Hidalgo et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**, 1557 (2002).
3. Castellanos O. et al., *Czechoslovak Journal of Physics* **51**, 1047 (2001).
4. Castellanos O., Preprint (2011).

Estudio de la dinámica de un plasma utilizando gráficos de recurrencias de señales procedentes de la Máquina Lineal de Plasma de Santander

J. A. Mier¹, O. Castellanos², E. Anabitarte¹, J. M. Sentíes¹, R. Sánchez³

¹Departamento de Física Aplicada, Universidad de Cantabria, 39005 Santander

²Instituto de Hidráulica Ambiental, Universidad de Cantabria, 39005 Santander

³Departamento de Física, Universidad Carlos III de Madrid, 28911 Leganés, Madrid

La comprensión de los fenómenos turbulentos en plasmas, así como del transporte radial asociado en los dispositivos de confinamiento magnético ha sido, y sigue siendo, materia de continua investigación en el campo de la fusión nuclear. Existe amplia evidencia que apunta hacia la turbulencia como principal fenómeno responsable del transporte radial, degradando por consiguiente el confinamiento de los plasmas utilizados para obtener energía de fusión. Por otra parte, ocasionalmente se llega a conclusiones acerca de la dinámica de determinado sistema analizando datos experimentales desde un punto de vista no estándar. Este trabajo ha de entenderse desde esta perspectiva. En concreto, este estudio caracteriza la turbulencia observada en una máquina lineal de plasma utilizando el concepto de recurrencia, introducido ya por Poincaré en 1890 [1], estudiando el problema de los tres cuerpos y los comportamientos caóticos de sus órbitas en el espacio de fases. En su trabajo, menciona que bajo una serie de condiciones (flujos que conserven el volumen y órbitas limitadas en el espacio de fases) y para lapsos temporales suficientemente largos, cualquier sistema dinámico vuelve a estados arbitrariamente cercanos a otros en los que estuvo en el pasado. A pesar de que nuestro sistema no cumple exactamente los citados requisitos, podemos seguir la evolución de su estado dinámico y buscar recurrencias a partir de datos experimentales. El objetivo final será el de relacionar las patrones típicos de los gráficos de recurrencias con la dinámica subyacente bajo la turbulencia de estos plasmas.

El análisis de gráficos de recurrencias ayuda a la comprensión y caracterización de los fenómenos físicos involucrados en situaciones tales como cambios de fase o transiciones dinámicas. Eckmann fue el primero en utilizarlos en 1987, para visualizar de una manera eficiente las recurrencias de las trayectorias en el espacio de fases de sistemas dinámicos. Esta técnica puede ser aplicada también a series temporales escalares, utilizando la técnica del “embedding dimension”. Por otra parte, estas señales temporales pueden tener su origen tanto en medidas experimentales [3] como en simulaciones numéricas [4].

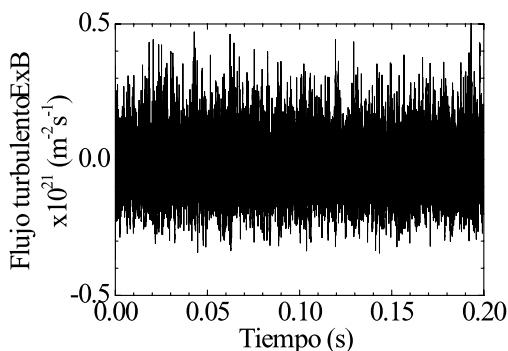


Figura. 1: Serie temporal del flujo turbulento $E \times B$.

Un ejemplo lo tenemos en la figura 1, que muestra una serie temporal del flujo turbulento $E \times B$ obtenida indirectamente a través de diferentes señales medidas con sondas de Langmuir en la Máquina Lineal de Plasma de Santander [5]. La figura 2 muestra los gráficos de recurrencia correspondientes a tres señales como la mostrada en la figura 1 pero en diferentes regímenes dinámicos: la señal correspondiente a la figura 2(a) responde a una dinámica compleja y determinista, dado que los puntos de recurrencia se distribuyen conformando agrupaciones o clusters de diferentes tamaños, dándole al gráfico un aspecto heterogéneo. En cambio, en la figura 2(b) la distribución es más homogénea, correspondiendo a un estado menos determinista del sistema. Finalmente, la figura 2(c) muestra el resultado cuando el sistema es menos complejo y menos determinista, siendo el gráfico de recurrencias más homogéneo y la dinámica correspondiente en gran medida aleatoria. Existe por lo tanto una conexión entre los patrones observados en los gráficos de recurrencias y el comportamiento dinámico del sistema en estudio. A fin de ir más allá de la impresión visual, se definen una serie de cuantificadores de la complejidad, que tienen que ver con la forma y el tamaño de las estructuras observadas en los gráficos de recurrencias. Tales cuantificadores tienen que ver con la densidad de puntos en los gráficos, así como con las probabilidades de encontrar líneas diagonales y verticales de diferentes tamaños.

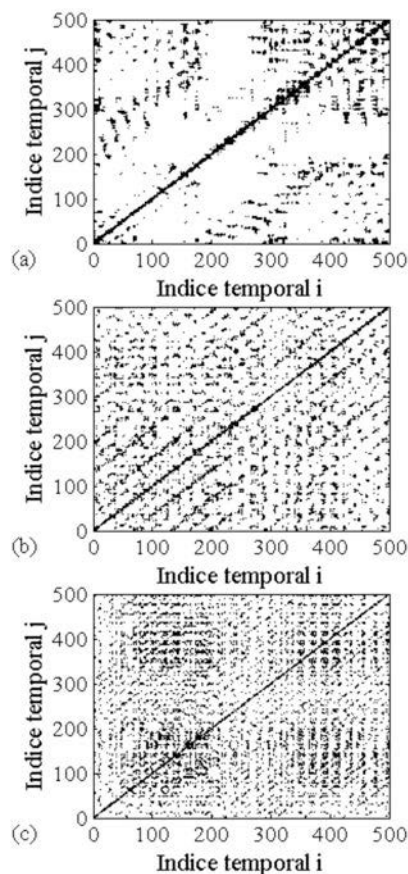


Figura. 2: Gráficos de recurrencias para tres regímenes dinámicos diferentes.

Este trabajo ha sido financiado por los proyectos ENE2009-12213-C03-03/FTN y ENE2009-12213-C03-02 del Ministerio de Ciencia e Innovación de España.

REFERENCIAS

1. H. Poincaré, *Acta Mathematica* **13**, 1-271 (1890).
2. J. P. Eckmann, S. O. Kamphorst y D. Ruelle, *Europhys. Lett.* **5**, 973-977 (1987).
3. Z. O. Guimarães-Filho, I. L. Caldas, R. L. Viana, I. C. Nascimento, Yu. K. Kuznetsov y J. Kurths, *Phys. Plasmas* **17**, 012303 (2010).
4. J. A. Mier, R. Sánchez, L. García, J. Varela y D. E. Newman, se publicará en *Phys. Plasmas*.
5. O. Castellanos et al., *Czechoslovak Journal of Physics* **51**, 1047 (2001).

Estudio de la morfología de una llama creada con una antorcha tipo TIAGO

R. Rincón¹, M. Sáez², M.D. Calzada³

¹Grupo de Espectroscopía de Plasmas, Universidad de Córdoba; f32rilir@uco.es.

²Grupo de Espectroscopía de Plasmas, Universidad de Córdoba; msaez@uco.es.

³Grupo de Espectroscopía de Plasmas, Universidad de Córdoba; md.calzada@uco.es.

Las descargas a presión atmosférica y, en particular, las antorchas de plasma están siendo utilizadas en diferentes campos científicos y tecnológicos. Por ejemplo, en la eliminación de residuos [1] y como fuentes de iones en espectrometría de masas [2]. De los diferentes tipos de antorchas, aquellas en las que el plasma es generado mediante potencias de microondas (2.45 GHz) son de especial interés al no utilizar electrodos en su configuración evitando la contaminación del mismo y reduciendo la inhomogeneidad de la descarga. Entre las antorchas de microondas, la denominada “Torche à Injection Axial” (TIA) [3] ha sido estudiada de forma exhaustiva. Sin embargo, una modificación de la misma denominada “Torche à Injection Axial sur Guide d’Ondes” (TIAGO), solamente ha sido estudiada en cuanto a sus propiedades electrodinámicas y propagativas [4].

En este trabajo se presentan los primeros resultados obtenidos en cuanto a la morfología de la llama originada por una antorcha TIAGO y las condiciones operativas de máxima estabilidad de la descarga en función de la potencia suministrada y del flujo del gas utilizado. La antorcha tipo TIAGO está constituida por una guía de ondas convencional y un vástago metálico colocado perpendicularmente a la guía; éste sirve para acoplar la energía transportada por la guía hasta el gas utilizado para la generación de la llama de la antorcha. La forma del vástago es la de un cilindro hueco, terminado en una boquilla cónica, de manera que el gas circula por su interior hasta llegar a la salida de la dicha boquilla, lugar donde se genera la llama del plasma.

La potencia de microondas (2.45 GHz) fue suministrada por un generador SAI-REM GMP KG/D con valores comprendidos entre 100 y 1000 W. Un conjunto de “stubs” fue utilizado para que la potencia reflejada (P_r) fuera inferior a un 5% de la potencia incidente (P_i). El gas fue Ar (99.999%, Abelló Linde) con flujos entre 0.150 y 5.000 l/min, que fueron medidos y controlados por cabezas máscas HI-TEC. Coaxialmente a la boquilla de la TIAGO se dispuso un reactor cilíndrico de vidrio con una salida en dirección axial y abierta a la atmósfera, de ahí que la antorcha generada lo fuera a presión atmosférica. Otros dos accesos laterales aparecen incorporados al cuerpo del reactor para la introducción de gases y poder modificar, así, la atmósfera en la que la antorcha es generada. En este trabajo, estos dos accesos se mantuvieron cerrados por lo que la atmósfera estuvo constituida por aire. Además se dotó al reactor de una ventana de cuarzo para poder registrar la radiación emitida por el plasma en el intervalo de 200 a 750 nm. En la figura 1 se observa la guía de ondas, la boquilla del vástago y el reactor con las entradas descritas y la ventana de cuarzo.

En la figura 2, aparece representado el cociente P_r/P_i frente a la potencia de microondas suministrada al plasma para diferentes valores de flujo de Ar, observándose que para potencia incidentes entre 250 y 650 W, la potencia reflejada es inferior al 5% de la potencia incidente, independientemente del flujo del gas plasmógeno. Para este

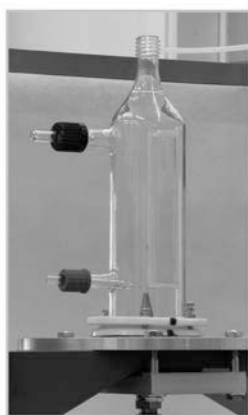


Figura 1. Fotografía del dispositivo: guía de ondas, vástago y reactor de vidrio.

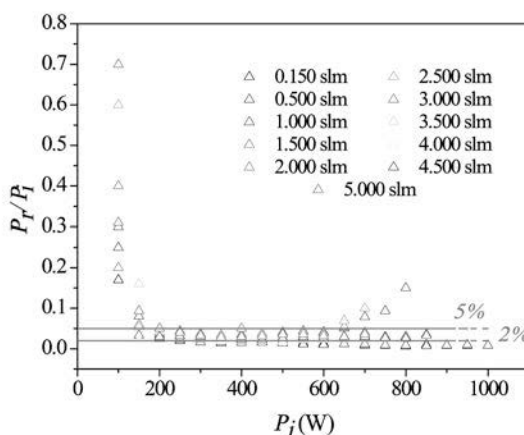


Figura 2. Cociente P_r/P_i en función de la potencia y para distintos flujos de Ar

intervalo de potencias, el aspecto externo de la llama (morfología) depende tanto del flujo como de las potencias utilizadas para su creación. La figura 3 muestra la forma que adopta la llama para los valores extremos de flujo considerados, 0.150 y 5.000 l/min, y potencias de 250, 450 y 650 W. Tal y como se observa, el aspecto de las descargas es muy diferente. Para el menor flujo, se distingue la llama estrecha y muy brillante en la zona más cercana a la boquilla, apareciendo también, una extensión de la llama de aspecto más difuso que tiende a ocupar el volumen del reactor conforme se incrementa la potencia. En el caso del flujo máximo (5.000 l/min), la llama alarga su longitud no existiendo, prácticamente la zona difusa pero extendiéndose axialmente con el aumento de la potencia.

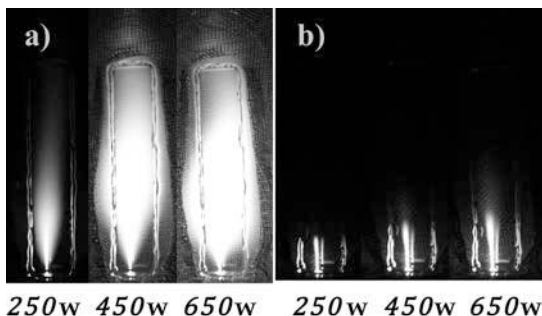


Figura 2. Aspecto de la llama para flujos de Ar de 0.150 l/min (a) y 5.000 l/min (b) y diferentes potencias.

Los factores que pueden considerarse como determinantes en la morfología que adquiere la llama de la antorcha serían: i) la diferente dinámica del fluido en el reactor por variaciones de la velocidad y viscosidad del mismo y ii) la naturaleza de la atmósfera que envuelve la llama, aire en el caso estudiado; el tono rosáceo observado se debe a la excitación de las moléculas de nitrógeno del aire por las partículas del plasma [5].

REFERENCIAS

1. Girard L *et al.*, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **39**, 1543- 1549, (2006)
2. Cooks R.G. *et al.*, *Science*, **311**, 1566-1579 (2006)
3. Moisan M *et al.*, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **3**, 584-592, (1994)
4. Moisan M *et al.*, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **10**, 387-394, (2001)
5. Muñoz J *et al.*, *The Open Spectrosc. J.*, **3**, 52-57 (2009)

Subvención: ENE2008-01015/FTN (MEC)

Física de la rotación en plasmas de fusión

J.A. Alonso, J. Arévalo, D. Carralero, C. Hidalgo, M.A. Pedrosa and J.L. Velasco

Laboratorio Nacional de Fusión, Asoc. EURATOM-CIEMAT, Av. Complutense 22, 28040, Madrid

Los movimientos colectivos de partículas y los procesos de transporte de momento en plasmas son campos activos de investigación en plasmas astrofísicos y de laboratorio.

En plasmas de fusión confinados magnéticamente, la ‘rotación’ del plasma tiene una importancia central en la estabilidad (algunos modos deletéreos para el confinamiento del plasma se estabilizan en un plasma que rota respecto de la pared de la vasija) y el transporte (las *barreras de transporte* presentes en regímenes mejorados de confinamiento están asociadas a perfiles de rotación diferencial o con cizalla). Sin embargo, la comprensión actual de los mecanismos que determinan los perfiles de rotación que se observan en distintos dispositivos toroidales de confinamiento magnético es incompleta.

Es particularmente acuciante la incertidumbre sobre la rotación esperada en el International Tokamak Experimental Reactor ITER, en construcción en Cadarache, Francia, y que será el siguiente paso en la demostración de la viabilidad de la fusión como medio de producción de energía [6]. En esta máquina y futuros reactores la inyección externa de momento, conducida por los distintos medios de calentamiento del plasmas, será poco importante de modo que serán los mecanismos internos de transporte de momento del plasma quienes ‘decidan’ su rotación.

A este respecto, las recientes observaciones de una rotación *intrínseca* en plasmas con simetría toroidal y sin inyección externa de momento ha acaparado la atención de la comunidad teórica y experimental de fusión [7].

El objeto de esta contribución es hacer una revisión no exhaustiva de esta reciente actividad investigadora en la física de la rotación en plasmas de fusión. Comenzaremos presentado la teoría Neoclásica del transporte que permite predecir flujos de masa en configuraciones magnéticas sin simetría, así como algunos intentos dirigidos a su comprobación experimental. En sistemas magnéticos con simetría (e.g. Tokamaks axisimétricos o Stellarators quiasimétricos) los procesos neoclásicos habituales son insuficientes para determinar la rotación del plasma: el transporte Neoclásico de partículas es intrínsecamente ambipolar [3]. Otros procesos entran en juego en el balance de fuerzas que configura la rotación del plasma, entre los cuales destaca el flujo de momento causado por fluctuaciones electromagnéticas presentes en plasmas turbulentos. Esta *tensión de Reynolds* (así llamada en analogía con los fluidos neutros) ocupa un rol central en algunas de las teorías de la transición L-H de confinamiento en plasmas, mediando la emergencia de macro-estructuras de rotación diferencial auto-generadas por la micro-turbulencia [1,4]. Estas estructuras, conocidas como *flujos zonales*, están asociadas a niveles reducidos de transporte de partículas y energía, y recientemente se han obtenido evidencias experimentales de su existencia [2,5].

La comprensión de estos mecanismos de regulación de la rotación en plasmas y su relación con las bifurcaciones en el transporte turbulento de partículas y energía en plasmas es, probablemente, uno de los problemas de física más fundamentales en el camino hacia la obtención de energía de fusión por confinamiento magnético.

REFERENCIAS

1. P.H. Diamond and Y.-B. Kim. Theory of mean poloidal flow generation by turbulence. *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, 3(7):1626–1633, 1991.
2. A. Fujisawa, K. Itoh, H. Iguchi, et al. Identification of zonal flows in a toroidal plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 93(16):165002, Oct 2004.
3. P. Helander and AN Simakov. Intrinsic Ambipolarity and Rotation in Stellarators. *Physical review letters*, 101(14):145003, 2008.
4. E. Kim and PH Diamond. Zonal flows and transient dynamics of the LH transition. *Physical review letters*, 90(18):185006, 2003.
5. M. A. Pedrosa, C. Silva, C. Hidalgo, et al. Evidence of long-distance correlation of fluctuations during edge transitions to improved-confinement regimes in the TJ-II stellarator. *Physical Review Letters*, 100(21):215003, 2008.
6. E.J. Doyle , W.A. Houlberg , Y. Kamada , et al Chapter 2: Plasma confinement and transport. *Nuclear Fusion*, 47(6):S18, 2007.
7. J.E. Rice, A. Ince-Cushman, J.S. Degraessie, L.G. Eriksson, Y. Sakamoto, A. Scarabosio, A. Bortolon, KH Burrell, BP Duval, C. Fenzi-Bonizec, et al. Inter-machine comparison of intrinsic toroidal rotation in tokamaks. *Nuclear Fusion*, 47:1618, 2007.

Fast-Ion Transport in Magnetically Confined Fusion Devices

M. Garcia-Munoz¹

¹Max-Planck Institut für Plasmaphysik, EURATOM Association, Boltzmannstr. 2, D-85748 Garching, Germany
Manuel.Garcia-Munoz@ipp.mpg.de

On the road to self-maintained burning plasmas, a thorough understanding of energetic particle physics is essential to fully assess the fusion performance and machine safety. Several processes are well known to affect fast-ion confinement in a fusion plasma: toroidal magnetic field ripple, prompt losses from auxiliary heating systems and anomalous transport induced by magnetohydrodynamic (MHD) fluctuations. While the first two transport/loss mechanisms are well understood and somewhat avoidable, less is known about the latter and its consequences in future fusion devices. Recent breakthroughs in internal fluctuation [1] and fast-ion diagnosis techniques [2, 3] provide a more comprehensive

picture of the basic wave-particle interactions, improving our ability to make reliable predictions for future devices. Time-resolved energy and pitch-angle measurements of fast-ion losses correlated in frequency and phase with large-scale MHD fluctuations have allowed identification of the underlying loss mechanisms [4,5]. In the presence of multiple MHD fluctuations, the overlapping of mode spatial structures and wave-particle resonances in fast-particle phase-space can lead to global fast-particle redistribution and loss. 1D and 2D imaging

measurements of the confined fast-ion profile [6] provide details of the impact that these MHD structures have on the confined fast-ion population. Results from experiments on large Fusion devices investigating fast-particle global transport induced by MHD modes spanning from the plasma core (Alfven/acoustic modes and sawteeth) to the edge (ELMs) will be presented here together with the current theoretical understanding.

Radial chains of **Alfven** and **Alfven/acoustic** eigenmodes were found to cause strong coherent (Fig. 1) and incoherent fast-ion losses accompanied by a large neutron rate deficit, allowing the characterisation of diffusive and convective transport in fast-ion phase-space [7]. While single RSAEs and TAEs eject resonant fast-ions in a convective process directly proportional to the fluctuation amplitude, B , the overlapping of multiple RSAE and TAE spatial structures and resonances leads to a large diffusive

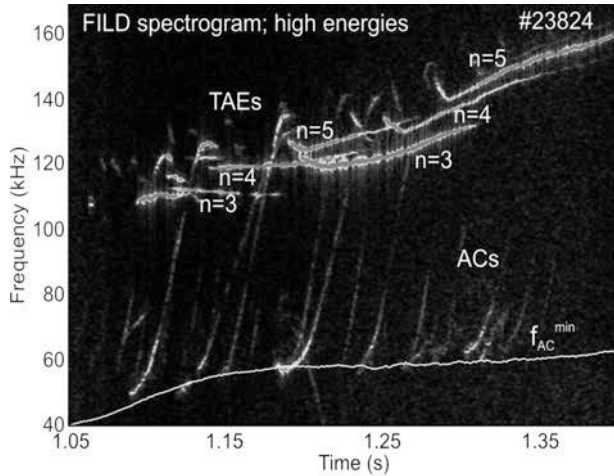


FIG. 1: AUG discharge #23824: Coherent fast-ion losses due to Alfvén Eigenmodes (RSAEs and TAEs) measured at the plasma edge of the ASDEX Upgrade tokamak [7].

loss. For single TAEs, diffusive losses of fast-ions, scaling as $(B)^2$, were observed for local radial displacements of the magnetic field lines larger than a certain measured threshold.

Sawtooth crashes were observed to cause a drop of up to 50 % in the neutron rate and central fast-ion density by means of a redistribution/loss of mainly passing ions from NBI origin. In radio frequency (RF) heated discharges sawtooth crashes have little impact in the overall fast-ion losses. The combined effect of sawtooth crashes and sawtooth induced **magnetic islands** acting on the same fast-particle phase-space region leads to a severe depletion of the related fast-ion population.

Edge perturbations that are radially extended into the plasma such as **ELMs** can strongly the off-axis fast-ion population causing important and localised losses. Fast-ion losses during single ELM events typically show different time scales with a bursting fashion correlated with edge density changes, e.g. blobs, and ELM MHD sub-structures.

Finally, the global fast-ion transport induced by a single and a radial chain of overlapping modes will be presented here in view of ITER.

REFERENCES

1. Van Zeeland, M. A. et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 135001 (2006)
2. Heidbrink, W. W. et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 245002 (2007)
3. Garcia-Munoz, M. et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 055005 (2008)
4. Garcia-Munoz, M. et al., Rev. Sci. Instrum. **80**, 053503 (2009)
5. Garcia-Munoz, M. et al., Nucl. Fusion **49**, 085014 (2009)
6. Geiger, B. et al., Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 065010 (2011)
7. Garcia-Munoz, M. et al., Phys. Rev. Lett. **104**, 185002 (2010)

Frenado electrónico de protones en plasmas debido a electrones libres y ligados

D. Casas¹, M.D. Barriga-Carrasco²

¹Mecánica Aplicada e Ingeniería de Proyectos, Universidad de Castilla-La Mancha; David.Casas2@alu.uclm.es.

²Mecánica Aplicada e Ingeniería de Proyectos, Universidad de Castilla-La Mancha; ManuelD.Barriga@uclm.es.

En la fusión por confinamiento inercial el blanco combustible formado por deuterio y tritio se calienta y comprime por efecto de un haz de alta energía (láser o iones) creándose una onda de compresión centrípeta y esférica que genera un plasma de alta densidad donde se lleva a cabo la fusión nuclear. Si se usa un haz de iones, el mecanismo principal de deposición de energía en el blanco es el frenado electrónico. El ión interactúa y colisiona con los electrones del plasma, perdiendo energía en el proceso. Sin embargo, el mecanismo es diferente dependiendo de si se trata de electrones libres o ligados a los iones del plasma. En este último caso hay que considerar además la energía de ionización de estos últimos.

En la bibliografía consultada no hay muchos resultados experimentales de interacciones de iones ligeros, como los protones (H^+), con plasmas [1-6]. Estos experimentos se dividen dos grupos: 1) El haz de protones calienta inicialmente el blanco hasta convertirlo en plasma. 2) El plasma se obtiene calentando un blanco con un rayo láser de gran potencia o una descarga eléctrica a un potencial eléctrico muy alto.

Este tipo de montajes experimentales son complejos de realizar, por lo que se hace necesario realizar cálculos previos que ayuden a diseñar nuevos dispositivos que avancen en la consecución de la fusión por confinamiento inercial.

Concretamente, en este trabajo hemos calculado el frenado electrónico que experimenta un haz de protones al atravesar un plasma debido a los electrones libres y los ligados a los iones. El estudio del frenado electrónico ya había sido desarrollado previamente por uno de los autores para el caso de sólidos [7], siendo modificado posteriormente para el caso de plasmas [8]. Este estudio se ha hecho de forma analítica dentro de la aproximación lineal del formalismo dieléctrico [9]. Una vez obtenida las expresiones teóricas del frenado se ha procedido a compararlas con datos experimentales realizados por otros investigadores [6]. Estos cálculos permiten además comprobar la validez de los modelos teóricos al contrastarlos con los datos experimentales.

REFERENCIAS

1. Young, F.C., Mosher, D., Stephanakis, S.J., Goldstein, S.A., *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 549-552 (1982)
2. Olsen, J.N., Mehlhorn, T.A., Maenchen, J., Johnson, D.J., *J. Appl. Phys.*, **58**, 2958-2967 (1985)
3. Goel, B., Blum, H., *Journal de Physique*, **49**, 169-176 (1988)
4. Belyaev, G. *et al*, *Phys. Rev. E*, **53**, 2701-2707, (1996)
5. Mintsev, V. *et al*, *Contrib. Plasma Phys.*, **39**, 45-48 (1999)
6. Shibata, K. *et al*, *Nucl. Instr. and Meth. A.*, **464**, 225-230 (2001)
7. Barriga-Carrasco, M.D. Simulación del tránsito de iones H_n^+ a través de láminas delgadas. Tesis, Universidad de Castilla-La Mancha, Cuenca (2007)
8. Barriga-Carrasco M.D., Maynard G. & Kurilenkov Yu., *Phys. Rev. E*, **70**, 066407(9) (2004)
9. Barriga-Carrasco M.D., Maynard G., *Laser and Particle Beams*, **23**, 211-217 (2005)

Generación y parametrización de propiedades radiativas de plasmas de carbono

J.M. Gil^{1,2}, R. Rodríguez^{1,2}, R. Florido^{1,2}, J.G. Rubiano^{1,2}, A. de la Nuez¹, M.A. Mendoza¹,
P. Martel^{1,2}, E. Minguez²

¹Departamento de Física, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria; jmgil@dfis.ulpgc.es

²Instituto de Fusión Nuclear, Universidad Politécnica de Madrid

El carbono es un elemento de gran interés en varias áreas de investigación tales como la astrofísica, debido a su abundancia en las estrellas, en fusión nuclear por confinamiento magnético, por ser un candidato a formar parte como componente de las paredes del reactor experimental ITER así como por ser una impureza en una gran cantidad de otros dispositivos para la fusión, y también juega un papel importante en la fusión nuclear por confinamiento inercial, por ejemplo, en la implosión de cores por incidencia directa de láseres de alta potencia donde el blanco de deuterio está rodeado de una capa de material plástico. En un trabajo previo [1] presentamos un cálculo sistemático de ionización media y poblaciones de nivel de plasmas de carbono ópticamente delgados en un amplio rango de densidad y temperatura donde el plasma alcanza tanto condiciones de equilibrio local termodinámico como fuera de él. Estimamos las regiones de densidad y temperatura donde el plasma se encuentra en equilibrio mediante la comparación de las poblaciones de nivel calculadas a partir de un modelo de poblaciones basado en la ecuación de Saha con las calculadas con un modelo de poblaciones basado en las ecuaciones de tasas con procesos colisionales y radiativos.

Como es sabido el coste computacional en la generación de las propiedades radiativas es enorme y aumenta si consideramos condiciones de densidad y temperatura en las que el plasma se encuentra fuera del equilibrio local termodinámico o simulaciones de plasmas en 2D o 3D. Por otro lado algunas de estas cantidades integradas en frecuencia, como las opacidades medias, la energía de la radiación o el flujo radiativo, pueden ser necesarias para las simulaciones hidrodinámicas de plasmas en los que la energía de la radiación y de la materia son del mismo orden o donde la radiación escapa del plasma, y generalmente, deben ser conocidas en una malla espacial en la que hay una gran cantidad de condiciones distintas de densidad y temperatura. Por tanto, es de gran interés la generación y parametrización de estas cantidades en función de las condiciones del plasma.

En este trabajo presentamos cálculos sistemáticos, interpolación y ajustes de propiedades radiativas de plasmas de carbono ópticamente delgados en el rango de temperatura $1\text{--}10^3$ eV y de densidad electrónica $10^{12}\text{--}10^{22}$ cm⁻³ con una malla logarítmica en temperatura y densidad con un paso $\Delta T = 0.1$ eV y $N_e = 0.5$ cm⁻³ respectivamente. En particular presentamos la ionización media, las opacidades medias de Rosseland y Planck y la tasa de enfriamiento radiativo (o *radiative power loss*) para las condiciones de plasma comentadas.

Todos los cálculos han sido realizados con el código ABAKO/RAPCAL [2] en el cual se ha implementado un nuevo módulo para el tratamiento de datos que nos permite parametrizar las bases de datos generadas, mediante interpolación por esplines cúbicos o ajuste por mínimos cuadrados, en ambos casos en una y dos variables (temperatura y densidad). Como el dominio (T, N_e) de condiciones del plasma es amplio será necesario dividir dicho dominio para obtener un ajuste de acuerdo al criterio de error fijado ϵ_c .

Para ello se ha implementado un algoritmo tipo quadtree que divide el dominio inicial en cuatro cuadrantes, y así sucesivamente, hasta que el ajuste dentro de cada cuadrante cumple el criterio de error relativo ϵ_c fijado, para cada dato de la base perteneciente al cuadrante.

En las figura se representan la ionización media y, la tasa de enfriamiento (o radiative power loss) y la opacidad media de Planck para el carbono calculadas con el código ABAKO/RAPCAL.

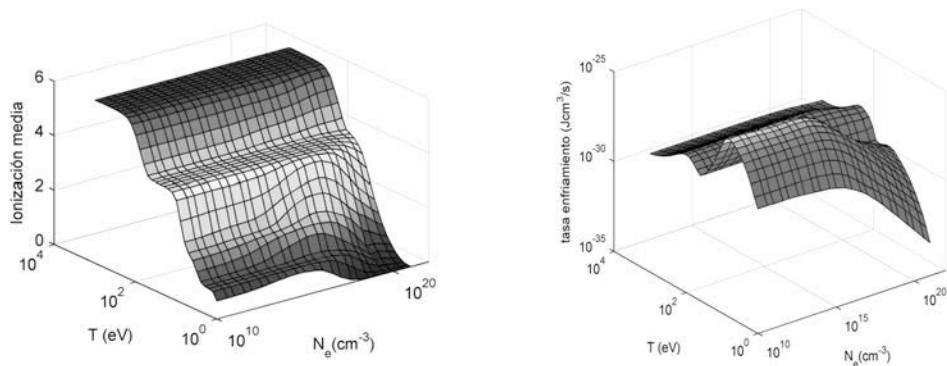


Figura 1. Ionización media y tasa de enfriamiento radiativo.

En este trabajo se presenta las bases de datos de propiedades radiativas del carbono y se realiza un estudio sobre la viabilidad de ajustes eficientes considerando distintos criterios de error y comparándolo con los resultados procedentes de una interpolación. Finalmente se presentan los coeficientes del mejor ajuste encontrado para la ionización media y el resto de propiedades radiativas en el amplio rango de condiciones estudiado, lo que será de gran utilidad para su uso e implementación en códigos hidrodinámicos.

REFERENCIAS

1. Gil, J.M., Rodríguez, R., Florido, R., Rubiano, J.G., Martel, P. & Minguez, E. *Laser Part. Beams*. 26, 21-32. (2008)
2. Florido, R., Rodríguez, R., Gil, J.M., Rubiano, J.G., Martel, P., Minguez, E. & Mancini, R.C., *Phys. Rev. E* **80**, 056402. (2009).

Gyrokinetic theory in fusion plasmas: second-order calculations in general magnetic geometry

I. Calvo¹ and F. I. Parra²

¹ Laboratorio Nacional de Fusión, Asociación EURATOM-CIEMAT, 28040 Madrid, Spain
E-mail: ivan.calvo@ciemat.es

² Rudolf Peierls Centre for Theoretical Physics, University of Oxford, Oxford, OX1 3NP, UK
E-mail: f.parradiaz1@physics.ox.ac.uk

The trajectory of a charged particle in a straight and constant magnetic field is a helix whose symmetry axis is a magnetic field line around which the particle gyrates with frequency Ω . If the magnetic field is strong enough the gyroradius can be made very small so that the particle sticks to the field line; this is the basic idea of magnetic confinement fusion. Unfortunately, two main facts complicate this picture enormously: (i) efficient confinement requires a non-trivial magnetic field geometry and (ii) plasma particles contribute to the electromagnetic field and typically give rise to turbulent fluctuations, making fusion plasmas turbulent statistical systems.

Most phenomena of interest involve frequencies which are orders of magnitude smaller than the gyrofrequency, Ω . Therefore, a rigorous procedure to average the time-evolution equations over the gyromotion time scale would lead to equations retaining the important physics and produce considerable computational savings in their numerical solution. In this talk we will show that such a procedure exists. Using a properly chosen change of phase-space coordinates in the form of an asymptotic expansion in powers of the normalized gyroradius, it is possible to average out order by order, up to arbitrary order, the dependence on the gyrofrequency time scale. We will introduce this technique in a phase-space Lagrangian formalism and present the correct result at second order in the expansion parameter [1]. The application of all this to obtaining a consistent set of equations comprising Poisson's equation and a time-evolution equation for the gyro-averaged distribution function (called *electrostatic gyrokinetic theory*) will be discussed. We will also comment on the transport problems that motivated tackling the second-order computation.

REFERENCIAS

1. Felix I. Parra and Iván Calvo. "Phase-space Lagrangian derivation of electrostatic gyrokinetics in general geometry". *Plasma Physics and Controlled Fusion* **53**, 045001 (2011).

Índice de similitud cuántico: generalización y aplicaciones en sistemas multielectrónicos

J.C. Angulo¹, J. Antolín², P.A. Bouvrie³

¹Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, e Instituto 'Carlos I' de Física Teórica y Computacional, Universidad de Granada; angulo@ugr.es.

²Departamento de Física Aplicada, Universidad de Zaragoza, e Instituto 'Carlos I' de Física Teórica y Computacional, Universidad de Granada; antolin@unizar.es.

³Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad de Granada; bouvrie@ugr.es.

Se define un *Índice de Similitud Cuántico* (QSI) generalizado, para analizar cuantitativamente la similitud entre funciones densidad. Como principales novedades: (i) la comparación entre un número arbitrario de densidades, (ii) la capacidad de modificar la contribución relativa de diferentes regiones, y (iii) la posibilidad de asignar pesos diferentes a cada función de acuerdo a su relevancia en el proceso de comparación.

El concepto de similitud es de gran importancia en muy diversos campos científicos. El objetivo general es proporcionar una medida de cuán similares son dos objetos cuánticos en base a la sus densidades monoparticulares [1]. En moléculas o átomos son especialmente destacables los resultados obtenidos con el *Índice de Similitud Cuántico* de dos sistemas

$$QSI(\rho_1, \rho_2) = \int \rho_1(\vec{r}) \rho_2(\vec{r}) d\vec{r} / \sqrt{\int \rho_1^2(\vec{r}) d\vec{r} \int \rho_2^2(\vec{r}) d\vec{r}}$$

en base a (i) topología de densidades moleculares [2], (ii) estructura de capas en átomos [3], (iii) procesos de ionización [4]. Puntualicemos que la consecución de resultados no triviales en sistemas atómicos ha requerido la densidad en el espacio de momentos, ya que en el espacio usual solo aporta información acerca de la similitud de las cargas nucleares [3,4].

Propiedades relevantes: $QSI \in [0,1]$ con $QSI=1$ solo para densidades idénticas. Así, QSI se interpreta como medida de similitud en base al grado de solapamiento de las densidades.

La restricción de QSI a $[0,1]$ se prueba mediante la conocida desigualdad de Hölder. El uso reiterado de tal desigualdad permite definir un *Índice de Similitud Generalizado* [5]

$$QSI^{(q)}[\rho_i, \lambda_i]_{i=1}^n = \int [\rho_1^{\lambda_1}(\vec{r}) \dots \rho_n^{\lambda_n}(\vec{r})] d\vec{r} / \int [\rho_1^q(\vec{r})^{\lambda_1}] d\vec{r} \dots \int [\rho_n^q(\vec{r})^{\lambda_n}] d\vec{r}$$

(con $\lambda_1 + \dots + \lambda_n = 1$). Se lleva así a cabo una generalización en tres sentidos:

1. El número 'n' de funciones a comparar (no necesariamente $n=2$ como en QSI).
2. El 'orden q', que permite modificar la contribución relativa de las 'colas' y de los entornos de extremos locales de cada función.
3. Los 'pesos' $\{\lambda_i\}$, que controlan la relevancia de cada función en la comparación.

QSI corresponde al caso de $QSI^{(q)}$ para dos densidades con iguales pesos, y orden $q=2$.

A modo ilustrativo, centramos el análisis numérico en la dependencia de $QSI^{(q)}$ respecto al orden 'q', comparando dos densidades con $\lambda_1=\lambda_2=1/2$. Para átomos neutros con cargas nucleares Z y Z' , se sabe que QSI en posiciones depende de la diferencia $|Z-Z'|$ [3]. En cambio, $QSI^{(q)}$ con bajo valor de 'q' revela la estructura de capas, debido a la mayor contribución relativa de los orbitales externos en la comparación. La región de valencia es la más relevante en cuanto a periodicidad y clasificación en grupos atómicos. En la Figura 1, la similitud QSI del Ar ($Z'=18$, gas noble) con los demás átomos es prácticamente la misma que la del Ca ($Z'=20$, alcalinotérreo), dada la semejanza de sus cargas nucleares. Hay cambios notables para $q=0.4$, donde aparece estructura ligada al llenado de capas. Notables máximos locales aparecen al comparar Ar y Ca con sistemas de sus mismos grupos. La correspondencia entre alta similitud y estructura de capas de los sistemas comparados es patente (Figura 2). La estructura de las curvas de cada gas noble comparado con todos los de la Tabla Periódica es casi idéntica: los principales máximos surgen al comparar sistemas de un mismo grupo (también es espacio de momentos). Los más importantes mínimos de similitud corresponden a sistemas de muy diferentes características fisicoquímicas (gas noble y alcalino).

¿Hasta qué punto la ionización de un átomo neutro modifica su densidad a un cuerpo? Abordamos esta cuestión en base a la similitud cuántica de neutro y catión (NC). La Figura 3 muestra $QSI^{(q)}(NC)$ para varios órdenes 'q', junto con la principal magnitud en la descripción de tales procesos físicos: el potencial de ionización AIP. Es remarcable la correspondencia entre la mayor parte de mínimos locales de ambos $QSI^{(q)}(NC)$ y AIP. Caben estos comentarios para diferentes órdenes en ambos espacios:

1. Aparición de mínimos siempre que la ionización provoca la desaparición de una subcapa tipo 's' o bien una 'p' queda semillena.
2. Sistemas con mínimos locales de AIP (e.g. alcalinos) se manifiestan de igual modo en $QSI^{(q)}$ para valores de 'q' suficientemente bajos.
3. 4. Principales picos en las curvas: corresponden a la eyección de electrones 's', mucho más notables que los 'p' o 'd'. Así, la ionización 'tipo s' produce

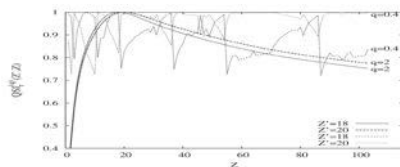


Figura 1. $QSI^{(q)}$ con $q=0.4$ y QSI (espacio posiciones) de átomos con $Z=1-103$ respecto a Ar ($Z'=18$) y Ca ($Z'=20$).

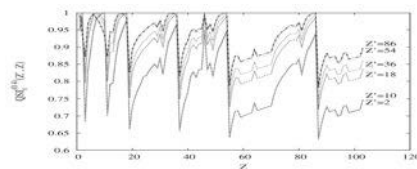


Figura 2. $QSI^{(q)}$ generalizado ($q=0.4$), en espacio de posiciones, de cada gas noble con respecto a átomos $Z=1-103$.

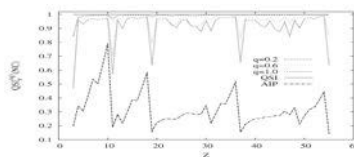


Figura 3. $QSI^{(q)}$ de varios órdenes, en posiciones, entre pares neutro-catión con $Z=3-55$, y potencial de ionización AIP.

cambios más notables que los experimentados tras la eyección de electrones de otros tipos.

Conclusiones: (i) capacidad de QSI^(q) generalizado para obtener información física más completa de propiedades estructurales atómicas, (ii) uso del parámetro para dar mayor relevancia a regiones atómicas específicas, (iii) clara correlación con el llenado de capas, (iv) la similitud neutro-catión proporciona información relevante en procesos de ionización, (v) posibilidad de comparar más de dos densidades, con diferentes pesos cada una de ellas.

REFERENCIAS

1. Carbó-Dorca, R., Arnau, J., Leyda, L., *Int. J. Quantum Chem.*, **17**, 1185–1189 (1980)
2. Cioslowski, J., Nanayakkara, A., *J. Amer. Chem. Soc.*, **115**, 11213 (1993)
3. Angulo, J.C., Antolín, J., *J. Chem. Phys.*, **126**, 044106 (2007)
4. Antolín, J., Angulo, J.C., *Eur. Phys. J. D*, **46**, 21 – 26 (2008)
5. Bouvrie, P.A., Antolín, J., Angulo, J.C., *Chem. Phys. Lett.*, **506**, 326 – 331 (2011)

Mg impurity in small Helium clusters

J. Navarro¹, D. Mateo², M. Barranco²

¹IFIC (Centro mixto CSIC y Universidad de Valencia), Apartado 22085, 46071 Valencia.

²Departament ECM, Facultat de Física y IN²UB, Universitat de Barcelona, Diagonal 647, 08028 Barcelona.

The location of one magnesium atom in pure ^4He clusters is currently subject to some controversy. Two experiments [1,2] indicate a complete solvation of the impurity, but another experiment [3] suggests a surface location instead. The diffusion Monte Carlo (DMC) calculations of Mella *et al.* [4] indicate a transition from surface location to full solvation when the size of the cluster is increased. Density functional calculations [5] show a full solvation for large clusters. However, the DMC calculations of Elhiyani and Lewerenz [6,7] indicate a surface location of the impurity for clusters about the same size as those of Ref. [4].

We have determined the structure of small helium clusters, either pure or isotopically mixed ($^4\text{He}_{N_4}^3\text{He}_{N_3}$, $N_4+N_3 \leq 40$) doped with one magnesium atom, within the DMC framework. We have employed the He–He Aziz HFD-B (HE) [8] potential and that of Hinde [9] for the $X^1\Sigma$ Mg–He interaction, as parametrized in [5]. We have checked that the latter interaction is essentially the same as that determined in [6], and that both produce essentially the same results.

Our results for isotopically pure ^4He clusters indicate that the magnesium atom is located at the surface for the smallest clusters, $N_4 \leq 25$ and, after a smooth transition as shown in Fig. 1, is fully solvated for sizes from $N_4 \sim 30$ on, in qualitative agreement with the findings of Ref. [4]. In contrast, a completely solvated state appears for isotopically pure ^3He clusters.

The atom density in a Mg doped ^4He cluster is not sensibly affected by the adding of ^3He atoms, which are spread on the droplet surface occupying Andreev states. Initially, the ^3He atoms are not distributed around the Mg impurity; rather, they try to avoid it. Only after the number of ^3He atoms increases, they start coating the Mg atom. The situation is similar to that of mixed He droplets doped with Ca [10,11].

In Fig. 2 are displayed the Helium distributions in the ZX plane (the axis OZ being defined by the Mg position and the center-of-mass of the helium subsystem), for three systems with 40 helium atoms. They bear some similarity with those obtained for mixed clusters doped with one calcium atom, although this one sits at the ^4He – ^3He interface.

Electronic spectroscopy is a powerful tool to disclose the location of impurities in helium clusters, since the shift and width of the electronic transitions is very sensitive to the dopant environment [12,13]. Lax method [14] has been since long time ago the standard way to determine the absorption spectrum of a dopant atom in helium clusters. It makes use of the Franck–Condon principle within a semiclassical approach. The

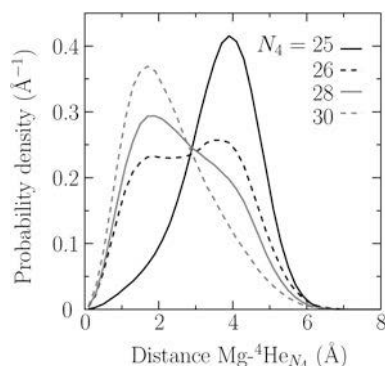


Figure 1. Mg radial probability density with respect to the center-of-mass of the $4\text{He}N_4$ subsystem for different N_4 sizes.

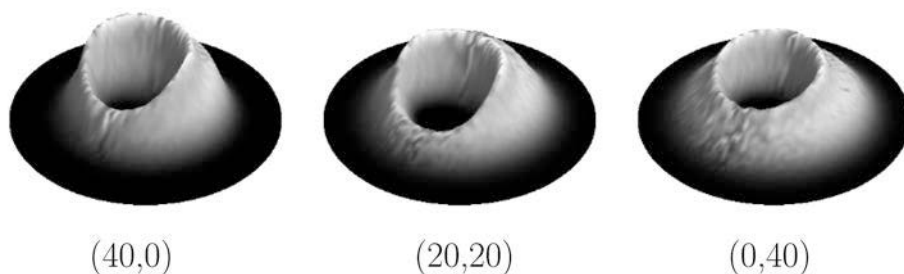


Figure 2. Total helium atomic density distributions with respect to the center-of-mass of the $\text{Mg@4HeN}_4\text{-3HeN}_3$ cluster for three (N_4, N_3) combinations.

DMC calculation provides us with a set of walkers indicating the instantaneous position of each atom in the cluster. We have used them to obtain the absorption spectrum of Mg around the $3s3p \rightarrow 3s^2$ transition and have found that it is blueshifted from that of the free-atom transition by an amount that depends on the size and composition of the cluster.

REFERENCES

1. J. Reho, U. Merker, M.R. Radcliff, K.K. Lehmann, and G. Scoles, J. Chem. Phys. **112**, 8409 (2000).
2. A. Przystawik, S. Göde, T. Dröppner, J. Tiggesbäumker, and K-H. Meiwes-Broer, Phys. Rev. A **78**, 021202 (R) (2008).
3. Y. Ren and V.V. Kresin, Phys. Rev. A **76**, 043204 (2007).
4. M. Mella, G. Calderoni, and F. Cargnoni, J. Chem. Phys. **123**, 054328 (2005).
5. A. Hernando, M. Barranco, R. Mayol, M. Pi, and F. Ancilotto, Phys. Rev. B **78**, 184515 (2008).
6. M. Elhiyani, PhD Thesis, Université Paris-Est (2009), unpublished.
7. M. Elhiyani and M. Lewerenz (2009), personal communication.
8. R. A. Aziz, F. R. McCourt, and C. C. K. Wong, Mol. Phys. **61**, 1487 (1987).
9. R. J. Hinde, J. Phys. B **36**, 3119 (2003).
10. D. Mateo, M. Barranco, R. Mayol, and M. Pi, Eur. Phys. J. D **52**, 63 (2009).
11. R. Guardiola, J. Navarro, D. Mateo, and M. Barranco, J. Chem. Phys. **131**, 174110 (2009).
12. F. Stienkemeier and K. K. Lehman, J. Phys. B **39**, R127 (2006).
13. J. Tiggesbäumker and F. Stienkemeier, Phys. Chem. Chem. Phys. **9**, 4748 (2007).
14. M. Lax, J. Chem. Phys. **20**, 1752 (1952).

Nueva técnica de introducción de muestras en plasmas: *Lateral Sample Introduction*

M. Jiménez¹, M.D. Calzada²

Grupo de Espectroscopía de Plasmas, Universidad de Córdoba

¹ fa2jibom@uco.es

² md.calzada@uco.es.

Los plasmas son utilizados, habitualmente, como fuentes de excitación en el análisis espectroquímico. De ellos, el denominado “inductively coupled plasma” (ICP) es el más empleado en este campo. Sin embargo, los plasmas de microondas y, en particular, el producido por una onda de superficie (SWD, sus siglas en inglés) presentan importantes ventajas frente a aquél. Entre estas ventajas destaca el hecho de que los valores de las densidades y temperaturas electrónicas son similares a las de un ICP utilizando valores de flujo de gas y potencias de microondas 25 y 7 veces inferiores, respectivamente. A pesar de estas ventajas, la menor temperatura del gas en el caso de los SWDs limita su capacidad para volatilizar muestras líquidas, de ahí que éstas deben ser introducidas en fase gaseosa en este tipo de plasmas.

En el caso particular de elementos como arsénico, bismuto, antimonio, estaño, cadmio, etc, se utiliza la técnica de generación de hidruros para la volatilización de estos elementos; técnica en la que se genera una gran cantidad de subproductos gaseosos junto con el hidruro volátil, lo que en algunos casos puede provocar la extinción de la descarga. Con objeto de minimizar la cantidad de estos subproductos gaseosos se ha explorado, investigado y desarrollado una serie de dispositivos cuyo uso ha quedado relegado¹, dada la complejidad de los mismos.

En este trabajo se presenta una nueva técnica denominada *Lateral Sample Introduction*² (bajo patente), cuya característica principal consiste en que empleando un tubo con una o varias entradas laterales se consigue que los productos volátiles alcancen el plasma después de la zona de generación del mismo, que es la zona más inestable. De esta manera, se evita la extinción de la descarga sin que sea necesaria la consideración de ninguna etapa intermedia para reducir los subproductos gaseosos derivados de la reacción de generación de hidruros. En la figura 1 se muestra un ejemplo de aplicación de esta técnica propuesta en la determinación de arsénico.

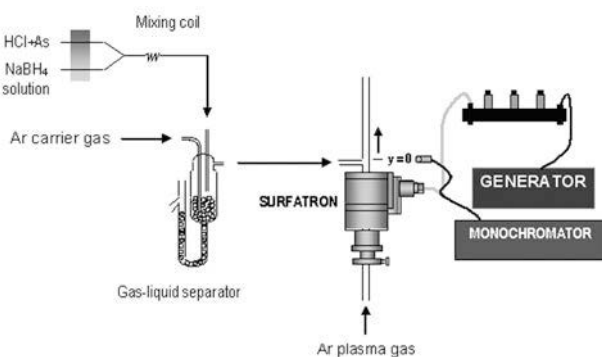


Figura 1. Diagrama esquemático del dispositivo experimental usando la técnica de introducción lateral de muestras.

El plasma se generó en un tubo de cuarzo en forma de T de 4 y 6 mm de diámetros interno y externo, respectivamente. La potencia de microondas (2.45 GHz) se aplicó

al plasma utilizando un dispositivo surfatrón³. Tanto el gas plasmógeno como el gas portador del hidruro fue argón. Un monocromador de 640 mm de distancia focal y provisto de una cámara CCD fue utilizado para registrar la emisión del arsénico (278.02 nm). Las características de los componentes del dispositivo experimental, así como las condiciones de generación del hidruro volátil se recogen en las tablas 1 y 2, respectivamente.

El uso del dispositivo de la figura 1 permitió introducir la muestra sin comprometer la estabilidad de la descarga, siendo 250 W y 625 ml/min las condiciones óptimas de potencia y flujo del gas Ar, respectivamente; la figura 2 recoge una fotografía del plasma resultante generado en dichas condiciones. En la figura 3 se muestra la emisión del arsénico para el flujo óptimo de Ar (625 ml/min) y distintos valores de potencia, observando como la señal a 250 W es máxima como era de esperar.

Generador	2.45 GHz, 300 W
Monocromador	FHR-640, Horiba Jobin-Yvon
Cámara CCD	1024x256 Symphony
Fibra óptica	1000'M SMA/SMA
Potencia de microondas	100-250 W
Argón	99,999%

Tabla 1. Características de los elementos del dispositivo experimental.

NaBH ₄	1% (peso/peso)
NaOH	0,4% (peso/peso)
Arsénico	1 mg/ml
HCl	6 mol/l
Flujo de las disoluciones	1,13 ml/min
Argón	99,999%
Flujo de argón portador	150 ml/min

Tabla 2. Condiciones de generación del hidruro de arsénico (III).



Figura 2. Plasma acoplado a la generación del hidruro del As.

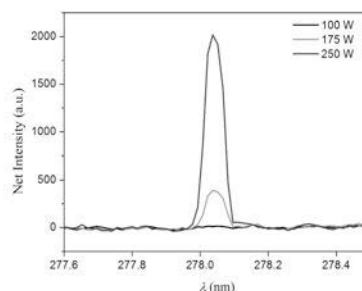


Figura 3. Línea de emisión de As (278.02 nm) a 625ml/min.

Estos resultados muestran las enormes expectativas de aplicación de la técnica propuesta en el análisis de muestras con elementos susceptibles de formar compuestos volátiles por un plasma de onda de superficie.

REFERENCIAS

1. Pohl P., Trac-Trend Anal. Chem., 23, 101-(2004)
2. Jiménez M., Muñoz J., Calzada M. D., Patente N P201031621, España, 2010.
3. Moisan M. *et al.*, *Perfectionnements apports aux dispositifs d'excitation par des ondes HF d'une colonne de gaz enferme dans une enveloppe*, Brevet, France, (1975)

Subvención: Proyecto ENE2008-01015/FTN (MICINN)

On the chemistry of carbon/nitrogen plasmas. An experimental study.

F. L. Tabarés¹, J.A. Ferreira, D. Alegre

Laboratorio Nacional de Fusión. CIEMAT. Av Complutense 22, 28040 Madrid

¹corresponding author. Email: tabares@ciemat.es

The physical and chemical processes taking place in cold plasmas of carbon and nitrogen-containing molecular species have received an outstanding interest in the last decades. The reason for that has been the relevance that these plasmas have in fields so diverse as the PACVD growth of superhard carbon nitrides, both in film¹ or crystalline² states, pollution chemistry³, tritium control in fusion devices⁴ and extraterrestrial atmospheres and ice rocks⁵. As a common feature of all these unlike systems, the very high binding energy of the CN group, which represents the driving force of most of the elemental processes involved, can be readily recognized.

As in the rest of plasma chemical systems, gas phase reactions are in active competence with surface mediated ones, being pressure and temperature the main parameters defining the relative role of each type of process. For surface mediated reactions, surface composition and physical properties are paramount. In fact, the same reactive plasma mixture may lead to a completely different outcome depending on surface state, which makes these reactive systems highly complex and rather unpredictable. The fact that ion driven processes, such as sputtering, implantation and ion chemistry, are in direct competition with pure chemical ones, adds extra complexity when dealing with detailed modeling and prediction forecasting of these reactive systems.

Perhaps, the most conspicuous example of the chemical systems here addressed in extraterrestrial atmospheres is Titan's. Depending on altitude, a mixture of hydrocarbons and nitrogen bearing molecules, mainly N₂ and ammonia, leads to an evolving mass spectra of the type shown in figure 1. Cosmic radiation in this case plays the role of the plasma in dissociating an exciting the molecular components, thus triggering a series of elemental reactions of difficult modeling in the complex parametric space existing over this Saturn's satellite surface.

Interestingly, a very similar mass spectrum can be recorded at the laboratory when a methane-diluted, nitrogen plasma is created at given condition of gas pressure and wall prop-

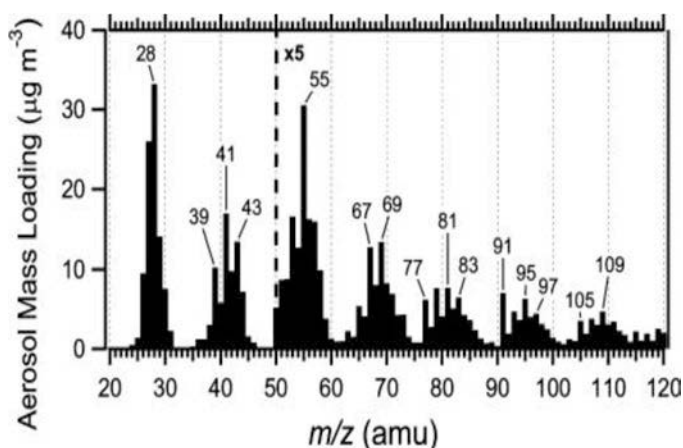


Fig. 1. Averaged mass spectrum for aerosols formed in 0.1% CH₄ in N₂. This spectrum is a representative spectrum for all aerosols produced in a range of mixtures of CH₄ in N₂. Data to the right of the dashed line at 50 amu are multiplied by 5 for ease of viewing.

erties (see Fig 2). The reproduction of the chemical composition of the gas mixture under well-controlled lab conditions can obviously shed light into the underlying elemental processes taking place under the more stringent, hard to reach conditions prevailing on these extraterrestrial objects.

In the last years, our group in CIEMAT has worked in carbon/nitrogen bearing plasmas for the purpose of developing suitable techniques for the tritium inventory control in Fusion devices⁶, directly associated to the formation of hydrocarbons and their plasma-driven decomposition into tritium rich films.

An exhaustive research has been done aimed at optimizing the conditions (pressure, power, gas mixture, wall composition, type of plasma...) of the so-called “scavenger technique”⁴. A picture has arisen showing the possible paths for the formation of the detected products (HCN, acetylene, cyanogen, methylamine,...) and the role that wall conditions and gas mixture have on the final outcome of the plasma induced reactions.

In this presentation, the most relevant findings of the research and their implication in understanding different reactive systems such as extraterrestrial atmospheres and plasma enhanced growth of carbon nitride compound will be addressed.

REFERENCES

1. Wang E.G., Prog Mater Sci. **41**, 241 (1997)
2. Zhang Y. et al. Appl. Phys Lett. **68**, 634-636 (2005)
3. Fraser M E et al. Plasma Chem Plasma Process. **5**, 163 (1985)
4. Tabarés F.L. et al. Plasma Phys. Control. Fusion. **44** L37-42 (2002)
5. Trainer, Melissa G. et al. Proc Natl Acad Sci U S A. **28**, 18035–180421 (2006)
6. Tabarés F.L. et al. Phys. Rev. Lett. **105**, 175006 (2010)

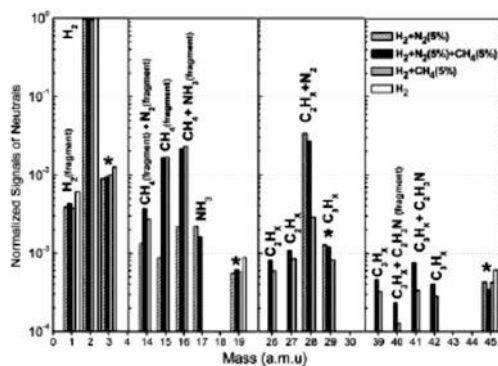


Fig.2. Mass spectrum of several reactive mixtures injected into a DC Glow discharge plasma.

Plasmas de baja temperatura y aplicaciones en nanotecnología de superficies

Agustín Rodríguez González-Elípe

Instituto de Ciencias de Materiales de Sevilla (CSIC-USE). Avda. Américo Vespucio 49. 41092 Sevilla. <http://www.sincaf-icmse.es>. arge@icmse.csic.es

Las tecnologías de plasma de baja temperatura utilizadas para el tratamiento superficial de materiales han perseguido tradicionalmente la preparación de capas o superficie compactas caracterizadas por valores bien definidos de parámetros y magnitudes tales como índices de refracción, dureza, resistencia al desgaste, etc. Sin embargo, el creciente interés de aplicaciones donde el control de la textura, microestructura y/o porosidad a escala nanométrica resultan esenciales ha impulsado el desarrollo de nuevos procesos basados en plasmas fríos donde el argumento esencial es la capacidad de conseguir nanoestructuras superficiales bien controladas. Las tecnologías de plasma que se han puesto a punto durante los últimos años con este propósito abarcan desde procesos de desbastado superficial a otros de deposición por plasmas desde fase vapor, pasando por experimentos singulares donde plasmas fríos de relativamente alta densidad permiten la generación de nanoestructuras singulares de óxido. Estas nuevas tendencias y aplicaciones se ilustrarán con ejemplos recientes de preparación de nanotubos de carbono, nanoestructuras de silicio, nanofibras de óxido, superficies de polímero de alta rugosidad y otros de gran interés para aplicaciones en sectores como el de las celdas fotovoltaicas, superficies autolimpiables, sistemas de catodo-luminiscencia e iluminación, etc. En la actualidad, estos procesos de plasmas fríos se están desarrollando sobre una base de conocimiento bastante empírica, aunque se sabe de la importancia de controlar parámetros asociadas al tipo de especies del plasma, heterogeneidades locales de la vaina o el uso combinado de centros de nucleación específicos utilizando semillas metálicas. La necesidad de controlar y conocer mejor esas características de los plasmas y de su interacción con superficies de materiales parecen esenciales para poder progresar de manera precisa y controlada en su uso para el desarrollo de nuevas nanotecnologías de superficie que, sin duda, tendrán cada día más interés e importancia en multitud de sectores industriales emergentes.

Plasmas de microondas en estructura coaxial a baja presión. Caracterización de la onda de superficie.

O. Carabaño¹, A. Gamero¹, A. Sola¹

¹ Departamento de Física. Universidad de Córdoba, fa1garoa@uco.es.

Durante los últimos treinta años se han venido estudiando ampliamente las descargas de gases mantenidas por la propagación de ondas electromagnéticas de alta frecuencia y actualmente están siendo utilizadas en numerosas aplicaciones tecnológicas. La mayoría de los estudios tanto teóricos como experimentales se han centrado en la propagación de ondas de superficie en estructuras cilíndricas, en las que la columna de plasma es mantenida por la onda electromagnética que se propaga principalmente por la interfase de separación entre el plasma y el tubo dieléctrico que lo contiene [1]. Las descargas de onda de superficie pueden también ser mantenidas con una estructura tubular, en la que el plasma es producido entre un radio interno y otro externo [2]. En este tipo de estructuras, los tubos pueden ser de material dieléctrico o conductor [3]. Si el plasma tubular presenta dos interfases plasma-dieléctrico, existen dos modos de simetría acimutal para la propagación de la onda de superficie, asociados en cierto sentido a cada uno de esos contornos [4], [5]. Cuando en esta estructura se incluye un conductor interior central, se obtiene un plasma tubular con estructura coaxial.

En este trabajo se presenta una caracterización experimental de la onda de superficie produciendo una columna de plasma de microonda de argón a baja presión en una estructura coaxial. En esta configuración la descarga tubular está localizada entre un tubo dieléctrico externo y otro interno, dentro del cual se encuentra una varilla conductora concéntrica. Todo el sistema está rodeado a su vez por una guía conductora cilíndrica externa.

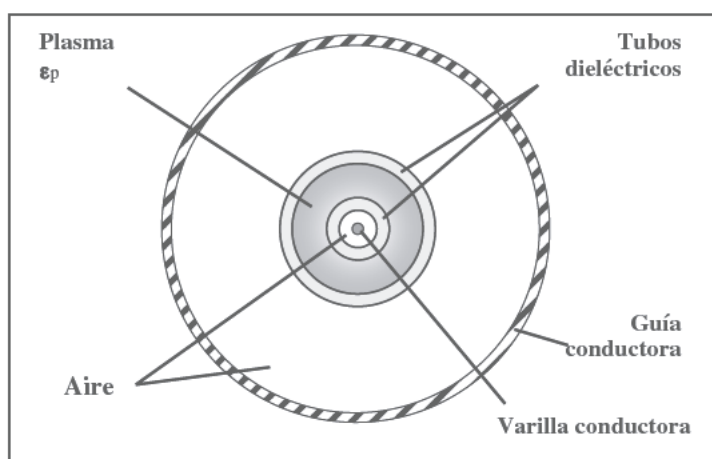


Figura 1. Estructura coaxial.

La estructura coaxial hace que las propiedades del plasma y la onda sean significativamente diferentes respecto al caso sin conductor central. De hecho, debido a las componentes del campo eléctrico existentes, la estructura de propagación coaxial no necesita de un 'lanzador' convencional para excitar la onda de superficie. En nuestro caso, la excitación de la onda se puede conseguir haciendo que la estructura coaxial sea una continuación del cable coaxial de alimentación.

Bajo diferentes condiciones experimentales, se analizan los perfiles radial, acimutal y axial de las componentes del campo eléctrico con el fin de caracterizar la propagación de la onda de superficie. Los resultados son comparados con los obtenidos a partir de un modelo teórico para la propagación de la onda de superficie. En el modelo el plasma es considerado un medio dieléctrico radialmente homogéneo. Se obtiene así la curva de dispersión de los diferentes modos de propagación posibles, resolviendo las ecuaciones de Maxwell e imponiendo las correspondientes condiciones de contorno [5].

REFERENCIAS

1. M. Moisan, A. Shivarova, A.W. Trivelpiece. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 24 (1982) 1331
2. X.L. Zhang, F.M. Dias, C.M. Ferreira. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 6 (1997) 29
3. S. Letout, L.L. Alves, C. Boisse-Laporte, P. Leprince. *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, 7 (2005) 2471
4. Z. Neichev, E. Benova, A. Gamero, A. Sola. *Journal of Physics: Conference Series*, 44 (2006) 133
5. O. Leroy, P. Leprince, C. Boisse-Laporte. In *Microwave Discharges. Fundamentals and Applications* (Ed. Yu.A. Lebedev), Yanus-K, Moscú (2006) 137.

Recubrimientos de nitruro de boro realizados por proyección con antorcha de plasma

J. A. Sillero¹, D. Ortega², E. Muñoz-Serrano³ y E. Casado⁴

¹Departamento de Física, Universidad de Córdoba; f9simaj@uco.es (actualmente en TECNATOM S. A., Madrid)

²Departamento de Física, Universidad de Córdoba; f9orhed@uco.es

³Departamento de Física, Universidad de Córdoba; encarnacion.munoz@uco.es

⁴Departamento de Física, Universidad de Córdoba; eduardo.casado@uco.es

La realización de recubrimientos con nitruro de boro hexagonal (hBN) por proyección con antorcha de plasma (plasma spray) [1, 2] es de interés por la relativa simplicidad del procedimiento y por la posibilidad de obtener recubrimientos de grandes espesores necesarios en algunas aplicaciones industriales. El presente trabajo está dedicado a la realización y estudio de recubrimientos obtenidos mediante plasma spray a partir de una mezcla en polvo de hBN y de alúmina (Al_2O_3) con contenidos de hBN de 100, 80, 60, 40 y 20 % en peso. Los recubrimientos se han realizado sobre superficies planas de cerámicas refractarias de alúmina, comúnmente utilizadas en la industria. Para realizar los recubrimientos se utilizó un equipo Miller Thermal provisto de una antorcha de plasma térmico modelo SG-100.

hBN/ Al_2O_3 (%)	Espesor (μm)	Adhesividad (MPa)
20/80	800 ± 70	2.330 ± 0.020
40/60	500 ± 70	1.481 ± 0.016
60/40	350 ± 70	0.604 ± 0.011
80/20	150 ± 70	-
100/0	0	-

Tabla 1. Espesores y adhesividades de los recubrimientos obtenidos con las diferentes mezclas

En la Tabla 1 se muestra el espesor y la adhesividad de los recubrimientos obtenidos con diferentes composiciones del polvo de recubrimiento. Con hBN puro no se obtuvo recubrimiento, pues el polvo depositado en la cerámica no se adhirió a ella. Con 80 % de hBN la adhesividad fue tan baja que no pudo medirse. Como muestra la Tabla 1, el espesor y la adhesividad de los recubrimientos disminuyen de forma lineal al aumentar el porcentaje de hBN en el polvo de recubrimiento. En la Figura 1 se muestra el espesor efectivo de nitruro de boro, d_{BN} , que mide el espesor correspondiente al hBN en el recubrimiento obtenido. Se observa que el máximo d_{BN} se obtiene con un contenido de aproximadamente el 40% de hBN en el polvo de recubrimiento.

La morfología de cada recubrimiento fue estudiada mediante microscopía electrónica de barrido. Su comparación con

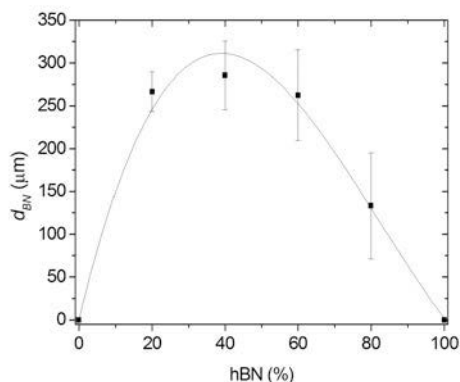


Figura 1. Dependencia del espesor efectivo con el contenido de hBN en el polvo de recubrimiento.

la morfología del correspondiente polvo de recubrimiento muestra que en la llama de plasma los granos de hBN y de alúmina se funden y unen, desapareciendo las fronteras entre ellos (Figura 2). La alúmina del polvo de recubrimiento se adhiere tanto al hBN como al sustrato, permitiendo una buena adhesividad del recubrimiento.

Se realizaron análisis por espectroscopía de rayos X con dispersión de energía (EDX) de las diferentes mezclas de polvo y de los recubrimientos obtenidos con ellas. Estos análisis mostraron que las composiciones atómicas de una mezcla y del correspondiente recubrimiento son similares, lo que indica que durante el proceso de plasma spray no se produce contaminación con elementos externos.

Se realizaron estudios por difracción de rayos X que verificaron la presencia de nitruro de boro en su fase hexagonal en los recubrimientos. Por otra parte, en los patrones de difracción obtenidos se detectó, además del hBN y de la alúmina, la presencia de nitruro de aluminio, seguramente formado por la reacción química en la llama de plasma de parte del nitruro de boro y la alúmina presentes en el polvo de recubrimiento.

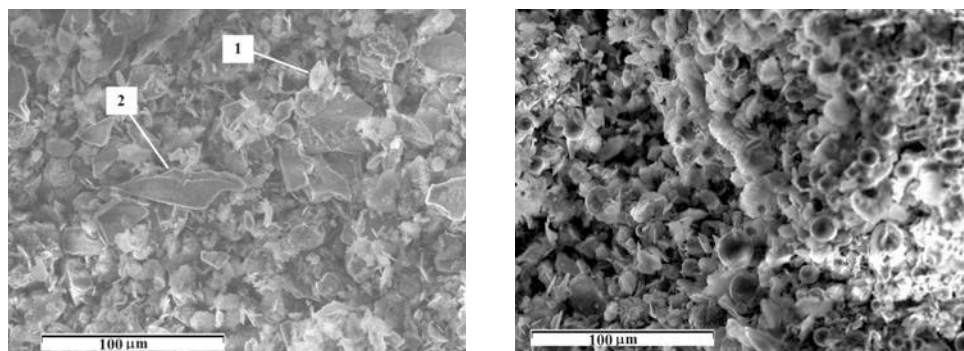


Figura 2. Izquierda: Microfotografía del polvo de recubrimiento donde se señala un grano de hBN (1) y uno de alúmina (2). Derecha: Microfotografía del recubrimiento obtenido con el polvo anterior.

REFERENCIAS

1. Du L., Zhang W., Liu W., Zhang J., *Surf. Coat. Technol.*, **205**, 2419-2424 (2010)
2. Du L., Huang C., Zhang W., Li T., Liu W., *Surf. Coat. Technol.*, **205**, 3722-3728 (2011)

Reflectometría de microondas en ITER

T. Estrada¹, E. Blanco² and IST³, ENEA-CNR⁴ and CEA⁵ Microwave Reflectometry Teams

¹Laboratorio Nacional de Fusión, Asociación Euratom-CIEMAT, Madrid; teresa.estrada@ciemat.es

²Laboratorio Nacional de Fusión, Asociación Euratom-CIEMAT, Madrid; emilio.blanco@ciemat.es

³Instituto Superior Técnico, Asociación Euratom-IST, Lisboa, Portugal

⁴National Agency for New Technologies, Energy and Environment, Asociación Euratom-ENEA, Milan, Italia

⁵Commissariat à l'Énergie Atomique, Asociación Euratom-CEA, Cadarache, Francia

ITER es un proyecto internacional cuya finalidad es demostrar la viabilidad tecnológica de la fusión y como tal supone un paso imprescindible entre los dispositivos experimentales actuales y una futura planta de producción de energía de fusión. La extrapolación a ITER de las técnicas de diagnosis que se utilizan en los dispositivos de fusión actuales no es siempre posible. En el caso de la reflectometría de microondas, su reducido volumen y área de acceso al dispositivo, y su resistencia a la radiación y a los flujos de neutrones, hacen posible su utilización en ITER [1].

La reflectometría de microondas se ha utilizado como técnica de diagnosis de plasmas confinados magnéticamente desde los años ochenta en prácticamente todos los dispositivos de fusión, tanto tokamaks como stellarators. Esta técnica se basa en la medida del desfase que sufre una onda electromagnética de una determinada frecuencia cuando tras ser lanzada al plasma se refleja en él. Bajo las condiciones comúnmente utilizadas en reflectometría –incidencia normal al campo magnético del dispositivo y normal a las superficies de densidad electrónica constante– la posición radial de la capa de reflexión para una onda de frecuencia dada depende únicamente de la densidad electrónica del plasma (propagación en modo ordinario) o de ésta y del campo magnético confinante (propagación en modo extraordinario). Así pues, el desfase sufrido por la onda proporciona información de la densidad electrónica en la capa de reflexión, permitiendo tanto la medida de perfiles radiales de densidad como la medida de sus fluctuaciones.

En ITER está previsto utilizar reflectometría para medir el perfil de densidad electrónica del plasma cubriendo un rango de valores de densidad de $5 \cdot 10^{18}$ a $3 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Además está previsto utilizar reflectometría para medir la posición del plasma de forma que se pueda utilizar como referencia para los diagnósticos magnéticos. También se prevé medir fluctuaciones de densidad con reflectometría: modos coherentes, modos de Alfvén, velocidad de rotación etc. España, a través del Laboratorio Nacional de Fusión del CIEMAT, en colaboración con otros centros de investigación Europeos, participa en el diseño y construcción del reflectómetro que se utilizará para la medida de la posición del plasma, PPR (del inglés Plasma Position Reflectometer). Este sistema consta de cuatro reflectómetros localizados en diferentes posiciones poloidales alrededor del plasma (ver figura 1), cuya finalidad es medir la distancia entre la columna del plasma y la pared interna de la cámara de vacío. Para ello es necesario medir el perfil de densidad en la parte más periférica del plasma en estas cuatro posiciones. Los sistemas trabajarán cubriendo tres bandas de frecuencias desde 12 a 60 GHz, barriendo la frecuencia de forma continua en cada banda en tiempos muy cortos (del orden de algunos microsegundos) para minimizar el efecto nocivo que las fluctuaciones de densidad tienen sobre este tipo de medidas. Las antenas utilizadas para emitir y recibir las señales de microondas se han de posicionar en el interior de la cámara de vacío “viniendo” directamente el plasma, lo que exige utilizar guías de onda a lo largo de los puertos de acceso al interior de la cámara de vacío y en algunos casos (sistemas 4 y 6 en la

figura 1) también en el interior de la cámara de vacío. Por su posición próxima al borde del plasma, las antenas son los componentes del diagnóstico más expuestos, estando sometidas a altas cargas térmicas y electromagnéticas. El diseño actual de las antenas (ver figura 2) y el análisis del resultado de estas cargas se puede encontrar en Ref. [2]. Especial atención se ha de prestar también al diseño de las guías de onda situadas en el interior de la cámara de vacío. No se puede utilizar guías estándar de cobre debido a las altas corrientes que se inducirían en sus paredes. Actualmente se está barajando una solución que combina guías de acero con recubrimiento interno de cobre. Estos y otros problemas abiertos en relación con el diseño y construcción del PPR de ITER se discutirán en este trabajo.

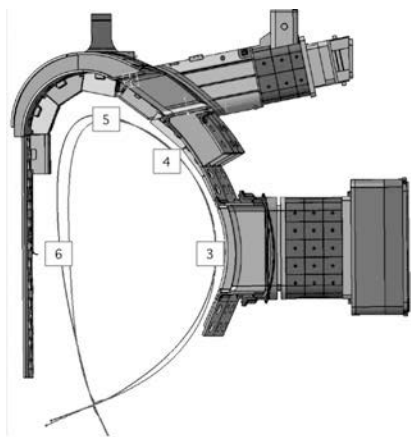


Figura 1. Corte poloidal de la cámara de vacío de ITER en la que se indican las posiciones de los cuatro reflectómetros (de 3 a 6); asimismo se muestra el contorno del plasma en dos configuraciones magnéticas diferentes.

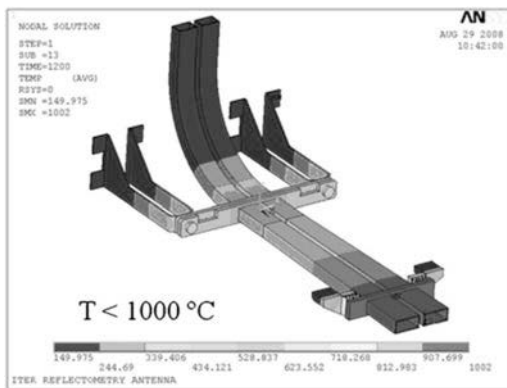


Figura 2. Diseño actual de las antenas y distribución de la máxima temperatura que alcanzarán.

REFERENCIAS

1. Vayakis, G., Walker, C.I., Clairet, F., Sabot, R., Tribaldos, V., Estrada, T. et al. *Status and prospects for mm-wave reflectometry in ITER*. Nuclear Fusion **46**, S836-S845 (2006).
2. Pérez, G., Estrada, T., Vayakis, G., and Walker. *Thermal and mechanical analysis of the ITER plasma-position reflectometry antennas*. Fusion Engineering and Design **84**, 1488–1494 (2009).

Simulaciones Cinéticas de gran escala en Física del Plasma

F. Castejón, A. Bustos, E. Sánchez, and J.L. Velasco

Laboratorio Nacional de Fusión, EURATOM-CIEMAT, Madrid

Introducción

La fusión por confinamiento magnético presenta todavía una serie de problemas abiertos cuya solución permitiría agilizar la construcción de los primeros rectores y, quizá, reducir sus costes y tamaños. La comprensión de estos problemas requiere de un esfuerzo combinado de teoría y experimento y, muy a menudo, el segundo va por delante de la primera. Sin ir más lejos, los parámetros a alcanzar en ITER se basan en leyes de escala obtenidas de los resultados experimentales. La explicación teórica de importantes fenómenos como el transporte requiere de la solución de complicadas ecuaciones no lineales en complejas geometrías. Esta tarea a su vez precisa de simulaciones de gran escala que corren en grandes infraestructuras de computación, desde superordenadores hasta grids.

El grupo de teoría de fusión del CIEMAT está involucrado, sobre todo, en la simulación de los plasmas en las configuraciones tipo stellarator, que son especialmente complejas. Dentro de estas simulaciones tienen un papel importante las basadas en la teoría cinética que describe el plasma por una ecuación cinética en 6 dimensiones con escalas espaciales y temporales muy dispares: las escalas de giro de las partículas en torno a las líneas de campo son mucho más rápidas y pequeñas que el movimiento macroscópico de los centros guías de las hélices que describen estas partículas. Si en esta ecuación despreciamos el radio de Larmor de las partículas, podemos reducir las 6 dimensiones necesarias a cinco y olvidarnos de las escalas rápidas del movimiento. La ecuación así obtenida se conoce como Ecuación Cinética de Deriva (ECD), que hay que acoplar a las ecuaciones de Maxwell. Si la ECD se resuelve en régimen lineal obtenemos el llamado transporte colisional y si, además, aplicamos las aproximaciones de la conservación de la energía cinética y de que las excursiones radiales de las partículas sean pequeñas en comparación con las longitudes típicas, obtendremos el llamado transporte neoclásico. Si mantenemos los términos no lineales, trabajaremos con teoría girocinética, y obtendremos el transporte turbulento.

Transporte Colisional

El llamado ordenamiento neoclásico se viola en el TJ-II en el régimen de baja colisionalidad¹ y también al estudiar la dinámica de los iones rápidos, por lo que se hace imprescindible usar un código que no asuma estas aproximaciones. El código Montecarlo ISDEP (Integrator of Stochastic Differential Equations in Plasmas) se ha usado tanto para calcular el transporte de iones térmicos² como para los iones rápidos. Este código puede correr en grids computacionales gracias a su naturaleza distribuida. Para los iones rápidos se calcula en régimen estacionario y podemos tener la función de distribución en varias posiciones radiales. Este cálculo se hace para dos casos distintos, uno para baja y otro para alta densidad. La comparación con los resultados experimentales da un acuerdo razonable.

Pero hasta ahora el código ISDEP sólo tiene en cuenta los iones. Para investigar el comportamiento de los electrones se han realizado los cálculos neoclásicos estándares usando el código DKES y el código NEO-MC. El primero de los dos tiene el problema de producir unas barras de error tan grandes que invalidan los resultados obtenidos en el régimen de muy baja colisionabilidad, por lo que ha sido necesario usar NEO-MC en el TJ-II. Esto ha permitido, por ejemplo, calcular la corriente de “bootstrap”, generada por el gradiente de presión³, cuyo perfil era desconocido hasta la fecha.

En la Figura 1 se muestra la función de distribución en varias posiciones radiales para el caso de baja densidad, donde se ve claramente el carácter no maxwelliano y el hecho de que se guarda memoria de las energías de las neutros inyectados para calentar.

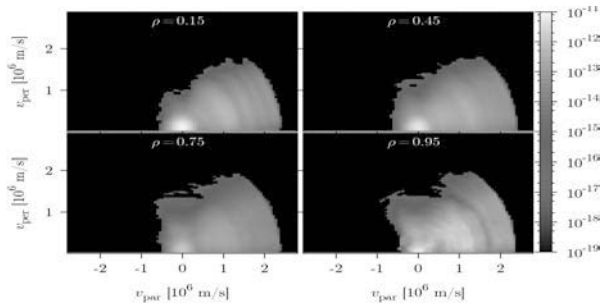


Figura 1: Distribución de los iones rápidos en el TJ-II para baja densidad en cuatro posiciones radiales.

Transporte Turbulento

Para estimar el transporte turbulento resolvemos la ecuación girocinética que conserva los términos no lineales. La teoría girocinética estándar puede seguirse en⁴. Sin embargo, recientemente se ha puesto en duda los fundamentos esta teoría⁵.

El código girocinético EUTERPE resuelve esta ecuación para geometrías tridimensionales⁶. En el régimen no lineal se aprecia una evolución de la turbulencia que puede dar lugar a los llamados flujos zonales, que son reguladores de la turbulencia y dan lugar a mejoras del confinamiento (véase la figura 2).

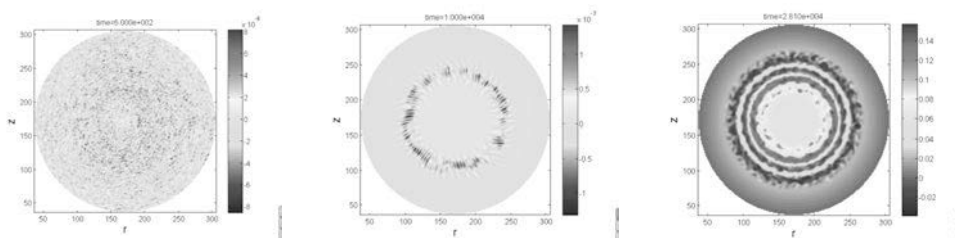


Figura 2: Evolución calculada con EUTERPE del potencial turbulento en un cilindro. Se inicia la simulación con ruido, aparecen los modos inestables y crecen de forma exponencial (fase lineal) hasta que las interacciones no lineales los saturan y, en ese caso, aparecen los flujos zonales.

REFERENCIAS

1. Velasco JL, Castejón F and Tarancón A, Phys. Plasmas **16** 052303 (2009)
2. Castejón F *et al*, Plasma Phys. Control. Fusion **49** (6), 753, 2007.
3. Velasco JL *et al.*, “Calculation of the bootstrap current profile for the TJ-II stellarator, submitted to Plasma Phys. Control. Fusion.
4. Brizard AJ and Hahm TS, Rev. Mod. Phys. **79**, 421 (2007)
5. Parra F and Calvo I, Plasma Phys. Control. Fusion **53** 045001 (2011)
6. E. Sánchez *et al.* . IEEE Transactions on Plasma Science, **38**, 2119 (2010). See also references therein.

Simulaciones girocinéticas de turbulencia en plasmas de fusión con geometría tridimensional

E. Sánchez¹, R. Kleiber², R. Hatzky³, M. Borchardt², P. Monreal¹, F. Castejón¹, A. Soba⁴, X. Sáez⁴, J. M. Cela⁴

¹Laboratorio Nacional de Fusión, Madrid, Spain; edi.sanchez@ciemat.es.

²Max-Planck Institut für Plasmaphysik. EURATOM-Association, Greifswald, Germany.

³Max-Planck Institut für Plasmaphysik. EURATOM-Association, Garching, Germany.

⁴Barcelona Supercomputing Center (BSC-CNS). Barcelona, Spain.

En los dispositivos de fusión por confinamiento magnético se encuentran niveles de transporte de energía y partículas muy superiores a lo que sería esperable por la teoría colisional neoclásica que considera procesos colisionales y toma en cuenta la influencia de la geometría magnética. Experimentalmente se han observado niveles de transporte hasta varios órdenes de magnitud mayores que lo esperable de fenómenos colisionales [1]. Es generalmente aceptado en el campo que la discrepancia entre las medidas experimentales y las predicciones neoclásicas se debe a la aparición de turbulencia, cuyo resultado es incrementar notablemente la fuga de energía y partículas, degradar la calidad del confinamiento y, en definitiva, dificultar la consecución de condiciones adecuadas para los procesos de fusión.

En general, un plasma de fusión confinado magnéticamente es un sistema fuera del equilibrio termodinámico, que presenta fuertes gradientes en magnitudes como la temperatura o la densidad (electrónicas y/o iónicas), que constituyen fuentes de energía libre para el desarrollo de la turbulencia. Se han desarrollado modelos simplificados de turbulencia originada por gradiente de densidad, gradiente de temperatura iónica o gradiente de temperatura electrónica, entre otros.

En los últimos años se ha observado que la rotación en los plasmas puede contribuir a modificar las propiedades del transporte, considerándose en la actualidad un ingrediente de vital importancia en el transporte en plasmas. La turbulencia, además de incrementar el transporte, puede también contribuir a reducirlo a través de una redistribución de momento que modifica la rotación global en el plasma. Un plasma turbulento es, en definitiva, un sistema autoorganizado cuya intrincada Física es importante entender para avanzar hacia un reactor de fusión.

El estudio del transporte en plasmas se puede llevar a cabo con diferentes grados de complejidad que van desde modelos de uno o dos fluidos (electrones más iones) a modelos cinéticos en los que se considera con el mayor detalle la dinámica del sistema. En este marco se necesita resolver la ecuación cinética (ecuación de Boltzman) acoplada a las ecuaciones de Maxwell en seis dimensiones, lo que supone una complejidad inabordable, en general. Recientemente se ha desarrollado un formalismo conocido como girocinético [2], que basándose en primeros principios, permite el estudio cinético de los plasmas en condiciones simplificadas, pero relevantes para los dispositivos experimentales. Básicamente, este formalismo permite reducir la dimensionalidad del problema desde $6N$ a $5N$, siendo N es el número de partículas involucradas. Permite eliminar los detalles asociados a fenómenos que son mucho más rápidos que las escalas temporales de interés, o de tamaños mucho menores que las escalas espaciales relevantes para el transporte. Las simplificaciones introducidas por esta teoría permiten hacer el problema más tratable, aunque sigue siendo tremendamente complicado; involucra

ecuaciones diferenciales no lineales y requiere, en general, de soluciones numéricas muy costosas en recursos de computación. El desarrollo de grandes ordenadores ha permitido crear códigos de simulación que, basados en este formalismo, permiten estudiar el transporte originado por la turbulencia en plasmas de fusión.

En esta comunicación se presentarán resultados de simulaciones de turbulencia llevadas a cabo con el código girocinético EUTERPE [3], un código de tipo particle in cell, en geometría tridimensional correspondiente al dispositivo de confinamiento magnético TJ-II [4], en operación en el CIEMAT [5]. Se trata de simulaciones de turbulencia electrostática originada por gradiente de temperatura iónica (ITG). Se presentarán los primeros cálculos lineales de este tipo realizados para el dispositivo TJ-II y se mostrarán resultados para diferentes configuraciones magnéticas.

Se presentarán también simulaciones lineales para estudiar la rotación del plasma en un dispositivo tridimensional como TJ-II.



Figura 1. Potencial electrostático en el dispositivo TJ-II mostrando un modo desestabilizado por gradiente de temperatura iónica (ITG). En rojo los valores positivos, en azul los negativos.

REFERENCIAS

1. Carreras, B. *IEEE Transactions on Plasma Science*, **25** (1997).
2. Hahm T. S. *Physics of Fluids*, **31** (1988). Brizard, A. J. & Hahm, T.S. *Reviews of Modern Physics*, **79** (2007). F. I. Parra, I. Calvo. *Plasma Phys. Control. Fusion* **53** (2011).
3. Jost, G., Tran, T., Cooper, W., Villard, L. & Appert, K. *Physics of Plasmas*, **8** (2001). Kornilov, V., Kleiber, R., Hatzky, R., Villard, L. & Jost, G. . *Physics of Plasmas*, 11 (2004).
4. Alejaldre, C., et. al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **41** (1999).
5. <http://www.ciemat.es>

Stark parameters regularities and irregularities in spectral lines of singly ionised noble gases

S. Mar¹*, S. Djurović², R.J. Peláez¹, M. Ćirišan², J.A. Aparicio¹

¹Departamento de Física Teórica Atómica y Óptica, Universidad de Valladolid. P. Prado de la Magdalena s/n, 47071 Valladolid, España.

²Faculty of Science, Department of Physics, Trg Dositeja Obradovica 4, 21000 Novi Sad, Serbia

*santiago@opt.uva.es.

In the last years, different trends and regularities of Stark parameters (halfwidths and shifts of spectral lines) have been analysed. The nature of the atomic structure of the element as well as plasma conditions are responsible for regular or irregular behaviours of the Stark parameters.

The absence of very close perturbing levels makes Ne II [1] as a good candidate for analysis of the regularities. Other two considered elements Kr II [2] and Xe II [3] with complex spectra presents strong perturbations and in some cases irregularities in Stark parameters appear.

In this work we analyze the influence of the perturbations to Stark parameters within the multiplets of some singly ionised noble gases. Spectroscopy of these ions has a great importance for the laboratory and astrophysical plasmas. Generally speaking, spectra of inert gases are important for many physics areas, for example laser physics, fusion diagnostics, photoelectron spectroscopy, collision physics, astrophysics etc. Stark halfwidths as well as shifts of spectral lines are usually employed for plasma diagnostics purposes. For example atomic data of argon, krypton, and xenon will be useful for the spectral diagnostics of ITER. In addition, the programs used for stellar atmosphere simulation like TMAP, and SMART require a large amount of atomic and spectroscopic data. Availability of these parameters will be useful for a further development of stellar atmosphere and evolution models. Stark parameters data of spectral lines can also be useful for verification of theoretical calculations and investigation of regularities and systematic trends of these parameters within a multiplet, supermultiplet, and transition array or along an atomic homologous sequence [4].

We thank S. González for his work on the experimental device, the Spanish Ministerio de Ciencia y Tecnología and the Consejería de Educación y Cultura de la Junta de Castilla y León for their financial support under contracts no FIS2005-03155 and VA015A05 respectively. J.A. Aparicio wants to express his personal acknowledgement to the ONCE for help. S. Djurović thanks to Ministry of Science and Technological Development, Republic of Serbia, for support in Project 171014.

REFERENCIAS

1. R.J. Peláez, S. Djurović, M. Ćirišan, F. Rodríguez, J.A. Aparicio and S. Mar, "Ne II Stark Width and Shift Regularities", *Astrophys. J.*, **687**, 1423 (2008).
2. S. Djurović, R.J. Peláez, M. Ćirišan, J.A. Aparicio and S. Mar, "Stark widths and shifts of Kr II UV spectral lines", *Phys. Rev. A*, **78**, 042507 (2008)
3. R.J. Peláez, S. Djurović, M. Ćirišan, J.A. Aparicio and S. Mar, "Irregularities of Stark parameters of Xe II spectral lines", *J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, **42**, 125002 (2009)
4. R. J. Peláez, S. Djurović, M. Ćirišan, J.A. Aparicio and S. Mar, "Stark halfwidth trends along the homologous sequence of singly ionized noble gases", *Astron. Astrophys.*, **518**, A60 (2010)

Toberas magnéticas en futuros motores espaciales de plasma

M. Merino¹, E. Ahedo²

¹Equipo de Propulsión Espacial por Plasmas, Universidad Politécnica de Madrid; mario.merino@upm.es.

²Equipo de Propulsión Espacial por Plasmas, Universidad Politécnica de Madrid; eduardo.ahedo@upm.es.

Las toberas magnéticas [1] consisten en un campo magnético convergente-divergente capaz de guiar, expandir y acelerar un plasma de forma eficiente y controlada. Por sus características, permiten controlar la velocidad y el gasto del chorro producido, así como evitar el contacto material del plasma con paredes y los serios problemas de refrigeración, durabilidad y eficiencia asociados. Debido a ello, son el elemento acelerador de varios sistemas avanzados de propulsión eléctrica en desarrollo, como el motor helicón [2], el VASIMR [3], el motor Magneto-Plasma-Dinámico de campo aplicado [4], y el motor Hall con cúspides magnéticas [5]. Dichas toberas también encuentran aplicación en otros campos, como en el procesamiento de materiales con haces de partículas.

Esta presentación se centra en el comportamiento del plasma en el interior de una tobera magnética y su interacción con la estructura del motor. La evolución del plasma se asemeja a la de un gas neutro en una tobera sólida de Laval, si bien su física es más rica y compleja debido a fenómenos propios de plasmas y a las interacciones electromagnéticas con el circuito generador de campo.

Se formula un modelo bidimensional (axilsimétrico) de la expansión supersónica del plasma en el seno de una tobera magnética divergente, desde donde es posible estudiar múltiples configuraciones y condiciones de flujo. La integración numérica del problema hiperbólico resultante hace uso del método de las superficies características, lo que hace que el código informático desarrollado, “DiMagNo 2D” (de Divergent Magnetic Nozzle, en inglés), posea una alta velocidad y precisión.

Las simulaciones realizadas confirman la validez de los modelos 1D existentes respecto a la aceleración axial, y aportan resultados novedosos sobre la eficiencia radial, corrientes eléctricas, y otros aspectos sólo recuperables con un modelo bidimensional, algunos de los cuales rechazan hipótesis o conclusiones preexistentes.

Los resultados incluyen un estudio de los distintos mecanismos de aceleración, la caracterización de las actuaciones propulsivas de la tobera, y la influencia los diversos parámetros de control. Se muestra el papel fundamental de las corrientes azimutales del plasma, indispensables en la generación y transmisión de empuje, y cómo la magne-

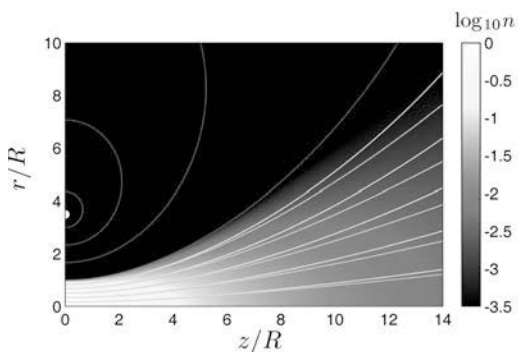


Figura 1: Densidad del plasma cuasineutro en una tobera magnética divergente (color de fondo). En rojo se representan las líneas magnéticas del campo generado por una anilla de corriente. En blanco y naranja respectivamente, líneas de corriente de electrones (totalmente magnetizadas) e iones (sólo parcialmente), inicialmente coincidentes en la garganta.

tización no completa de iones provoca el desalineamiento de los tubos de corriente de iones y electrones, causando en primer lugar la aparición de corrientes longitudinales (rompiendo la hipótesis de ambipolaridad de corrientes, aceptada en otros modelos), y en segundo lugar una corriente azimutal de iones, negativa para la propulsión.

Asimismo, se discute la separación del plasma ya acelerado de las líneas de campo magnético [6], sin la cual el plasma retornaría a lo largo de las líneas cerradas de campo, arruinando la eficiencia propulsora del dispositivo y pudiendo dañar superficies y equipos sensibles. A partir de una condición necesaria sobre las corrientes eléctricas en el plasma para la generación de empuje, se demuestra la invalidez de las tres teorías más extendidas de separación en toberas magnéticas, y se proponen dos posibles escenarios alternativos.

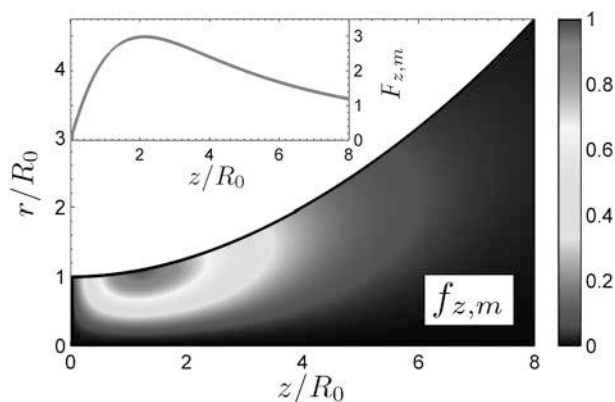


Figura 2: Densidad de fuerza magnética axial, debida a las corrientes eléctricas azimutales del plasma. La línea roja del recuadro muestra la fuerza integrada en secciones $z = \text{constante}$. Estas corrientes crean un campo inducido que es responsable de la transmisión del empuje generado al motor, y favorecen el confinamiento radial y la aceleración axial del plasma.

REFERENCIAS:

1. Ahedo E., Merino M., *Physics of Plasmas*, **17**, 073501 (2010)
2. Batishchev O., *IEEE Transactions on Plasma Science*, **37**, 1563–1571 (2009)
3. Arefiev A., Breizman B., *Physics of Plasmas*, **11**, 2942–2949 (2004)
4. Krülle G., et al., *J. Propulsion and Power*, **14**, 754–763 (1998)
5. Courtney D., Martínez-Sánchez M., *30th IEPC*, 2007-39 (2007)
6. Ahedo E., Merino M., *Physics of Plasmas*, (accepted), (2011)
7. web.fmetsia.upm.es/ep2

Física de materia blanda

Microfiltración con membranas planas nanoestructuradas de polisulfona

P. Arribas, M.C. García-Payo, M. Khayet*

Departamento de Física Aplicada I, Facultad de Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Avda. Complutense s/n 28040 Madrid; *khayetm@fis.ucm.es; Tel. 913945185

La electrohilatura o “*electrospinning*” es una técnica de fabricación de membranas nanoestructuradas que consiste en la aplicación de un alto voltaje del orden de kV para crear un campo eléctrico entre una disolución polimérica y una placa colectora [1]. Cuando se incrementa el voltaje, el campo eléctrico se intensifica provocando una fuerza, debida a efectos de polarización y carga, que hace que la disolución polimérica sea arrojada en forma de chorro “jet” hacia el electrodo opuesto. Durante la creación del chorro de la disolución polimérica, el disolvente se evapora gradualmente obteniendo una membrana compuesta de nanofibras con diámetros entre 50 nm y 10 μ m y con una orientación aleatoria [2,3]. Una de las ventajas más importantes de esta técnica es la fabricación de membranas con mayor área superficial por unidad de masa.

Es bien conocido que la filtración es el proceso físico de separar unas sustancias de otras donde el tamaño de poro de la membrana es el que determina hasta qué punto son eliminados los distintos compuestos disueltos. En concreto, la microfiltración y la ultrafiltración son procesos cuya fuerza motriz es la diferencia de presión hidrostática a través de la membrana.

En este trabajo se han fabricado membranas nanofibrosas, nanoestructuradas, de polisulfona (PSU) utilizando mezclas de disolventes (tetrahidrofurano, THF, y *N,N*-dimetilformamida, DMF) y la técnica “*electrospinning*”. Se han estudiado los efectos de varios parámetros y se han determinado las condiciones óptimas de fabricación mediante varias técnicas de caracterización como la microscopía electrónica de barrido (SEM), la difracción de Rayos X, la espectroscopía infrarroja por transformada de Fourier (FTIR) y las medidas del ángulo de contacto. Además, se ha estudiado el efecto del aditivo polimetilmetacrilato (PMMA) sobre la morfología de las membranas de PSU preparando y caracterizando membranas nanofibrosas con distintas proporciones de PSU/PMMA y mezclas de disolventes. Por último, se ha evaluado la posible aplicación de estas membranas nanoestructuradas en la microfiltración empleando dos montajes experimentales distintos: uno de flujo normal (Célula Amicon) para estudiar los flujos de permeado y el factor de separación de disoluciones acuosas de ácido húmico, y otro de flujo tangencial para estudiar el efecto del ensuciamiento o “*fouling*”.

Se han determinado los parámetros óptimos de fabricación de las membranas nanofibrosas para la disolución polimérica (20% en peso de PSU, 64% DMF y 16% THF). Se han variado el voltaje, el flujo de la disolución polimérica y la distancia entre la aguja y la placa colectora (“gap”). Las membranas nanoestructuradas han sido sometidas a un post-tratamiento térmico a 200°C. Se ha observado que el post-tratamiento térmico ha favorecido la unión entre nanofibras dotando a las membranas de una red nanoestructurada más consistente (vea Figura 1 (A) y (B)). También, se ha observado que el post-tratamiento produce una disminución del diámetro medio de las fibras sin alterar la hidrofobicidad de las membranas que exhiben ángulos de contacto de agua superiores a 120°.

Cuando se aplica el post-tratamiento térmico a las membranas nanofibrosas de PSU/PMMA las uniones entre fibras son mucho más fuertes hasta el punto de causar fusiones de las fibras (vea Figura 1 (C) y (D)).

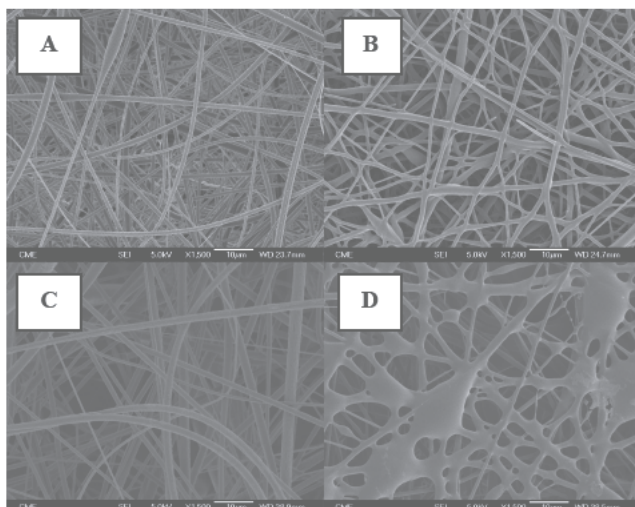


Figura 1: Imágenes SEM a 1500 aumentos de las membranas nanofibradas: (A y B) 20% PSU (A) sin post-tratamiento térmico y (B) con post-tratamiento térmico a 200°C; (C y D) 10% PSU-10% PMMA (C) sin post-tratamiento térmico y (D) con post-tratamiento térmico a 200°C.

Las condiciones óptimas para la fabricación de las membranas nanofibrosas de PSU con disolventes mixtos son un flujo de disolución polimérica de 2,5 ml/h, un voltaje de 20 kV, una distancia entre la aguja y el colector “gap” de 10 cm, un tiempo de fabricación de 120 min y una temperatura de post-tratamiento de 200°C.

Se han realizado medidas de permeación con agua destilada a diferentes presiones y se han obtenido resultados comparables con los de una membrana de filtración comercial (GVHP 0,22 μm , Millipore). También, se han realizado medidas de flujo de permeado y turbiedad para distintos valores de pH de la disolución acuosa de ácido húmico (HA) de 15mg/l (pH = 3,7 y 11) observando un mayor factor de separación (82,4 %) cuando la disolución es ácida (pH = 3).

REFERENCIAS

1. Li D., Xia Y., *Adv. Materials*, **16**, 1151-1170 (2004).
2. Gopal R., Kaur S., Feng C.Y. *et al. J. Membrane Sci.*, **289**, 210-219 (2007).
3. Chang K.H., Lin H.L., *J. Polym. Res.*, **16**, 611-622 (2009).

Agradecimientos

Los autores agradecen el apoyo financiero de la Agencia Española de Cooperación Internacional y Desarrollo AECID (proyecto A/032850/10). Se agradece también la financiación del Ministerio de Ciencia e Innovación (Proyecto: MAT2010-19249).

Comportamiento superficial y micelar de tensioactivos perfluoroalquilico/anionico

A. Valea*, B. González, M.L. González

Dpto. Ingeniería Química y del Medio Ambiente. Universidad Pais Vasco-EHU (*)iapvapea@lg.ehu.es
ESC. UNIV. INGENIERIA TECNICA INDUSTRIAL (Plaza La Casilla,3-48012-Bilbao)

Introduccion

El estudio de sistemas mixtos de tensioactivos es un campo de intensa investigación debido a los efectos de sinergia e incompatibilidad que se presentan debido a la formación de micelas mixtas (1-3, 8). Cuando se investiga un tensioactivo debe considerarse que la mayoría de los productos tecnológicamente útiles son, en realidad, un "compound" que incorpora una mezcla de tensioactivos, y otros componentes.

En el presente trabajo, que forma parte de una extensa línea (1, 4-8) se estudia el comportamiento de un tensioactivo perfluoroalquilico (en disolución) del tipo no iónico alquiléster (FC-430), sobre el que se han determinado sus características superficiales y micelares, tensiométrica y conductimétricamente, dado que previamente se comprobó su excelente comportamiento como depresor de la tensión superficial. Para aumentar la disponibilidad y abaratar costos, también se han investigado las mezclas de tensioactivo perfluoroalquilico con un tensioactivo aniónico, como el laurilsulfato de sodio (LSNa), tanto a concentraciones por encima como por debajo de la concentración crítica micelar del propio perfluoroalquilico (FC-430), operando tensiométrica y conductimétricamente, de forma que pueda establecerse la influencia que causa el aniónico sobre el comportamiento del tensioactivo fluorado.

Finalmente, se presentarán los resultados de formación dinámica del film superficial.

Experimental

La masa molecular del tensioactivo FC-430, determinada por GPC, ha conducido a la existencia de dos picos, de masas moleculares de 23.222 D (abundancia de 37,5%) y otro a 3.302 D (con una abundancia de 62,5%). Promediando ambos ponderadamente, se obtiene una masa molecular media de 7.254 D. Con objeto de reducir el precio de este tipo de tensioactivos, se ha investigado la posible sinergia que pudiera presentar con tensioactivos aniónicos de bajo coste, tal como el laurilsulfato de sodio (LSNa) para lo cual se ha estudiado el comportamiento tensiométrico y conductimétrico de éste LSNa en presencia de cantidades constantes de FC-430, tanto por encima como por debajo de su c.m.c. El agua utilizada en la preparación de disoluciones y operaciones auxiliares cumple la norma ASTM D-1193-72, Reagent Water Tipo I, está exenta de materia orgánica y fue utilizada sin almacenar. Las medidas tensiométricas se han realizado con un tensiómetro automático Krüss K-12, siguiendo la técnica de Wilhelmy. Se programaron medidas consecutivas a intervalos de 180 s para cada concentración, y la desviación estandar fué de 0,05. Las cubetas del tensiómetro fueron diseñadas para evitar el efecto pared y poseen una doble camisa de termostatación que permite mantener la temperatura mediante baño Selecta Digiterm (± 0.02 °C).

Las medidas conductimétricas se realizaron con un conductímetro Crison mod. 525, de 5 rangos, provisto de CAT PT-100 ($\pm 0,02^\circ\text{C}$) utilizando una célula de baja constante ($k = 0,1196 \text{ cm}^{-1}$), previamente calibrada con disolución de KCl. Las disoluciones se prepararon por pesada directa con estabilización 24h

Resultados

La línea tensiométrica del fluoroalquiléster FC-430 a 25°C presenta las tres regiones características de los tensioactivos en disolución acuosa:

- a) Una región a baja concentración de FC-430 en la que la tensión superficial disminuye rápidamente al aumentar la concentración de tensioactivo en disolución (zona de saturación)
- b) Una región a alta concentración de FC-430 en la que la actividad superficial permanece constante.
- c) Una estrecha región de concentración de FC-430, situada entre las dos anteriores, en la que hay una brusca variación de la curva, que recibe el nombre de c.m.c. y que en el FC-430 es $4.864 \cdot 10^{-5} \text{ M}$.

Merece destacarse la elevada eficacia del tensioactivo fluorado que es capaz de formar micelas a concentraciones notablemente menores que las de otros tensioactivos aniónicos, y el elevado poder depresor de la tensión superficial, que en el tramo saturado resulta una tensión superficial de $19 \text{ mN}\cdot\text{m}^{-1}$.

La variación de la conductividad molar con el logaritmo de la concentración del FC-430 presenta nuevamente los tres tramos mencionados, pudiendo ubicar la c.m.c conductimétrica en $1.928 \cdot 10^{-4} \text{ M}$.

Como puede comprobarse, los valores de las c.m.c tensiométrico y conductimétrico no son coincidentes, tal como habíamos encontrado en otros trabajos anteriores, consecuencia de medir propiedades de masa y de superficie, y que en el caso de tensioactivos de carácter macromolecular están mas diferenciadas.

Se ha estudiado la variación de la tensión superficial de la disolución acuosa de mezclas del LSNa y del FC-430, manteniendo constante la concentración de éste último en $7.03 \cdot 10^{-9} \text{ M}$.

Debería notarse que aunque se han preparado tres disoluciones de FC-430 a concentraciones inferiores a su teórica c.m.c, el resultado obtenido parece indicar que sólo la disolución cuya $[\text{FC-430}] = 7,03 \cdot 10^{-9} \text{ M}$ parece estar realmente por debajo de su c.m.c. El resto de disoluciones a $[\text{FC-430}] = \text{constante}$, en sus mezclas con LSNa evidencian un comportamiento tensiométrico característico de los sistemas que tienen micelas desde las concentraciones mas bajas del LSNa.

El valor de la c.m.c aparente es del orden de 10^{-3} M , lo que demuestra la eficacia de pequeñas cantidades de tensioactivo fluorado que reduce la concentración para la formación de micelas del LSNa.

La curva tensiométrica del sistema $[\text{FC-430}] = 7,03 \cdot 10^{-9} \text{ M}$ y $[\text{LSNa}] = \text{variable}$, presenta un perfil semejante al del LSNa puro, lo que podría interpretarse como una agregación micelar esencialmente del FC-430, con una adsorción superficial mayoritaria del LSNa. El valor de la tensión superficial en la zona saturada para el sistema mezcla es de $34 \text{ mN}\cdot\text{m}^{-1}$, casi idéntico al valor que corresponde al tensioactivo aniónico LSNa puro, lo que confirma la interpretación. Al aumentar la concentración del FC-430 parece detectarse una progresiva adsorción de moléculas de este tensioactivo (FC-430) y por tanto una desorción del LSNa, lo que se evidencia por los valores notablemente

menores de la tensión superficial (en esta zona de baja concentración de LSNa) que se aproxima a la del FC-430, y por la desorción del LSNa.

Las tres disoluciones de concentración constante y mas elevada de FC-430 presentan la tensión superficial de $20 \text{ mN}\cdot\text{m}^{-1}$ (para concentraciones bajas de LSNa), valor muy próximo al de la propia tensión superficial del FC-430 puro, resultando que dicha tensión superficial aumenta al hacerlo la concentración del LSNa, lo que evidencia una adsorción superficial de moléculas de éste tensioactivo.

Los resultados de las curvas conductimétricas confirman las interpretaciones anteriores referidas a las medidas tensiométricas. Nuevamente las c.m.c aparentes determinadas conductimétricamente no coinciden con las tensiométricas correspondientes. Se deducen unas c.m.c conductimétricas aparentes para los tres sistemas representados entre 10^{-2} y $5,495\cdot 10^{-3} \text{ M}$.

Se ha tratado de establecer una ecuación que relacione el desplazamiento en la c.m.c aparente con la concentración (constante) del FC-430 que la produce, encontrándose la siguiente ecuación de recurrencia:

- * Para los valores tensiométricos: $\log (\text{c.m.c, aparente}) = - 0,207 + 0,510 \cdot \log [\text{FC-430}]$
con un coef. correlación = 0,98.
- * Para los valores conductimétricos: $\log (\text{c.m.c, aparente}) = - 0,291 + 0,537 \cdot \log [\text{FC-430}]$
con un coef. correlación = 0,99.

Se ha optado por una regresión lineal debido a que no tenemos hipótesis para interpretar los coeficientes.

AGRADECIMIENTOS: Este trabajo forma parte de un Proyecto de Investigación UPV-2009 subvencionado por la Universidad del Pais Vasco- E.H.U

BIBLIOGRAFIA

1. Valea, A; González, M^a.L.; "Formación de micelas mixtas por interacción entre tensioactivos iónicos y anfotéricos". Proceed. XXI Jorn. C.E.D./A.I.D. CSIC (1990).
2. Osborne-Lee, I.W.; Schechter, R.S.; " Nonideal mixed micelles. Thermodynamic model and experimental comparisons". Journ. American Chem. Soc. (1986).
3. Scamehorn, J.F.; "An Overview of Phenomena involving surfactant mixtures". Journ. Amer. Chem. Soc. (1986).
4. González,M^a.L.; Valea, A.; "Interacción entre tensioactivos catiónico imidazólico/no iónico " Proceed. XXIV Jorn. C.E.D./A.I.D. CSIC (1993).
5. Valea,A.; González, M^a. L.; "Proceed. European Colloid & Interface Soc. P-1 Communication (1995).
6. Valea, A.; González, M^a L.; Míguez,J.C.; "Effects of the nonionic surfactant on the cationic surfactant behaviour" . Proceed. 3rd C.E.S.I.O. International Congress. London (1992).
7. Valea, A.; González, M^a L.; " Interaction between nonionic- cationic surfactants" Proceed. I World Congress on Emulsion. París (1993).
8. Valea Pérez,A.; González Arce,M^a L.; "Propiedades Superficiales y micelares de sistemas mixtos con tensioactivos imidazólicos". Proceed. Equifase 95. Comm. EQ-37.(1995)

Efecto de la inclusión de enlaces covalentes en elastómeros iónicos

M.A. Malmierca^{1*}, L. Ibarra¹, A. Rodríguez¹, I. Mora-Barrantes¹, J.L. Valentín¹

¹Instituto de Ciencia y Tecnología de Polímeros, CSIC. C/ Juan de la Cierva, 3. 28006 Madrid, España.

* email: malonso@ictp.csic.es

Un elastómero es un polímero con elevada elasticidad debido a su estructura amorfa, la flexibilidad de sus cadenas, las débiles interacciones entre ellas y la formación de una red tridimensional basada en la creación de uniones químicas entre las cadenas de caucho durante el proceso de vulcanización. Los elastómeros convencionales poseen entrecruzamientos permanentes de tipo covalente entre las cadenas poliméricas que impiden el reciclaje de los mismos. Por el contrario, los elastómeros iónicos son materiales reciclables debido a la reversibilidad de sus enlaces iónicos.

Los elastómeros iónicos se caracterizan por poseer entrecruzamientos iónicos formados entre grupos ionizables de las cadenas poliméricas y una sal metálica. Debido a la diferencia de polaridad entre estas uniones y las cadenas elastoméricas, los enlaces iónicos tienden a agregarse formando multipletes y clusters iónicos constituyendo nanodominios iónicos^{1,2}. Las agregaciones iónicas poseen alrededor zonas de caucho con movilidad muy restringida que pueden constituir una fase separada con su propia transición térmica, denominada transición iónica (Figura 1). Estos dominios iónicos actúan como entrecruzamientos de las cadenas y les confiere a su vez un refuerzo a la matriz. Debido a este reforzamiento, las propiedades de los ionómeros son excelentes a temperatura ambiente.

Sin embargo, al aumentar la temperatura los dominios iónicos se debilitan a causa de su termolabilidad y las propiedades mecánicas disminuyen^{3,4,5}. Por ello, el objetivo de este trabajo es la inclusión de enlaces covalentes en las redes iónicas para mejorar las propiedades a altas temperaturas manteniendo el carácter termorreversible de los elastómeros iónicos.

La matriz elastomérica utilizada en este trabajo es un caucho nitrílico carboxilado (XNBR), vulcanizado covalentemente (por vía radicalica) a través de la adición de peróxido de dicumilo o iónicamente mediante MgO. Al añadir MgO, los grupos carboxílicos de las cadenas elastoméricas (7% en peso) se desprotonan generando carboxilatos. Éstos se agregan formando nanodominios iónicos reversibles que actúan como entrecruzamientos generando la red iónica.

Las propiedades mecánicas se han obtenido a través de en-

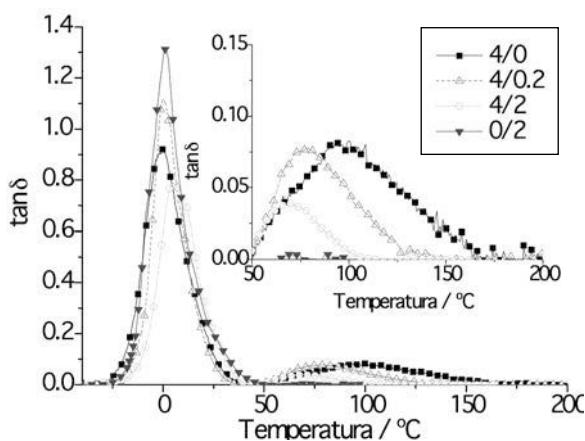


Figura 1. Variación del factor de pérdidas con la temperatura a frecuencia de 5 Hz de compuestos con diferentes concentraciones de MgO/Peróxido de Dicumilo. A bajas temperaturas se observa la transición vítrea (T_g) y a temperaturas superiores se observa la transición iónica (T_i).

sayos de tensión-deformación lineal y se han llevado a cabo diferentes experimentos reométricos (reómetro oscilante y reómetro capilar) para comprobar el posible reciclaje de los sistemas. Para caracterizar los nanodominios iónicos se han utilizado medidas mecanodinámicas y experimentos de múltiple coherencia cuántica en RMN de bajo campo.

Los resultados obtenidos a partir de estos estudios indican que la inclusión de enlaces covalentes en la red iónica influyen tanto en el número como en el tamaño de los nanodominios iónicos. Por tanto, se obtienen redes con un número mayor de nanodominios iónicos y con menor tamaño, ya que los enlaces covalentes creados impiden parcialmente el reagrupamiento de los enlaces iónicos. El cambio en la estructura generado por los enlaces covalentes mejora notablemente las propiedades mecánicas (Figura 2) de los elastómeros iónicos a altas temperaturas, manteniendo el carácter termoplástico de las muestras siempre y cuando la cantidad de enlaces covalentes no supere un cierto valor.

Por tanto, mediante la creación de entrecruzamientos iónicos y covalentes en una matriz elastomérica es posible obtener redes con propiedades mecánicas excelentes tanto a altas temperaturas como a temperatura ambiente y el material puede reciclarse en sucesivas ocasiones debido al carácter reversible de las uniones iónicas.

Agradecimientos:

Los autores agradecen a la CICYT (Comisión Interministerial de Ciencia y Tecnología) la financiación del Proyecto MAT 2008/02362. MAM e IMB agradecen sus becas predoctorales JAEPre088 e I3P BPD006 al Consejo Superior de Investigaciones Científicas. JLV agradece al Ministerio de Ciencia y Tecnología su Contrato Ramón y Cajal.

REFERENCIAS:

1. Eisenberg, A.; Hird, B.; Moore, R. B. *Macromolecules* **23**, 4098 (1990).
2. Yarusso, D.C.; Cooper, S.L. *Macromolecules* **16**, 1871 (1983).
3. Ibarra, L.; Alzorri, M. *Polymer International* **49**(1), 115-121 (2000).
4. Ibarra, L.; Alzorri, M. *J. Appl. Polym. Sci.* **87** N1 **5**, 805-813 (2003).
5. Ibarra, L.; Alzorri, M. *J. Appl. Polym. Sci.* **103** (3), 1894-1899 (2007).

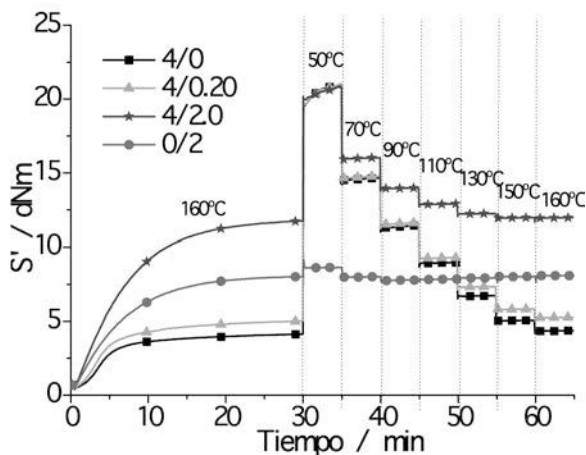


Figura 2. Variación de la componente elástica del torque con la temperatura de diferentes compuestos de MgO/Peróxido de Dicumilo en el reómetro de torsión.

Glass Transition in Thin Polymer Films

L. R. Arriaga,^a F. Monroy^b and D. Langevin^a

^a Laboratoire de Physique des Solides, Université Paris Sud, Orsay, France

^b Dept. Química Física I, Universidad Complutense, Madrid, Spain

The shift of the glass transition temperature T_g in thin polymer films is presently the object of much interest. Although literature results on films (with thicknesses typically between 5 and 50 nm) are quite scattered, it has been recently postulated that T_g should change only in the case of extremely thin films (thicknesses below 2 nm) [1]. We present an experimental study of ultrathin films of various polymers deposited on a free water surface: poly-(*t*-butylmethacrylate) (PTBMA), poly-(4-hydroxystyrene) (P4HS) and poly-(methylmethacrylate) (PMMA), which have rather rigid chains and poly-(*t*-butylacrylate) (PTBA) and poly-(vinylacetate) (PVAc), which have more flexible chains. Particularly interesting are the differences in thermal behavior found between both groups of polymers (as an example the thermal behavior of the interfacial shear storage modulus of PTBMA and PTBA films are shown in Figure 1) [1]. While PTBA and PVAc films show weak temperature dependence, PTBMA, P4HS and PMMA films undergo a solid-liquid transition at a temperature well below the T_g of the bulk polymer. This significant thermal softening is accompanied by a conformational change from a collapsed state at low T to a more extended conformation at high T , as revealed by the surface pressure isotherms. At low temperature, the shear rheology of such rigid films resembles that of soft glassy materials. The peculiar behavior observed for the shear moduli beyond the fluid-solid transition is similar to that observed recent-

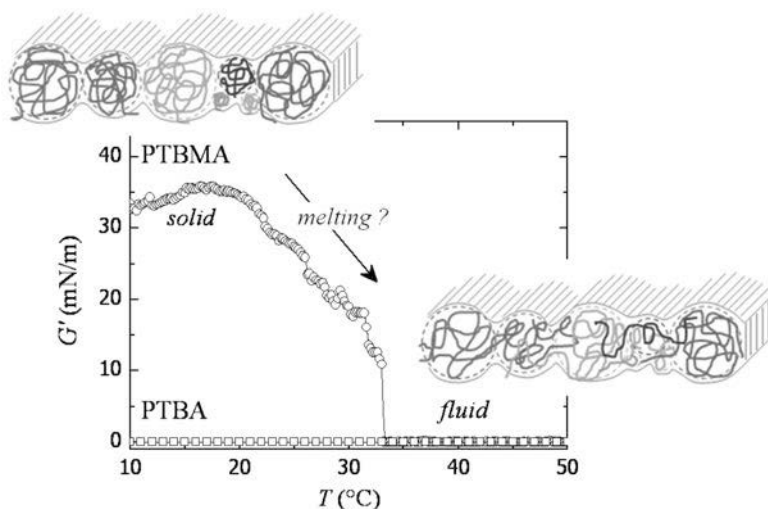


Figure 1 Temperature dependence of the interfacial shear storage modulus G' of PTBMA ($M_n = 211.5$ kDa and $PDI = 1.30$) and PTBA ($M_n = 287$ kDa and $PDI = 1.14$) Langmuir films obtained at constant frequency ($f = 0.1$ Hz). The schematic drawing illustrates the conformational change accompanying the thermal softening observed in PTBMA.

ly with dispersions of soft colloidal spheres [3]: upon cooling, the system undergoes first a glass transition, followed by a jamming transition, which seems to be responsible for inhibiting a large viscosity increase. Another scenario could involve the disappearance of entanglements upon heating, which would account better for the observed lack of reversibility in the ultrathin layers studied. In this case the glassy behavior would be due to the freezing of segmental motion as in pure 3D polymers. Both scenarii will be discussed in the presentation.

1. A. V. Lyulin, D. Hudzinsky, E. Janiaud and A. Chateauminois, *J. Non Cryst. Sol.*, **357** (2011) 567-574.
2. L. R. Arriaga, F. Monroy and D. Langevin, *Soft Matter* (2011, DOI: 10.1039/C1SM05338H).
3. D. A. Sessoms, I. Bischofberger, L. Cipelletti and V. Trappe, *Phil. Trans. R. Soc. A*, **367** (2009) 5013-5032.

Influencia de la variación de la permitividad sobre la doble capa en equilibrio en suspensiones coloidales

M. J. Aranda Rascón, J. J. López García, J. Horno

Departamento de Física, Universidad de Jaén, Campus Las Lagunillas, Ed. A-3, 23071, Jaén; migaran@ujaen.es

En el tratamiento eléctrico macroscópico de la interfase entre dos medios dieléctricos, como sabemos tanto el potencial eléctrico como la componente normal del vector desplazamiento eléctrico son continuas, mientras que las líneas de intensidad del campo eléctrico son discontinuas. Cuando la región de estudio en dicha interfase es del orden de unos diámetros de moléculas de solvente, es más adecuado suponer una variación espacial continua tanto para la permitividad dieléctrica como para el campo eléctrico. Esto es particularmente cierto en la fase líquida de interfases sólido-líquido, y para disoluciones acuosas en las que la permitividad macroscópica cerca de la interfase es más pequeña que en la disolución debido al efecto de las agrupaciones de moléculas de agua ("bound water").

Por otro lado, si en la fase sólida hay presente una carga fija y la fase líquida es una disolución iónica, aparecen fuerzas atractivas y repulsivas, respectivamente, sobre los iones con carga de signo opuesto (contraiones) y del mismo signo (coiones) al de la carga de la partícula, dando lugar a una región con una distribución de carga y potencial eléctrico conocida como la *doble capa eléctrica* (DCE). El modelo estándar de la DCE, basado en la ecuación de Poisson—Boltzmann (PB) con las condiciones de contorno adecuadas, está ampliamente aceptado como una buena descripción de esta región. La ecuación de PB se obtiene teniendo en cuenta una serie de hipótesis simplificadoras: los iones son considerados puntuales, se ignoran las interacciones no coulombianas entre los iones y la superficie de la partícula, la permitividad del medio se toma como constante en toda la disolución, se ignora la disociación incompleta del electrolito, etc. De acuerdo con este modelo teórico, la anchura de la DCE está inversamente relacionada con la raíz cuadrada de la concentración iónica en la disolución y puede ser del orden de un nanometro para altas concentraciones iónicas (~ 1 M). Además, la caída de potencial eléctrico en la DCE es proporcional a la raíz cuadrada de la permitividad de la disolución para una carga superficial dada, lo que repercute fuertemente en la capacidad, la impedancia, los fenómenos electrocinéticos, las propiedades dieléctricas, etc. del sistema.

En este trabajo proponemos un modelo teórico que incluye una permitividad variable de la disolución electrolítica para tener en cuenta el cambio gradual del campo eléctrico en la interfase sólido-líquido. Analizamos la relación entre el potencial de equilibrio y la carga de la partícula y comparamos los resultados obtenidos con los que predice el modelo estándar.

El presente trabajo ha sido subvencionado por el Ministerio de Ciencia e Innovación (proyecto FIS2010-19493), fondos FEDER, y la Junta de Andalucía (proyecto PE-2008 FQM-3993).

Mechanics of human erythroid membranes

I. López-Montero^a, R. Rodríguez García^a and F. Monroy^a

^a *Mechanics of Biological Membranes and Biorheology and Department of Physical Chemistry I, Universidad Complutense, 28040 Madrid, Spain*

ivanlopez@quim.ucm.es

In vertebrates, spectrin is the major component of the erythrocyte cytoskeleton, a rigid meshwork structure providing the red cell with the mechanical resistance necessary to survive under bloodstream flow¹. Giant vesicles (10-30 microns size) made of erythroid membrane smears, including the lipid bilayer but also a number of membrane proteins associated to energy metabolism, active transport and the cytoskeleton, were fabricated following the electroformation method. The thermal fluctuations of the artificial erythGUVs were studied by ultrafast acquisition videomicroscopy in the bright field mode². From these experiments, material parameters, as the bending rigidity, and the relaxation dynamics can be obtained. In this communication we present a comparative study of the mechanical behaviour for three types of erythGUVs, made of: a) pure erythroid lipids b) the native membrane in an unstructured form and c) the native membrane structurally supported by a spectrin skeleton. The different mechanical behaviour found for these three different systems reveals the important role played by proteins in red blood cell mechanics, in particular when assembled into supramolecular structures.

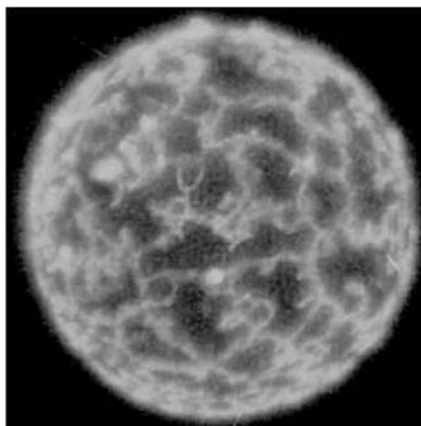


Figure 1. Spectrin filaments assembled on the surface of a giant vesicle made of the Red Blood Cell membrane extract.

- 1 B. Alberts et al., *Molecular Biology of the Cell*, 5th ed. (Garland Science, 2007).
- 2 R. Rodríguez-García, M. Mell, I. López-Montero, F. Monroy, *Europhys. Lett.* **94** 28009 (2011).

Nuevos electrolitos basados en líquidos iónicos apropiados para células solares DSSC

J. Vila¹, S. García-Garabal¹, M. Domínguez-Pérez¹, E. Rilo¹,
L.M. Varela² y O. Cabeza¹

¹Departamento de Física, Universidade da Coruña, oscabe@udc.es.

²Departamento de Física de la Materia Condensada, Universidad de Santiago de Compostela.

Actualmente hay una fuerte demanda de energías limpias y renovables. La energía solar es una de las más prometedoras y en mayor desarrollo en la actualidad. Actualmente existen tres formas de extraer la energía del sol: mediante paneles solares de baja temperatura para obtener agua caliente, centrales termosolares y células fotovoltaicas, ambas para obtener electricidad, aunque usando mecanismos totalmente distintos. Dentro de las células fotovoltaicas hay en la actualidad dos tecnologías diferentes, una de ellas basada en los semiconductores (principalmente silicio) en forma monocristalina, policristalina o amorfa; y otra descubierta en 1991 por Grätzel [1] conocida en inglés como “Dye-Sensitized Solar Cell” DSSC.

Como se observa en la Figura 1, obtenida de la web de la empresa irlandesa SolarPrint Ltd, éstas células, están compuesta por un electrodo negativo fabricado con óxido de titanio dopado con indio (ITO, indium titanium oxide, en inglés), colocado en

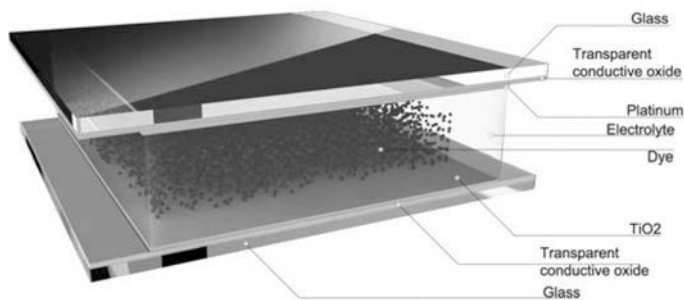


Figura 1. Esquema de una célula solar tipo DSSC (imagen obtenida de la web de Solarprint Ltd).

forma de nanopartículas sobre un vidrio (o un plástico) conductor, generando una capa porosa, al que se añade un colorante sensible a la luz. El electrodo positivo está formado por otra capa de ITO platinizada. Entre ambos se encuentra un electrolito yodado que nos da el par red-ox. Así, este tipo de células solares fotovoltaicas hace que sean mucho más baratas, limpias y versátiles que las tradicionales de Si, aunque por ahora su rendimiento es mucho menor. Entre las estrategias para aumentarlo destaca el estudio y desarrollo de nuevos electrolitos.

En este trabajo presentamos medidas experimentales de la conductividad iónica de cuatro electrolitos desarrollados en nuestro laboratorio. Téngase en cuenta que la conductividad iónica es un parámetro crucial, ya que el rendimiento de la celda aumenta con ella. Dichos electrolitos están formados por mezclas ternarias de un líquido iónico de la familia del 1-alkil-3-metil imidazolio yodado con yodo sólido y etanol. La cadena alquílica de los líquidos iónicos usados incluye el metil, etil, propil y butil, dando lugar, respectivamente, a los siguientes electrolitos MYE, EYE, PYE y BYE. Las conductividades medidas en los nuevos electrolitos las comparamos con las obtenidas para dos electrolitos comerciales usados (Eversolar EL200 y IoLiLyte SP-382). Así, en la Figura 2 se muestra la conductividad iónica en función de la temperatura de

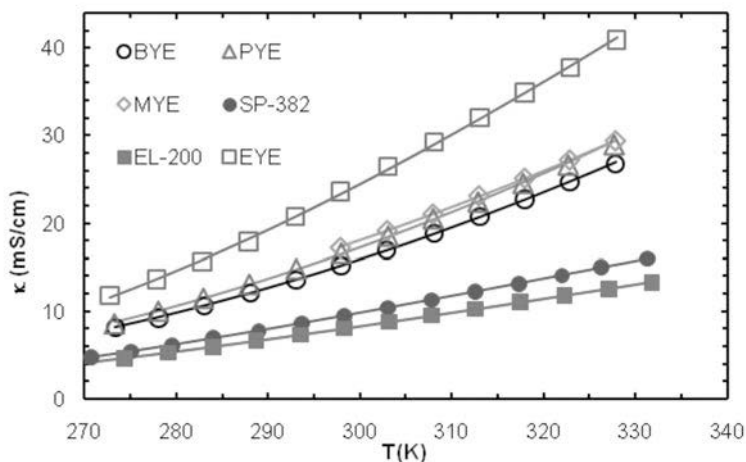


Figura 2. Conductividad eléctrica frente a la temperatura para seis electrolitos adecuados para células solares DSSC. Las líneas representan el mejor ajuste de una ecuación tipo VTF.

trabajo para las seis mezclas medidas, cuatro formadas por nuestros electrolitos y los dos comerciales.

Como se puede observar nuestros electrolitos presentan hasta el doble de conductividad que los usados ahora. La conductividad es mayor para la muestra conteniendo el líquido iónico con etil como cadena alquílica (EYE). Las conductividades para los electrolitos con cadenas menores (MYE) o mayores (PYE y BYE) son menores, y a partir de éstas dos últimas parece que a mayor longitud de cadena menor conductividad. Las líneas que aparecen en la figura 2 son el mejor ajuste de los datos a una ecuación tipo VTF [2].

$$\kappa = \kappa_{\infty} \exp \left[- \frac{E_a}{k_B (T - T_0)} \right]$$

Donde κ_{∞} es la conductividad límite, E_a es la energía de activación, T_g la temperatura de transición vítrea y T_0 la temperatura de transición vítrea. Estamos en fase de probar los electrolitos en células solares DSSC reales para observar si existe incremento en la eficiencia. Este trabajo se está desarrollando en colaboración con la empresa irlandesa SolarPrint Ltd.

Este trabajo se enmarca en el proyecto coordinado de Refs.: 10-PXI-103-294 PR and 10-PXIB-206-294 PR de la Xunta de Galicia, parcialmente financiado por el FEDER.

REFERENCIAS

1. Regan BO', Grätzel M., Nature **353**, 737-740 (1991).
2. Vila J., Ginés P., Pico J.M., Franjo C., Jiménez E., Varela L.M., Cabeza O., Fluid Phase Equilib. **242**, 141-146 (2006).

Posible superconductividad tipo III en la comunicación eléctrica entre osteoblastos

J. Victoria¹

¹Departamento de Física, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria; jvictoria@dfis.ulpgc.es

Consideraciones previas

Desde los históricos trabajos de FUKADA y YASUDA (1957), en los que mostraron las propiedades piezoeléctricas del hueso humano, muchos autores han empleado campos magnéticos de todo tipo como método para acelerar la formación de hueso (osteogénesis).

El objetivo de la presente comunicación es contribuir a esclarecer el mecanismo físico que opera cuando se produce un incremento en la actividad de los osteoblastos mediante campos magnéticos débiles, tanto estáticos, como en pulsos de baja frecuencia.

Es bien sabido que los campos magnéticos afectan a la función y al desarrollo celular por su influencia sobre la velocidad de difusión de los iones a través de las membranas celulares. Sin embargo, para conseguir efectos significativos sobre la difusión iónica se necesitan, desde un punto de vista teórico, campos estáticos del orden de 10^2 T.

La estimulación magnética de la osteogénesis muestra resultados positivos para campos estáticos del orden de 10 T, que está cerca de las previsiones teóricas clásicas.

No obstante, en contra de estas previsiones teóricas, muchas funciones biológicas, y entre ellas la osteogénesis, muestran sensibilidad para campos magnéticos débiles, tanto variables con el tiempo, como estáticos con intensidades inferiores a 10 mT.

En el caso de electroestimulación de la osteogénesis, se han conseguido excelentes resultados mediante pulsos de campos del orden de 0.2 mT, a pequeñas frecuencias de aproximadamente 10 - 75 Hz [1]. En estos casos, el campo eléctrico inducido en el hueso es de entre 1.0 a 1.5 mV/cm, que son valores del mismo orden que los observados en hueso fresco por la vía de la respuesta piezoeléctrica.

El incremento de la actividad iónica al aplicar campos débiles de baja frecuencia parece estar justificado, en primera aproximación, mediante el modelo ciclotrónico,

$$\omega = B \cdot q/m$$

que proporciona frecuencias de resonancia compatibles con el hecho de que los mejores resultados experimentales se obtienen para frecuencias inferiores a 110 Hz.

Hay otros modelos, en esta línea, como el IPR ("Ion Paramagnetic Resonance"), que explica cómo se consigue la activación de iones cuando se estimula mediante la aplicación de un campo continuo y un campo alterno superpuestos.

Hipótesis

No obstante los aciertos de los modelos clásicos, es fácil probar que estos no justifican de forma general los resultados osteogénicos, ni cuando la estimulación se hace mediante pulsos de campos magnéticos débiles, ni para campos estáticos de moderada intensidad en el rango de 1 a 10 mT.

En consecuencia, para explicar cómo la osteogénesis resulta sensible a dichos campos, es necesario plantearse la existencia de alguna condición especial en los osteoblastos que aún no ha sido descubierta. La física cuántica nos ayudará a entender esta condición.

Basados en lo anterior, nuestra hipótesis consiste en admitir que en la comunicación entre osteoblastos pueden existir “microrregiones superconductoras”, en el sentido de que en ellas son posibles las transferencias de carga mediante campos débiles de ~ 0.1 a 10 mT.

En efecto, los dominios superconductores se corresponderían con los pequeños canales intercelulares, con un diámetro interno de aproximadamente 1.5 - 2 nm, que se encuentran en las prolongaciones citoplásmicas (“gap junctions”) de los osteoblastos.

Estos canales intercelulares son los que permiten el paso directo de una a otra célula de iones inorgánicos y pequeñas moléculas hidrosolubles (< 1 kDa), por lo que constituyen la vía para la comunicación química y eléctrica entre los osteoblastos [2]. En estos “gap” está la clave de la interacción con los campos magnéticos. La superconducción tendría lugar, pues, en pequeños dominios inmersos en una matriz ósea poco conductora.

Esta modalidad de superconducción puede ser similar a la conocida en inglés como “fractional superconductivity o type III superconductor”, que es la superconductividad de alta temperatura encontrada por A.A. WOLF en “cholates” [3]. En estas estructuras, que tienen forma de sándwich, donde una delgada lámina conductora está adyacente a un fuerte dieléctrico, los electrones pueden propagarse en el conductor en tanto que los fonones se propagan en el dieléctrico.

En los “gap junctions” puede haber estructuras de sándwich, formadas por moléculas de agua encerradas entre proteínas y nanocristales de hidroxiapatita, que tendrían propiedades eléctricas similares a las “cholates”.

Esta hipótesis es compatible con las previsiones del efecto Meissner incompleto, ya que se ha observado en varios trabajos biomédicos que los efectos osteogénicos propios de campos débiles desaparecen según aumenta la intensidad del campo magnético.

Perspectivas futuras

Aunque el acoplamiento entre las prolongaciones citoplásmicas y los nanoporos, en los biomateriales sintéticos nanoestructurados, parece estar reforzado mediante estimulación con campos magnéticos, este aspecto aún no está suficientemente estudiado. Para contribuir a este objetivo, estamos iniciando un proyecto de investigación con biocomposites de hidroxiapatita (HA) y óxidos metálicos de refuerzo; en especial, nos proponemos estudiar el efecto de campos magnéticos débiles en los “gap junctions” de cultivos celulares sobre el composite HA / Y_2O_3 , que muestra mejor comportamiento en cuanto a osteoconductividad que los de titanio y zirconio [4].

REFERENCIAS

1. Bassett C.A.L., Mitchell S.N., Norton L., Pilla A.A., *Acta Orthop. Belg.*, **44**, 706-724 (1978).
2. Civitelli R., *Arch. Biochem. Biophys.*, **473**, 188-192 (2008).
3. Wolf A.A., *Physiol. Chem. Phys.*, **8**, 495-518 (1976).
4. Auger M.A., Savoini B., Muñoz A., Leguey T., Monge M.A., Pareja R., Victoria J., *Ceram. Int.*, **35**, 2373-2380 (2009).

Preparación y medida de propiedades de un nanocompuesto de policarbonato

A. Valea*, B. González, M.L.González

Dpto. Ingeniería Química y del Medio Ambiente. Universidad Pais Vasco – EHU (*) iapvapea@lg.ehu.es
ESC.INGENIERIA TECNICA INDUSTRIAL (Plaza La Casilla,3-48012-Bilbao)

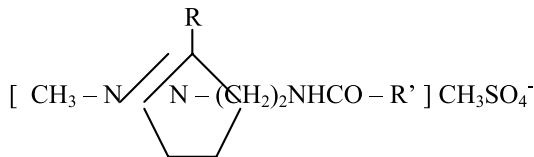
Introducción

El desarrollo de nanomateriales constituye una línea de investigación de gran interés dentro del área de los nuevos materiales, ya que ofrece la posibilidad de preparar sistemas con propiedades especiales [1]. Los nanocomposites [2,3], materiales compuestos poliméricos con fases nanoestructuradas, presentan una mayor resistencia a la abrasión y a la radiación UV, mejores propiedades barrera, ópticas, mecánicas, de conductividad, etc. Representan una alternativa radical a los composites convencionales y se basan en la formación “in situ” de nanopartículas [4-6] o la incorporación de las mismas en una matriz, caracterizadas por una elevada relación de forma; constituyen una nueva clase de composites donde al menos una dimensión de las partículas dispersadas en la matriz polimérica se encuentra en el rango nanométrico. Las nanopartículas proporcionan propiedades únicas como consecuencia de la reducción del tamaño, hasta el punto de que las escalas críticas de distancias para los fenómenos físicos son iguales o mayores que el tamaño propio de la estructura [7-9].

El **objeto del trabajo** ha sido incidir en el estudio de la estructura de los nanocomposites, y conseguir mejoras en las propiedades respecto a la matriz termoplástica, mediante la preparación de materiales nanoestructurados polímero / arcilla. El **objetivo del proyecto** es la preparación de nanocomposites de Policarbonato (Makrolon 2405) y Montmorillonita (Bentonita Volcangel) previamente modificada con un tensioactivo (metosulfato de imidazolina oleica), de modo que aumente la adhesión en la interfase polímero/arcilla, traduciéndose todo ello en incrementos en las propiedades del compuesto respecto al Policarbonato. El **alcance del proyecto**, tratará con formulaciones PC-OMMT modificada: 0,5; 1 y 2,5 %, y una formulación con MMT virgen (2,5 %) para contrastar.

Metodología experimental

El policarbonato ha sido Makrolon 2405 de Bayer. El filosilicato empleado ha sido una Na⁺-Montmorillonita, Bentonita Volcangel, suministrada por Southern Clay. Se ha empleado cloroformo QP y agua desionizada del tipo I Reactivo y se ha usado material volumétrico de clase A en todas las operaciones. El tensioactivo empleado es metosulfato de imidazolina oleica (W8001). Tiene una masa molecular de 528,0 g/mol y riqueza del 79,3 %. Su fórmula estructural es la siguiente (siendo R = C₁₈H₃₄ y R' = CH₃):



El *Ensayo de tracción* se ha realizado sobre probetas normativas (cf. UNE 53023) del tipo B. Los ensayos se realizaron en una máquina universal de ensayos Ibertest Elib 50W. La velocidad de ensayo fue de 1 mm/min. Para el *Ensayo de impacto* se utilizó un Péndulo Charpy Jaume Bot i Riera con un martillo de 7.5 J. Los *Ensayos DMTA* se llevaron a cabo en un DMTA Polymer Lab, en un rango de temperaturas 30- 190 °C con una rampa de 2 °C/min. a frecuencias de 1 y 10 Hz en modo dualcantilever. El material nanocomposite se preparó por la técnica de solubilización, y las probetas se obtuvieron por inyección.

Conclusiones

El módulo elástico del material aumenta a medida que crece el contenido en arcilla, consiguiéndose mejoras del 25 % respecto al Policarbonato con tan sólo un 2,5 % de arcilla activada. El alargamiento a rotura disminuye alrededor de 60% con la incorporación de 0.5% de arcilla activada. La resistencia en tracción del material desciende con la incorporación de arcilla, disminuyendo progresivamente hasta caer más del 50 % con un 2,5 % de arcilla.

El Policarbonato aumenta su resistencia a impacto al crecer el contenido en arcilla, obteniéndose incrementos del 300 % para un 2,5 % en arcilla tratada. La dureza del Policarbonato no se ve modificada por la incorporación de arcilla.

La Temperatura de Distorsión Térmica (HDT) del Policarbonato disminuye un 5 % con la incorporación de un 0,5 % de arcilla tratada. La Tg del Policarbonato desciende 2-3 °C con la incorporación de arcilla tratada, independientemente de la concentración del material.

La evolución de las propiedades parece indicar las mejores propiedades para la formulación PC-OMMT al 2,5 %.

AGRADECIMIENTOS: Este trabajo forma parte del Proyecto UPV-2009 subvencionado por la Universidad del País Vasco- E.H.U

BIBLIOGRAFÍA

- [1] Corrales, T.; Catalina, F.; Peinado, C., "Nanopartículas de dióxido de titanio en poliolefinas", *Revista de Plásticos Modernos*, **567**, 232-238, (2003).
- [2] Sinha Ray, S.; Okamoto, M., *Prog. Polym. Sci.*, **28**, 1539-1641, (2003).
- [3] Alexandre, M.; Dubois, P., *Materials Science and Engineering*, **28**, 1-63, (2000).
- [5] Okada, A.; Kawasumi, M.; Usuki, Y. Kojima; Kurauchi, T.; Kamigaito, O., *Journal of Polymer Science, Part A: Polym. Chem.*, **31**, 983-986, (1993).
- [6] Okada, A.; Kawasumi, M.; Usuki, Y. Kojima; Kurauchi, T.; Kamigaito, O., *Journal of Polymer Science, Part A: Polym. Chem.*, **31**, 1755-1758, (1997).
- [11] Zhi, L. J.; Han, B.; Zhao, Yu, Y. Z.; Wang, H. S., *Chinese Chemical Letters*, **14**, 108-110, (2003)
- [12] Shen, Z.; Simon, G. P.; Cheng, Y., *Polymer*, **42**, 4251-4260, (2002).
- [13] Wang, Z. M.; Nakajima, H.; Manias, E.; Chung, T. C., *Macromolecules*, **36**, 8919-8922, (2003).
- [14] Lee, S.; Kim, J., *Journal of Polymer Science, Part B: Polymer Physics*, **42**, 246-252, (2004).

Realización y caracterización de filtros Fabry-Perot sintonizables de cristal líquido

P. García-Martínez¹, E. Otón², N. Bennis², M. M. Sánchez-López³, I. Moreno⁴

¹Departamento de Óptica, Universitat de València, C/Doctor Moliner, 50. E-46100 Burjassot, València (España). e-mail: pascuala.garcia@uv.es

²CEMDATIC, ETSI Telecomunicación, Universidad Politécnica de Madrid, Avda. Complutense, 30, E-28040 Madrid (España).

³Departamento de Física y Arquitectura de Computadores. Instituto de Bioingeniería, Universidad Miguel Hernández, 03202 Elche, Alicante (España).

⁴Departamento de Ciencia de Materiales, Óptica y Tecnología Electrónica, Universidad Miguel Hernández, 03202 Elche, Alicante (España).

Los materiales cristales líquidos (LC) son ideales para la fabricación de dispositivos electro-ópticos. Si bien su aplicación más popular es como pantallas de visualización de imágenes (displays LCD), recientemente se viene imponiendo su utilización como todo tipo de elementos ópticos programables, como por ejemplo filtros ópticos sin componentes móviles mecánicamente. En esta comunicación se presentan resultados preliminares de la realización y caracterización de filtros (etalon) Fabry-Pérot (FP) sintonizables. Para ello se emplean celdas de cristal líquido metalizadas parcialmente en ambas caras, con objeto de crear la cavidad FP [1]. La posibilidad de modificar la birrefringencia del LC mediante la aplicación de un voltaje permite variar el espesor óptico de la cavidad.

Un filtro FP es un resonador óptico constituido por dos espejos planos espaciados una determinada distancia d . Su espectro de transmisión consiste en sucesivos máximos de resonancia cuyas frecuencias satisfacen la condición por la cual la fase acumulada en un viaje de ida y vuelta por la cavidad es un múltiplo entero de 2π radianes, esto es, aquellas frecuencias que satisfacen la condición $f_m = mc/(2nd)$, siendo n es el índice de refracción del medio contenido en la cavidad, m el número entero que indica el orden de la resonancia, y c es la velocidad de la luz en el vacío. La anchura a mitad de los máximos de resonancia (FWHM), y la separación entre resonancias consecutivas (FSR, o rango espectral libre) caracterizan el filtro FP, requiriéndose, en la mayoría de aplicaciones, un alto FSR y un estrecho FWHM. El filtro FP puede hacerse sintonizable (se pueden seleccionar las frecuencias de resonancia) modificando el camino óptico (nd). Esto se obtiene típicamente variando la separación entre espejos. En este trabajo, en cambio, la opción considerada es la de variar el índice de refracción aprovechando las propiedades de los cristales líquidos [1].

Hemos realizado filtros FP a partir de celdas de cristal líquido nemático con alineamiento paralelo, sobre las que se ha depositado metal en sus caras con objeto de aumentar la reflectividad. Los modos propios de propagación de la luz en la cavidad FP son ondas planas polarizadas paralelas (modo extraordinario) y perpendiculares (modo ordinario) al director del cristal líquido. En general, los máximos de transmisión de los modos ordinario y extraordinario no se solapan debido a la diferencia entre los índices de refracción ordinario y extraordinario del material. Además, sólo estos últimos pueden sintonizarse al aplicar un voltaje sobre la cavidad. Con el fin de seleccionar únicamente estos modos hemos situado delante del filtro FP un polarizador con su eje de transmisión en la dirección paralela al eje director del cristal líquido.

Uno de los aspectos relevantes del filtro es el rango de sintonización de las resonancias. Para obtener un elevado rango, es conveniente emplear materiales con alta

birrefringencia. En este trabajo hemos empleado dos materiales LC, uno comercial, MDA98, y otro específicamente desarrollado para obtener una alta birrefringencia [2], LC1658, con $\Delta n = 0.38$ a $T = 20^\circ\text{C}$ y $\lambda = 633\text{ nm}$.

El espectro de transmisión de los filtros FP se ha medido con dos espectrómetros, en los rangos visible e infrarrojo, respectivamente. Como fuente de iluminación se ha empleado una lámpara halógena de alta potencia, situada a varios metros del filtro FP. Se ha situado un polarizador Glan Thompson delante del detector. A modo de ejemplo, la figura muestra los resultados de transmitancia espectral medidos con una celda de LC1658, espejada con Ni hasta alcanzar una reflectancia del 90%. Los resultados se muestran normalizados respecto a la irradiancia de la luz incidente en el filtro FP. La figura de arriba muestra los espectros en ausencia de alimentación, e indica valores aproximados de $\text{FSR} \sim 18\text{ THz}$ y $\text{FWHM} \sim 6\text{ THz}$, esto es, valores de fineza de $F \sim 3$. La figura de abajo muestra el resultado cuando el filtro FP se alimenta con una señal cuadrada de voltaje, de valor medio nulo y frecuencia de 1 KHz , para tres valores de la amplitud ($V_{pp} = 3, 5, 7$ y 10 voltios, respectivamente). Se observa cómo el espectro típico del filtro FP se desplaza hacia frecuencias mayores a medida que aumenta la tensión aplicada, debido a la disminución de la birrefringencia del cristal líquido, alcanzando un desplazamiento superior a 20 THz .

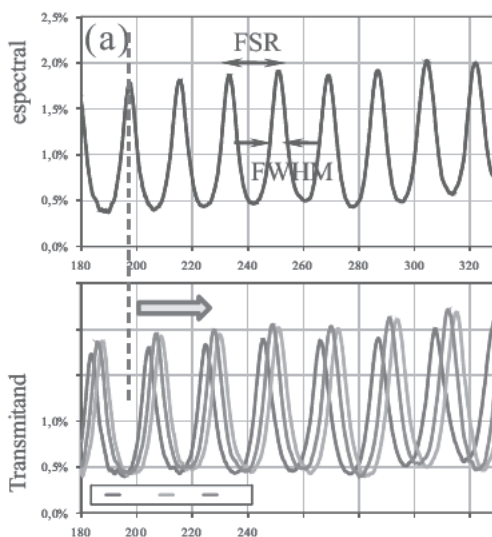


Figura 1. Espectro de transmisión del filtro FP infiltrado con cristal líquido LC1658 en el rango infrarrojo cercano: (a) Caso sin voltaje aplicado, (b) Caso con aplicación de una señal cuadrada de voltaje medio nulo, de 1 KHz y $3, 5, 7$ y 10 V_{pp} .

Estas propiedades hacen que este tipo de filtro sintonizable pueda encontrar aplicaciones en sistemas que requieran la selección de una estrecha banda del espectro, y su desplazamiento en un rango amplio, situación que se requiere a menudo en campos tales como los sistemas de sensado remoto, las comunicaciones ópticas, técnicas de imagen biomédica u observaciones astronómicas.

Agradecimientos

PGM, MSL e IM agradecen financiación del Ministerio de Ciencia e Innovación (proyecto FIS2009-13955-C02-02).

REFERENCIAS

1. J. S. Patel, M. A. Saifi, D. W. Berreman, C. Lin, N. Andreadakis, S. D. Lee, "Electrically tunable optical filter for infrared wavelength using liquid crystals in a Fabry-Perot etalon," *Appl. Phys. Lett.* 57, 1718-1720 (1990).
2. R. Dabrowski, J. Dziaduszek, A. Ziolek, Ł. Szczucinski, Z. Stolarz, G. Sasnouski, V. Bezborodov, W. Lapanik, S. Gauza, S. T. Wu, *Opto-Electronics Rev.* 15, 47 (2007).

Shear rheology of lipid monolayers: new insights on membrane fluidity

F. Monroy^{a,b,*}, I. López-Montero^a, G. Espinosa^b and D. Langevin^b

^a *Mechanics of Biological Membranes and Biorheology, Universidad Complutense, 28040 Madrid, Spain.*

^b *Laboratoire de Physique des Solides, Université Paris Sud XI, 91405 Orsay, France.*

monroy@quim.ucm.es

The concept of membrane fluidity usually refers to a high molecular mobility inside the lipid bilayer which enables lateral diffusion of embedded proteins [1]. Fluids have the ability to flow under an applied shear stress while solids resist shear deformations. Biological membranes require both properties for their function: high lateral fluidity and structural rigidity [2,3]. Consequently, an adequate account must include, in addition to viscosity, the possibility for a non-zero shear modulus. This knowledge is still lacking as measurements of membrane shear properties have remained incomplete so far. In the present contribution we report a recent surface shear rheology study of different lipid monolayers that model distinct biologically relevant situations [4]. The results evidence a large variety of mechanical behaviour under lateral shear flow.

- [1] Singer SJ, Nicolson GL (1972) The fluid mosaic model of the structure of cell membranes. *Science* **175**,720 (1972).
- [2] van Meer G, Voelker DR, Feigenson GW Membrane lipids: where they are and how they behave. *Nature Rev Mol Cell Biol* **9**,112 (2008).
- [3] *Molecular Biology of the Cell*, 4th ed., Alberts B, Johnson A, Lewis J, Raff M, Roberts K, Walter P (Garland Science, NY, 2002).
- [4] Espinosa G, López-Montero I, Monroy F, Langevin D, *Proc. Nat. Acad. Sci.* **108**, 6008 (2011).

Física médica

A data acquisition system for the readout of Madeira PET probe

C. Solaz¹, V. Stankova¹, A. Studen², D. Burdette³, E. Chesi³, V. Cindro², N. H. Clinthorne⁴, E. Cochran³, B. Grošičar², K. Honscheid⁴, S. S. Huh⁴, H. Kagan³,

C. Lacasta¹, G. Llosá¹, V. Linhart¹, V. González¹, M. Mikuž², P. Weilhammer³ and D. Žontar²

¹Instituto de Física Corpuscular, Valencia, Spain,

²Jožef Stefan Institute, Ljubljana, Slovenia.

³Ohio State University, Columbus, OH, USA

⁴University of Michigan, Ann Arbor, MI, USA.

Madeira is a European project that aims to improve significantly the nuclear medical imaging technologies. The combination of a compact high resolution photon-sensitive probe, placed close to the region of interest and a conventional PET scanner will add a second class of events with high spatial resolution [2,3]. In consequence, the applied technique will offer detailed images for diagnosis obtained with less exposure to radioactivity, [4, 5].

In the frame of the Madeira project, our group developed the Madeira PET probe prototype using high-resistivity silicon detectors. The probe consists of 4 single detector modules densely packed. Each module is made of two silicon pixel detectors. The detectors are placed back-to-back at a distance of 0.8 mm (Figure 1). The detector's pads are read out with a set of 16 VATAGP7, application specific integrated circuits (ASICs) designed by Gamma Medica-Ideas [6]. The ASICs are placed on custom designed PCB boards (hybrids), each hosting 4 ASICs and passive electronic components. Each module has 4 hybrids. As a consequence, 16 hybrids need to be readout in parallel.

A FPGA based data acquisition system (DAQ) has been designed and developed at IFIC-Valencia to read out the probe [1]. The Madeira DAQ board (MADDAQ) is able to readout up to 4 hybrids and, therefore, 4 of those boards will work in parallel to provide the control of the acquisition process. Each board can send and receive trigger signals providing the means to synchronize various MADDAQ boards with the PET scanner.

The MADDAQ board is equipped with a Xilinx Spartan3 FPGA in charge of the configuration of the ASICs, controlling the acquisition process and transmitting the data to the PC. An octal, 12-bit analog-to-digital converter (ADC) with pipelined architecture and 40 MSPS digitizes the analog data. A fully featured Ethernet physical layer transceiver capable of transferring data up to 1 Gbps will send the acquired data to the PC. This transceiver fulfills the estimated speed requirements obtained from simulations.

MADDAQ has its own power supply block based on DC-DC converters which offers different voltage levels obtained from a single input voltage (6V) that can be supplied by a desktop adaptor.



Figure 1. MADEIRA silicon module.

The VATAGP7 ASICs have an internal trigger mechanism that will fire when the signal in a channel crosses the programmable threshold. Then, the captured data is readout, amplified, digitized by the MADDAQ ADC and transferred to the FPGA. The ASIC will send simultaneously the address of the channel with trigger. The data is stored into the FPGA in implemented FIFO memories. The data packet is completed with the time information provided by the TDC unit, which will time stamp each event. Finally the data packet is formed and sent to the PC for further processing. For easy and complete ASIC's characterization, a test signal can be provided from MADDAQ. This pulse can be generated into the FPGA or injected via an input connector.

The Madeira DAQ board has a trigger input connector as well as trigger output connector meant to be used in coincidence with conventional PET scanner.

In addition, one of MADDAQ's strong points is its versatility. The hardware and firmware are reconfigurable via commands sent from the PC. The user can change thresholds, reading modes and other features from the computer program. The board can also be used with different versions of the VATAGP family (VataGP1, VataGP3, VataGP5 and VataGP7) as well as other detectors and ASICs for other purposes. It is planned to use MADDAQ with Silicon Photo Multiplier (SiPM) detectors, interfaced by VATA64HDR16 ASICs.

The first MADDAQ board prototype has been produced and preliminary tests have been successfully performed using silicon detectors. Energy spectra have been acquired for several radioactive sources. The VHDL code is being upgraded and optimized. The second version of MADDAQ is currently in progress. Tests with the Madeira PET probe will be presented.

REFERENCES

1. V.Stankova et al."An FPGA based DAQ system for the readout of Madeira PET probe", presented at IEEE 2010 NSS/MIC, /Conference Record/, N47-155, Knoxville, Tennessee, U.S.A.
2. A. Studen, "Performance of the madeira pet probe prototype." in Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC), 2009 IEEE, oct. 2009, pp. 3111 –3115.
3. S. St. James, J. Zhou, J. Qi, and S. R. Cherry, "Zipi: a single detector insert to locally improve the sensitivity and spatial resolution of small animal pet," presented at the 2009 NSS/MIC, Orlando, Florida.
4. The Collaborative Project "MADEIRA" co-funded by the European Commission through EURATOM Seventh Framework Programme (Grant agreement FP7212100). <http://www.madeiraproject.eu>.
5. S.-J. Park, "A prototype of very high-resolution small animal pet scanner using silicon pad detectors," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 570, pp. 543–55, January 2007.
6. Chips were provided by Gamma Medica – Ideas (<http://www.gmideas.com>).

Acoplamiento de los movimientos radiales y torsionales en cadenas de ADN de doble hélice

Germán Torrellas¹ y Enrique Maciá²

¹Dpto. Física de Materiales, Fac. CC. Físicas, Universidad Complutense de Madrid, 28040 - Madrid;
german_torrellas@hotmail.com

²Dpto. Física de Materiales, Fac. CC. Físicas, Universidad Complutense de Madrid, 28040 - Madrid;
emaciaba@fis.ucm.es

El estudio de la dinámica de las cadenas de doble hélice de ADN es un trabajo complicado, debido a su compleja estructura interna y a las interacciones entre bases nitrogenadas, el esqueleto azúcar-fosfato y el entorno [1]. En este trabajo estudiamos las ecuaciones canónicas de movimiento y modos normales de la molécula de ADN a bajas temperaturas, teniendo en cuenta el acoplamiento entre las oscilaciones radiales debidas al enlace de hidrógeno existente entre bases complementarias y los movimientos de torsión de cada par de bases a lo largo de la estructura helicoidal del esqueleto azúcar-fosfato. Consideramos también el efecto sobre dicho acoplamiento de la interacción de apilamiento entre pares de bases adyacentes, según el modelo de Peyrard-Dauxois-Bishop [2].

Este tipo de acoplamiento es de gran importancia en procesos biológicos (como la desnaturalización/transcripción), ya que la aplicación de fuerzas de torsión sobre la cadena puede producir la apertura local de la molécula (figura 2).

Buscando hacer una descripción más realista, consideramos explícitamente la diferencia de masas entre nucleótidos, extendiendo de este modo trabajos previos en los que las masas para las bases A, T, G y C se consideraban idénticas [3]. Este tratamiento revela ciertas condiciones de resonancia, que se obtienen mediante el ajuste de las masas efectivas de las bases (que pueden ser modificadas por procesos de metilación o por la unión de moléculas más pesadas al esqueleto azúcar-fosfato), y que llevan a interesantes soluciones particulares de las ecuaciones dinámicas.

Estudiamos también el papel de estos efectos dinámicos en las propiedades de transporte de carga en la cadena de ADN.

REFERENCIAS

1. Chakraborty, T. Editor (2007). *Charge Migration in DNA: Perspectives from Physics, Chemistry and Biology*. Springer, Berlin. 1-288
2. Peyrard M., *Nonlinearity*, **17**, R1 – R40 (2004)
3. Maciá E., *Physical Review B*, **80**, 125102-1 – 13 (2009)

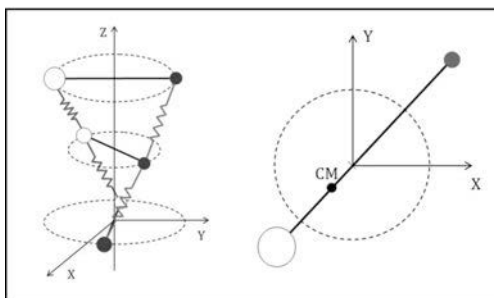


Figura 1. Esquema del modelo. A la derecha se detalla el plano que contiene a uno de los pares de bases nitrogenadas, donde se aprecia el efecto que la diferencia de masas tiene sobre los desplazamientos radiales, moviendo el centro de masas fuera del eje de la hélice.

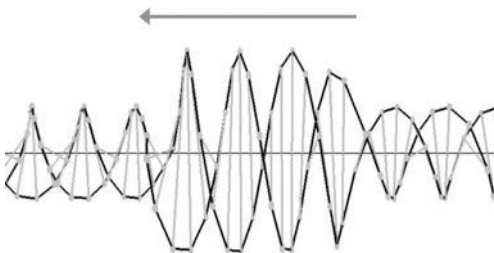


Figura 2. La apertura de la molécula sólo es posible si va acompañada de movimientos locales de torsión.

Análisis Elipsométrico de la respuesta Semiconductora de la superficie de la Aleación Ti6Al4V

M. Hierro-Oliva¹, M.L. González-Martín^{1,2}, A.M. Gallardo-Moreno^{1,2},
V.Vadillo-Rodríguez^{1,2}

¹ Departamento de Física Aplicada, Universidad de Extremadura; margahierro@unex.es

² Centro de Investigación Biomédica en Red en Bioingeniería, Biomateriales y Nanotecnología CIBER-BBN, Badajoz (España).

Las excelentes propiedades mecánicas de las aleaciones de titanio, así como su baja densidad y biocompatibilidad hacen que sean materiales de gran interés en el campo de la fabricación de prótesis e implantes. El contacto entre estos dispositivos y el medio biológico en el que se insertan se realiza a través de la superficie del material con que estén contruidos, por lo que la investigación sobre las propiedades superficiales de estas aleaciones concita una gran atención. En particular, la energía libre de interacción entre el material y los distintos componentes del medio (proteínas, células, bacterias, etc.) es la magnitud termodinámica que permite aproximarse a la interpretación del comportamiento interfacial de este sistema.

La aleación Ti6Al4V es una de las más empleadas en implantología y, como el resto de los materiales basados en titanio, desarrolla una capa de pasivado espontáneo compuesto fundamentalmente por dióxido de titanio. Una particularidad de este óxido es su naturaleza semiconductora con un salto de banda de aproximadamente 3.4 eV, que permite ser sobrepasado con radiación en el rango ultravioleta. En el caso de la aleación Ti6Al4V, junto con el dióxido de titanio, la capa de pasivado contiene otros óxidos de titanio y de los elementos aleantes.

Estudios previos han demostrado que la irradiación con luz ultravioleta de la aleación Ti6Al4V provoca importantes modificaciones en su energía libre superficial [1], por lo que resulta de interés analizar el comportamiento de su capa de pasivado, en particular su posible naturaleza semiconductora.

Con este propósito se ha hecho un análisis de esta superficie antes y después de ser irradiada con luz UV, empleando elipsometría en un rango de longitudes de onda desde 200 hasta 800 nm. Con esta técnica se han obtenido las curvas de dispersión para el índice de refracción (n) y para el coeficiente de extinción (k), a partir de la cual se pretende evaluar el ancho de la banda prohibida (E_g) utilizando el modelo de Tauc, que relaciona el coeficiente de absorción (α), proporcional a k , con E_g . Así mismo, y con objeto de poder establecer comparaciones, se realizará este mismo análisis para una muestra compuesta sólo de dióxido de titanio.

El análisis elipsométrico de las muestras de Ti6Al4V denota un aumento del índice de refracción para las muestras irradiadas con respecto a las no irradiadas. También se ha observado un aumento del coeficiente de extinción a bajas longitudes de onda (aproximadamente 200-300 nm) para la muestra irradiada con respecto a la no irradiada, coincidiendo para ambas muestras en el resto de longitudes de onda estudiadas, lo que indica que la muestra irradiada absorbe más que la muestra no irradiada a bajas longitudes de onda. El modelo de Tauc ha permitido el cálculo de E_g para la muestra TiO_2 patrón pero no ha sido posible su aplicación al caso de Ti6Al4V debido a la probable contribución del titanio metálico de la aleación a los parámetros elipsométricos

obtenidos. En ese caso ha sido relevante la evaluación de la conductividad óptica del material a partir de la función dieléctrica.

REFERENCIAS

1. Pacha-Olivenza M.A., Gallardo-Moreno A.M., Méndez-Vilas A., Bruque J.M., González-carrasco J.C., González-Martín M.L. *Effect of UV irradiation on the surface Gibbs energy of Ti6Al4V and termally oxidized Ti6Al4V*. (2008)J. Colloidal Inter. Sci., vol. 320, pp. 117-124.

Aplicaciones de los fotomultiplicadores de silicio en imagen médica: medicina nuclear y hadronterapia

J. Barrio¹, J. Cabello¹, C. Lacasta¹, J. F. Oliver¹, M. Rafecas^{1,2}, C. Solaz¹, V. Stankova¹ y G. Llosá¹

¹Instituto de Física Corpuscular (IFIC), UV/CSIC

²Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universitat de València

Los fotomultiplicadores de silicio (SiPMs) son unos dispositivos detectores de luz compuestos por un gran número de microceldillas. Cada microceldilla es un fotodiodo de avalancha (APD) funcionando en modo Geiger que produce una señal eléctrica cuando detecta un fotón. Así, la señal de salida del SiPM es proporcional al número de microceldillas activadas.

El avance en el desarrollo de los SiPMs en los últimos años ha hecho que se presenten como una opción para sustituir al tradicional tubo fotomultiplicador. Algunas de las ventajas de los SiPMs son una buena eficiencia de detección, bajo voltaje de operación, alta ganancia, excelente resolución temporal e insensibilidad a campos magnéticos.

Debido a estas características, los SiPMs se han empezado a usar en investigación, siendo la imagen médica uno de los campos donde han levantado un enorme interés. En este contexto, el grupo IRIS (*Image Reconstruction, Instrumentation and Simulations for medical applications*) del IFIC trabaja en dos aplicaciones concretas de los fotomultiplicadores de silicio: una para medicina nuclear y otra para hadronterapia.

Medicina nuclear y tomografía por emisión de positrones (PET) para animales pequeños

El grupo IRIS, en colaboración con la Universidad de Pisa y el INFN Pisa, está desarrollando un tomógrafo PET para animales pequeños. Sus principales características innovadoras se basan en el uso de fotomultiplicadores de silicio como fotodetectores y de cristales centelladores continuos. Esto se traduce en una mayor eficiencia en comparación con el uso de cristales pixelados, así como una resolución espacial muy alta.

El prototipo que se está desarrollando [1] consiste en dos cabezas de detectores enfrentadas, unidas entre sí a través de un soporte de metacrilato el cual gira solidariamente junto con una mesa de rotación. Para obtener la información tomográfica necesaria para la reconstrucción de la imagen, cada detector cubre un ángulo de 180°. Como origen de los fotones, se ha usado una fuente de ²²Na.

Cada cabeza de detectores está compuesta por una matriz monolítica de SiPMs de 64 elementos distribuidos en 8x8 píxeles. Cada píxel tiene un tamaño de 1.4x1.5 mm² con un pitch de 1.5 mm. Los cristales centelladores continuos acoplados a los SiPMs son de LYSO, con un tamaño de 12x12x5 mm³.

Como electrónica de lectura, se ha usado el ASIC MAROC2. La resolución energética obtenida es del 15% a 511 keV y la resolución espacial intrínseca de 0.9 mm FWHM usando un algoritmo de Centro de Gravedad. Para la determinación de la posición de interacción del fotón en el cristal también se están empleando algoritmos basados en Máxima Verosimilitud (ML) y el propuesto por Li [2], que además estima la profundidad de interacción en el cristal, necesaria para corregir el error de paralaje. También se está llevando a cabo la reconstrucción de imágenes tomográficas emplean-

do Retroproyección Filtrada (FBP) y MLEM (*Maximum Likelihood Expectation Maximization*). La resolución espacial preliminar obtenida es de 1.4 mm FWHM.

En estos momentos, se está trabajando en la mejora del rendimiento general del sistema y de los métodos de reconstrucción de imágenes.

Hadronterapia y la monitorización de la dosis

La hadronterapia es una forma innovadora de radioterapia que hace uso de partículas pesadas cargadas, como los protones y los iones pesados, para las cuales la pérdida de energía por unidad de longitud es inversamente proporcional al cuadrado de su velocidad. Así, la máxima pérdida de energía y mayor densidad de ionización se produce al final del recorrido de la partícula, cuando su velocidad es próxima a cero. Esto se conoce como pico de Bragg y reduce de forma notable la radiación a la que se somete al tejido sano que se encuentra alrededor del tumor.

Debido a estas características, es de vital importancia conocer de forma precisa la trayectoria del haz, así como monitorizar la dosis suministrada. En este sentido, el grupo IRIS, dentro del proyecto europeo ENVISION, está desarrollando un telescopio Compton. El telescopio consiste en varias capas de detectores que tienen como objetivo determinar el origen de los rayos gamma emitidos durante la desexcitación de los núcleos del tejido excitado en el tratamiento de hadronterapia.

Se han llevado a cabo pruebas [3] con una primera capa de detector formada por un cristal continuo de LaBr_3 de $16 \times 18 \times 5 \text{ mm}^3$ acoplado a una matriz de SiPMs, en este caso un array de MPPCs (*Multi Pixel Photon Counter*) fabricado por Hamamatsu de la misma superficie y 16 píxeles de $3 \times 3 \text{ mm}^2$.

Como electrónica de lectura, se ha empleado el ASIC SPIROC1. El detector muestra un comportamiento lineal hasta los 1836 keV. La resolución energética obtenida ha sido del 7% FWHM para 511 keV. La resolución espacial es de 1.2 mm FWHM.

La siguiente etapa del desarrollo del prototipo ha sido la inclusión de un segundo detector al lado del primero, trabajando ambos en coincidencia temporal. Los primeros datos de este prototipo han sido obtenidos y analizados. Los resultados demuestran el correcto funcionamiento del sistema en coincidencia. Además, se está trabajando en mejorar los métodos de determinación de la posición de interacción, ya que esto resulta clave en la determinación del origen de los rayos gamma.

En el futuro próximo, se va a trabajar con detectores de $32 \times 36 \text{ mm}^2$ con un grosor de 5 o 10 mm conectados a cuatro matrices de MPPCs y se va a cambiar la electrónica de lectura a una capaz de procesar el incremento en el número de píxeles.

REFERENCIAS

1. G. Llosá et al. "Characterization of a PET detector head based on continuous LYSO crystals and monolithic 64-pixel silicon photomultiplier matrices". *Phys. Med. Biol.*, 55, 7299-7315, 2010.
2. Z. Li et al. "Nonlinear least-squares modeling of 3D interaction position in a monolithic scintillator block". *Phys. Med. Biol.*, 55(21):6515, 2010.
3. G. Llosá et al. "First tests in the application of silicon photomultiplier arrays to dose monitoring in hadron therapy". *Nucl. Instr. and Meth. A*. doi: 10.1016/j.nima/2010.12.092. Pendiente de impresión.

Aplicaciones médicas de la radiación sincrotrón: explorando nuevos caminos en radioterapia

Y. Prezado¹ y la Línea Biomédica ID17 (ESRF)

¹ ID17 Biomedical Beamline, European Synchrotron Radiation Facility (ESRF), Grenoble (France); prezado@esrf.fr.

La radioterapia es uno de los métodos más importantes de tratamiento del cáncer Junto con la cirugía y la quimioterapia. Al menos 50% de los pacientes recibirán radioterapia en el transcurso de su enfermedad [1]. La radiación no ataca específicamente a las células cancerígenas y, por tanto, puede causar daños en los tejidos sanos adyacentes. El objetivo de la radioterapia es lograr depositar una dosis terapéutica de radiación ionizante en el tumor sin exceder las tolerancias de los tejidos circundantes. Existen cierto tipo de tumores particularmente radioresistentes, como los gliomas, para los cuales las curvas de dosis-respuesta del control tumoral y de las complicaciones en los tejidos normales se hallan muy próximas, resultando en sólo tratamientos paliativos. Esta limitación es particularmente severa en el caso de los tumores cerebrales y, especialmente importante en el caso de los niños, por el alto riesgo de problemas en el desarrollo del sistema nervioso central. Asimismo, el tratamiento de tumores próximos a un órgano de riesgo, como la espina dorsal, se ve severamente restringido.

En radioterapia el tipo de haz (fotones, electrones, protones, etc.), su energía, el modo de deposición de dosis (esquema de fraccionamiento, tasa de dosis, distribución espacial, etc.) tienen un impacto directo en los efectos biológicos de la radiación [2]. La modificación de alguno de dichos parámetros implica una respuesta biológica diferente y puede dar lugar a un desplazamiento de la curva de dosis-respuesta de los tejidos sanos hacia dosis mayores, abriendo de este modo la ventana terapéutica para gliomas. Esta idea es la base del desarrollo de tres nuevas técnicas de radioterapia en la Línea Biomédica en la Instalación Europea para Radiación Sincrotrón (ESRF): Stereotactic Synchrotron Radiation Therapy (SSRT), Microbeam Radiation Therapy (MRT) and, more recently, Minibeam Radiation Therapy (MBRT).

Los estudios preclínicos en SSRT y MRT han obtenido resultados prometedores en cuanto a preservación del tejido sano [3] y ablación de tumores extremadamente agresivos [4,5], pavimentando el camino hacia los ensayos clínicos en preparación actualmente en el ESRF [6, 7]. En esta presentación, se describirá el camino que lleva desde los primeros estudios técnicos hasta la recepción de los primeros pacientes en el sincrotrón. Este ha sido un ejemplo de investigación multidisciplinar en la que la física médica juega un papel central, tanto en la concepción y diseño de nuevas técnicas como en su posterior implementación clínica: en el cálculo de las dosis depositadas, desarrollo de protocolos de dosimetría experimental, modelado de nuevos sistemas de detección de la radiación, etc.

Finalmente, MBRT es la técnica más recientemente implementada en el ESRF. Los resultados de los primeros experimentos (in vitro e in vivo) llevados a cabo muestran que esta técnica permite abrir la ventana terapéutica para gliomas: se han observado unas dosis de tolerancias extremadamente altas del cerebro de ratas a MBRT unidas a un incremento de un factor tres en la supervivencia media de las ratas con glioma sometidas a MBRT [8]. Las reducidas penumbras hacen de MBRT el mejor candidato para emplearse en micro-radiocirugía para el tratamiento de enfermedades como la epilepsia, sin efectos secundarios significativos. Los prometedores resultados obteni-

dos indican que MBRT podría permitir el uso de dosis más altas que las empleadas hoy en día en la clínica y, por tanto, potencialmente curativas en casos clínicos donde la tolerancias de los tejidos sanos constituyen una limitación para la terapia convencional. MBRT tiene además un gran potencial de expansión fuera de las fuentes de radiación sincrotrón hacia hospitales en un plazo medio, puesto que a diferencia de la MRT, donde se requieren altísimas tasas de dosis, los minihaces no son tan vulnerables a los movimientos cardiosíncronos del cerebro y, por tanto, es conceptualmente posible producirlos por medio de tubos de rayos X de alta potencia. La implementación de esta técnica, los primeros estudios radiobiológicos y sus posibles futuras aplicaciones clínicas serán discutidas.

REFERENCIAS

- [1] Durante, M. & Loeffler, J.S., *Nature Reviews Clinical Oncology* 7, 37-43 (2010)
- [2] Steel G G, Adams G E and Horwich A 2002 *Basic Clinical Radiobiology* London: Edward Arnold
- [3] Serduc R, van de Looij Y, Francony G, Verdonck O, van der Sanden B, Laissue J et al. *Phys Med Biol* 53, 1153-1166 (2008).
- [4] Adam JF, Joubert A, Biston MC, Charvet AM, Peoch M, Le Bas JF, Balosso J, Estève F, Elleaume H., *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 64, 603-611 (2006).
- [5] Dilmanian FA, Button T, Le Duc G, Zhang N, Peña LA, Smith J et al. , *Neuro-oncol* 4, 26-38 (2002).
- [6] Prezado Y., Vautrin M., Martinez-Rovira I., Bravin A., Esteve F et al., *Med. Phys* 38, 1709-1717 (2011).
- [7] Prezado Y., Adam J.F., Berkvens P., Martinez-Rovira I. et al. , *AIP* 1266, 101-106 (2010).
- [8] Prezado Y., Sarun S., Gil S., Deman P., Bouchet A., Le Duc G, submitted to *J. Synchr. Rad.* (2011).

Aumento de la eficiencia de simulación Monte Carlo de un cabezal de protonterapia por dispersión pasiva

M. A. Cortés-Giraldo¹, J. M. Quesada¹, M. I. Gallardo¹, H. Paganetti²

¹Dep. Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad de Sevilla; miancortes@us.es.

²Dep. Radiation Oncology, Massachusetts General Hospital, Boston, MA, Estados Unidos.

El propósito de este trabajo es mejorar la eficiencia computacional de las simulaciones Monte Carlo de un cabezal de terapia con protones mediante dispersión pasiva. Para ello hemos estudiado el incremento de eficiencia obtenido implementando dos técnicas diferentes en la aplicación utilizada en el Hospital General de Massachusetts (MGH) de Boston (Estados Unidos), desarrollada con el código GEANT4 [1-4].

La simulación Monte Carlo es el método considerado más fiable para calcular la dosis depositada en el paciente debido a la reproducción en detalle de la interacción de cada partícula con la materia [5]. Esto, sin embargo, provoca que las exigencias computacionales (en términos de largos tiempos de CPU) inhabiliten a este método para la práctica clínica diaria y su uso se restrinja en general a la verificación de la distribución de dosis calculada por el sistema de planificación en tratamientos especialmente complicados [4,6]. A pesar de esa limitación y apoyándose en los continuos avances computacionales, en el MGH se ha desarrollado un sistema de planificación basado en Monte Carlo (Geant4) que se utiliza como alternativa al sistema de planificación convencional [4].

Esta aplicación GEANT4, compilada con la versión 9.0.p01 del código, puede simular los modos de dispersión pasiva y activa. En el caso de dispersión pasiva, la simulación del tratamiento se realiza en dos etapas: generación de un archivo de espacio de fases a la salida del cabezal y posterior simulación del transporte de radiación a través del paciente. Para el cálculo de dosis en pacientes sólo se necesita almacenar la información relativa a protones primarios y secundarios, puesto que la contaminación de neutrones existente es esencialmente la misma en todos los tratamientos. Esta estrategia permite acortar el tiempo de cómputo necesario para calcular la dosis en cada punto del paciente con la precisión exigida del 2%. Aun así, sigue siendo necesario disminuir el tiempo de simulación para poder utilizar la simulación Monte Carlo como sistema de planificación. Con este objetivo, hemos desarrollado las dos técnicas que se presentan en este trabajo.

La primera técnica consiste en filtrar en un plano determinado el seguimiento de protones a partir de consideraciones puramente geométricas. Como ya se sabe, su trayectoria a través de un medio poco denso, como es el aire, es muy cercana a una línea recta afectada por leves dispersiones laterales. Por lo tanto, dentro de unos márgenes de tolerancia, es posible predecir la posición del protón en un determinado plano a partir de unas condiciones iniciales de posición y dirección del momento lineal. En este sentido, hemos incorporado un algoritmo en el que se define un plano de control para almacenar dichas condiciones iniciales y un plano final donde se aplican las restricciones geométricas oportunas. Si el protón cumple dichas restricciones, entonces su seguimiento se mantiene en la simulación; si no se cumplen, automáticamente se descarta dicho seguimiento.

La segunda técnica consiste en utilizar un modelo geométrico simplificado de las cámaras monitoras situadas dentro del cabezal. Aunque es necesario reproducir su geo-

metría con rigor para obtener cálculos precisos de dosis absoluta [7], éstas no juegan un papel importante en la distribución de la energía de los protones a la salida del cabezal, ya que la energía perdida por un protón al pasar a través de dichas cámaras es generalmente despreciable. Sin embargo, su geometría generalmente se compone de finas capas que ralentizan la simulación. Por ello, hemos implementado un modelo geométrico simplificado que aumenta la eficiencia computacional del transporte de protones a través de las cámaras monitoras, sin alterar la distribución de energía final.

Mediante la aplicación de la técnica de filtrado de seguimiento de protones, es posible reducir el tiempo de simulación entre un 20% y un 35% para una apertura típica de 12 cm de diámetro. Para diámetros mayores, la reducción del tiempo de simulación está comprendida entre un 5% y un 20%. Por lo tanto, el resultado obtenido depende fuertemente con la geometría. Por el contrario, no existe una tendencia definida con respecto al alcance del pico de Bragg extendido (SOBP, *Spread-Out Bragg Peak*) que se establezca.

Con la simplificación del modelo geométrico de las cámaras monitoras se consigue un aumento de eficiencia de entre un 5% y un 15%, siendo éste mayor cuanto mayor sea el alcance del SOBP y mayor sea el diámetro de la apertura.

Combinando ambas técnicas, en un tratamiento típico de terapia con protones en el que el alcance del SOBP es de 18 cm y el diámetro de la apertura es de 12 cm, es posible reducir el tiempo de simulación en aproximadamente un 35%. En el peor escenario, que corresponde a una apertura de 25 cm, se consigue una reducción del tiempo de simulación de aproximadamente un 15%.

Para comprobar que estas técnicas no alteran el flujo de protones a la salida del cabezal, se ha comparado la fluencia obtenida con la simulación GEANT4 aplicando estas técnicas y sin aplicarlas. El acuerdo en las curvas de dosis en profundidad y perfiles laterales es total, existiendo discrepancias menores que la incertidumbre de los cálculos (0.6%).

En conclusión, en este trabajo se presentan dos técnicas desarrolladas para mejorar la eficiencia de la simulación GEANT4 de un cabezal de terapia con protones por dispersión pasiva. Ambos procedimientos pueden aplicarse a otros cabezales similares, aunque los resultados obtenidos dependen de la geometría particular del problema. Asimismo, las ideas expuestas en este trabajo pueden adaptarse a otros códigos de simulación Monte Carlo que permitan estudiar el seguimiento detallado de cada partícula.

REFERENCIAS

1. <http://geant4.cern.ch>
2. Paganetti H., *Phys. Med. Biol.*, **49**, N75 – N81 (2004)
3. Paganetti H. et al., *Med. Phys.*, **31**, 2107 – 2118 (2004)
4. Paganetti H. et al., *Phys. Med. Biol.*, **53**, 4825 – 4853 (2008)
5. Schaffner B. et al., *Phys. Med. Biol.*, **44**, 27 – 41 (1999)
6. Koch N. et al., *Phys. Med. Biol.*, **53**, 1581 – 1594 (2008)
7. Paganetti H., *Phys. Med. Biol.*, **51**, 2801 – 2812 (2006)

Estudio de la absorción de las emisiones del Na^{22} por distintos materiales

A. Williart¹, F. Blanco², A. Muñoz³ y G. García⁴

¹Departamento de Física de los Materiales, Facultad de Ciencias (UNED); awilliart@ccia.uned.es

²Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, (UCM); pacobr@fis.ucm.es

³Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT); roldan@ciemat.es

⁴Instituto de Física Fundamental (CSIC); g.garcia@iff.csic.es

Introducción

El Na^{22} es un radioisótopo emisor de positrones con periodo de semidesintegración de $T_{1/2} = 2,6$ años, por lo que es ampliamente usado en distintas aplicaciones relacionadas con la Física Médica. Ejemplos de estas aplicaciones son el control de calidad y marcadores anatómicos para estudios de orientación en PET, y también está extendido su uso como trazador en distintos tipos de análisis tanto “in vitro” como “in vivo”.

Las muestras usadas en estas aplicaciones pueden estar depositadas en distintos tipos de encapsulamiento, lo que supone el recubrimiento de la fuente de Na^{22} por diferentes materiales (aluminio, vidrio, metacrilato...). En este trabajo se realiza el estudio de la absorción y posible influencia en el espectro transmitido, de algunos de los materiales usados para este encapsulamiento. Se han realizado medidas experimentales directas y también simulaciones de los distintos procesos que ocurren al atravesar las radiaciones emitidas por el Na^{22} los materiales estudiados.

Sistema experimental

El detector utilizado para obtener los diferentes espectros es un espectrómetro de Si(Li) BETA-X de ORTEC. Este tipo de espectrómetros tienen una ventana de berilio que permite hacer medidas de radiación electromagnética en un rango de 3 keV a 60 keV, para rayos X y gammas de baja energía. Para poder medir también partículas cargadas, electrones y positrones, se tiene que trabajar sin la ventana de berilio, dejando el cristal de Si(Li) desnudo, lo que permite hacer espectroscopía beta y de electrones, así como de fotones simultáneamente, entre 20 keV y 1 MeV. Es así como se ha estado tomando medidas en este trabajo. El diámetro activo del cristal es de 10 mm y la profundidad sensible es de 5,27 mm. En la figura 1 se puede observar el detector sin la ventana de berilio, antes de situarle en el sistema de vacío.



Figura 1. Detector de Si(Li) sin ventana de berilio.

En la figura 2 se pueden ver los espectros obtenidos con el sistema experimental para el fondo, el Na^{22} y el Cs^{137} , uno de los isótopos usados para la calibración del sistema. Las muestras utilizadas son comerciales encapsuladas en plástico.

Resultados y simulación

Después de la calibración en energías y eficiencia del sistema, se han obtenido distintos espectros del Na^{22} variando espesores de absorción para diversos materiales (vidrio,

aluminio, metacrilato). Para la simulación, hemos usado un código de Monte Carlo que ha sido desarrollado en nuestro grupo [1,2], que usa como parámetros de entrada la distribución de pérdida de energía experimental y las secciones eficaces tanto teóricas como experimentales, obtenidas previamente por nosotros. El código simula las trayectorias de las partículas individualizadas desde su energía inicial (keV-MeV) hasta los valores típicos de termalización, incluyendo la generación de electrones secundarios a lo largo de la trayectoria. Los resultados de la simulación proporcionan información sobre el depósito de energía a nivel molecular y las interacciones que tienen lugar, como se pudo comprobar en trabajos anteriores con Ru^{106} y I^{125} [3].

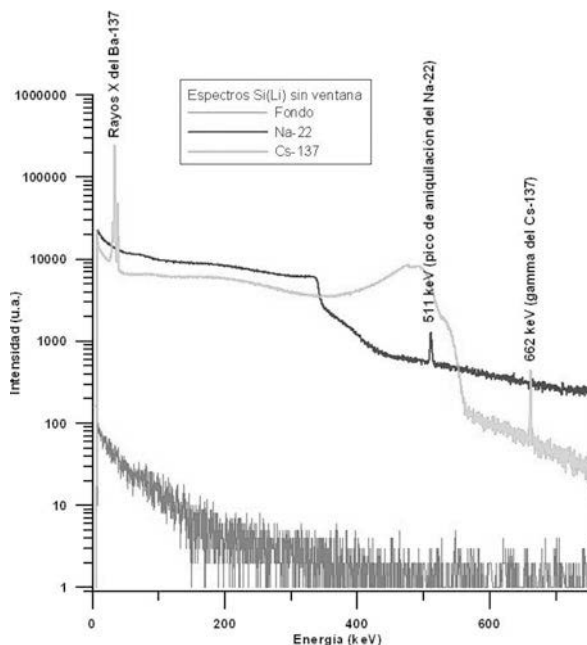


Figura 2. Espectros de distintas fuentes, usados para la calibración del sistema.

Agradecimientos

Este trabajo se ha realizado con el apoyo parcial del Ministerio de Ciencia e Innovación (Proyecto FIS2009-10245).

REFERENCIAS

1. Muñoz et al, *Nucl. Instrum. Meth. A* **536**, 176 (2005).
2. Muñoz et al., *J. Appl. Phys.* **95**, 5868 (2005).
3. Fuss, M.C. et al, *Eur. Phys.J. D*, **60**, 203-208 (2010).

Estudio Monte Carlo de optimización de un sistema detector de silicio para medidas de dosis 2D

M. A. Cortés-Giraldo¹, A. Bocci², Z. Abou-Haidar², M. I. Gallardo¹, J. M. Espino¹, H. Miras³,
R. Arráns³, M. A. G. Alvarez¹, J. M. Quesada¹

¹Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad de Sevilla; miancortes@us.es.

²Centro Nacional de Aceleradores (CNA), Universidad de Sevilla.

³Hospital Universitario Virgen Macarena, Sevilla.

El objetivo principal de este trabajo es optimizar las prestaciones de un sistema de medida de distribuciones de dosis bidimensionales en planos axiales, utilizando un detector de tiras de silicio. Para ello, las simulaciones realizadas con el código Monte Carlo GEANT4 constituyen la herramienta idónea.

La creciente complejidad de las técnicas modernas de radioterapia con fotones, como la IMRT (*Intensity-Modulated Radiation Therapy*), representa un gran desafío para los sistemas de planificación (TPS) utilizados en los hospitales [1,2]. Por ello, es altamente aconsejable verificar empíricamente la distribución de dosis antes de lanzar el tratamiento al paciente.

La dosimetría de película está ampliamente aceptada como dosímetro 2D gracias a su alta resolución espacial y a la posibilidad de comparar distribuciones de dosis en planos axiales del paciente [3,4]. Sin embargo, no son adecuadas como sistemas de detección *on line* debido a la complejidad de su proceso de lectura y calibración. Actualmente existen alternativas basadas en detectores de silicio o cámaras de ionización dispuestos en matrices 1D o 2D. Éstas proporcionan la dosis en tiempo real, pero necesitan una electrónica compleja para obtener una resolución espacial similar a la de las películas [5] y no son efectivas para la obtención de mapas de dosis en planos axiales.

Nuestro grupo ha realizado un estudio de viabilidad de un sistema de verificación de dosis basado en un detector de silicio dividido en tiras [6]. En concreto se ha utilizando un detector comercial SSSSD (*Single-Sided Silicon Strip Detector*), fabricado por Micron Semiconductor Ltd., modelo W1(SS)-500, con un espesor de 500 μm y un área activa de 50 \times 50 mm², segmentada en 16 tiras de 3,1 mm de anchura.

Para realizar dicho estudio se diseñaron y fabricaron dos maniqués de polietileno para alojar el detector. El primero es un maniquí plano que se coloca entre láminas de agua sólida y en el que el detector se coloca orientando el plano de su área activa perpendicular a la dirección del haz de fotones (plano coronal). El segundo es un maniquí cilíndrico cuyo montaje permite girarlo con respecto a su eje y en el que el detector se coloca en un plano axial. Esta geometría es muy parecida a la que se considera en la planificación de los tratamientos de radioterapia, donde la distribución de dosis suele calcularse en planos axiales del paciente. La irradiación del sistema se realizó en el Hospital Universitario Virgen Macarena (HUVN) de Sevilla utilizando un acelerador lineal Siemens PRIMUS operando en modo de fotones de 6 MV de energía nominal. El montaje experimental completo, compuesto por el cabezal del Siemens PRIMUS y el sistema de detección, se simuló con el código GEANT4 [8]. Para ello, la geometría del cabezal, del detector y de los maniqués se reprodujo con un detalle inferior al milímetro. Se obtuvo un buen acuerdo entre estos cálculos realizados por simulación y los resultados experimentales obtenidos [6].

El objetivo de este nuevo trabajo es estudiar, mediante simulación, las mejoras que se pueden obtener variando parámetros del sistema detector y permitiendo la irradiación de éste con un nuevo acelerador.

Respecto a este último punto, hemos introducido en nuestra aplicación la geometría del cabezal del acelerador lineal Siemens ONCOR, recientemente adquirido por el HUVM. Este acelerador presenta unas prestaciones tecnológicas superiores a las del PRIMUS y es el utilizado para este trabajo de mejora y optimización. El cabezal del ONCOR incorpora el nuevo colimador multiláminas (MLC) modelo 160-MLC, fabricado también por Siemens [9]. La geometría de este MLC, extremadamente compleja, ha sido reproducida hasta el último detalle y con precisión sub-milimétrica mediante un algoritmo matemático desarrollado en este trabajo que permite construir MLC de elevada complejidad geométrica mediante la definición de un conjunto de parámetros geométricos [10], que fueron facilitados por el fabricante. Utilizando el Siemens ONCOR, hemos estudiado mediante simulación los factores de salida obtenidos con este detector.

En cuanto a las posibles mejoras del detector, se ha estudiado la influencia de su espesor, tanto en la respuesta como en la perturbación introducida en el medio. Por otro lado, hemos considerado en la simulación un SSSSD con un número de tiras mayor, un área activa mayor o un detector dividido en tiras por las dos caras (DSSSD, *Double-Sided Silicon Strip Detector*).

En conclusión, las simulaciones realizadas con el código GEANT4, que ha sido debidamente validada, nos han permitido realizar, de una manera rápida, estudios de viabilidad orientados a optimizar nuestro sistema de detección prototipo.

REFERENCIAS

1. Van Dyk J. et al., *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.*, **26**, 261 – 273 (1993)
2. Cadman P. et al., *Phys. Med. Biol.*, **47**, 3001 – 3010 (2002)
3. Niroomand-Rad A. et al., *Med. Phys.*, **25**, 2093 – 2115 (1998)
4. Arráns R. et al., *Rev. Fís. Med.*, **10**, 83 – 104 (2009)
5. Redondo-Fernández I. et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, **A573**, 141 – 144 (2007)
6. Bocci A. et al., *II Congreso Conjunto SEFM-SEPR*, Sevilla, 10-13 Mayo (2011)
7. <http://www.micronsemiconductor.co.uk/>
8. <http://geant4.cern.ch/>
9. Tacke M. B. et al., *Med. Phys.*, **35**, 1634 – 1642 (2008)
10. Cortés-Giraldo M. A. (2011). Tesis Doctoral. Universidad de Sevilla.

Estudios de blindajes para contenedores de isótopos radiactivos en Medicina Nuclear

J. L. Contreras González¹, I. Mora Zeledón², V. Pazyí¹, J. Gutiérrez Varela³

¹Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad Complutense de Madrid, Madrid.

²Servicio de Medicina Nuclear, Hospital San Juan de Dios, Caja Costarricense del Seguro Social, San José, Costa Rica.

³Actualmente en TECNATOM S.A. Avda Montes de Oca 1. San Sebastián de los Reyes Madrid.

En medicina nuclear se utilizan isótopos radiactivos, generalmente emisores gamma, para realizar estudios diagnósticos. Los isótopos se introducen en el organismo integrados en radio-fármacos y se detectan mediante aparatos con los que se obtienen imágenes que dan información necesaria para el diagnóstico de la enfermedad. Las técnicas más usuales son PET, Tomografía por emisión de Positrones y SPET, Tomografía por emisión de Fotones Aislados. Normalmente los radio-fármacos que se introducen deben ser inyectados en el paciente, por lo que para la protección del personal sanitario y de los propios pacientes, deben ir en contenedores blindados tanto al inyectarlos (blindajes de jeringuillas), como en el almacenamiento previo a la prueba (blindajes de contenedores).

En este trabajo presentamos el resultado del estudio de algunos blindajes utilizados en medicina nuclear, con vistas a mejorarlos. Para ello hemos realizado simulaciones de Monte Carlo de los blindajes usados y medidas con fuentes radioactivas en montajes sencillos para validar las simulaciones.

Como hemos dicho anteriormente las pruebas diagnósticas más habituales involucran isótopos emisores de fotones aislados (SPET) o bien positrones (PET). Los ejemplares más comunes en este ámbito son el ^{99m}Tc que emite fotones de 140 keV y el ^{18}F que proporciona positrones con energía máxima en torno a los 600 keV. Para el problema que nos afecta, la protección radiológica del personal sanitario, podemos considerar a los isótopos emisores de e^+ como los emisores de fotones de 511 keV. Esto es debido a que el corto rango de positrones generalmente no les permite salir de las disoluciones que contienen los radiofármacos, por ello se aniquilan en el interior de la disolución produciendo pares de fotones de 511 keV.

En el rango de energías que nos interesa los fotones interactúan con la materia principalmente vía el efecto Compton o el efecto fotoeléctrico, cuyas secciones eficaces crecen con el número atómico, muy fuertemente en el caso del efecto fotoeléctrico. Por esta razón, los blindajes de los contenedores de radiofármacos suelen estar hechos de capas simples de materiales de número atómico alto y densidad elevada como plomo o tungsteno. Su uso reduce notablemente la dosis que recibe el personal sanitario encargado de manejar los radioisótopos.

Hemos simulado de forma detallada, mediante técnicas Monte Carlo, geometrías sencillas que representan los blindajes que se usan en los hospitales [1] [2]. Se puede ver un ejemplo de una de estas geometrías en la figura 1. En las simulaciones hemos utilizado los códigos GAMOS/GEANT4[3] y PENELOPE[4] obteniendo resultados compatibles con ambos. Nuestras estimaciones están asimismo de acuerdo con aquellos obtenidos en la literatura clásica sobre el tema [5]. Los resultados muestran la importancia de un diseño correcto de los blindajes para reducir las dosis a las que está expuesto el personal sanitario. Han sido validadas con medidas en casos particulares.

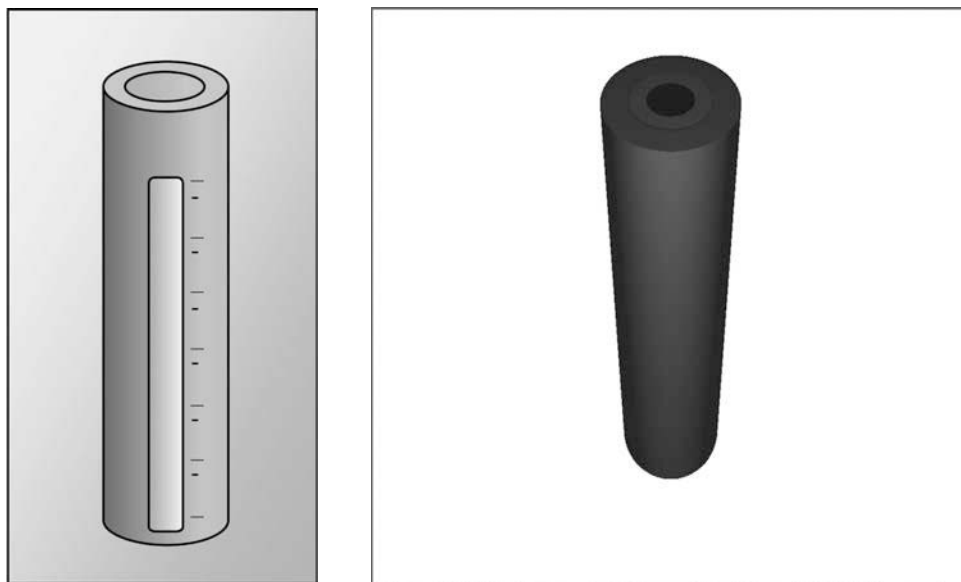


Figura 1: Esquema de un protector de jeringuillas y de la geometrías usada para simularlo con PENELOPE[1].

REFERENCIAS

1. Gutiérrez Varela, Javier. 2009. "Aplicación del Método Monte Carlo en radioterapia y medicina nuclear". Tesis de Máster, UCM, Facultad de CC. Físicas.
2. Mora Zeledón, Isaac de Jesús. 2010. "Estudio de blindajes para contenedores de isótopos radiactivos". Tesis de Máster, UCM, Facultad de CC. Físicas.
3. GAMOS, disponible en <http://fismed.ciemat.es/GAMOS/gamos.php>
4. J. Baró, J. Sempau, J. M. Fernández-Verea, F. Salvat. "PENELOPE: an algorithm for Monte Carlo simulation of the penetration and energy loss of electrons and positrons in matter". Nuclear Instruments Method B. **100**. 1995.
5. H. E. Johns y J. R. Cunningham: The Physics of Radiology. Springfield Ill. Charles C. Thomas, fourth edition, 1983.

Fabricación y caracterización de membranas compuestas para hemofiltración

C. Vélez, M.C. García-Payo y M. Khayet*

Departamento de Física Aplicada I, Facultad de Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Avda. Complutense s/n, 28040 Madrid; * khayetm@fis.ucm.es; Tel. 91-3945185

La pérdida de la función renal se caracteriza por la retención progresiva de un número de compuestos (solutos) que, en condiciones normales, son excretados o metabolizados por los riñones sanos. Cuando esta retención de solutos aumenta la supervivencia del individuo solo es posible mediante tratamiento por diálisis o trasplante de órgano [1]. Las membranas sintéticas son ampliamente utilizadas para el tratamiento de la insuficiencia renal crónica y son componentes vitales en una unidad de hemofiltración, ya que permiten la eliminación selectiva de moléculas de bajo peso molecular (<50 kDa) de la sangre. En este trabajo se pretende fabricar membranas biocompatibles compuestas que puedan ser utilizadas en hemofiltración, es decir, que permitan la eliminación de solutos tóxicos como la urea (60 Da) y la retención de proteínas como el seroalbúmina bovina (BSA) (69 kDa) necesaria para el organismo.

Las membranas fueron preparadas por el método de inversión de fase a partir de un disolvente N-metil-2-pirrolidona (NMP) con un 10% en peso de polieterimida (PEI) y 10 % en peso de γ -butirolactona (GBL) variando la cantidad de macromolécula modificadora de superficie (SMM) en la disolución polimérica (0, 1, 2 y 3% en peso) [2]. Una vez preparada la disolución, se fabrican las membranas a temperatura ambiente por el método de inversión de fase empleando la máquina Elcometer 4340 y controlando la velocidad así como el espesor de la disolución polimérica que se extiende sobre una placa de vidrio. Se han fabricado varias membranas variando el tiempo de evaporación del disolvente (30, 60 y 120 s) antes de la coagulación en agua, la temperatura del coagulante (2°C, 23°C y 50°C) y el espesor (10, 20, 30 y 40 μm). Todas las membranas se sumergen en agua durante 4 horas y finalmente se secan a temperatura ambiente. Se señala aquí que una vez extendida la disolución polimérica sobre la placa de vidrio la macromolécula SMM migra hacia la superficie polímero/aire cambiando las características finales de la membrana debido a la baja tensión superficial de SMM (menor energía libre superficial que PEI).

Una vez preparadas las membranas se ha procedido a su caracterización. Se han determinado los espesores mediante un micrómetro (Millitron) y los ángulos de contacto del agua (Cam100) con el fin de estudiar su hidrofobicidad. Se ha determinado el flujo de permeado de agua destilada en función de la presión aplicada desde 50–150 kPa y se han realizado experimentos en condiciones de hemofiltración con una célula de filtración normal de área efectiva 28.7 cm² (Amicon). Para realizar los ensayos de hemofiltración se ha utilizado una disolución tampón de fosfato (pH 7.4) añadiendo la proteína BSA en una concentración de 10 g/l y urea en una concentración de 0.3 g/l manteniendo constantes la temperatura y la presión (23°C y 50 kPa). Además, se ha estudiado la estructura transversal de las membranas mediante un microscopio electrónico de barrido (SEM, JEOL JSM 6335F) y se ha realizado microanálisis de Rayos X (Oxford Instruments) en diferentes zonas de la membrana con el objeto de estudiar la migración de la macromolécula SMM a la superficie la membrana ya que el flúor está asociado a la macromolécula SMM.

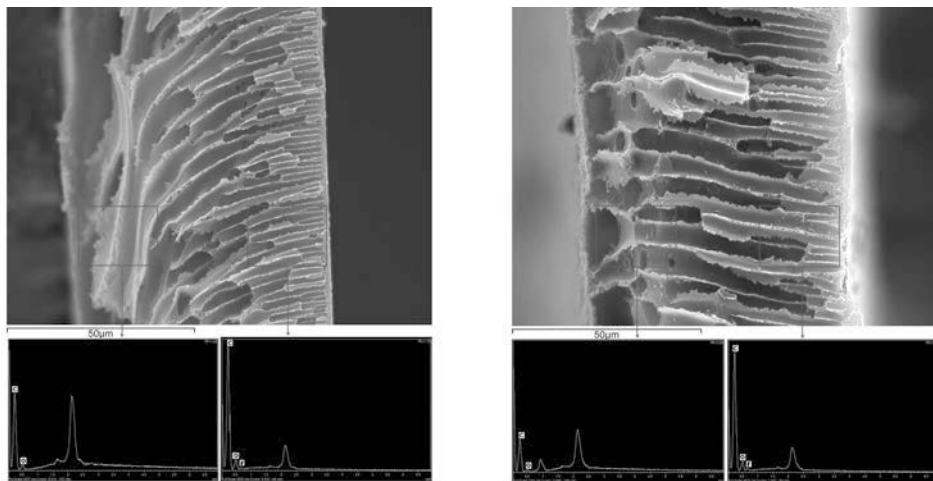


Figura 1. Imágenes SEM (X1000) de la sección transversal de las membranas a concentraciones de 1% (izquierda) y 3% (derecha) de SMM con sus respectivos espectros rayos X de las zonas inferiores (izquierda) y superiores (derecha).

En la Figura 1 se observa una clara presencia de flúor asociado a la macromolécula SMM en la superficie superior de la membrana (polímero/aire) indicando que efectivamente la macromolécula SMM migra hacia la superficie de la membrana durante su fabricación. La Tabla 1 muestra la cantidad de carbono, oxígeno y flúor de las zonas superiores de las membranas fabricadas con diferentes concentraciones de SMM.

% SMM	% peso			% peso (F/C)
	Carbono (C)	Oxígeno (O)	Flúor (F)	
0	78.23	21.77		
1	77.24	20.30	2.46	3.18
2	77.60	19.42	2.98	3.84
3	76.01	18.75	5.24	6.89

Tabla 1. Porcentajes en peso de la cantidad de carbono, oxígeno y flúor y la relación de la cantidad de flúor vs. carbono de las membranas preparadas con diferentes concentraciones de SMM

Se ha observado que las membranas fabricadas con una temperatura de coagulación de 2°C, un tiempo de evaporación de disolvente de 120 s y 20 μm de espesor exhiben mayores flujos de permeado. Se han relacionado las características estructurales de las membranas con su rendimiento en hemofiltración.

REFERENCIAS

1. R.Vanholder, L.A.Pedrini, *Nephrol Dial Transplant*, **23**, 1481–1483 (2008).
2. M. Khayet J.I. Mengual, T. Matsuura, *J. Membr. Sci.*, **252**, 101–113 (2005).
3. M. Qtaishat, D. Rana, M. Khayet, T. Matsuura, *J. Membr. Sci.*, **327**, 264–273 (2009).

Agradecimientos: Los autores agradecen la financiación del Ministerio de Ciencia e Innovación (Proyecto: MAT2010-19249).

Fabricación y caracterización de biomembranas de quitosano con diferentes procedimientos

A. Baroudi, M. Khayet *, M.C. García-Payo

Departamento de Física Aplicada I, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Avda. Complutense s/n, 28040 Madrid; * khayetm@fis.ucm.es; Tel. 91-3945185.

El quitosano [β (1-4)-2-acetamido-2-desoxi-D-glucopiranososa y 2-amino-2-desoxi-D-glucopiranososa] es un biopolímero que de forma natural se encuentra en los caparazones de algunos crustáceos y en las paredes celulares de algunas plantas y hongos. También se puede producir de la desacetilación de al menos el 50% de la quitina, uno de los principales componentes de los exoesqueletos de los artrópodos y de paredes celulares de algunas plantas [1]. Dado que es un polímero biocompatible con propiedades antimicrobianas y un buen cicatrizante, actualmente existen multitud de aplicaciones en diversos campos como en medicina y en la industria química [2].

El objetivo de este trabajo es la fabricación de biomembranas planas de quitosano resistentes para que puedan ser utilizadas con fines biomédicos. Se han fabricado biomembranas con 1% de quitosano comercial de media viscosidad (Sigma-Aldrich) en una disolución de ácido acético (2% en agua destilada). Se han seguido dos procedimientos:

– *Fabricación de biomembranas de quitosano secadas al aire.* Se ha dispersado dióxido de titanio (TiO_2 , Sigma-Aldrich, tamaño de partícula 21 nm) a la disolución de quitosano en concentraciones de 0.5, 1 y 2% en peso. La finalidad de añadir TiO_2 al quitosano es proporcionarle una mayor resistencia mecánica y una mejor estabilidad [3]. Las membranas fabricadas se dejan secar a temperatura ambiente en moldes de 10 cm de diámetro. Se han medido los espesores de las biomembranas fabricadas y se ha observado una relación lineal entre los espesores de la membrana y la masa de disolución de quitosano. Además, se ha estudiado el efecto de neutralización de las biomembranas con hidróxido de sodio (NaOH , 1.25 M) durante 2 horas [4], así como el efecto de reticulación o “crosslinking” con glutaraldehído (GLA, Sigma-Aldrich) al 0.01% durante 48 h para mejorar su estabilidad y reforzar los enlaces moleculares del quitosano, a pesar de la citotoxicidad del GLA [5,6].

Se ha observado que todas las membranas neutralizadas sin reticulación con hidróxido sódico (NaOH) y las que no estaban neutralizadas pero sí con crosslinking en GLA son insolubles en agua destilada, mientras que las membranas de quitosano sin ningún post-tratamiento son solubles en agua. Se ha determinado el grado de hinchamiento o “swelling” en agua destilada empleando la siguiente expresión:

$$\%DS = \left(\frac{W_s - W_d}{W_d} \right) \cdot 100$$

donde W_s es el peso de la biomembrana después de introducirse en el líquido y W_d es el peso de la biomembrana seca. Los resultados se muestran en la Tabla 1.

Las membranas neutralizadas presentan un grado de hinchamiento mayor que las tratadas sólo con GLA, pero las sometidas a los dos tratamientos tienen un grado de

hinchamiento mucho mayor que en los otros dos casos, a excepción de la que contiene 1% de TiO_2 .

Membrana	Post-tratamiento		%DS (%)
	NaOH	GLA	
Sin TiO_2	X	-	164
	-	X	61
	X	X	252
0.5% TiO_2	X	-	91
	-	X	74
	X	X	310
1% TiO_2	X	-	118
	-	X	82
	X	X	67

Tabla 1. Grado de hinchamiento de las biomembranas fabricadas al aire. GLA hace referencia al “crosslinking” con glutaraldehído y NaOH a la neutralización.

– *Fabricación de biomembranas de quitosano secadas al vacío.* En este caso se ha preparado una disolución de quitosano al 1 % con 0.5% de TiO_2 y 0.01% de GLA y se ha secado al vacío. No se ha realizado ningún tratamiento posterior a la biomembrana. El grado de hinchamiento de las membranas ha sido de (118 ± 2) %. Se ha observado que las membranas secadas al vacío muestran un grado de hinchamiento mayor que las preparadas al aire sin neutralizar. Sin embargo, estas membranas son muy frágiles con muy baja resistencia mecánica.

REFERENCIAS

1. Shahidi F., Vidana Arachchi J. K., Jeon Y.J., *Food Sci. Technol.*, **10**, 37-51 (1999).
2. Zainal Z., Hui L.K., Hussein M.Z. et al., *J. Hazardous Mater.*, **164**, 138–145 (2009).
3. Tao Y., Pan J., Yan S. et al., *Materials Science and Engineering B*, **138**, 84–89 (2007).
4. Neto C.G.T., Dantas T.N.C., Fonseca J.L.C., Pereira M.R., *Carbohydrate Res.*, **340**, 2630-2636 (2005).
5. Chen P.H., Kuo T.Y., Liu F.H. et al., *J. Agric. Food Chem.*, **56** (19), 9015–9021 (2008).
6. Tual C., Espuche E., Escoubes M., Domard A., *J. Polymer Sci. Part B: Polymer Phys.*, **38**, 1521–1529 (2000).

Forzamiento periódico en las oscilaciones observadas en un modelo para la formación de los ocelos

M. C. Lemos¹, D. Aguilar¹, A. Córdoba¹, M. Morillo², J. Gómez Ordoñez²,
J. M. Casado²

¹Departamento de Física de la Materia Condensada, Universidad de Sevilla; lemos@us.es.

²Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear (Física Teórica), Universidad de Sevilla.

Oscilaciones temporales se han observado y estudiado en muchos tipos de biosistemas, comprobándose que el comportamiento periódico de los organismos vivos es la vía universal de organización y señalización entre ellos, es decir, la periodicidad es la regla y no la excepción.

Uno de los mecanismos más estudiado en un sistema biológico es el acoplamiento entre una oscilación autónoma interna y una perturbación periódica externa, de modo que aún en ausencia de la perturbación externa, persiste el comportamiento rítmico del sistema. Hay que tener en cuenta que en la interacción entre las dinámicas interna y externa no siempre se produce sincronización y, en ciertos casos aparecen nuevos tipos de comportamiento dinámico complejo como son el comportamiento cuasiperiódico o el caótico.

En primer lugar, hemos diseñado un sistema de ecuaciones diferenciales no-lineales del tipo reacción-difusión que satisface la red de regulación que rige la formación de los ocelos en la mosca *Drosophila Melanogaster*. El modelo, simplificado monodimensionalmente, muestra la disposición fenotípica correcta, tanto para el caso silvestre (*wild type*) como en experimentos que simulan mutaciones controladas. En todos los casos contemplados, el modelo resuelve de manera satisfactoria el patrón tisular experimental.

La resolución numérica de las ocho ecuaciones que conforman el modelo se lleva a cabo usando el método de Runge-Kutta de 4º orden. El diagrama de bifurcación del modelo en función de los valores del morfógeno Hedgehog (Hh) y del parámetro Delta (DI) muestra regiones en las que se observan estados estacionarios estables y estados oscilatorios autosostenidos estables. Hh es un elemento importante en el modelo ya que si se inhibe su expresión se obtiene un fenotipo sin ocelos; DI es un potenciador de la proteína Engrailed (En), proteína presente en la región interocelar que es donde se observan las oscilaciones de periodo-1 (P1, un máximo).

En segundo lugar, hemos analizado la respuesta de un estado que exhibe oscilaciones P1 automantenidas a la frecuencia propia f_0 ante perturbaciones externas. Para ello, aplicamos una perturbación en el parámetro externo DI, usando una función sinusoidal de una única frecuencia, $DI^* = DI [1 + A \sin(2\pi f t)]$, donde A y f son la amplitud normalizada y la frecuencia de la perturbación (diferente de la frecuencia propia del modelo no forzado, f_0).

Para simplificar la presentación de resultados, elegimos En como única variable de salida. Prescindimos de los primeros puntos para eliminar el régimen transitorio y, con los restantes, calculamos el promedio temporal de En y su fluctuación. El análisis de resultados lo hacemos sobre la serie temporal de la fluctuación. Llegados a este punto, realizamos un estudio bastante completo de la serie temporal obtenida con el fin de distinguir regímenes oscilatorios periódicos, cuasiperiódicos o caóticos, usando

algunas de las herramientas típicas de la dinámica no-lineal como son la transformada de Fourier o el mapa de Poincaré.

Los casos más representativos se recogen en las Figuras 1 y 2, que muestran las oscilaciones temporales forzadas de En junto con sus correspondientes mapas de Poincaré (con retrasos temporales para visualizar mejor las órbitas), mapas de máximos próximos y espectros de Fourier. Estas series se han obtenido para diferentes valores de A y f , con $Dl=0,7$ y $Hh=100$.

Las series temporales de la Figura 1, siendo $f=1,5f_0$, muestran para: a) $A=0,1$, oscilaciones de periodo-2 (P2); b) $A=0,3$, oscilaciones de periodo-3 (P3); c) $A=0,4$, oscilaciones P1. En general, periodo- n (P_n) indica oscilaciones con n máximos en un ciclo. Una curva de n lazos corresponde a oscilaciones P_n en el mapa de Poincaré. El mapa de máximos próximos indica n puntos según que la oscilación sea P_n . Los espectros de Fourier son discretos apareciendo una frecuencia fundamental y sus armónicos. En los casos a) y b) el sistema responde con la frecuencia propia f_0 y en el caso c) con la frecuencia externa f .

Comportamientos oscilatorios más complejos se muestran en la Figura 2, siendo $f=2,5f_0$. Para a) $A=0,3$ y c) $A=1$, pueden observarse oscilaciones cuasiperiódicas: los espectros de Fourier son discretos con dos (a)) y tres (c)) frecuencias fundamentales; los mapas de máximos próximos representan curvas cerradas y los mapas de Poincaré muestran la típica forma toroidal. Sin embargo, para b) $A=0,4$ el estado oscilatorio se vuelve caótico: en el mapa de máximos próximos se observan líneas abiertas, el espectro de Fourier es continuo y el mapa de Poincaré muestra la ruptura del toro, si bien estos aspectos no se observan nítidamente en la figura.

Los regímenes oscilatorios observados in silico dejan abierta la posibilidad de diseñar algún experimento biológico que tenga como objetivo encontrar in vivo o in vitro alguno de estos comportamientos.

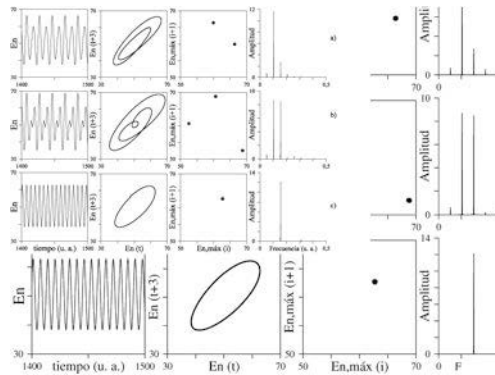


Figura 1. Oscilaciones forzadas de En para $f=1,5f_0$. Estas series representan para: a) $A=0,1$, oscilaciones P2; b) $A=0,3$, oscilaciones P3; c) $A=0,4$, oscilaciones P1.

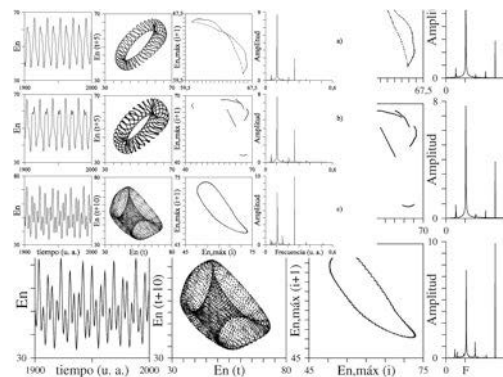


Figura 2. Oscilaciones forzadas de En para $f=2,5f_0$. Estas series representan para: a) $A=0,3$, oscilaciones cuasiperiódicas; b) $A=0,4$, oscilaciones caóticas; c) $A=1$, oscilaciones cuasiperiódicas.

GAMOS: un modo fácil y flexible de usar GEANT4

P. Arce Dubois¹, J. I. Lagares González², M. Cañadas Castro³

¹Departamento de Investigación Básica, CIEMAT, pedro.arce@ciemat.es

²Departamento de Aplicaciones Médicas, CIEMAT, juanignacio.lagares@ciemat.es

³Departamento de Aplicaciones Médicas, CIEMAT, mario.canadas@ciemat.es

Objetivos

El uso de un código de simulación de Montecarlo es a menudo una tarea difícil para un usuario de software no-experto. Esto es especialmente cierto en el caso de GEANT4 [1], [2], ya que el usuario tiene que escribir su aplicación en lenguaje C++. Existen varios códigos que tratan de facilitar el uso de Montecarlo, proporcionando un lenguaje de comandos adaptado a un campo de la física específico, que cubre las necesidades más comunes en dicho campo. Un problema con estos códigos aparece cuando el usuario quiere describir algún tipo de input que no está incluido en ellos, como una forma peculiar de volumen, una novedosa distribución de posición de las partículas iniciales o alguna opción de física. Un problema similar que se encuentra con frecuencia es que el usuario quiera tener un profundo conocimiento de algún aspecto de la simulación (por ejemplo, ángulo de desviación de las partículas dispersas en un volumen en función de la energía, o energía de las partículas que producen un neutrón clasificada por el tipo de partícula), mientras que la aplicación ofrece una cantidad limitada de salidas o resultados, que no incluyen la información necesaria en el formato deseado. Un tercer problema encontrado es que estas aplicaciones cubren una cantidad limitada de campos de la física y muchos usuarios no encuentran la aplicación apropiada para sus necesidades.

El objetivo principal de GAMOS, es ofrecer un marco que además de proporcionar una interfaz fácil de usar para GEANT4, minimice los problemas descritos anteriormente. Al igual que otros códigos similares, GAMOS proporciona un lenguaje de comandos que facilita el uso de GEANT4 al evitar la necesidad de usar C++, pero GAMOS nació con el objetivo no sólo de proporcionar un marco fácil, sino también flexible. Para ello proporciona una amplia gama de posibles inputs mediante un lenguaje de comandos, tratando de cubrir todas las posibilidades que ofrece GEANT4 respecto a la geometría, el generador de partículas y la física. Además, se ha desarrollado un conjunto de herramientas para que el usuario pueda obtener sin necesidad de usar C++, información detallada de cualquier aspecto de la simulación: el usuario de GAMOS puede elegir entre más de un centenar de tipos de datos (posición, pérdida de energía, volumen recorrido, ángulo entre una partícula y la partícula secundaria que crea, etc) y utilizarlos para llenar histogramas, contadores, o volcarlos en archivos de texto o binarios. Los datos pueden ser combinados con más de un centenar de filtros (por ejemplo, sólo al entrar en un volumen, sólo si el padre no es un electrón, sólo si una partícula ancestro ha sufrido dispersión Compton en un volumen dado, sólo si la energía es mayor que 1 MeV, etc) y más de veinte clasificadores (un histograma diferente o contador para cada volumen, cada tipo de partícula, cada intervalo de energía,...). Gracias a esta funcionalidad, requerimientos como “cuantos fotones han colisionado según cada tipo de proceso, en cada volumen”, o “separar las dosis debidas a los diferentes isótopos en una cadena de desintegración”, o “representar gráficamente la distribución de energía de los electrones producidos por la interacción Compton en un

volumen por los fotones que entraron en el volumen con una energía igual a la masa del electrón”, se puede satisfacer mediante GAMOS con unos pocos comandos de usuario, mientras que con otras aplicaciones similares se requiere la escritura de muchas líneas de C++ o FORTRAN, además de un profundo conocimiento del código de simulación. Entendemos que, por mucha funcionalidad que proporcione, una interfaz no puede cubrir todas las necesidades de cada usuario potencial de GEANT4, lo que puede convertirse en un obstáculo para un usuario avanzado que quiere explotar todas las funcionalidades que ofrece GEANT4. Por este motivo también hemos tratado de hacer esta interfaz fácilmente extensible. Consideramos que la mejor manera de lograrlo es mediante la implementación en GAMOS de la tecnología de plug-in's. Gracias a esta tecnología, un nuevo componente (lista de la física, geometría, contador, datos, etc.), escrito por el usuario se puede transformar en un componente GAMOS mediante la adición de una o unas pocas líneas en el código de usuario, y de este modo puede seleccionarse con los comandos de usuario de GAMOS. Por otra parte, la creación de un plug-in requiere una curva de aprendizaje mucho menor de las librerías y clases de C++ de GEANT4 necesarias para la creación de una aplicación completa, pues sólo hay que limitarse a aquellas implicadas en la nueva funcionalidad, por lo que incluso usuarios noveles en GEANT4 con una pequeña base de C++ podrían realizar este tipo de implementaciones.

Aplicaciones

GAMOS es el fruto de más de doce años de experiencia en el desarrollo de herramientas para facilitar el uso de GEANT4. Durante los últimos años ha aumentado considerablemente su flexibilidad, introducir el uso de algunos conceptos nuevos y flexibles como los filtros, los clasificadores, los datos o las distribuciones, para permitir la extracción de información muy detallada de lo que sucede en cada paso de la simulación a petición del usuario. Otra de las novedades técnicas son las reducciones de varianza que se han desarrollado para aumentar la eficiencia de cálculo, como un mecanismo que permite hacer la ruleta rusa, la técnica de ventanas de pesos o la importancia de muestreo, basada en una cantidad muy grande de criterios (según el tipo de partícula, por volumen, por la energía, por $X * Y$ la posición, ...).

En el campo de la física médica GAMOS cuenta con funcionalidades especiales para aplicaciones PET, SPECT y radioterapia de electrones y fotones, las cuales están ya en pleno funcionamiento, y de ellas se han realizado aplicaciones específicas con resultados publicados, y otras funcionalidades en hadronterapia y braquiterapia, que pronto estarán terminadas. Las funcionalidades específicas también se han extendido a otros campos de la física como el cálculo de blindajes, cámaras Compton y una interfaz flexible a los campos magnéticos, que incluso permite calcularlos mediante la integración de los flujos de campo magnético. La flexibilidad de GAMOS se sustenta en el hecho de que una parte sustancial de sus más de cuatrocientos usuarios registrados están interesados en otros campos que no son física médica.

REFERENCIAS

- [1] S. Agostinelli et al., "Geant4: a simulation toolkit", *Nucl. Instr. Meth.*, vol. A506, pp. 250-303, July 2003.
- [2] J. Allison et al., "Geant4 developments and applications", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, No 1, pp. 270-278, February 2006.

LEPTS, una simulación de trayectorias de partículas de baja energía, en aplicaciones biomédicas

M.C. Fuss¹, A. García Sanz¹, A. Muñoz², J. C. Oller², F. Blanco³, C. Hueraga⁴, M. Téllez⁴, G. García¹

¹Instituto de Física Fundamental, Consejo Superior de Investigaciones Científicas; g.garcia@iff.csic.es.

²Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT); roldan@ciemat.es.

³Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad Complutense de Madrid, pacobr@fis.ucm.es.

⁴Hospital Universitario La Paz, Paseo de la Castellana 261, 28046 Madrid, Spain; mtellez.hulp@salud.madrid.org

Uno de los objetivos principales de la braquiterapia es el posicionamiento de fuentes de radiación dentro de o junto a un tumor para su tratamiento radioterapéutico. De esta forma, se consigue aplicar grandes dosis de radiación al tumor mientras se minimiza la irradiación de tejidos contiguos, posiblemente más sensibles a la radiación.

En el presente trabajo, se usa el programa Monte Carlo LEPTS (Low Energy Particle Tracking System) para simular el daño molecular inducido en la zona irradiada. Al distinguir diferentes tipos de interacción inelástica de la radiación incidente con el medio atravesado, y contar con datos de entrada mayoritariamente experimentales y cuidadosamente seleccionados hasta energías bajas (1 eV), el modelo es capaz de describir los procesos de colisión con gran detalle y predecir, además de la energía depositada, la distribución de disociaciones moleculares, ionizaciones, producción de electrones secundarios, etc. Esto permitirá relacionar los efectos de la radiación absorbida con el número y patrón espacial de las diferentes alteraciones moleculares inducidas (nanodosimetría), no sólo con la dosis absorbida (dosimetría tradicional).

La comparación de nuestros resultados con otros publicados previamente sugiere que otros códigos Monte Carlo usados en estudios similares podrían estar subestimando el porcentaje de energía depositada en las zonas de baja dosis (mayor profundidad). Esto se debe al conjunto de datos de entrada que utilizamos y al modelo físico que describe las interacciones radiación-materia a nivel molecular.

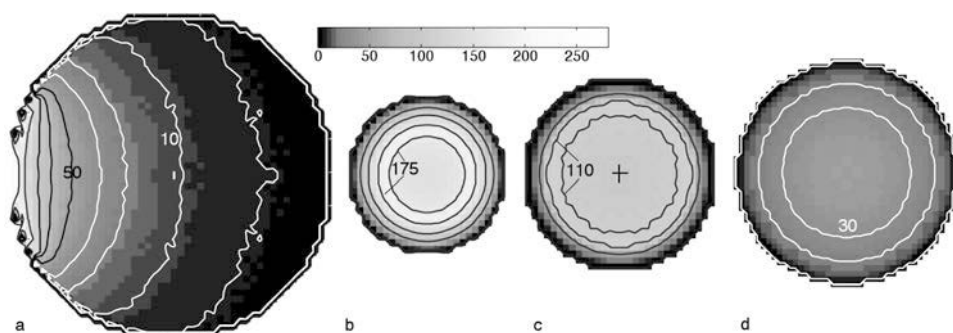


Figura 1. Ejemplo de la aplicación de LEPTS para braquiterapia ocular por una placa de Ru-106: depósito de energía en el globo ocular, aproximado por agua. (a) Sección longitudinal con diferentes isodosis indicadas. (b-d) Secciones transversales en 1, 2 y 5 mm de profundidad.

Mecánica estadística no extensiva de la radiobiología

O. Sotolongo-Grau¹, D. Rodríguez-Pérez¹, J. C. Antoranz^{1,2}, Oscar Sotolongo-Costa²

¹UNED, Departamento de Física Matemática y de Fluidos, 28040 Madrid, España

²Universidad de La Habana, Cátedra de Sistemas Complejos Henri Poincaré, La Habana 10400, Cuba

Conocer la fracción de supervivencia celular (FS) a una dosis de radiación dada es un objetivo de la radiobiología. Esta FS depende de la cantidad de radiación depositada en el tejido y de los periodos de tiempo en que se dosifica.

El modelo más simple es el modelo lineal. Es un modelo aditivo. Entendemos por aditividad de dosis que la FS a una dosis dada, D , sea la misma que a “ n ” dosis “ d ”, cuando $D=nd$. Más utilizado en la práctica es el modelo lineal-cuadrático (LQ) que carece de esta propiedad de aditividad.

Presentamos un modelo radiobiológico basado en unas mínimas hipótesis físicas que incluye a los modelos anteriores, como casos particulares, pero que es aditivo.

Basándonos en la segunda ley de la termodinámica, en la definición de entropía de Tsallis y en la existencia de una dosis crítica de aniquilación, llegamos a una expresión simple para FS que engloba los resultados existentes para un amplio rango de dosis de radiación ionizante.

La concordancia de los datos experimentales sobre la curva universal predicha muestra la validez del modelo. Además, el exponente de esta ley caracteriza cada tejido. No obstante, es preciso realizar nuevos experimentos que determinen los nuevos parámetros introducidos.

Mecanismos biofísicos involucrados en el proceso de diferenciación de células madre

Josefina M^a Vegara-Meseguer^{1,2}, Franz Martín², Bernat Soria²

¹Escuela Politécnica de la Universidad Católica San Antonio de Murcia; jvegara@pdi.ucam.edu

²Centro Andaluz de Biología Molecular y Medicina Regenerativa (CABIMER), Universidad Pablo de Olavide de Sevilla; fmarber@upo.es

Introducción

El transporte iónico en la membrana plasmática tiene lugar a través de canales iónicos, los cuales actúan como mediadores del movimiento de carga eléctrica, y cuya apertura y cierre está regulada por la unión de ligandos o por cambios en el potencial de membrana.

El proceso de diferenciación celular se relaciona con una hiperpolarización de la membrana plasmática [7], debida a la incorporación de algún canal de K⁺ [2].

La actividad del canal de K⁺ sensible a ATP (K_{ATP}) en la célula β , desempeña un papel muy importante en la regulación fisiológica de la secreción de insulina [1].

La diferenciación de las células madre embrionarias de ratón (mES), hacia células productoras de insulina, como es la célula β pancreática, como una nueva estrategia para la terapia celular de la diabetes mellitus [5,8], y la investigación de la incorporación y descripción biofísica del canal de K_{ATP} ha sido el principal objetivo de este trabajo.

Método

Los registros electrofisiológicos fueron realizados utilizando la técnica de “patch-clamp” [4]. La formación de una unión de gran resistencia eléctrica (G Ω) entre la micropipeta y la cara externa de la membrana celular, asegura que, manteniendo una diferencia de potencial fija, la mayor parte de la corriente originada, fluya hacia el interior de la pipeta y, desde allí, al circuito de medida de la corriente.

Resultados y discusión

La hiperpolarización de la membrana esta relacionada con el proceso de diferenciación hacia células excitables [7].

Tras la aplicación del protocolo de diferenciación [8] se puede observar una significativa hiperpolarización de la membrana desde un valor muy despolarizado en las células indiferenciadas (-8,3 \pm 0,3 mV, n=6) hasta un valor en las células mES diferenciadas (-26,75 \pm 1,55 mV, n=6) más hiperpolarizado (Figura 1), lo cual podría estar indicando la posible incorporación de algún canal de K⁺, en particular se estudió la posible incorporación

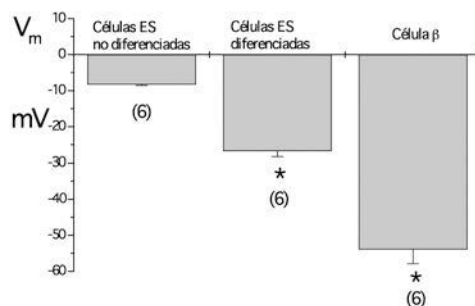


Figura 1. Medida del potencial de membrana en reposo. Comparación entre el potencial de membrana medido en células madre indiferenciadas, células madre diferenciadas y células β pancreáticas.

del canal K_{ATP} . Para ello se midió la conductancia del canal registrado tras la aplicación de un protocolo de pulsos hiperpolarizantes y despolarizantes de 10 mV de amplitud, alternando la polaridad a 0,5 Hz [6], antes y después de la aplicación de tolbutamida 100μM, bloqueante específico del canal de K_{ATP} en las células β pancreáticas [3]. Se observó además de un aumento significativo de la conductacia en las células diferenciadas, una disminución muy importante de la corriente tras la adición de tolbutamida en las células madre diferenciadas (Tabla 1).

	$G_{Control}$ (pS)	$G_{Tolbutamid}$ (pS)	%Bloqueo	%Células
mES indiferenciadas	185.64 ± 33.61	151.5 ± 33.18	18%	14%
mES diferenciadas	541.43 ± 63.63	265.75 ± 39.23	51%	88%

Tabla 1. Conductancia del canal K_{ATP} en las células mES indiferenciadas y en las células mES diferenciadas en ausencia y en presencia de tolbutamida 100μM .

A continuación se analizó el efecto del diazóxido 300μM, conocido activador del canal K_{ATP} en la célula β [9]. Si en presencia de tolbutamida se añade diazóxido 300μM (Figura 2), se abre el canal de K^+ y aumenta la corriente un 25% respecto al control, indicando con ello que, el canal registrado en las células mES diferenciadas, tras el protocolo de pulsos, es un canal cuyo comportamiento biofísico es muy similar al descrito para las células β [1,6,9].

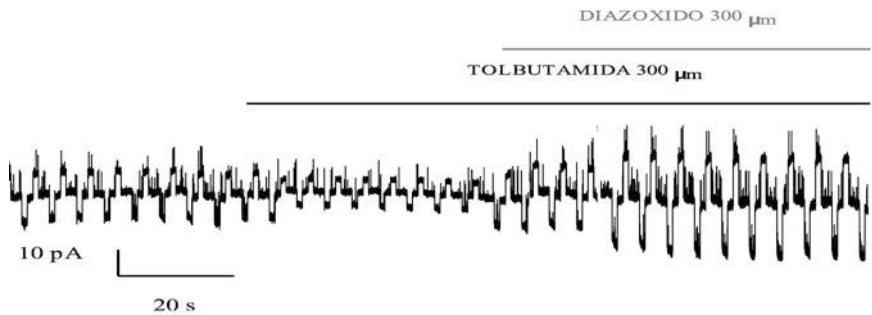


Figura 2. Efecto de la tolbutamida y el diazóxido sobre las corrientes de K^+ en las células mES diferenciadas.

REFERENCIAS

1. Ashcroft, F.M., Annu Rev Neurosci., **11**, 97-118 (1988)
2. Bauer, C.K., Schwarz, J.R., J Membr Biol. **182**(1),1-15 (2001)
3. Dunne, M.J., Illot, M.C., J Membr Biol. **99**(3), 215-24 (1987)
4. Neher, E., Sakmann, B. Nature. **260**(5554), 799-802 (1976)
5. Soria, B. Differentiation. **68**(4-5), 205-19 (2001)
6. Soria, B., Chanson, M., Diabetes. **40**(8),1069-78 (1991)
7. Yanagida, E., Shoji, S., Cell Calcium. **36**(2),135-46 (2004)
8. Vaca, P., Vegara-Meseguer, J.M., Stem Cells. **24**, 258-265 (2006)
9. Zunkler, B.J., Lenzen S., Naunyn Schmiedebergs Arch Pharmacol. **337**(2), 225-30 (1988)

Modelo de fuentes para aceleradores lineales clínicos en modo fotones

W. González, Ix-B. García-Ferreira, M. Anguiano, A. M. Lallena

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad de Granada; ixbgf@ugr.es.

La simulación Monte Carlo (MC) se ha convertido en la herramienta más precisa para los cálculos dosimétricos físicos y clínicos en radioterapia. La exactitud de los cálculos depende de la precisión con la que la fuente de radiación sea conocida.

El proceso de simulación se divide en dos partes, la simulación de la parte independiente del paciente (cabezal del acelerador) y la parte dependiente del paciente empleando algoritmos simplificados como por ejemplo DPM, XVMC.

La descripción de las características de los cabezales de distintos aceleradores lineales clínicos no siempre es posible con total exactitud y fiabilidad (dado que en muchos casos incluye información reservada). Una alternativa es construir modelos de fuentes virtuales del haz de radiación, con distintas formas, basados en simulación MC, que permitan la reconstrucción del haz de radiación y que produzcan el mismo efecto dosimétrico que el haz real generado por el acelerador [1].

Con este propósito se han estudiado modelos de fuentes virtuales que pueden ser reconstruidos a partir de datos dosimétricos medidos y que caracterizan el haz de radiación para distintas energías de fotones primarios.

El objetivo de este trabajo es estudiar el modelo de fuentes virtuales para haces de fotones en aceleradores lineales clínicos a partir de datos dosimétricos medidos obtenido con el código de simulación MC PENELOPE [2] y compararlo con el código Geant4 [3] a través de la interfaz GAMOS [4] para estudiar las características diferenciales debidas a la utilización de ambos códigos de simulación.

REFERENCIAS

1. Chaves A., et. al., *Med. Phys.*, 31, 2192-2204 (2004)
2. Salvat, F., et. al. (2006). PENELOPE –A code system for Monte Carlo Simulation of electron and photon transport. NEA.
3. Agostinelli S., et. al., *Nucl. Instrum. Methods*, 506, 250- 303 (2003)
4. Arce P., et al., *IEEE Nucl. Sci. Conf. R.*, 3162-3168 (2008)

Neuroimagen con resonancia magnética nuclear en alzheimer

Juan Antonio Hernández Tamames^{1,2,3}, Pablo García-Polo^{1,2}, Gonzalo Pajares^{1,2}, Elena Molina^{1,2}, Javier González-Zabaleta^{1,2}, Juan Francisco Garamendi^{1,2}, Daniel Frank^{2,3}, Susana Borromeo^{1,2}, López, Norberto Malpica González de Vega^{1,2}, Eva Alfayate², Juan Álvarez-Linera^{1,2,3}, Ana Frank⁴, Ana Ramos^{2,5}, Francisco del Pozo¹

¹Laboratorio de Neuroimagen. Centro de Tecnología Biomédica, Universidad; juanantonio.hernandez@ctb.upm.es

²Unidad de Neuroimagen, Fundación CIEN – Fundación Reina Sofía (Proyecto Alzheimer).

³Servicio de Diagnóstico por Imagen. Hospital Ruber Internacional. jalinera@ruberinternacional.es

⁴Servicio de Neurología. Hospital La Paz. Proyecto DEMCAM. afrankg@gmail.com

⁵Sección de Neurorradiología. Servicio de Radiología. Hospital Doce de Octubre. aramosg.hdoc@madrid.salud.org

Introducción

Junto con la investigación en nuevos tratamientos y nuevos fármacos, es necesario investigar en la detección precoz de los síntomas para que dichos tratamiento puedan ser realmente eficaces[1]. La Resonancia Magnética Nuclear, es la técnica más completa en el estudio del cerebro humano, ya que permite el estudio de la anatomía, la microestructura, la Bioquímica y la función cerebral.[2]

En este trabajo se presentan los últimos hallazgos provenientes de diversos proyectos llevados a cabo en las instalaciones del Proyecto Alzheimer de la Fundación Reina Sofía y la Fundación CIEN. Los resultados mediante resonancia magnética se han obtenido en el Laboratorio de Neuroimagen del Centro de Tecnología Biomédica de la UPM.

Estudio de la Evolución Anatómica

Mediante técnicas de registro no lineales [3] se pueden observar diferencias anatómicas debidas a cambios estructurales por el curso de la enfermedad. En la figura se observa una zona de atrofia, denominado giro cingulado, característica de la enfermedad de Alzheimer.

Estudio de la Micro Estructura Cerebral

Mediante resonancia magnética nuclear también es posible detectar alteraciones en la microestructura de fibras. La técnica a tal efecto se denomina DTI (Diffusion Tensor Imaging) [4] y nos informa de problemas en la mielina presente en los axones de las células nerviosas que interconectan el cerebro. Además, mediante técnicas SWI (Susceptibility Weighted Imaging) [5] es posible detectar y cuantificar depósitos anormales de hierro, problemas vasculares, microhemorragias, etc.

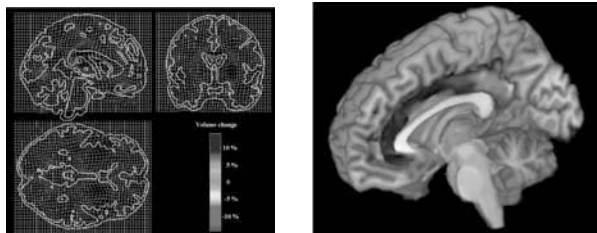


Figura. 1 Mapa de deformaciones [2] y atrofia en el giro cingulado en enfermedad de Alzheimer a partir de imágenes 3D T1 SPGR (3T GE HDx. Fundación CIEN – Fundación Reina Sofía)

Estudios Funcionales

Muchas enfermedades neurológicas y neurodegenerativas comienzan con atrofia del córtex entorrinal y pérdidas de olfato [6]. Mediante resonancia magnética funcional [7] se puede estudiar la reactividad cortical olfativa [8].

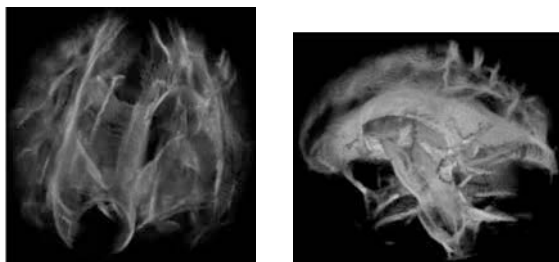


Figura 2. Estructura de fibras obtenidas con DTI (izquierda) y tractos de fibras nerviosas dañados en enfermedad de Alzheimer. (3T GE HDx. Fundación CIEN – Fundación Reina Sofía)

REFERENCIAS

1. Breteler, MMB, Claus, JJ, Van Duijn, CM, Launer, LJ, Hofman, A Epidemiology of Alzheimer's disease. Epidemiologic Reviews Vol. 14, pp. 59-82. 1992
2. Hernández-Tamames, J.A. Neuroimagen por Resonancia Magnética. Revista Española de Física, 2009; 23 (1). Página(s): 15 - 23
3. Christian Gaser, Hans-Peter Volz, Stefan Kiebel, Stefan Riehemann, Heinrich Sauer. Detecting Structural Changes in Whole Brain Based on Nonlinear Deformations—Application to Schizophrenia Research NeuroImage **10**, 107–113 (1999)
4. Denis Le Bihan, Jean-François Mangin, Cyril Poupon, Chris A. Clark, Sabina Pappata, Nicolas Molko, Hughes Chabriat. Diffusion tensor imaging: Concepts and applications. Journal of Magnetic Resonance Imaging. Volume 13, Issue 4, pages 534–546, April 2001
5. E. Mark Haacke, Yingbiao Xu, Yu-Chung N. Cheng, Jürgen R. Reichenbach. Susceptibility weighted imaging (SWI). Magnetic Resonance in Medicine. Volume 52, Issue 3, pages 612–618, September 2004
6. Christopher Hawkes. Olfaction in neurodegenerative disorder. Movement Disorders Volume 18, Issue 4, pages 364–372, April 2003
7. S Ogawa, D W Tank, R Menon, J M Ellermann, S G Kim, H Merkle, and K Ugurbil. Intrinsic signal changes accompanying sensory stimulation: functional brain mapping with magnetic resonance Imaging. PNAS July 1, 1992 vol. 89 no. 13 5951-5955
8. Borromeo, S.; Hernandez-Tamames, J.A.; Luna, G.; Machado, F.; Malpica, N.; Toledano, A. Objective Assessment of Olfactory Function Using Functional Magnetic Resonance Imaging (fMRI). Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on .Oct. 2010 .Volume: 59 Issue:10 . On page(s): 2602 - 2608

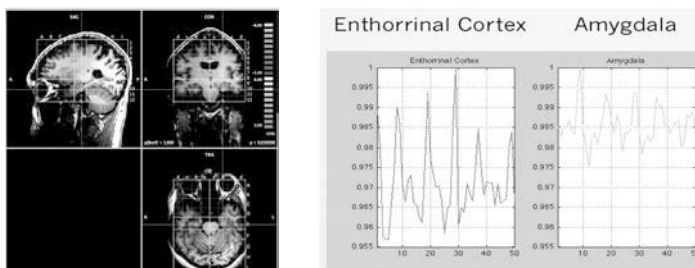


Figura 3. Activación en Córtex Olfativo Primario por tareas olfativas (izquierda) y Reactividad Cortical en Córtex entorrinal y Amígdala. (3T GE HDx. Fundación CIEN – Fundación Reina Sofía)

Simulación del perfil de energía depositada por haces de protones en materiales de interés en radioterapia

Pablo de Vera¹, Isabel Abril¹, Rafael Garcia-Molina²

¹Departament de Física Aplicada, Universitat d'Alacant; pablo.vera@ua.es, ias@ua.es.

²Departamento de Física – Centro de Investigación en Óptica y Nanofísica, Universidad de Murcia; rgm@um.es.

El uso de haces de iones energéticos en radioterapia ofrece numerosas ventajas respecto a las técnicas convencionales con haces de fotones y electrones ya que, gracias a la reducida dispersión angular y la deposición máxima de energía al final de su trayectoria (pico de Bragg), los iones pueden infligir un gran daño en un tejido tumoral interno minimizando los efectos en el tejido sano que lo rodea. Por tanto, para poder planificar los tratamientos y para entender, a nivel básico, los mecanismos implicados en la muerte celular, es de gran importancia un conocimiento preciso de los procesos fundamentales que intervienen en la interacción de iones energéticos con un medio biológico.

La principal interacción entre un ión energético y un medio material es la transferencia de energía a los electrones del medio (frenado electrónico). Este proceso estocástico se caracteriza por el *poder de frenado*, S (energía media perdida por unidad de camino recorrido), y el *straggling en la pérdida de energía*, Ω^2 (relacionado con la varianza de esta distribución energética). Estas magnitudes pueden calcularse en el marco del formalismo dieléctrico mediante la descripción del espectro de excitaciones del blanco a través de su función de pérdida de energía. Ésta puede obtenerse experimentalmente en el límite óptico (que corresponden a transferencia de momento nula, $k = 0$). La extensión para valores $k \neq 0$ se realiza mediante el modelo MELF-GOS, que permite describir el espectro completo de excitaciones del agua líquida (principal componente de un medio biológico) [1].

En esta comunicación presentamos los cálculos de la energía depositada por un haz de protones, en función de la profundidad, para diferentes materiales de interés en radioterapia, tales como agua líquida, PMMA [$(C_5H_8O_2)_n$] y carbonato cálcico ($CaCO_3$). Los cálculos se han realizado mediante el código de simulación SEICS [2], desarrollado por nuestro grupo de investigación, en el cual empleamos los valores del poder de frenado S y el straggling Ω^2 que proporciona el modelo MELF-GOS. Los resultados obtenidos se comparan con el código ampliamente utilizado TRIM [3], con los valores recomendados por ICRU [4] y con medidas experimentales.

REFERENCIAS

1. Abril I., Denton C. D., de Vera P., Kyriakou I., Emfietzoglou D., Garcia-Molina R., Effect of the Bethe surface description on the electronic excitations induced by energetic proton beams in liquid water and DNA, *Nucl. Instr. Meth. B* **268**, 1763–1767 (2010).
2. Heredia-Avalos S., Garcia-Molina R., Abril I., Energy-loss calculation of swift C_n^+ ($n=2-60$) clusters through thin foils. *Phys. Rev. A* **76**, 012901-1–012901-12 (2007).
3. Ziegler J. F., Biersak J. P., Ziegler M. D. (2008). *SRIM. The Stopping and Range of Ions in Matter*. SRIM Co., Maryland.
4. ICRU49 (1992). *Stopping Powers and Ranges of Protons and Alpha Particles*. International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, MD.

Sincronización de fase aplicada al estudio de plasticidad cerebral mediante magnetoencefalografía

P. Garcés^{(1),(2)}, P. Cuesta⁽²⁾, N.P. Castellanos⁽²⁾, F. Maestú⁽²⁾, R. Bajo⁽²⁾, M. Sancho⁽¹⁾ y F. del Pozo⁽²⁾

(1) Departamento de Física Aplicada III, UCM, Madrid

(2) Centro de Tecnologías Biomédicas, UPM, Madrid

Introducción

Entre las herramientas para abordar la complejidad estructural y funcional del cerebro destaca la Magnetoencefalografía (MEG), un potente sistema mediante el que es posible medir los campos magnéticos, del orden de fT, asociados a la actividad neuronal.

Además del desarrollo técnico de los equipos MEG es de crucial importancia la optimización de los métodos de análisis de datos y en especial de aquellos que estudian la sincronización entre distintas áreas cerebrales. Dado que el cerebro puede ser interpretado como una complejísima red de subsecciones acopladas e interactivas, el estudio de su funcionamiento requerirá de métodos que detecten todo tipo de acoplamiento. Dentro de estas técnicas, la sincronización de fase se ha descrito como un mecanismo básico para entender la comunicación y plasticidad neuronal ([1]). En este trabajo se utiliza una técnica de detección de sincronización de fase para estudiar la plasticidad cerebral asociada a la amputación/reimplante de miembros.

Procedimiento experimental y análisis de sincronización

El objetivo del trabajo es estudiar las diferencias en los patrones de conectividad a distintas frecuencias en estado de reposo, en sujetos sometidos a reimplantes de miembros amputados. Los datos (registros MEG realizados con el sistema Elekta de la Universidad de Pittsburgh de 102 sensores) pertenecen a 3 sujetos con respectivamente 1, 2 y 4 miembros amputados y de un grupo control constituido por personas que no han sufrido ninguna amputación. Para los dos primeros sujetos, a los cuales les fueron reimplantadas la extremidad y las dos extremidades amputadas, respectivamente, los registros han sido realizados antes de la operación y un año tras ella.

Tras preprocesar los registros, se define la fase de la señal $x(t)$ señal de cada sensor. Esto se puede hacer a partir de su transformada de Hilbert, utilizando una aproximación de señal analítica, o también utilizando la transformada Wavelet. W_ψ de $x(t)$ ([2]):

$$(W_\psi x)(s, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} |s|^{-1/2} x(t) \overline{\psi\left(\frac{t' - t}{s}\right)} dt'$$

donde ψ es un wavelet complejo y s un parámetro de escala, que guarda relación con la frecuencia. Se ha empleado el wavelet Morlet $\psi(t) = (e^{i\omega_0 t} - e^{-\omega_0^2/2})e^{-t^2/2}$. Se considera entonces que la fase $\phi(t)$ de la señal $x(t)$ es la fase de su transformada wavelet compleja $(W_\psi x)(s, t)$, para el parámetro de escala s .

Una posible vía para medir la sincronización de fase entre las señales $x(t_i)$ e $y(t_i)$ $i=1 \dots N$, registradas por dos sensores, consiste en analizar la diferencia de fase $\phi_x(t) - \phi_y(t)$ (módulo 2π). Para ello se emplea el Phase Locking Value (PLV) cuya expresión es:

$$PLV = \left| \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N e^{i(\phi_x(t_j) - \phi_y(t_j))} \right|$$

El PLV devuelve valor 1 en el caso de que las dos señales estén totalmente sincronizadas; acercándose a 0 según vaya decayendo la interrelación entre las mismas.

Resultados y conclusiones

Para los registros MEG, se han calculado matrices cuadradas y simétricas de conectividad, conteniendo el PLV para cada par de sensores. Después, para los dos primeros sujetos, se ha contrastado cada cual consigo mismo antes y después de la operación y se han establecido comparaciones respecto al grupo control. Por último se ha llevado a cabo una representación de los resultados mediante una proyección bidimensional de la topografía de sensores del casco del sistema MEG. Se muestra uno de estos resultados como ejemplo en la Fig.

1. Los cálculos se han hecho para las distintas bandas de frecuencia relevantes en neurociencia: teta (4-8Hz), alfa (8-12Hz), beta (15-30Hz) y gamma (30-80Hz).

Los resultados obtenidos describen un patrón de sincronización de fase de las señales biomagnéticas entre diferentes sensores que indi-

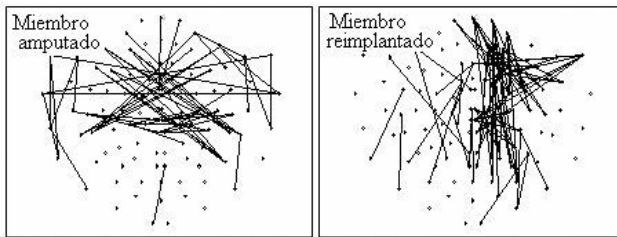


Figura 1 Resultado de la comparación de la sincronización en banda alfa antes-después del reimplante en el sujeto 1.

can una organización de las redes cerebrales involucradas en el proceso de adaptación a la implantación del miembro superior, en este caso una mano. En concreto se describen los cambios de sincronización entre pares de nodos (sensores) antes y después de la implantación de la mano. Estos cambios entre el estado pre y post implantación suponen un ejemplo de la plasticidad cerebral necesaria para el correcto manejo del nuevo miembro. Las relaciones de fase se han postulado como el mecanismo de mínimo coste energético que sirve para el intercambio de información entre regiones cerebrales. Por ello, estos cambios en la organización de los perfiles de sincronización de fase servirían como signos de la adaptación fisiológica a la implantación del miembro. Este tipo de análisis de las series temporales MEG podrán y están siendo aplicadas a otras patologías médicas así como a la investigación de diferentes procesos cognitivos.

REFERENCIAS

1. Varela F. et al., Nat Rev Neurosci **2**:229-239(2001)
2. Lachaux J.P. et al., Int. J. Bifurc. Chaos **10** 2429-2439 (2000).

Ultrathin detectors adapted to neutron detection in radiotherapy LINACS

C. Guardiola^{1,*}, C. Fleta¹, J. Rodríguez¹, D. Quirion¹, J.P Balbuena¹, G. Pellegrini¹, M. Lozano¹, J. González²

¹Instituto de Microelectrónica de Barcelona, (IMB-CNM, CSIC), Bellaterra, Spain

²Hospital General de Catalunya, Departamento de Radioterapia, Sant Cugat del Vallès, Spain.

*Consuelo.Guardiola@imb-cnm.csic.es

Introduction: Neutron silicon detectors for medical environments.

The accurate detection and dosimetry of neutrons is a key subject for the medical community due to the photoneutron production in radiotherapy LINACS working at energies greater than 8 MeV that may result in an additional dose over staff or patients [1].

Neutrons cannot interact in matter by ionization, so they are not easily detected by semiconductor detectors, whose working principle is based in the creation of electron-hole pairs. However, a silicon diode covered with a neutron-sensitive conversion layer can be used as a neutron detector. The sensing element is a boron-based converter material that

detects neutrons via the $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ reaction. As the reaction products are charged particles they can be detected by the silicon sensor.

In this work we propose a novel ultra-thin silicon detector [2] as the base detector. This device is fabricated on a SOI wafer and the active volume is only 10 μm thick. The collecting electrodes are columns

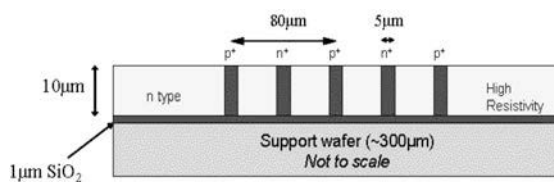


Figure 1. Lateral cut of the ultra thin detector structure.

etched through the silicon instead of being deposited on the surface like in the standard planar diodes, allowing for a much lower capacitance (and hence a lower electronic noise) compared to a planar sensor of the same thickness. Most importantly, this ultra-thin active volume allows a high gamma rejection, which is a key requirement in order to discriminate the signal coming from the neutrons in the radiotherapy environment, with a high gamma background. Figure 1 shows the cross section of the detector structure. The active area of the device is 10 \times 10mm².

Simulations: MCNPX 2.6.0

The sensors have been simulated with the MCNPX Monte-Carlo [3] software in order to find the optimal conversion layer that maximizes the neutron detection efficiency. The simulated devices were the ultra-thin silicon detectors combined with the boron-based converter layers (a mixture of o-carborane ($\text{C}_2\text{B}_{10}\text{H}_{12}$) and PVC for adherence) on their surface. Each simulation run consisted in the irradiation of 10^7 monoenergetic thermal neutrons, with 0.025eV, focused on the front side of the detector.

Figure 2 compares the absolute efficiencies (i.e. no detection threshold in energy) of the simulated detectors with $\text{C}_2\text{B}_{10}\text{H}_{12}$, showing that their total efficiency for thermal neutrons can be up to 2.7% for a 20 μm layer of the $\text{C}_2\text{B}_{10}\text{H}_{12}$ /PVC compound fabri-

cated with ^{10}B or 0.5% for the same layer with natural boron (20% ^{10}B).

The optimum thickness simulated for a $\text{C}_2\text{B}_{10}\text{H}_{12}$ /PVC layer with natural boron, 20 μm , was deposited over the test detectors that were later tested in a radiotherapy LINAC.

Measurements

The measurements were carried out in a radiotherapy LINAC room in the Hospital General de Catalunya. A Elekta Synergy accelerator working at 15MV was used with a $10 \times 10 \text{ cm}^2$ field and 400MU/min during 40min. Figure 3 shows one of the neutron spectra obtained with a detector with the optimized boron converter layer. When a detector without this converter layer was used, no signals were obtained, demonstrating that the gamma rejection factor of the ultra-thin structure can be as high as 100%.

Acknowledgement

Support by the Spanish Ministerio de Ciencia e Innovación and the European Regional Development Fund through project NeutorIII (CIT-300000-2009-011) is acknowledged.

REFERENCES

1. García M.J., Neutron spectrometry in complex n- γ fields: Application to LINAC and PET facilities. PhD thesis, Universitat Autònoma de Barcelona (2010).
2. Pellegrini G. et al., Fabrication and simulation of novel ultra-thin 3D silicon detectors. Nucl. Instr. Meth. A 604, pp. 115-118 (2009).
3. Monte Carlo N-Particle Transport Code System (MCNP 2.6.0), Los Alamos National Laboratory.

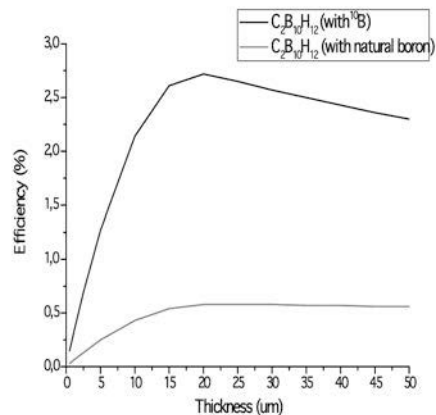


Figure 2. Absolute efficiency for thermal neutrons in a ultrathin silicon detector as a function of the $\text{C}_2\text{B}_{10}\text{H}_{12}$ converter layer thickness.

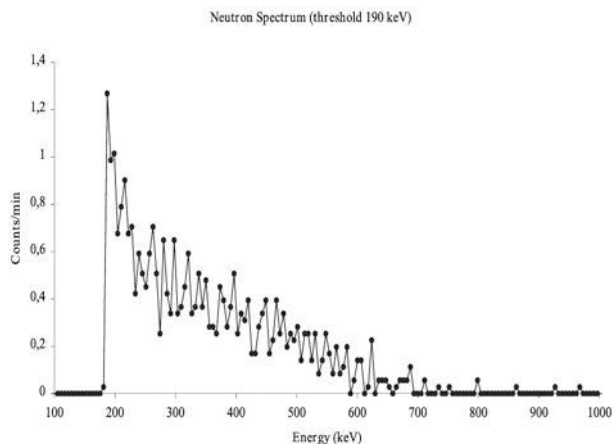


Figure 3. Neutron spectrum from the 15-MV Elekta Synergy accelerator measured with an ultra-thin detector covered with a $\text{C}_2\text{B}_{10}\text{H}_{12}$ /PVC converter layer. The acquisition time was 40min and the threshold 190 keV.

Un sistema automático basado en PENELOPE para la simulación de clinacs y geometrías voxelizadas—aplicación a campos alejados del eje

Josep Sempau¹, Lorenzo Brualla²

¹Institut de Tècniques Energètiques, Universitat Politècnica de Catalunya

Diagonal 647, E-08028 Barcelona

²NCTeam, Strahlenklinik, Universitätsklinikum Essen

Hufelandstr. 55, D-45122 Essen, Alemania

Se presentan dos nuevos programas, penEasy y penEasyLinac, que permiten la automatización de la simulación Monte Carlo de las series Varian Clinac 600, 1800, 2100 y 2300, junto con sus aplicadores de electrones y el colimador multiláminas de 80 hojas. penEasy es un programa modular de propósito general para el sistema de simulación Monte Carlo PENELOPE que incluye varios modelos de fuente, estimadores (“tallies”) y técnicas de reducción de varianza (VRT). El programa incluye un nuevo modelo geométrico que permite la superposición de voxels y objetos descritos mediante superficies cuádricas. penEasyLinac, a su vez, genera, de forma automática, ficheros de geometría y configuración para la simulación de ciertos linacs con penEasy. Estas herramientas se aplican a la generación de espacios de fase, y sus correspondientes distribuciones de dosis absorbida en agua, en un caso particularmente arduo para los simuladores tradicionales: un haz de fotones de 6 MV de un Varian Clinac 2100 C/D con un campo de 3x5 cm² extremadamente alejado del eje central---la configuración elegida implica los mayores valores posibles del “over-traveling” de dos de las mandíbulas. Los resultados de la simulación se comparan con medidas experimentales, encontrándose un buen acuerdo. La discrepancia máxima es de 3.5% de la dosis máxima con un “distance-to-agreement”, DTA, de 1 mm. Se muestra también que algunas de las VRTs introducidas (una de las cuales es novedosa) resultan esenciales para obtener tiempos de simulación razonables. La distribución de dosis con voxels de 2.5x2.5x2.5 cm³ se calcula con una incertidumbre estadística promedio de 2% (1 sigma) en un procesador a 2.8 GHz en 3.1 horas.

CARMEN: Un sistema de planificación Monte Carlo para el uso rutinario en la práctica radioterápica

Prof. Antonio Leal Plaza

Dept. Fisiología Médica y Biofísica, Universidad de Sevilla

Durante las últimas décadas, el papel desempeñado por la simulación Monte Carlo en Radioterapia ha resultado relevante, como muestran las revistas de impacto asociadas a la Física Médica. Monte Carlo se considera hoy el método de cálculo estándar con que comparar distribuciones de dosis en tratamientos sofisticados basados en campos pequeños e irregulares como los involucrados en la IMRT o la Radiocirugía. Esta capacidad de cálculo se vuelve aún más relevante cuando los tratamientos utilizan haces de electrones, ya que el único algoritmo analítico desarrollado es el de *pencil beam*, cuyas deficiencias han sido extensamente probadas. Este motivo ha conducido a que algunas de las compañías que comercializan sistemas de planificación, comiencen ahora a introducir la opción de Monte Carlo, con ciertos matices, con objeto de reducir el tiempo de computación, principal inconveniente que presenta este método estadístico numérico.

El grupo de Física Médica de la Universidad de Sevilla, entre otros, ha venido aportando a esta área de interés los resultados de sus investigaciones en el campo de la verificación de la IMRT, y en la dosimetría de campos pequeños, fundamentalmente. En la actualidad, trabaja en el desarrollo de un sistema de planificación Monte Carlo, más allá que en el uso del mismo para la simple verificación. Desde 2005 es miembro fundador del grupo europeo para la planificación Monte Carlo (EWG-MCTP; del inglés *European Work Group Monte Carlo Treatment Planning*), y organizará en mayo de 2012 en Sevilla el 3º Workshop auspiciado por este grupo.

Información cuántica

Aproximación mediante grafos a las teorías clásicas, la mecánica cuántica y las teorías probabilísticas generales

A. Cabello^{1,2}, L. E. Danielsen³, A. J. López-Tarrida¹, J. R. Portillo⁴

¹Departamento de Física Aplicada II, Universidad de Sevilla, E-41012 Sevilla; tarrida@us.es

²Department of Physics, Stockholm University, S-10691 Stockholm, Sweden; adan@us.es

³Department of Informatics, University of Bergen, P. O. Box 7803, Bergen N-5020, Norway; larsed@ii.uib.no

⁴Departamento de Matemática Aplicada I, Universidad de Sevilla, E-41012 Sevilla; josera@us.es

La mayoría de los experimentos consisten en la medida de las probabilidades de un conjunto de proposiciones [1]. La suma de todas estas probabilidades posee una cota superior diferente dependiendo de si dichas probabilidades pueden ser descritas mediante teorías en las que los resultados estén predefinidos (teorías clásicas), mediante la Mecánica Cuántica, o bien en el marco de teorías probabilísticas generales. En un reciente artículo [2] se ha encontrado una sorprendente conexión entre la teoría de grafos y la Física: sea G el grafo construido de forma que los vértices representen proposiciones, y las aristas denoten relaciones de exclusión entre proposiciones, de modo que dos vértices estén conectados si y sólo si las proposiciones correspondientes no pueden ser simultáneamente ciertas. Las tres cotas superiores citadas vienen dadas respectivamente por los valores de tres números característicos del grafo G : el número de independencia $\alpha(G)$, que se define como el máximo número de vértices desconectados dos a dos [3]; el número de Lovász [4], dado por

$$\vartheta(G) := \max \sum_{i=1}^n \left| \langle \psi | v_i \rangle \right|^2,$$

donde el máximo se toma sobre todos los vectores unitarios $|\psi\rangle$ y $|v_i\rangle$, correspondiendo cada $|v_i\rangle$ a un vértice de G con la condición de que dos vértices están conectados si y sólo si los $|v_i\rangle$ asociados son mutuamente ortogonales; y el número de empaquetamiento fraccionado [5], que se define como

$$\alpha^*(G) = \max \sum_{i \in V} w_i,$$

donde V es el conjunto de vértices de G , y el máximo se toma para todo $0 \leq w_i \leq 1$ y sobre todos los cliques C_j (subconjuntos máximos de vértices mutuamente conectados) de G , con la restricción $\sum_{i \in C_j} w_i \leq 1$. Para un grafo G dado, se tiene siempre que

$$\alpha(G) \leq \vartheta(G) \leq \alpha^*(G).$$

La primera aplicación práctica de estos resultados es la identificación de *todos* aquellos grafos correspondientes a experimentos que presentan una ventaja cuántica frente a teorías clásicas: la señal que permite singularizarlos es que el grafo de proposiciones asociado, G , satisfará

$$\alpha(G) < \vartheta(G).$$

La segunda aplicación práctica consiste en la identificación de *todos* los experimentos en los que una hipotética teoría probabilística cuyo alcance vaya más allá de la Mecánica Cuántica no pueda dar un rendimiento mejor que el correspondiente a la ventaja cuántica. En tales casos, los grafos de proposiciones asociados satisfarán la relación

$$\alpha(G) < \vartheta(G) = \alpha^*(G)$$

Los grafos que tienen esta propiedad pueden representar desigualdades para teorías no contextuales violadas por la Mecánica Cuántica en tal forma que ninguna probabilidad que contenga una fracción no contextual no nula puede dar cuenta de esa violación cuántica [6].

En nuestro trabajo hemos definido, a partir de $\alpha(G)$, $\vartheta(G)$ y $\alpha^*(G)$, dos medidas que permiten cuantificar la separación entre las predicciones clásicas y las cuánticas,

$$Q(G) = (\vartheta(G) - \alpha(G)) / \mu(G),$$

y entre éstas últimas y la mayor violación permitida por teorías probabilísticas generales, $S(G) = (\alpha^*(G) - \vartheta(G)) / \mu(G)$, donde $\mu(G)$ es el tamaño mínimo de un recubrimiento de vértices mediante cliques. Ambas medidas dan cuenta de la robustez frente a imperfecciones de un experimento que distinga entre las predicciones de la Mecánica Cuántica y las correspondientes a teorías clásicas o probabilísticas generales.

Hemos calculado los números $\alpha(G)$, $\vartheta(G)$ y $\alpha^*(G)$ para todos los grafos hasta $n(G) = 10$, donde $n(G)$ es el número de vértices (proposiciones). A partir de ellos, hemos obtenido *todos* los grafos en que $\alpha(G) < \vartheta(G)$ hasta $n(G) = 10$, y los hemos clasificado y ordenado de acuerdo con los valores de $n(G)$, $Q(G)$, $S(G)$ y $d(G)$ (la dimensión, o una cota inferior de ella, del sistema físico más sencillo en que se da la máxima violación cuántica). Hemos aplicado filtros adicionales (número de aristas, tamaño del clique mayor, y número de cliques de mayor tamaño) cuando ha sido necesario para la ordenación. Además, hemos identificado entre dichos grafos aquéllos en que la ventaja cuántica es más robusta frente a imperfecciones experimentales. Hemos procedido a la búsqueda de grafos que verifiquen $\alpha(G) < \vartheta(G) = \alpha^*(G)$: especialmente interesante ha sido el hallazgo de los grafos más simples de ese tipo, que corresponden experimentos con 10 proposiciones ($n(G) = 10$). Por último, hemos determinado los sistemas físicos más sencillos y las disposiciones experimentales que proporcionan la mayor ventaja cuántica para los grafos con el mayor valor de $Q(G)$ (mayor robustez experimental), y también para aquéllos en que $\alpha(G) < \vartheta(G) = \alpha^*(G)$.

REFERENCIAS

1. Pitowsky, I. (1989). Quantum Probability-Quantum Logic. Springer-Verlag, Berlín.
2. Cabello A., Severini S., Winter A., arXiv:1010.2163.
3. Diestel, R. (2010). Graph Theory, Graduate Texts in Mathematics **173**. Springer, Heidelberg.
4. Lovász L., *IEEE Trans. Inf. Theory*, **25**, 1 (1979).
5. Scheinerman E. R., Ullman D. H. (1997), Fractional Graph Theory, Wiley-Interscience Series in Discrete Mathematics and Optimization. John Wiley & Sons, New York.
6. Aolita L., Gallego R., Acín A., Chiuri A., Vallone G., Mataloni P., Cabello A., arXiv:1105.3598.

Continuous variable multipartite entanglement by Faraday atom–light interface

J. Stasińska¹, S. Paganelli¹, A. Sanpera²

¹Grup de Física Teòrica: Informació i Fenòmens Quàntics, Universitat Autònoma de Barcelona, 08193 Bellaterra (Barcelona), Spain; jul.sta@gmail.com, paganelli@ifae.es.

²ICREA-Institució Catalana de Recerca i Estudis Avançats. Lluís Companys 23, 08010 Barcelona, Spain; sanpera@ifae.es.

Entanglement between two macroscopic atomic ensembles induced by measurement on an ancillary light system has proven to be a powerful method for engineering quantum memories and quantum state transfer.

These techniques are revisited by means of a continuous-variable formalism. The explicit use of the continuous-variable formalism facilitates significantly the analysis of entanglement between different modes, reducing it to the study of the properties of a final covariance matrix which can be found analytically. Furthermore, it allows to study matter-light interfaces for mixed states, adapting the formalism to the experimental situations in which the initial prepared Gaussian states are, unavoidably, affected by a certain amount of noise.

We investigate the feasibility of such methods for generation, manipulation and detection of multipartite entanglement between mesoscopic atomic ensembles. Different types of multipartite entanglement can be produced by employing such as cluster-like, tripartite bound entangled, and Smolin states.

REFERENCIAS

1. Stasińska J., Rodó C., Paganelli S., Birkel G., Sanpera A. *Phys.Rev. A*, **80**, 062304 (2009)
2. Stasińska J., Paganelli S., Sanpera A. *arXiv:1007.0403* (2010)

Device-independent tests of classical and quantum dimensions

R. Gallego¹, N. Brunner², C. Hadley¹, A. Acín¹

¹ICFO. The Institute of Photonic Science. (Barcelona) -- rodrigo.gallego@icfo.es

²H.H. Wills Physics Laboratory, University of Bristol, Bristol BS8 1TL, United Kingdom

Formato sugerido por el autor: presentación oral.

Abstract

We address the problem of testing the dimensionality of classical and quantum systems in a “black-box” scenario. We develop a general formalism for tackling this problem. This allows us to derive lower bounds on the classical dimension necessary to reproduce given measurement data. Furthermore, we generalize the concept of quantum dimension witnesses to arbitrary quantum systems, allowing one to place a lower bound on the Hilbert space dimension necessary to reproduce certain data. Illustrating these ideas, we provide simple examples of classical and quantum dimension witnesses.

Introduction

In quantum mechanics, experimental observations are usually described using theoretical models which make specific assumptions on the physical system under consideration, including the size of the associated Hilbert space. The Hilbert space dimension is thus intrinsic to the model. In this work, the converse approach is considered: is it possible to assess the Hilbert space dimension from experimental data without an *a priori* model?

This is particularly relevant in the context of quantum information science, in which dimensionality enjoys the status of a resource for information processing. Higher dimensional systems may potentially enable the implementation of more efficient and powerful protocols. It is therefore desirable to design methods for testing the Hilbert space dimension of quantum systems which are ‘device-independent’; that is, where no assumption is made on the devices used to perform the tests.

Recent years have seen the problem of testing the dimension of a noncharacterized system considered from different perspectives. Initially, the concept of a dimension witness was introduced by Brunner¹ et al. in the context of non-local correlations. Such witnesses are essentially Bell-type inequalities, the violation of which imposes a lower bound on the Hilbert space dimension of the entangled state on which local measurements have been performed. Wehner² et al subsequently showed how the problem relates to random-access codes, and could thus exploit previously known bounds. Finally, Wolf and Perez-Garcia³ addressed the question from a dynamical viewpoint, showing how bounds on the dimensionality may be obtained from the evolution of an expectation value.

Though these works represent significant progress, they all have substantive drawbacks. The approach of Ref. 1 may not be applied to single-party systems as it is based on the non-local correlations between distant particles; the bounds of Ref. 2 are based

on Shannon channel capacities, which are, in general, difficult to compute; whilst the approach of Ref. 3 cannot be applied to the static case. More generally, all these works show how to adapt existing techniques developed for other scenarios to the problem of assessing the dimension of a non-characterized system. However, (i) no systematic approach to this problem has yet been developed and (ii) there are no techniques specifically designed to tackle this question.

In the present work we bridge this gap and formalize the problem of testing the Hilbert space dimension of arbitrary quantum systems in the simplest scenarios in which the problem is meaningful. We introduce natural tools for addressing the problem, starting by developing methods for determining the minimal dimensionality of classical systems, given certain data. Using geometrical ideas, we introduce the idea of *tight classical dimension witnesses*, leading to a generalization of quantum dimension witnesses to arbitrary systems. As an illustration of our general formalism, we provide simple examples of such classical and quantum dimension witnesses.

REFERENCES

0. R. Gallego *et al* *Phys. Rev. Lett.* **105**, 230501 (2010) Source paper for this communication.
1. N. Brunner *et al*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 210503 (2008)
2. S. Wehner, M. Christandl, and A. C. Doherty, *Phys. Rev. A* **78**, 062112 (2008)
3. M.M. Wolf and D. Perez-García, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 190504 (2009)

Discrepancia entre entrelazamiento y no-localidad en sistemas cuánticos infinitos

J. Batle¹, M. Casas²

¹Departament de Física, Universitat de les Illes Balears; vdfsjbv4@uib.es.

²Departament de Física y IFISC-CSIC, Universitat de les Illes Balears; montse.casas@uib.es.

El concepto de no-localidad y entrelazamiento cuántico^{1,2} constituyen dos atributos de sistemas cuánticos de suma importancia en la teoría de la información cuántica. Ambos conceptos han sido confundidos tradicionalmente en la literatura, aunque constituyen conceptos diferentes, a saber: por un lado, el entrelazamiento o enredo cuántico se encuentra asociado a una manera particular de escribir la matriz densidad que describe el sistema³, mientras que por el otro la no-localidad equivale a la violación de cierta desigualdad o desigualdades (llamadas desigualdades de Bell⁴).

Esta discrepancia desaparece para casos puros bipartitos, lo que constituye el llamado teorema de Gisin⁵. Aunque se conocen contraejemplos para casos puros, el presente estudio pretenda arrojar un poco de luz estudiando ambos aspectos para dos y tres espines en el conocido sistema XY infinito. Obtendremos cómo mediante la apropiada cuantificación de ambos conceptos, la no-existencia de no-localidad en el sistema impone limitaciones para el entrelazamiento o enredo cuántico en el caso de ciertas tareas relacionadas con la teoría de la información⁶.

REFERENCIAS

1. Nielsen M. A., Chuang I. L. (2002). Quantum Computation and Quantum Information. Cambridge University Press, New York.
2. Bouwmeester D., Ekert A., Zeilinger A. (1998). The Physics of Quantum Information. Springer, Berlín
3. Werner R. F., Physical Review A, **40**, 4277 (1989)
4. Bell J. S., Physics, **1**, 195 (1964)
5. Gisin N., Physics Letters A, **154**, 201 (1991)
6. Batle J, Casas M., *Physical Review A*, **82**, 062101 (2010); Batle J, Casas M., arXiv:1102.4653v1 (2011)

Distribución cuántica de claves en redes de acceso WDM-PON

A. Ciurana¹, N. Walenta², J. Martínez-Mateo¹, D. Elkouss¹, M. Soto² y V. Martín¹

¹ DLSIIS, Grupo de Investigación en Información y Computación Cuánticas, Facultad de Informática, Universidad Politécnica de Madrid, Campus de Montegancedo, 28860 Boadilla del Monte (Madrid); vicente@fi.upm.es.

² Group of Applied Physics, University of Geneva, 1211 Geneva, Switzerland; nino.walenta@unige.ch

³ Security in Networks and Services, Telefónica Investigación y Desarrollo. Distrito C, Ronda de la Comunicación s/n, 228050, Madrid; soto@tid.es

La distribución cuántica de claves (QKD en adelante) es una aplicación de la información cuántica lo suficiente madura como para ofrecerse de forma comercial. Los equipos QKD actuales funcionan mediante enlaces punto a punto, de modo que no resulta posible hacer conexiones arbitrarias entre ellos. Esta es una limitación importante que hace muy difícil su adopción generalizada, para ello es necesaria su integración en una red. Hasta el momento se han realizado prototipos de red que son básicamente una colección de conexiones punto a punto usando una red de fibra óptica separada de las redes de telecomunicaciones comerciales lo que, de nuevo, implica un elevado coste y, con ello, pocos usuarios potenciales. Reducir la dependencia de QKD de estas conexiones *ad hoc* y la capacidad de reconfigurar el canal cuántico para conectar distintos usuarios, es una necesidad para que deje de ser una tecnología nicho. Las redes de telecomunicaciones que se están instalando en la actualidad son ópticas y de tipo pasivo, siendo capaces de establecer un enlace transparente entre dos puntos cualesquiera a través del que podemos crear un canal cuántico. QKD en este tipo de redes ha sido estudiado en el pasado [1], estableciendo las limitaciones de algunas de las tecnologías utilizadas. En un esquema canónico de estas redes (considerando tan sólo las de área metropolitana por las limitaciones en pérdidas/distancia de QKD), podemos diferenciar dos tipos: (i) las redes de acceso, que dan servicio a los usuarios finales y (ii) las centrales, encargadas de conectar las redes de acceso entre ellas y con las de largo alcance.

Hasta ahora se han estudiado redes de acceso en tecnología GPON (*Gigabit Passive Optical Network*) donde una fibra compartida conecta la red central con un divisor de donde parten fibras hasta los usuarios. En este tipo de red el factor limitante es el divisor, ya que introduce pérdidas que se incrementan con el número de usuarios, pudiendo llegar a 21 dB para 128 usuarios. La red central estudiada ha sido en tecnología CWDM (*Coarse Wavelength Division Multiplexing*), donde hasta 16 longitudes de onda comparten una sola fibra. Los factores limitantes aquí eran las absorciones por los dispositivos de encaminamiento y la potencia de los canales clásicos [1, 2]. Si se quiere compartir la red central entre canales cuánticos y clásicos hay que limitar el número de estos, lo que de nuevo implica un coste elevado. Un problema adicional viene dado por que la conexión entre la red de acceso y central requeriría con este diseño un cambio de longitud de onda.

Una manera de evitar estos problemas es cambiar a una tecnología de redes que está empezando ya a implantarse. La base es el direccionamiento mediante longitud de onda, de modo que se pueden conectar dos puntos mediante su selección. En este caso, se reserva una fibra óptica en la red central para la transmisión, en multiplexación por longitud de onda, de una gran cantidad de canales cuánticos, disminuyendo así el

coste por conexión QKD. En la red de acceso utilizamos WDM-PON, que también usa direccionamiento por longitud de onda, lo que permitiría atender tantos usuarios simultáneos como canales en la red central. Además WDM-PON evita el problema del aumento de pérdidas a medida que aumenta el número de usuarios utilizando un AWG (*Arrayed Waveguide Grating*), que introduce unos 5 dB de manera casi independiente del número de usuarios, para separar las distintas longitudes de onda en la fibra compartida y enviarlas hacia las fibras que conectan los usuarios finales en la red de acceso. Con esta estructura se pueden reutilizar dispositivos y fibra instalada en la red de telecomunicaciones normal para crear una red óptica conmutada compartida entre una gran cantidad de canales cuánticos.

Para comenzar a caracterizar esta red, hemos realizado diversas pruebas en el laboratorio con equipos comerciales de WDM-PON. Hemos utilizado un AWG de 32 canales con un mallado de 100GHz (0.8 nm) y equipos QKD (modelo Clavis 3000 de id Quantique modificado para hacerlo sintonizable a varias longitudes de onda). Los resultados se presentan en la Figura 1, donde mostramos la tasa de clave final obtenida y el Quantum Bit Error Rate (QBER) en función de la atenuación. Nuestro sistema QKD funcionando a 5 MHz, nos permite compartir clave a una tasa de hasta 100 bits/sec a 30 Km de distancia, más que suficiente en redes de acceso. A mayor distancia, el QBER aumenta por encima de los valores que permiten destilar clave segura del intercambio cuántico. En contraste, en una red GPON con 32 canales, estos equipos no serían capaces de intercambiar clave.

En esta comunicación se plantea el estudio de redes para QKD donde sólo coexisten canales cuánticos compartiendo la misma fibra. Se han estudiado las redes de acceso basadas en la tecnología WDM-PON y DWDM (*Dense WDM*) en red central, lo que permitiría el direccionamiento mediante longitud de onda y abaratar la tecnología al compartir un solo sustrato físico, idéntico al usado en redes de telecomunicación, entre multitud de canales cuánticos. Además, hemos comprobado su funcionamiento de forma experimental en el laboratorio con equipos comerciales. En un futuro habrá que estudiar el comportamiento de los distintos componentes de la red y la compatibilidad de los distintos dispositivos QKD para integrarse dentro de un canal compartido en la misma red cuántica.

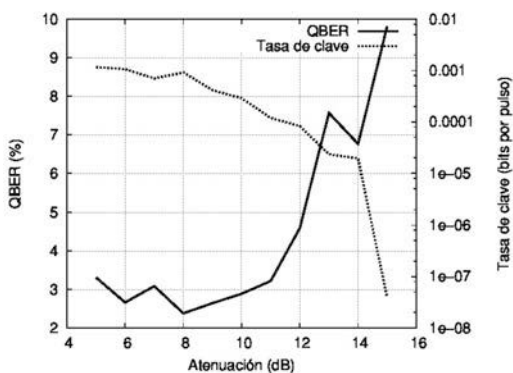


Figura 1. Tasa de clave y tasa de error de la clave compartida (QBER) en función de la atenuación del canal.

REFERENCIAS

1. D. Lancho, J. Martínez, D. Elkouss, M. Soto, and V. Martín (2009). QKD in Standard Optical Telecommunications Networks. International Conference on Quantum Communication and Quantum Networking, Naples (Italy), Vol. 36, pp. 142-149. arXiv:1006.1858v2.
2. P. Etera, N. Walenta, M. Legre, N. Gisin and H. Zbinden (2010). Quantum key distribution and 1 Gbps data encryption over a single fibre. New Journal of Physics, 2010, Vol. 12, pp. 063-027

Efectos de la Radiación de Punto Cero en Experimentos de Comunicación Cuántica con fotones producidos en el proceso de Conversión Paramétrica a la Baja

A. Casado¹, S. Guerra², J. Plácido³

¹Departamento de Física Aplicada III, Universidad de Sevilla; acasado@us.es.

² Centro Asociado de la Universidad Nacional de Educación a Distancia de Las Palmas de Gran Canaria.

³ Departamento de Física, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria.

La función de Wigner de la Óptica Cuántica es una herramienta que permite estudiar los efectos de la Radiación de Punto Cero (ZPF) en experimentos de Comunicación Cuántica con fotones, producidos generalmente a partir del proceso de Conversión Paramétrica a la Baja (PDC). Los ingredientes que proporciona la Representación de Wigner en el marco de Heisenberg¹ (WRHP) de cara a una reinterpretación de los resultados de la Información Cuántica en el campo de la Óptica son la intervención del ZPF en las fuentes de radiación (cristales no lineales), en los elementos ópticos presentes en cada experimento, y en su posterior sustracción en el proceso de detección. Sólo con la consideración de estos aspectos hemos analizado en trabajos previos el efecto del ZPF en la Criptografía Cuántica², en la medida de los estados de la base de Bell³ y generación de estados hiperentrelazados⁴, y en la actualidad, en el Teletransporte Cuántico, estados multifotónicos, etc...

En este trabajo exponemos los aspectos básicos de esta descripción y mostramos los últimos avances conseguidos en esta línea de investigación, fundamentados en el triple papel que ejerce el ZPF en cualquier experimento de Comunicación Cuántica con fotones:

- a) Las amplitudes del ZPF asociadas a cada modo del campo de vacío constituyen el elemento básico en la descripción del bit cuántico, y del entrelazamiento cuántico^{1, 2}. Por otro lado, la consideración de un mayor número de grados de libertad en los estados hiperentrelazados, necesario para la medida completa de los estados de la base de Bell, está ligada a la extracción (amplificación) de un mayor número de conjuntos independientes de modos de punto cero a la entrada del cristal no lineal.
- b) La intervención del ZPF a través de los canales vacíos de los elementos ópticos que forman parte de los analizadores (divisores de haz, separadores de polarización) introduce un ruido que justifica la limitación en la cantidad de información que se puede extraer en cada experimento, en relación a los conjuntos de modos de punto cero en los que está “contenida” la información.
- c) Finalmente, la sustracción de las fluctuaciones del ZPF en el proceso de detección, básico en las predicciones de las correlaciones cuánticas y su posterior comprobación experimental, refleja el papel esencial que juega de nuevo el ZPF como umbral de detección.

Con estos elementos, la explicación de los fenómenos más representativos de la Comunicación Cuántica, como la Criptografía o el Teletransporte, se basa en el uso que se haga de las propiedades de correlación existentes entre las amplitudes del campo eléctrico de los haces que intervienen en cada experimento, las cuales se modifican al atravesar los distintos elementos ópticos.

Aun siendo un formalismo puramente cuántico, este estudio aporta una serie de ventajas que pueden usarse de modo complementario a la descripción usual en el espacio de Hilbert, para una mejor comprensión de los aspectos esenciales de la comunicación cuántica con fotones. Éstas son:

1. Enfatiza las propiedades ondulatorias de la luz frente al concepto de fotón como corpúsculo⁵.
2. El entrelazamiento de fotones (en espacios de Hilbert de cualquier dimensión), y su empleo en experimentos de Comunicación Cuántica, tiene una interpretación sencilla en términos de haces cuyas amplitudes están correlacionadas a partir del ZPF que interviene en la fuente de radiación, y que es amplificado en el proceso PDC.
3. Permite establecer qué aspectos de los experimentos son describibles siguiendo las ecuaciones de la Óptica Clásica, y delimitar la frontera existente entre las Teorías de Variables Ocultas Locales y la Mecánica Cuántica.
4. Proporciona una herramienta para analizar la plausibilidad de las hipótesis adicionales en el contraste experimental de Desigualdades de Bell (necesarias en el contexto de la Distribución Cuántica de Clave).
5. Establece un nexo formal entre la Teoría de la Óptica Estocástica (OE) y la Óptica Cuántica (OC), en base al papel similar que las fluctuaciones del ZPF tiene en ambas teorías⁶.

REFERENCIAS

1. Casado A., Marshall T. W., y Santos E., *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 1572 (1998).
2. Casado A., Guerra S. y Plácido J., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **41**, 045501 (7pp) (2008).
3. Casado A., Guerra S. y Plácido J., *Advances in Mathematical Physics* **2010**, ID 501521 (11pp) (2010).
4. Casado A., Guerra S. y Plácido J., en las Actas de la XXXII Reunión Bienal de la RESF (Ciudad Real), 519-520 (2009).
5. Santos E., en *The Nature of Light. What is a Photon?* CRC Press, Capítulo 11, 63–173 (2008).
6. Santos E., arxiv: quant-ph/0204020 (17pp) (2002).

Experimentos cuánticos con pentágonos

Johan Ahrens¹, Elias Amselem¹, Muhamad Sadiq¹, Piotr Badziąg¹, Mohamed Bourennane¹,
Adán Cabello^{2,1}

¹Department of Physics, Stockholm University, S-10691 Stockholm, Sweden.

²Departamento de Física Aplicada II, Universidad de Sevilla, E-41012 Sevilla; adan@us.es

Cualquier experimento que requiera la medida de las probabilidades de un conjunto de proposiciones puede representarse mediante un grafo G en el que cada vértice representa una proposición y en el que dos vértices están conectados si y sólo si las proposiciones correspondientes no pueden ser simultáneamente ciertas. Por ejemplo, en los experimentos sobre desigualdades de Bell, las proposiciones son del tipo “Alicia mide el observable x y obtiene el resultado a , Bob mide el observable y y obtiene el resultado b ”, y dos proposiciones $ab \mid xy$ y $a'b' \mid x'y'$ están conectadas cuando $x = x'$ y $a \neq a'$ o cuando $y = y'$ y $b \neq b'$. En general, la suma las probabilidades del experimento posee una cota superior diferente dependiendo de si las probabilidades pueden ser descritas mediante teorías en las que los resultados estén predefinidos (teorías clásicas), mediante la Mecánica Cuántica, o mediante teorías probabilísticas generales. Recientemente [1] se ha encontrado una sorprendente conexión entre la teoría de grafos y la Física: Esas tres cotas superiores vienen dadas, respectivamente, por tres números característicos del grafo G : el número de independencia $\alpha(G)$, el número de Lovász $\vartheta(G)$ y el número de empaquetamiento fraccionado $\alpha^*(G)$.

Una pregunta natural en este contexto es cuál es el grafo G más sencillo que representa experimentos con una ventaja cuántica frente a las teorías clásicas, es decir, tal que

$$\alpha(G) < \vartheta(G).$$

La respuesta es el pentágono: el pentágono es el único grafo con menos de 6 vértices con la propiedad anterior. En este trabajo describimos tres tipos de experimentos asociados al pentágono en los que las predicciones de la Mecánica Cuántica difieren de las de las teorías clásicas.

El primero de ellos, sugerido en [2], es probablemente el experimento más sencillo en el que se manifiesta un conflicto entre proposiciones clásicas y cuánticas. Consideremos las siguientes 5 proposiciones Q_i referidas al número de monedas que alguien tiene en su bolsillo: Q_1 : “0 o 1”, Q_2 : “2 o 3”, Q_3 : “0 o 4”, Q_4 : “1 o 2”, Q_5 : “3 o 4”. Es fácil ver que, clásicamente, la suma de las probabilidades de estas 5 proposiciones excluyentes dos a dos está acotada superiormente por 2 (que es el valor de $\alpha(G)$ para el pentágono). En Mecánica Cuántica la suma de las probabilidades de 5 proposiciones excluyentes dos a dos está acotada superiormente por $\sqrt{5} \approx 2.36$ (que es el valor de $\vartheta(G)$ para el pentágono). Describimos la primera observación experimental de la violación de esta desigualdad clásica sobre un sistema cuántico de tres estados (o qutrit) definido por el estado de camino-polarización de un fotón que puede ir por dos caminos tales que en uno de ellos la polarización es siempre horizontal mientras que en el otro la polarización puede ser arbitraria.

El segundo experimento consiste en medir las correlaciones entre los resultados de dos proposiciones compatibles y excluyentes Q_i y Q_{i+1} para los cinco pares de proposiciones correspondientes a un pentágono. La desigualdad no-contextual de Klyachko *et al.* [3] indica que estas correlaciones están acotada clásicamente. La Mecánica

Cuántica viola esta desigualdad. Describimos la primera observación experimental de la violación de la desigualdad de Klyachko *et al.* (sin términos adicionales). Este es el experimento más sencillo posible para observar correlaciones cuánticas mediante medidas sucesivas sobre un sistema en el que no es posible distinguir dos partes (del tipo Alicia/Bob, polarización/camino...) y en el que, por tanto, el concepto de entrelazamiento no puede definirse.

La tercera parte del trabajo se refiere a desigualdades de Bell. ¿Hay desigualdades de Bell cuyo grafo sea un pentágono? Demostramos que hay tres desigualdades de Bell bipartitas no equivalentes asociadas al pentágono. Todas ellas toman su máximo valor cuántico con qubits. En dos de ellas la máxima violación se alcanza con estados máximamente entrelazados. Describimos observaciones experimentales de la violación de las tres desigualdades en pares de fotones entrelazados en polarización.

Finalmente, discutimos las consecuencias fundamentales de estos experimentos y futuros desarrollos.

Este trabajo ha recibido ayudas del Swedish Research Council (VR), el MICINN (FIS2008-05596) y la Wenner-Gren Foundation.

REFERENCIAS

1. Cabello A., Severini S., Winter A. (2010), arXiv:1010.2163.
2. Wright, R. (1978), en *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics*, p. 255, Academic Press, San Diego.
3. Klyachko, A. A. *et al.* (2008), *Phys. Rev. Lett.* **101**, 020403.

Ion crystal transducer for strong coupling between single ions and single photons

L. Lamata¹, D. R. Leibbrandt,² I. L. Chuang,² J. I. Cirac,¹ M. D. Lukin,^{3,4} V. Vuletic²
and S. F. Yelin^{3,5}

¹Max-Planck-Institut fuer Quantenoptik, Hans-Kopfermann-Strasse 1, 85748 Garching, Germany

²Center for Ultracold Atoms, Department of Physics, MIT, Cambridge, MA 02139, USA

³TTAMP, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, MA 02138, USA

⁴Department of Physics, Harvard University, Cambridge, MA 02138, USA

⁵Department of Physics, University of Connecticut, Storrs, CT 06269, USA

Realization of efficient quantum interfaces between single photons and single matter qubits is one of the most important and challenging goals in quantum information science [1]. It enables a wide variety of potential applications ranging from scalability of various quantum computing schemes to quantum networks and single-photon nonlinear optics. Much progress has been achieved toward realization of such quantum information implementations over the past decade [2,3]. Most of these have been based on neutral atoms, where quantum states can be stored for long times. The realization of a quantum optical interface for isolated single ions, which are among the most promising qubit candidates [4], is still an outstanding challenge as the achievable coupling strength is typically small under realistic experimental conditions.

In this article, we propose a technique [5] to collectively enhance the coupling between single photons and single ions using ion crystals. The key idea of our approach can be understood as follows. We consider a linear chain of ions inside an optical cavity. Strong coupling between a single ion and a single photon is realized by collective enhancement of the coupling of the photon with an ensemble of N ions, given as $g_0 N^{1/2}$, where g_0 is the vacuum Rabi frequency, i.e., the coupling between a single ion and the incoming photon. This means that the photon state can be mapped onto a collective internal excitation of the ions in the absorption process. Subsequently, this state will be transferred to a phonon, i.e., a motional mode of the chain. Finally, the phonon state will be mapped to a single-ion state. Since the latter two couplings can in principle be accomplished with arbitrarily strong laser fields, the collective $g_0 N^{1/2}$ coupling can dramatically improve the overall fidelity of single-photon single-ion coupling.

We will show that using this mechanism it is possible to coherently transfer with high fidelity an arbitrary internal state of a single ion onto a single photon exiting the cavity, or an arbitrary state of a single incoming photon onto an internal ionic state. This can be used for quantum coupling of remote single ion qubits, or alternatively, for nonlinear quantum operations (quantum gates) between single photon qubits. Here we present the analysis taking into account the real inhomogeneous spacing of the ions in a linear trap. This inhomogeneous spacing has as a consequence inhomogeneous couplings between the cavity photon and the ions, which will have a sizable effect on the fidelities. We will consider these inhomogeneous couplings in the transfer between collective excitation and phonon and suggest an approach for the phonon-collective internal transition that will mimic the collective internal-photon transition. The total fidelity thus can be maximized by having the same relative coupling constants on each ion for both transitions.

REFERENCIAS

1. Nielsen M. A and Chuang I. L., Quantum Computation and Quantum Information (Cambridge University Press, Cambridge, 2000).
2. Lvovsky A. I., Sanders B. C., and Tittel W., *Nature Photonics*, **3**, 706 (2009).
3. C. Simon et al., *Eur. Phys. J. D* **58**, 1 (2010).
4. D. Leibfried et al., *Rev. Mod. Phys.* **75**, 281 (2003).
5. L. Lamata, D. R. Leibbrandt, I. L. Chuang, J. I. Cirac, M. D. Lukin, V. Vuletic, and S. F. Yelin, arXiv:1102.4141

Is the information processing power of quantum theory determined by its local description?

Gonzalo de la Torre¹, Lluís Masanes¹, Jonathan Oppenheim², Anthony J. Short²

¹ ICFO-Institut de Ciències Fotoniques; gonzalo.delatorre@icfo.es; lluis.masanes@icfo.es

² DAMTP, University of Cambridge; jono@damtp.cam.ac.uk, a.j.short@damtp.cam.ac.uk

Abstract

The information processing capabilities of quantum theory outperform the ones of any classical theory in tasks such as computation [1], cryptography [2] or teleportation [3]. Complementarily, its power seems to be constrained for other tasks such as communication complexity [4] or nonlocal games [5]. The latter can be seen as coming from the restrictive set of allowed joint states (entangled) and nonlocal correlations allowed by quantum theory.

Despite different attempts [6,7,8,9], a complete explanation for this in intuitive physical or informational terms is missing [5]. One of these attempts has been to assume that quantum theory holds locally and investigate all possible such theories compatible as well with the impossibility to signal arbitrarily fast [9]. For the bipartite case, it has been shown that quantum theory can simulate any such theory, providing some rationale why such constraints exist. However, for more parties an infinity of such theories outperform quantum theory for some information task.

We show that by restricting the allowed dynamics of any such theory to be reversible, the arising theory is indeed quantum theory for the case of two qubits. If our result could be generalized for more than two-qubits (work in progress), the speedups in reversible quantum computing would be completely determined by the local description of quantum theory. Assuming the reversibility of dynamics as an axiom, theories locally identical to quantum theory but with different information processing power would be ruled out. Conversely, an experiment exhibiting stronger than quantum correlations would either invalidate quantum theory even locally or imply the existence of fundamentally irreversible dynamics.

Introduction

If one considers a theory which is locally identical to Quantum Theory but does not allow for entangled joint states (only separable), a lot of phenomena from quantum mechanics could still be explained: transistors would work, Heisenberg uncertainty relations would hold, Kochen-Specker paradoxes appear, apparently random measurement outcomes, etc. However, there are other quantum mechanical effects that make use of Quantum Theory non-local structure. They use entanglement (nonlocal joint states) to work. Examples are quantum computation, quantum cryptography, Bell inequality violations, guaranteed randomness, etc. Looking at quantum theory from the broad framework of General Probabilistic Theories (GPT) [10], the local and the non-local structure are not uniquely linked, meaning that fixing the local structure of a theory (for instance quantum theory) allow for a myriad of possible non-local theories. Selecting which depends on the extra assumptions one uses. The question that arises is: What does exactly single out quantum theory from within this broad class of theories?

A recent paper on the matter by H. Barnum, et al [9] showed that the body of nonlocal correlations attainable by the most general bipartite local quantum theory was exactly that of quantum theory. The joint states of this general theory are the set of entanglement witnesses, which is the biggest set of states compatible with a local quantum description. They showed that quantum theory can simulate all bipartite correlations arising from measuring this exotic states. However, entanglement witnesses are obviously different from quantum states (one could see the difference through local tomography) and it turns out that the possibility to simulate its correlations from within quantum theory come from a remarkable coincidence arising from the Choi-Jamiołkowski isomorphism which does not hold for any more than two parties [5]. When three or more parties are considered, stronger than quantum non-local correlations appear in this, local quantum, general theory.

Our main contribution is to show that, for the case of two qubits, local quantum theory plus reversible dynamics (the existence of a reversible group connecting each pair of pure states) are enough not only to single out the body of non-local correlations in full generality but to single out quantum theory from all possible theories compatible with its local structure, meaning that the set of states, transformations and measurements are precisely the same as in QT. We conjecture that this holds for any number of parties and dimension of the systems. If true, this would mean that the rich nonlocal structure of quantum theory, multipartite entanglement, arises then from the local structure of quantum theory and reversibility.

The physical meaning of the reversibility requirement is that the only allowed non-local joint states are the ones that one can prepare reversibly by bringing the systems together. Therefore, although there could exist non-local joint states compatible with a local quantum description that would achieve stronger than quantum non-local correlations, one could never prepare them reversibly and thus observe them. Consequently, we believe this is a sensible assumption.

REFERENCIAS

1. Shor, Peter W., *SIAM J.Sci.Statist.Comput.* **26** (1997) 1484
2. Ekert, Arthur., *Phys. Rev. Lett.*, **67**, pp.661-663, (1991)
3. C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, W. K. Wootters, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1895-1899 (1993)
4. van Dam, W. [arXiv:quant-ph/0501159](https://arxiv.org/abs/quant-ph/0501159) (2005)
5. Almeida ML, Bancal JD, Brunner N, Acín A, Gisin N, Pironio S. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 230404 (2010)
6. Brassard G., Buhrman H., Linden N., Methot a.A, Tapp A., Unger, F. *Phys. Rev. Lett.*, **96**:250401, June 2006
7. Pawłowski M., Paterek T., Kaszlikowski D., Scarani V., Winter A., Żukowski M. *Nature* **461**, 1101 (2009)
8. Navascués M., Wunderlich H. *Proc.Roy.Soc.Lond.*A466:881-890,2009
9. Linden N., Popescu S., Short A.J., Winter A., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 180502 (2007)
10. Barrett J., *Phys. Rev. A* **75**, 032304 (2007)

Mapping the spatial distribution of entanglement in optical lattices

E. Alba¹, G. Toth^{2,3,4}, J.J. García-Ripoll¹

¹Instituto de Física Fundamental, CSIC, Calle Serrano 113-bis, Madrid, Spain.

²Research Institute for Solid State Physics and Optics, Hungarian Academy of Sciences, P.O. Box 49, H-1525 Budapest, Hungary

³Department of Theoretical Physics, The University of the Basque Country, P.O. Box 644, E-48080 Bilbao, Spain

⁴IKERBASQUE, Basque Foundation for Science, 48011 Bilbao, Spain

The quantum engineering of useful many-body states and the characterization of their entanglement properties are two of the most challenging topics in Quantum Information Science, both theoretically and experimentally. In the laboratory, the creation of entangled states has been addressed in two ways. The first one starts from the control of individual quantum systems, let it be photons, neutral atoms or ions, and aims at the creation of larger and larger many-body states. The second one consists of taking large numbers of these components and studying collective degrees of freedom. It thus seems that one has to make a compromise between having large entangled states or having a fine-grane knowledge of the properties of the state.

In this work we show that there is an intermediate approach, by which it is possible to gain local information about a very large entangled state. More precisely, we introduce a family of operators that allow for obtaining lower bounds on the fidelity or detecting multipartite entanglement in regions of a two-dimensional graph state. The entanglement witnesses are optimized for setups with ultracold atoms in 2D bipartite lattices, in which one now has access to the state of individual atoms. Remarkably, our witnesses only require the simultaneous measurement of all atoms, but with a post-processing of the measurement statistics it provides a map of the quality and multipartite entanglement of the many-body state.

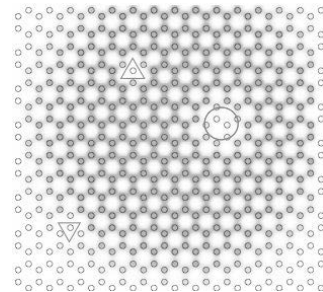


Figure 1: Simulation of the mapping procedure for 4-qubit entangled states.

REFERENCES:

1. E. Alba, G. Toth, J.J. García-Ripoll, *Physical Review A* **82** (2010).
2. K.Soderberg, N.Gemelke, C.Chin *New J. Phys* **11** (2009).
3. G.Toth, O.Gühne *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005).

Mecánica bohmiana: Comprendiendo el mundo cuántico mediante trayectorias

A. S. Sanz

Instituto de Física Fundamental – CSIC; asanz@iff.csic.es.

Hasta hace relativamente poco, la información cuántica, la criptografía cuántica, la computación cuántica o la teleportación cuántica constituían una parte importante del área de estudio comprendida por los fundamentos de la mecánica cuántica. En la actualidad, sin embargo, han pasado a constituirse en campos de investigación con entidad propia, en un ámbito más ligado a las aplicaciones prácticas (sobre todo en el caso de la computación cuántica), que a la física básica. No obstante, todos ellos contienen unos elementos esenciales que aún los hacen muy atractivos desde el punto de vista fundamental. No olvidemos que su esencia recae sobre rasgos tan distintivos de la física cuántica como son la interferencia y el entrelazamiento, la contextualidad o la no-localidad. Éste es, precisamente, el motor que mantiene en marcha las investigaciones que se desarrollan a un nivel más fundamental en torno a tales procesos, siendo una de las ramas más activas la que tiene que ver con las desigualdades de Bell, los modelos de variables ocultas y la posibilidad de una mecánica cuántica sin observadores.

Dentro del ámbito de los modelos de variables ocultas y de interpretaciones cuánticas sin observadores, resulta interesante observar cómo se ha abierto paso lo que hoy día se denomina mecánica bohmiana. Esta mecánica (o forma de entender la mecánica cuántica) parte del modelo de variables ocultas de Bohm, formulado con objeto de refutar el resultado de von Neumann sobre la imposibilidad de completar la teoría cuántica mediante modelos basados en tales variables. A pesar de que el modelo de Bohm no predice (en principio) nada nuevo, sí que suministra una nueva forma de entender la mecánica cuántica sin necesidad de recurrir a observadores externos o al concepto del colapso de la función de onda. De hecho, la visión que proporciona de la evolución de sistemas, procesos o fenómenos cuánticos está muy ligada a conceptos que habitualmente se manejan en hidrodinámica. En este sentido, el paradigma bohmiano entronca directamente con otras visiones interpretativas anteriores, como la de de Broglie o la de Madelung, propuestas en los primeros años de la mecánica cuántica. Esto hace que resulte muy atractivo como herramienta para comprender el mundo cuántico y, a partir de ello, fomentar el desarrollo de una intuición cuántica, no basada en reglas y postulados matemáticos abstractos, sino en nuestra percepción de la evolución de los flujos (de probabilidad) cuánticos dentro del espacio de configuraciones correspondiente. De hecho, esto está muy relacionado con los experimentos que se realizan actualmente, basados en el seguimiento a lo largo del tiempo de los sistemas bajo estudio.

Teniendo en cuenta esto, el propósito de esta comunicación es mostrar a la comunidad el tipo de fenómenos que aparecen cuando situaciones tan comunes y ampliamente aceptadas de la física cuántica son examinadas bajo la óptica de la mecánica bohmiana, así como las consecuencias que podemos sacar de tales análisis. Por citar aquí un ejemplo brevemente, consideremos el caso de la interferencia cuántica. Sin embargo, en vez de la doble rendija, vamos a examinar el problema más general de la superposición de dos funciones de onda (del cual la doble rendija es sólo un caso particular). Sabemos que si las dos ondas, que inicialmente están espacialmente separadas, son coherentes, en un instante posterior podremos observar el típico patrón de interferencia, cuyas fran-

jas indican zonas intercaladas de mayor y menor probabilidad. El hecho en sí de mencionar la palabra “coherente” no es casual: el patrón en sí no se produce por el hecho de tener esas dos ondas y, por tanto, dos caminos, sino porque existe una coherencia de fase entre ambas ondas. Este concepto, que puede entenderse mediante argumentos ópticos, presenta un nuevo matiz a la luz de la mecánica bohmiana. Si se calculan las trayectorias cuánticas correspondientes, que nos dicen cómo evoluciona el flujo asociado (o, en términos más estándar, la densidad de probabilidad en forma de densidad de corriente de probabilidad), lo que se observa es que las trayectorias asociadas con cada uno de las ondas no se cruzan (ver figura 1a). Ese efecto es, precisamente, pro-

ducto de la existencia de una coherencia cuántica, la cual se observa muy bien cuando se muestran bien el campo de fase asociado a la función de onda total (figura 1b), bien el campo local de velocidades (figura 1c). Este efecto de cruces evitados permite, a su vez, explicar experimentos de interferencia en términos de ondas parciales sometidas a la acción de potenciales efectivos, como se mostrará en la comunicación.

Aparte del caso de interferencia aquí descrito, en la comunicación se expondrán otros casos de interés relacionados también con los procesos de difracción y tuneleo, así como con el entrelazamiento cuando tenemos sistemas comprendidos por varios grados de libertad, cada uno asociado con un subsistema diferente. Mediante estos, se hará énfasis en el interés que suscita la mecánica bohmiana como herramienta de trabajo en problemas relacionados con el control cuántico o la decoherencia, así como con el procesado de información cuántica (después de todo, las trayectorias cuánticas nos sirven para comprender cómo ese tipo de información es transferido o “viaja” a través del espacio de configuraciones correspondiente).

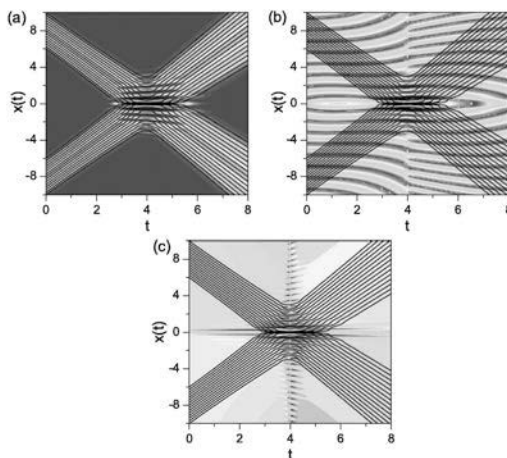


Figura 1. Evolución de una superposición de dos paquetes de onda gaussianos, cuyas velocidades iniciales son iguales y de sentido contrario. La trayectorias cuánticas asociadas (en negro) se han representado contra un fondo en el que aparecen: (a) la densidad de probabilidad, (b) el campo de fase y (c) el campo de velocidad local.

Multipartite entanglement of rotationally invariant states

J. Stazińska¹, G. De Chiara^{1,2}, A. Sanpera^{3,1}

¹Física Teòrica: Informació i Fenòmens Quàntics, Universitat Autònoma de Barcelona, E-08193 Bellaterra, Spain

²Centre for Theoretical Atomic, Molecular and Optical Physics, School of Mathematics and Physics, Queen's University, Belfast BT7 1NN, United Kingdom

³ICREA, Institució Catalana de Recerca i Estudis Avançats, E-08011 Barcelona, Spain

Abstract:

We analyse the ground and thermal states of rotationally invariant spin-1/2 Hamiltonians and classify them in terms of invariant subspaces. We study the emergence of genuine tripartite entanglement in a subsystem made of three spins. For this set of states, which is invariant under arbitrary rotations, we give an operational criterion that unambiguously distinguish between a genuine-multipartite entangled state and a biseparable state. We also check whether the entanglement in the analyzed systems is of GHZ or W type and define a measure of tripartite entanglement using the concept of robustness of entanglement.

Perfect Microwave Photodetection in Circuit QED

B. Peropadre¹, G. Romero², G. Johansson³, C.M. Wilson³, E. Solano^{2,4}, J.J. García-Ripoll¹

¹Instituto de Física Fundamental, CSIC, Calle Serrano 113-bis, Madrid, Spain; borplg@iff.csic.es

²Departamento de Química Física, Universidad del País Vasco - Euskal Herriko Unibertsitatea, Apdo. 644, 48080 Bilbao, Spain

³Department of Microtechnology and Nanoscience, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden

⁴IKERBASQUE, Basque Foundation for Science, Alameda Urquijo 36, 48011 Bilbao, Spain

Quantum photodetection is a fundamental issue in the understanding of light-matter interaction, and plays an essential role in the improvement of quantum technologies. In the optical regime, the development of high efficient photodetectors has led to important applications in many fields, for instance in quantum metrology, quantum information processing, quantum communication and cryptography, among others. On the other hand, the field of circuit QED, which studies the light-matter interaction in the microwave regime, lacks of efficient photodetectors. In a recent photodetector proposal [1,2] we showed that there was a fundamental limit in the detection efficiency of propagating photons using only one qubit (absorber), being this limit of 50%.

In this work we propose a microwave photon detector which successfully reaches 100% efficiency with only one qubit acting as absorbing element [3]. Here we show that a slight modification of the initial design proposed in [1] boosts the efficiency from 50% to 100%, without affecting the bandwidth or robustness of the original design. In particular, the setup we propose consists of a metastable quantum circuit coupled to a semi-infinite transmission line (see Fig. 1). In this new setup the end of the transmission line (which acts as a mirror) allows incoming photons to bounce back from the end of the line and have several chances to be detected just by a single qubit. We extensively study the scattering properties of realistic wavepackets against this device, thereby computing the efficiency of the detector. We find that the detector has many operating modes, can detect detuned photons, is robust against design imperfections and can be made broadband by using more than one absorbing element in the design.

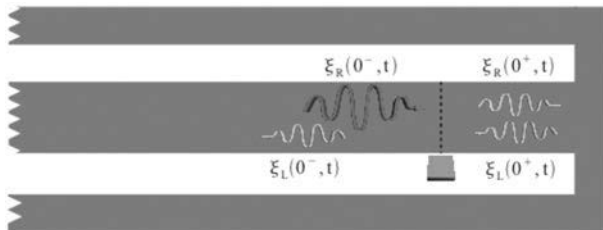


Figure 1. Schematic of the microwave photodetector with a single absorbing element.

REFERENCES:

1. G. Romero, J.J. García-Ripoll and E. Solano, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 173603 (2009)
2. G. Romero, J. J. García-Ripoll, and E. Solano, *Physica Scripta* **2009**, 014004 (2009).
3. B. Peropadre, G. Romero, G. Johansson, C.M. Wilson, E. Solano and J.J. García-Ripoll. arXiv:1101.0016

Reconciliación de errores mínimamente interactiva en distribución cuántica de claves

J. Martínez-Mateo, D. Elkouss, A. Ciurana, D. Espino, V. Martín¹

¹G. investigación Información y Computación Cuánticas, Universidad Politécnica de Madrid; Facultad de Informática, Campus de Montegancedo, Boadilla del Monte 28660, Madrid. vicente@fi.upm.es.

Introducción

La criptografía cuántica, o más concretamente la distribución cuántica de claves (QKD), es una disciplina de la información cuántica en auge desde el punto de vista industrial. A las en su día pioneras idQuantique y MagicQ, se le han añadido empresas grandes como Toshiba, NEC, NTT o Mitsubishi que trabajan en el desarrollo de dispositivos QKD comerciales. Esta disciplina también continúa avanzando desde el punto de vista teórico, en los últimos años destacan las propuestas de nuevos protocolos para QKD (e.g. COW o DPS entre otros) así como nuevos mecanismos para mejorar la seguridad de estos sistemas (e.g. los estados señuelo). También son destacables los trabajos recientes acerca de los nuevos protocolos independientes de los dispositivos, nuevas pruebas de seguridad y estimaciones más precisas de la seguridad de la clave intercambiada en situaciones reales. Sin embargo, independientemente de todos estos progresos, el intercambio de una clave a través de un protocolo QKD está, en todo momento, intrínsecamente asociado con un proceso clásico de destilación de la misma. Dicho proceso de destilación se descompone a su vez en dos subprocesos secuenciales generalmente tratados de forma independiente: (1) un primer proceso de corrección de errores, o reconciliación de información, donde se elimina toda posible discrepancia entre los bits de clave intercambiados y (2) un segundo proceso de amplificación de la privacidad, donde la clave corregida o reconciliada es acortada con el objetivo de reducir la información que haya podido ser obtenida por un hipotético espía o atacante. El primero de estos procesos, la reconciliación de la información, es clave tanto para la estimación de la tasa final de clave secreta como para el cálculo de la tasa de clave secreta generada por unidad de tiempo, que es fundamental para el rendimiento del sistema.

Reconciliación de información

Una de las propuestas originales para la reconciliación de errores en QKD es el protocolo conocido como *Cascade* [1]. Este protocolo continúa siendo utilizado en implementaciones actuales de dispositivos QKD debido a su sencillez y relativamente buena eficiencia en entornos con bajas tasas de error. Sin embargo, este protocolo es ineficiente debido a que: (1) es un protocolo altamente interactivo, puesto que requiere un número considerable de transmisiones a través de un canal de comunicación clásico, y (2) el porcentaje de información revelada con respecto al mínimo de información requerida se degrada para ratios de error elevados. Algunos trabajos recientes han desarrollado varias alternativas a *Cascade*, entre las cuales destacan aquellas basadas en el uso de técnicas de codificación modernas. Por ejemplo, a través del uso de códigos Low-Density Parity-Check (LDPC) hoy día encontramos varias propuestas que permiten mejorar la eficiencia de la reconciliación de clave para ratios de error elevados. Al utilizar códigos LDPC tan sólo se requiere un único uso del canal de comunicación.

Estas propuestas se basan en una técnica conocida como “codificación de síndrome” que permite aplicar métodos de corrección de errores para reconciliar cadenas aleatorias correlacionadas. En una de estas propuestas aplicamos dos técnicas conocidas en codificación, cómo son la perforación y el acortado de símbolos, para adaptar en tiempo real el ratio de información proporcionado por el síndrome intercambiado [2].

En Ref. [2] pasamos de utilizar un protocolo altamente interactivo a un protocolo no interactivo sin analizar el rendimiento de soluciones intermedias. En este trabajo estudiamos las mejoras en el rendimiento del protocolo si permitimos usos adicionales del canal clásico de comunicaciones. La Fig. 1 muestra el impacto del número de usos permitidos del canal en el rendimiento del protocolo.

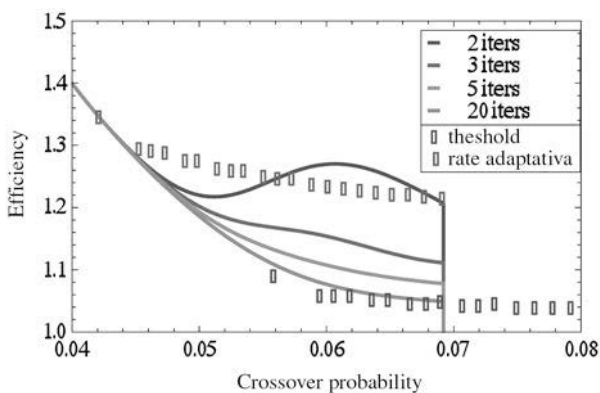


Figura 1. Comparación entre la eficiencia teórica (threshold) y la eficiencia simulada de un protocolo de reconciliación basado en la adaptación de la tasa de información (rate-adaptive). Eficiencias promedio de la versión interactiva con 2, 3 5 y 20 usos del canal para reconciliación.

Conclusiones

El uso de una solución intermedia, un protocolo mínimamente interactivo para la reconciliación de errores, basada en técnicas modernas de codificación permite mejorar la eficiencia y el rendimiento promedio de las técnicas clásicas de reconciliación de errores aplicadas a los protocolos de acuerdo de clave secreta.

Los autores agradecen la financiación de la Comunidad de Madrid a través del proyecto Quantum Information Technologies in Madrid (QUITEMAD), así como los recursos proporcionados por el Centro de Supercomputación de Madrid (CeSViMa) y la Red Española de Supercomputación.

REFERENCIAS

1. Brassard G, Salvail L., *Lecture Notes in Computer Science*, **765**, 410 – 423 (1994)
2. Elkouss D., Martínez-Mateo J., Martín V., *Quantum Inform. Comput.*, **11**, 226 – 238 (2011)
3. Martínez-Mateo J., Elkouss D., Martín V., *6th Int. Symposium on Turbo Codes & Iterative Information Processing*, 270 – 274 (2010)

Scavenging quantum information

P. Rapcan¹, J. Calsamiglia², R. Muñoz-Tapia², E. Bagan² and V. Buzek^{1,3}

¹ Research Centre for Quantum Information, Slovak Academy of Sciences, Dubravska, cesta 9, 84511 Bratislava, Slovak Republic

² Física Teòrica: Informació i Fenòmens Quàntics, Edifici Cn, Univ. Autònoma de Barcelona, 08193 Bellaterra (Barcelona) Spain

³ Faculty of Informatics, Masaryk University, Botanická 68a, 602 00 Brno, Czech Republic

Abstract:

Given an unknown state of a qudit that has already been measured optimally, can one still extract any information about the original unknown state? Clearly, after a maximally informative measurement, the state of the system ‘collapses’ into a post-measurement state from which the same observer cannot obtain further information about the original state of the system. However, the system still encodes a significant amount of information about the original preparation for a second observer who is unaware of the actions of the first one. We study how a series of independent observers can obtain, or scavenge, information about the unknown state of a system (quantified by the fidelity) when they sequentially measure it. We give closed-form expressions for estimation fidelity, when one or several qudits are available to carry information about the single-qudit state, and study the ‘classical’ limit when an arbitrarily large number of observers can obtain (nearly) complete information on the system. In addition to the case where all observers perform most informative measurements we study the scenario where a finite number of observers estimate the state with equal fidelity, regardless of their position in the measurement sequence; and the scenario where all observers use identical measurement apparatus (up to a mutually unknown orientation) chosen so that a particular observer’s estimation fidelity is maximized.

One of the major questions in the interpretation of quantum mechanics is to assert the reality of the wave function. Despite the opinion galore, which also includes rejecting the necessity of attributing reality to a quantum state, there is a consensus in that all information on the state of a system is contained in the wave function (in the sense that it provides the right outcome probabilities for each conceivable measurement on the system). Since all this information is not accessible by a single measurement and, on top of that, quantum formalism only gives outcome probabilities, the meaning of the wave function has been traditionally associated to an infinite ensemble of identically prepared quantum systems (something which cannot be taken literally, but only as a conceptual notion). Groundbreaking experiments with individual quantum systems and the advent of quantum information technology have brought the focus to individual systems, away from the infinite ensemble picture.

The inherent limitation of quantum measurements to obtain complete information about a system is intimately linked to the disturbance they cause on the state. Clearly, if a given measurement extracts the maximum information on the state of a system, then the same observer cannot obtain additional information by performing further measurements on the system. This almost tautological statement has the staring consequence that quantum measurements, no matter how cautious they are, inevitably disturb the state of the system (and thereby erase any information on the original state of the system as far as the same observer is concerned). The question remains what happens if

the second measurement is performed by a second observer who independently aims at gaining information about the original state of the system. Indeed, we will see that a second independent observer, who does not know the precise actions nor measurement results of the previous observers, can still obtain some information on the original state of the system. In this article will study how does this information degrade through a sequence of independent measurements performed by independent observers.

We extend the study to the case where several copies of the unknown state are provided to the observers, or, more generally, when the several copies of the system are used to collectively encode the unknown single-copy state in more efficient ways. This will allow us to give a new insight on a thorny problem in quantum mechanics, namely the so called quantum to classical transition. The microscopic world is governed by the rules of quantum mechanics, which often seem to be in sharp contrast with the rules of classical physics that govern the macroscopic world. Since we both observe the classical macroscopic world and believe the quantum description is the correct one, the classical properties of systems have to appear within the quantum description in a consistent fashion. How exactly, quantitatively, do these classical properties emerge?

Before attempting to answer this question it is important to recognize what are the essential features that appear to be so different in the classical and quantum worlds. The problem at hand sheds some light on one of these differential aspects, which is the fragility of the information encoded in quantum states versus the enduring nature of classical information. Indeed the information encoded in a classical system can be accessed by an unlimited number of (careful) observers without degrading while quantum mechanics allows retrieving some amount of information but this degrades as the number of observers increases. We show that the larger the number of copies of a system the more observers can gain a sizeable amount of information encoded in the original state. In other words, the information encoded in large collections of quantum systems of the same type behaves “classically”, in the sense that it is robust with respect to observations.

More precisely we want to define a scenario in which, one after the other, each observer gains access to the quantum system, but lacks “any” information regarding the actions of the previous observers. In principle, if no further directives are given, each observer will choose his measurement based on his own prior knowledge about it, i.e., he may describe the system as the mixed state that results from taking the original input state and performing an average over all the actions that the previous observers might have conceivably done, which includes, e.g., the obstructive action of resetting the state of the system to a fixed state. We want to find the limits on how well can independent observers recover, or scavenge, information from the very same system after successive measurements. We therefore assume that each observer will be careful, i.e. willing to facilitate the task to following observers insofar as this does not conflict with his own priorities. Accordingly, we assume that the observers are free to agree, in advance, on a protocol as long as it does not involve exchanging any information that would allow them to establish a common canonical basis, or reference frame, in which to represent their states and actions -- sharing such information would allow all the observers to perform the very same projective measurement and hence all of them would obtain the same measurement outcomes and estimate the original state with equal precision. Mathematically, imposing this condition is equivalent to describing the actions of the observers in a fixed basis and then averaging the result over all possible choices of basis.

In this talk we address the following issues. First, we analyze the essential scavenging setting in which each observer maximizes the quality of its own estimate. We call this scenario the “greedy” strategy. We study the cases of: i) the optimal general encoding and ii) a symmetric encoding of the qudit state into signal state consisting of N copies of the encoded state. Then we study generalizations of the basic setting in which the information about the encoded state is redistributed among the observers by making use of weak measurements. We first consider what we call the egalitarian strategy, where the measurement apparatus are chosen so as to provide the same quality of the estimation for all observers. We then study a complementary scenario, where all observers use the very same apparatus, but tailored in such a way that a privileged observer obtains the best estimate.

Our results allow us to assess how large does the signal system need to be so that a given number of observers can obtain reasonable estimates, i.e. to behave ‘classically’ with regard to the readout of the state encoded in the system. Although in all the cases the estimation fidelity degrades exponentially fast with the number of observers, we conclude that there is a general optimal encoding that leads to a quadratic improvement in the size of the system as compared to the case when the signal state consists of copies of the encoded state. Since we are dealing with scenarios where systems are measured several times with observers trying to scavenge the information contained in them after each measurement, the choice of the Kraus operators, i.e. the choice of the instrument implementing a given measurement, plays a crucial role, specially in the weak measurement scenarios. We see that, for the egalitarian and privileged man scenarios, an update rule given by Hermitian-square-root Kraus operators yields, in the asymptotic regime of large number of systems, a fidelity that degrades as the square root of the number of observers, in contrast to a linear degradation given by a stochastic realization of the same POVM. Our results can also shed some light on how quantum reference frames degrade with use.

This work was supported by the European Union projects Q-essence, HIP 221889, by projects CE SAV, QUTE, OP CE QUTE - IMTS NFP26240120022, APVV-0673-07, VEGA 2/0092/09, by the Spanish MEC contracts FIS2008-01236, QOIT (Consolider-Ingenio 2010) and by the Catalan government, CIRIT SGR- 00185.

Temperature independent quantum logic for molecular spectroscopy

J. Mur-Petit¹, J. Pérez-Ríos¹, J. Campos-Martínez¹,
M. I. Hernández¹, S. Willitsch², J. J. García-Ripoll¹

¹ Instituto de Física Fundamental, IFF-CSIC, Madrid, Spain

² Department of Chemistry, University of Basel, Basel, Switzerland

In the last years, a lot of progress has been made in trapping and cooling of atomic ions. Very recently, trapping and cooling to the mK regime has been extended to molecular ions in well defined internal states [1,2], opening a new window for high precision spectroscopy of molecular species. In these experiments, the detection of the quantum state of $^{14}\text{N}_2^+$ molecular ions was done by laser-induced charge transfer with Ar, an inherently destructive process. Here, we propose a fast, efficient and accurate spectroscopic method for molecular ions that implements quantum logic schemes between an atomic ion and the molecular ion of interest. Our proposal relies on a hybrid manipulation of the system, using optical forces for the atomic ion, and either optical forces or magnetic field gradients for the molecular ion. The gate operates in times ranging from 10 μs to 1 ms, and enables a number of applications. The

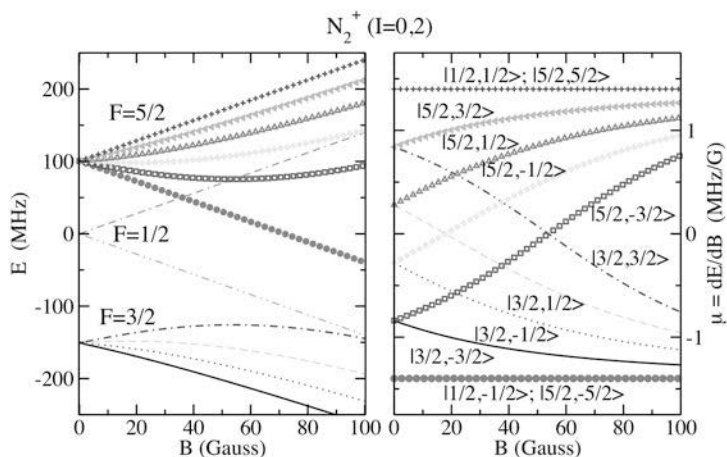


Figure 1: Zeeman energy levels (left panel) and the corresponding magnetic moments (right) for the rovibronic ground state of $^{14}\text{N}_2^+$, as a function of an applied magnetic field. The quantum-logic spectroscopy method we propose directly probes for the magnetic moment of a molecular ion.

most immediate one is the determination of magnetic moments or Zeeman shifts of ions such as N_2^+ or O_2^+ (see Fig. 1), for spectroscopic purposes, much in the line of the experiments by Schmidt and coworkers [3] but with the advantage that it does not require cooling to the motional ground state. In this way, we set a starting point towards novel methods of high-precision spectroscopy of molecules and molecular ions of interest in a variety of fields, from astrophysics to physical chemistry to metrology.

REFERENCES

1. X. Tong, A. H. Winney, and S. Willitsch, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 143001 (2010).
2. X. Tong, D. Wild, and S. Willitsch, *Phys. Rev. A* **83**, 023415 (2011).
3. P. O. Schmidt, T. Rosenband, C. Langer, W. M. Itano, J. C. Bergquist, and D. J. Wineland, *Science* **309**, 749 (2005).

The Schmidt Gap: a precursor of quantum phase transition

G. De Chiara¹, L. Lepori², M. Lewenstein³, A. Sanpera⁴

¹Física Teòrica: Informació i Processos Quàntics, Universitat Autònoma de Barcelona, E-08193 Bellaterra, Spain
Kavli Institute for Theoretical Physics, University of California, Santa Barbara, California 93106-4030

²Física Teòrica: Informació i Processos Quàntics, Universitat Autònoma de Barcelona, E-08193 Bellaterra, Spain

³ICREA, Institució Catalana de Recerca i Estudis Avançats, E08011 Barcelona
ICFO--Institut de Ciències Fotòniques,

Parc Mediterrani de la Tecnologia, 08860 Castelldefels, Spain

Kavli Institute for Theoretical Physics, University of California, Santa Barbara, California 93106-4030

⁴ICREA, Institució Catalana de Recerca i Estudis Avançats, E08011 Barcelona

Física Teòrica: Informació i Processos Quàntics, Universitat Autònoma de Barcelona, E-08193 Bellaterra, Spain
Kavli Institute for Theoretical Physics, University of California, Santa Barbara, California 93106-4030

We examine the behavior of the entanglement spectrum in the vicinity of a quantum transition between two phases. In particular we distinguish two cases, in which one of the two phases is topological or not. The former case is characterized by a double degeneracy in the whole entanglement spectrum. We analyze the scaling of the difference between the two largest coefficients in the entanglement spectrum (Schmidt gap) when approaching the phase transition.

We highlight in particular that the Schmidt gap follows a peculiar scaling law, that can be inferred from Conformal Field Theory (CFT) arguments; %This scaling can be moreover extended to all the case where a second-order phase transition arise. this fact suggests a further connection between entanglement and CFT near topological phases.

Índice de autores

A

Abad E., 74
 Abou-Haidar Z., 156
 Abril I., 175
 Acín A., 188
 Aguado J., 22
 Aguerri A.L., 17
 Aguilar D., 164
 Ahedo E., 117
 Ahrens J., 195
 Alba E., 201
 Alegre D., 103
 Alfayate E., 173
 Aller A., 35
 Almeida D., 55
 Alonso J.A., 88
 Alvarez M. A. G., 156
 Álvarez-Linera J., 173
 Amselem E., 195
 Anabitarte E., 45, 82, 84
 Anguiano M., 171
 Angulo J.C., 96
 Antolín J., 96
 Antoranz J.C., 169
 Aparicio J.A., 116
 Aranda Rascón M. J., 130
 Arce Dubois P., 166
 Arévalo J., 88
 Arráns R., 156
 Arriaga L. R., 128
 Arribas P., 121

B

Baciero A., 78
 Badziag P., 195
 Bagan E., 208
 Bajo R., 176
 Balbuena J.P., 178
 Ballester J. L., 34
 Baroudi A., 162
 Barrado-Izagirre N., 32
 Barrado-Navascués D., 26
 Barranco M., 99
 Barriga-Carrasco M.D., 92
 Barrio J., 148
 Batle J., 190
 Bennis N., 138
 Bermejo J., 74
 Bernabéu G., 38
 Blanco E., 110
 Blanco F., 55, 154, 168
 Bocci A., 156
 Bolaños P., 74
 Borchardt M., 114
 Bordel N., 47, 49
 Borromeo López S., 173
 Bourennane M., 195
 Bouvrie P.A., 96
 Bret A., 28
 Brualla L., 180
 Brunger M.J., 55

Brunner N., 188
 Burdette D., 143
 Bustos A., 72, 112
 Buzek V., 208

C

Cabello A., 185, 195
 Cabello J., 148
 Cabeza O., 132
 Cal E. de la, 78
 Calsamiglia J., 208
 Calvo I., 95
 Calzada M.D., 61, 86, 101
 Campos J., 12
 Campos-Martínez J., 211
 Cañadas Castro M., 166
 Carabaño O., 106
 Carralero D., 88
 Carrasco E., 68
 Casado A., 193
 Casado E., 57, 108
 Casado J. M., 164
 Casas D., 92
 Casas M., 190
 Castejón F., 72, 112, 114
 Castellanos N.P., 176
 Castellanos O., 45, 82, 84
 Cela J. M., 114
 Cerrato Y., 22, 24
 Chesi E., 143
 Chialvo D. R., 6
 Chiara G. De, 204, 212
 Chicharro-Fuertes R., 30
 Chuang I. L., 197
 Cid C., 22, 24
 Cindro V., 143
 Cirac J. I., 197
 irišan M., 116
 Ciurana A., 191, 206
 Clinthorne N. H., 143
 Cochran E., 143
 Colas F., 26
 Contreras González J. L., 158
 Córdoba A., 164
 Corre Y., 78
 Cortés-Giraldo M. A., 152, 156
 Cuesta P., 176

D

Danielsen L. E., 185
 Davis J. A., 12
 Díaz A. J., 34
 Djurović S., 116
 Do T.P.D., 55
 Domínguez-Pérez M., 132
 Drozdovsky I., 17

E

Elkouss D., 191, 206
 Espino D., 206

Espino J. M., 156
 Espinosa G., 140
 Estrada T., 110

F

Farrel S., 38
 Ferreira J.A., 103
 Fert A., 3
 Fleta C., 178
 Fletcher L. N., 26
 Florido R., 43, 51, 93
 Fontdecaba J. M., 72
 Frank A., 173
 Frank D., 173
 Fuss M.C., 55, 168

G

Gallardo M. I., 152, 156
 Gallardo-Moreno A.M., 146
 Gallego R., 188
 Gamero A., 70, 106
 Garamendi J.F., 173
 Garcés P., 176
 García de Abajo F. J., 10
 García G., 55, 154, 168
 García Sanz A., 168
 García-Cortés I., 74
 García-Ferreira Ix-B., 171
 García-Garabal S., 132
 García-Martínez P., 138
 García-Melendo E., 26
 Garcia-Molina R., 175
 Garcia-Munoz M., 90
 García-Payo M.C., 121, 160, 162
 García-Polo P., 173
 García-Ripoll J.J., 201, 205, 211
 Garrido A. J., 59
 Garrido I., 59
 Gil de Paz A., 30
 Gil J. M., 43, 51, 93
 Gómez Ordoñez J., 164
 Gómez-Forrellad J. M., 26
 González M.L., 123, 136
 González B., 123, 136
 González J., 178
 González V., 143
 González W., 171
 González-Martín M.L., 146
 González-Nuevo J., 20
 González-Zabaleta J., 173
 Gordillo-Vázquez F. J., 53, 63, 76
 Groši ar B., 143
 Grützmacher K., 80
 Guardiola C., 178
 Guerra S., 193
 Guerrero A., 24
 Guillot P., 47
 Guinea F., 4
 Gutiérrez Varela J., 158

H

Hadley C., 188
 Hatzky R., 114
 Hernández M. I., 211
 Hernández Tamames J.A., 173
 Herranz D., 20
 Herrero V. J., 68
 Heuer R., 14
 Hidalgo C., 78, 88
 Hierro-Oliva M., 146
 Hohenberger M., 43
 Honscheid K., 143
 Horno J., 130
 Huerga C., 168
 Hueso R., 26
 Huh S. S., 143

I

Ibarra A., 74
 Ibarra L., 126
 Iemmi C., 12

J

Jiménez M., 101
 Jiménez-Redondo M., 68
 Joanny M., 78
 Johansson G., 205

K

Kagan H., 143
 Khayet M., 121, 160, 162
 Kleiber R., 114
 Kourkoumelis Ch., 5

L

Lacasta C., 143, 148
 Lagares González J.I., 166
 Lallena A. M., 171
 Lamata L., 197
 Langevin D., 128, 140
 Lanz L. F., 20
 Leal Plaza A., 181
 Lecacheux J., 26
 Legarreta J., 26
 Leibbrandt D. R., 197
 Lemos M. C., 164
 Lepori L., 212
 Lewenstein M., 212
 Limão-Vieira P., 55
 Linhart V., 143
 Lizana A., 12
 Llosá G., 143, 148
 López García J. J., 130
 López J.M., 45, 82
 López-Caniego M., 20
 López-Coronado O., 12
 López-Montero I., 131, 140
 López-Moreno J.J., 19

López-Tarrida A. J., 185
 Lozano M., 178
 Lukin M. D., 197
 Luque A., 53, 63, 76

M

Maciá E., 145
 Maestú F., 176
 Malmierca M.A., 126
 Malpica González de Vega N., 173
 Manteiga M., 35
 Manzanares A., 78
 Mar S., 116
 Marcos-Caballero A., 18
 Margot J., 61
 Marquez A., 12
 Martel P., 43, 51, 93
 Martín F., 170
 Martín V., 191, 206
 Martínez R., 74
 Martínez-González E., 18
 Martínez-Mateo J. , 191, 206
 Martínez-Núñez S., 38
 Masanes L.I., 199
 Massardi M., 20
 Mateo D., 99
 McCarthy K. J., 65
 Mendoza M. A., 43, 51, 93
 Merino M., 117
 Mier J. A., 82, 84
 Mikuž M., 143
 Minguez E., 43, 51, 93
 Miranda L.F., 35
 Miras H., 156
 Molina A., 19
 Molina E., 173
 Monreal P., 114
 Monroy F., 128, 131, 140
 Mora Zeledón I., 158
 Mora-Barrantes I. , 126
 Moreno F., 19
 Moreno I., 12, 138
 Morillo M., 164
 Muñoz A., 55, 154, 168
 Muñoz J., 61
 Muñoz Tuñón C., 17
 Muñoz-Mateos J.C., 30
 Muñoz-Serrano E., 57, 108
 Muñoz-Tapia R., 208
 Mur-Petit J., 211

N

Navarro J., 99
 Nelis Th., 47, 49
 Nicolás J., 12
 Nixon K. , 55
 Nuez A. de la, 93

O

Oliver J.F., 148

Oliver R., 34
 Oller J.C., 55, 168
 Oppenheim J., 199
 Oreiro R., 35
 Orejas J., 47
 Ortega D., 57, 108
 Ortiz J.L., 19
 Otón E., 138

P

Pablos J. L. de, 78
 Paganelli S., 187
 Paganetti H., 152
 Pajares G., 173
 Parker D., 26
 Parra F. I., 95
 Parra Rojas F. C., 53, 76
 Passas M., 53, 76
 Pazy V., 158
 Pedrosa M.A., 88
 Peláez R.J., 116
 Pellegrini G., 178
 Perez Alvaro E., 28
 Pérez C., 80
 Pérez E. , 35
 Pérez-Hoyos S., 32
 Pérez-Ríos J., 211
 Peropadre B., 205
 Pisonero J., 47, 49
 Plácido J., 193
 Portillo J. R., 185
 Pozo F. del, 173, 176
 Prezado Y., 150

Q

Quesada J.M., 152, 156
 Quirion D., 178

R

Rafecas M., 148
 Ramos A., 173
 Rapcan P., 208
 Rilo E., 132
 Rincón R., 86
 Río-Gaztelurrutia T. del, 26
 Rodes-Roca J. J., 38
 Rodríguez A., 126
 Rodríguez Espinosa J.M., 17
 Rodríguez García R., 131
 Rodríguez González-Elipe A., 105
 Rodríguez J., 178
 Rodríguez R., 43, 51, 93
 Rodríguez-López C., 35
 Rodríguez-Pérez D., 169
 Rojas J.F., 32
 Romero G., 205
 Rosa M. I. de la, 80
 Rubiano J. G., 43, 51, 93

S

Sadiq M., 195
 Sáez M., 86
 Sáez X., 114
 Saiz E., 22, 24
 Salasca S., 78
 Sánchez R., 8, 84
 Sánchez E., 112, 114
 Sánchez J., 74, 76
 Sánchez-Lavega A., 26, 32
 Sánchez-López M. M., 138
 Sancho M., 176
 Sanpera A., 187, 204, 212
 Sanz A. S., 202
 Sanz A.G., 55
 Sanz J., 74
 Sanz J. L., 20
 Sanz Requena J.F., 26, 32
 Sanz-Medel A., 47
 Sauvan P., 74
 Sciarrino, 7
 Sempau J., 180
 Senties J.M., 45, 82, 84
 Sevillano M. G., 59
 Sheth K., 30
 Short A. J., 199
 Sillero J. A., 108
 Soba A., 114
 Sola A., 70, 106
 Solano E., 205
 Solaz C., 143, 148
 Soria B., 170
 Soto M., 191
 Sotolongo-Costa O., 169
 Sotolongo-Grau O., 169
 Stankova V., 143, 148
 Stazínska J., 187, 204
 Studen A., 143
 Suárez D., 51
 Symes D.R., 43

T

Tabarés F. L., 103
 Tanarro I., 68
 Tauber J. A., 9

Téllez M., 168
 Torre G. de la, 199
 Torrejón J. M., 38
 Torrellas G., 145
 Toth G., 201
 Traverso J. M., 78

U

Ulla A., 35

V

Vadillo-Rodríguez V., 146
 Valea A., 123, 136
 Valentín J.L., 126
 Valledor R., 49
 Varela L.M., 132
 Vega P., 49
 Vegara-Meseguer J. M^a, 170
 Velasco J.L., 72, 88, 112
 Vélez C., 160
 Vera P. de, 175
 Verdes-Montenegro L., 37
 Victoria J., 134
 Vielva P., 18
 Vila J., 132
 Vila R., 74, 78
 Vuletic V., 197

W

Walenta N., 191
 Weilhammer P., 143
 Willart A., 154
 Willitsch S., 211
 Wilson C.M., 205

Y

Yelin S. F., 197
 Yzuel M. J., 12

Z

Žontar D., 143
 Zotti G. de, 20

PUBliCan



Ediciones

Universidad de Cantabria

Agosto 2011

