Libro de e-posters

Décimo segundo Encuentro de Becarixs del IFLP

6 y 7 de abril de 2021

Durante los días 6 y 7 de abril tuvo lugar de manera virtual el XII Encuentro de becarixs del IFLP.
Este año el mismo fue organizado por los becarios que forman parte del Consejo Directivo.
Durante el mismo presentaron sus trabajos un total de 34 becarixs doctorales y posdoctorales.
Las presentaciones cubrieron las temáticas abordadas en las líneas de investigación desarrolladas en el IFLP y fueron acompañadas por investigadorxs y becarixs a lo largo de las distintas sesiones.

Martes 6/4

9:30-9:45 ***Apertura del Encuentro***
09:45-10:30 ***Primera sesión de E-Posters***

1 Dra. Karen Lizeth Salcedo Rodríguez (CONICET) - "Propiedades estructurales, electrónicas y magnéticas de la perovskita La1.5Sr0.5CoMn0.5Fe0.5O6"

2 Lic. Daniel Guillermo Actis (CONICET) - "Comportamiento magnético de un conjunto rígido de nanopartículas con distribución de direcciones de anisotropía"

3 Lic. Francisco Sili (ANPCyT) - "Identificando fotones en el experimento ATLAS del LHC"

10:50-11:30 ***Segunda sesión de E-Posters***

4 Dra. Daniela D`Ascanio (CONICET) - "Dualidad gauge/gravedad en materia condensada"

5 Lic. Monserrat Pallares Di Nunzio (CONICET) - "Modelos computacionales de la dependencia temporal de la plasticidad generada por las espigas neuronales"

6 Lic. Matías Sempe (CONICET) - "Cuantización en teoría de matrices fermiónicas"

11:30-12:00 ***Charla Extendida 1: Búsqueda de Supersimetría con producción de Higgs en colisiones protón-protón a $\sqrt{s} = 13$ TeV***
Lic. Gonzalo Orellana (CONICET-PUE)

14:00-15:00 ***Tercera sesión de E-Posters***

7 Dr. Víctor Iván Giraldo-Rivera (CONICET) - "Grupo de Renormalización para lazos de Wilson y Ads/CFT"

8 Lic. Juan Manuel Orozco Henao (CONICET Latinoamericana) - "Nanocubos de magnetita recubiertos con ácido palmítico de alta cristalinidad y propiedades magnéticas tipo bulk"

9 Lic. Santiago Tanco (CONICET) - "Fenomenología de materia oscura con mediador leptófilico"

10 Lic. Hugo Harold Medina Chanduvi (CONICET Latinoamericana) - "Propiedades estructurales, electrónicas, magnéticas e hiperfinas sobre el SnO2 dopado con Vanadio. Un estudio basado en primeros principios "

15:20-16:00 ***Cuarta sesión de E-Posters***

11 Lic. Nicolás Mele (CONICET PUE) - "Movimiento de NPM y cómo "observarlo""

12 Lic. Daniel Díaz (UNLP) - "Formalismo de estados historia para partículas Relativistas"

13 Lic. Verónica Liz Díaz De Rosa (CONICET-PUE) - "Arcillas tipo 2:1 aplicables a remediación ambiental: enfoque teórico-experimental"

16:00-16:30 ***Charla Extendida 2: "Formalismo de estados historia y partículas relativistas"***
Lic. Nahuel Luciano Diaz (CONICET)

Miércoles 7/4

09:30-10:30 ***Quinta sesión de E-Posters***

14 Dr. Joaquín Hoya (CONICET) - "Trigger y Búsqueda de SUSY en ATLAS"

15 Lic. Marco Di Tullio (CONICET) - "Entrelazamiento fermiónico de un cuerpo como recurso"

16 Lic. Mauro Granado (CONICET) - "Dinámica de las oscilaciones de alta frecuencia en registro de crisis epiléptica"

17 Dr. Andrés Daniel Pérez (CONICET) - "Búsqueda de señales de materia oscura con deep learning en el LHC"

11:00-11:50 ***Sexta sesión de E-Posters***

18 Dr. Diego Bussandri (CONICET) - "Los estados separables pueden exhibir teleportación cuántica"

19 Lic. Tobías Canavesi (CONICET PUE) - "Estudiando la estabilidad de sistemas utogravitantes"

20 Dr. Alan Boette (CONICET) - "Entrelazamiento en el Tiempo de Estados Historia"

11:50-12:20 ***Charla Extendida 3*: *Grupo BIOMIT***
Dra. María Laura Dittler (CONICET), Lic. Victoria Machain (Favaloro) y Emiliano Bértoli (CONICET)

14:00-15:00 ***Séptima sesión de E-Posters***

21 Dr. Guillermo Muñoz Medina (CONICET) - "Diseño de nanoactuadores con alta respuesta magnética para aplicaciones en medicina y remediación ambiental"

22 Lic. Martín Parlanti (CONICET) y Lic. Lucas Martin (CONICET) - "Dispersión inelástica profunda de glueballs y bariones desde la teoría de cuerdas"

23 Lic. Federico Petrovich (CONICET) - "Factorización en Sistemas Cuánticos"

15:20-16:20 ***Octava sesión de E-Posters***

24 Dr. Odin Vázquez Robaina (CONICET Latinoamericana) - "Magnetismo d0 y modelo GOP aplicado al ZnO y TiO2"

25 Dr. Julio César Torres Patiño (CONICET Latinoamericana) - "Camino libre medio de neutrinos en materia neutrónica polarizada"

26 Lic. Joaquín Liniado (CONICET)

27 Lic. Lucas Manzo (CONICET) - "Integrales de camino en mecánica cuántica sobre espacios con borde"

16:20-16:50 ***Charla Extendida 4: "Teoría de la Información para crear biomarcadores en señales cerebrales intracraneales"***
Dr. Román Baravalle (CONICET)

16:50 ***Cierre del Encuentro***

1

Dra. Karen Lizeth Salcedo Rodríguez (CONICET)

"Propiedades estructurales, electrónicas y magnéticas de la perovskita La1.5Sr0.5CoMn0.5Fe0.5O6"

Propiedades estructurales, electrónicas y magnéticas de la perovskita $La_{1.5}Sr_{0.5}CoMn_{0.5}Fe_{0.5}O_6$

Silva A G[1], Salcedo Rodríguez K L[3 4], Contreras Medrano C P[2], Loureço G S G[1], Boldrin M[1], Baggio-Saitovitch E[2], Bufaiçal L[1]

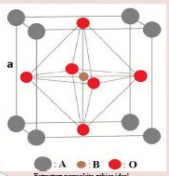
[1] Instituto de Física, Universidade Federal de Goiás, 74001-970 , Goiânia, GO, Brasil
[2] Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, Brasil
[3] Instituto de Física de La Plata, CONICET
[4] Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas, Universidad Nacional de La Plata

RESUMEN

En los últimos años los sistemas con estructura perovskita, se han convertido en compuesto de gran interés, debido a sus variadas e interesantes propiedades magnéticas y eléctricas (comportamientos anti-ferromagnéticos a ferri- y ferromagnéticos, polarización ferro-eléctrica, magneto-resistencia gigante, magneto-electricidad, conductividad iónica, entre otros). En este tipo de compuestos, la sustitución parcial de los cationes A y B, es un método común para modular sus propiedades, generando diferentes combinaciones de los estados de oxidación de sus cationes, expandiendo considerablemente el numero de combinaciones atómicas y la variedad de propiedades de estos sistemas. Debido a la in-homogeneidad estructural y magnética intrínseca, las perovskitas presentan una competencia entre diferentes interacciones magnéticas y a su vez, frustración magnética. La primera, permite observar un corrimiento del ciclo de histéresis respecto al eje de magnetización, denominado *Exchange bias* convencional y la segunda es un factor adicional necesario para observar *Exchange bias* espontaneo (*CEB* y *SEB*, por sus siglas en inglés, respectivamente), lo cual convierte a estos sistemas en excelentes candidatos para aplicaciones en nuevas tecnologías dentro de áreas como la espintrónica, en dispositivos para grabado magnético en discos duros, puntas de lectura o válvulas de espín. En este trabajo, se investigaron las propiedades estructurales, electrónicas y magnéticas de la doble perovskita $La_{1.5}Sr_{0.5}CoMn_{0.5}Fe_{0.5}O_6$ (LSCMFO) sintetizado por reacción de estado solido. Por medio del refinamiento de Rietveld de las medidas difracción de rayos X se idéntico la formación de una estructura R-3c. El análisis de las propiedades magnéticas por medio de medidas de la magnetización en función de campo magnético M(H) y temperatura M(T), permitieron identificar la formación de una fase de *Griffiths* por encima de su temperatura de transición ferromagnética (150 K), como consecuencia de la presencia de distintas interacciones magnéticas. Además, a bajas temperaturas se generan fases tipo *spin-glass* y el sistema presenta efectos de *exchange bias* (*EB*), tanto convencional como espontaneo. Estos resultados se asemejan a los reportados para $La_{1.5}Sr_{0.5}CoMnO_6$, sin embargo, son discrepantes con los encontrados cuando átomos de Fe sustituyen parcialmente al Co en $La_{1.5}Sr_{0.5}(Co_{1-x}Fe_x)MnO_6$, para el cual el efecto *EB* se observa en un rango de temperatura mucho mas amplio. La anisótropa unidireccional observada para LSCMFO se discute y se compara con las de compuestos similares de doble perovskita, y se explica de manera plausible en términos de sus propiedades estructurales y electrónicas.

INTRODUCCIÓN

Perovskita



Estructura perovskita cubica ideal.

- Perovskita cúbica ideal
- A y B cationes con diferentes radios atómicos.
- Altísima capacidad de sustitución catiónica- Metales de transición
- Defectos estructurales de importancia:
  - Cambio del catión B respecto a su posición central en el octaedro BO6
  - Inclinación del octaedro BO6
- Variación de los estados de oxidación de los cationes B.

Algunas propiedades:

- Superconductividad
- Transición metal- aislante
- Conducción iónica
- Dieléctricos y ferro eléctricos

- Muy pocas perovskitas tienen estructura cúbica a temperatura ambiente, asumen esta estructura ideal a temperaturas más altas.

Resultados

Caracterización estructural

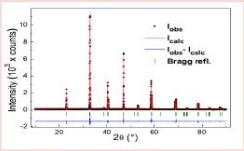


Fig No. 1 Refinamiento por el metodo Rietveld del patron de difracción de la muestra LSCMFO.

Tabla No. 1 Parametros estructurales obtenidos por medio del refinamiento del patron de difracción de la muestra LSCMFO.

a (Å)	c (Å)	V (Å³)	B-O (Å)	χ^2	R_{wp}
$5.4682_{(1)}$	$13.2879_{(1)}$	$344.09_{(1)}$	$1.9407_{(1)}$	1.7	13.1

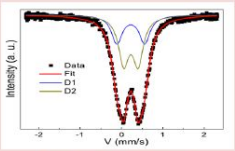


Fig No. 2 Espectro Mössbauer a temperatura ambiente.

Tabla No. 2 Parametros mössbauer de los sub-espectros S1 y D2 obtenidos para la muestra LSCMFO.

	δ (mm/s)	Δ (mm/s)	Γ (mm/s)	A (%)
D1	0.33	0.67	0.31	40
D2	0.34	0.34	0.30	60

- Formación monofásica tipo Perovskita, refinada considerando el grupo cristalográfico R-3c, el incremento del volumen de celda esta en concordancia con lo reportado para compuestos tipo La1.5Sr0.5(Co1-xFex)MnO6. (343.58 Å3)
- Ligera disminución en la distancia B-O debido a una posible disminución en la inclinación del octaedro de oxígenos en la estructura de la muestra LSCMFO, respecto a la estructura LSCMO (1.9458 Å)
- Presencia de Fe3+ en la estructura de la muestra. Presencia de dos distribuciones, indica los cambios del entorno del Fe.

Caracterización magnética

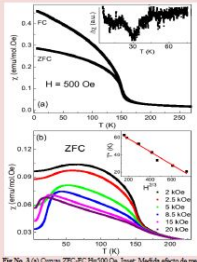


Fig No. 3 (a) Curvas ZFC-FC H=500 Oe. Inset: Medida efecto de memoria. (b) Curvas ZFC a 2kOe < H < 20 kOe. Inset: Ajuste lineal de acuerdo a la Ley Almeida-Thouless de los máximos picos, T*, obtenidos a bajas T

Tabla No. 3 Parametros magnéticos para la muestra LSCMFO.

T_c (K)	T_g (K)	θ_{CW} (K)	μ_{eff} (μ_B/f.u.)	λ	T_{c2} (K)
150	73	59	5.2	0.64	205

- Transición FM a 150 K, confirmada por θ_{CW}>0 (Fig. 3a).
- Presencia de fases AFM que disminuyen la magnetización interrumpiendo las contribuciones FM
- La presencia de un marcado descenso (30 K) en la medida de efecto de memoria (recuadro Fig. 3a) es un factor distintivo para sistemas SG, confirmado la aparición de este tipo de comportamiento magnético a bajas temperaturas.
- El comportamiento spin-glass es confirmado por las medidas realizadas a H> 2000 Oe (Fig. 3b). A partir de la posición de los picos, T*, se obtiene un buen acuerdo con la ley de Almeida-Thouless (recuadro Fig. 3b),usualmente observada para sistemas tipo SG, a partir de la cual se obtiene Tg.

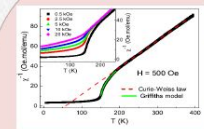


Fig. No 4. curva χ-1(T), La línea punteada roja es el ajuste con la ley CW y la línea verde continua es el ajuste con el modelo de Griffiths. El recuadro muestra χ-1 variando H.

- En la curva χ-1 en función de la temperatura (H=500 Oe) se observa una desviación de la ley CW a temperaturas por debajo de la T_c (Fig. 5), la cual es atribuido a la presencia de la fase de *Griffiths*. Esto se observa también a altos campos (recuadro superior Fig. 5)

$$\chi^{-1} \propto (T - T_c^R)^{1-\lambda} \quad \lambda\ (0 \leq \lambda \leq 1) \quad T_c^R < T < T_c \quad T_c^R = T_c$$

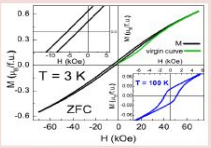


Fig. No 5. curva M(H) ZFC a 3 K y Hmax= 70 kOe. Recuadro superior: Corrimiento en el campo coercitivo, indicación presencia SEB. Recuadro inferior: ciclo M(H) a 12 K y T= 100 K

- Para T=3 K se encuentra el corrimiento máximo de 4241 Oe, comparable a algunos materiales que presentan SEB.
- Disminución de la relación Mr/Ms a bajas temperaturas respecto al ciclo a T= 100 K. (Fig. 5).

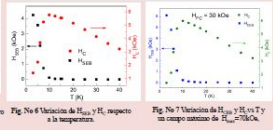


Fig No 6 Variación de H_{EB} y H_c respecto a la temperatura.

Fig No 7 Variación de H_{EB} y H_c vs T y un campo enfriado de H_{cc}=30kOe.

- Se realizaron varias mediciones de ZFC M (H) a diferentes temperaturas para investigar la evolución del efecto SEB.
- El efecto SEB es despreciable a temperaturas mayores a 10 K, a partir de la cual HC aumenta (Fig. 6).
- Hay un gran aumento en el efecto EB de LSCMFO cuando el sistema se enfría en presencia de un H externo (Fig 6 vs Fig 7).
- El efecto de entrenamiento, la variación de HEB en función del número de ciclos M (H) consecutivos n (no se muestra aquí),y con n=7, indicaron cambios del 2% (n=1 a n=2) y del 4% (n n=7) en el campo HSEB, indicando que la configuración de espín meta-estable en las interfaces magnéticas es razonablemente estable en función de los ciclos del campo magnético.

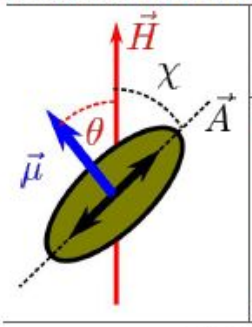
Conclusiones

- Se estudiaron sistemáticamente las propiedades estructurales, electrónicas y magnéticas del compuesto LSCMFO
- La espectroscopía de Mössbauer confirmo la presencia de Fe en estado de oxidación trivalente.
- Los datos M (T) indican una transición FM a 150 K relacionada con el acoplamiento Fe^{3+}-O-Mn^{4+}, además la presencia de interacciones AFM relacionadas a los acoplamientos: Fe^{3+}- O-LSCo^{3+} y Mn^{4+}-O-LSCo^{3+}
- La presencia de fases FM y LS Co^{3+} no magnético evita la formación de un orden de largo alcance, lo que ayuda a la nucleación de grupos de FM que, cuando están integrados en una matriz de paramagnética a una alta T hacen que el sistema presente una derivación de la Ley de Curie -Weiss (*Griffiths phase*). A baja temperatura, la aparición de acoplamientos AFM conduce a la aparición de un estado *Cluster-glass*.
- El material exhibe un gran efecto SEB por debajo de 10 K, que se mejora mucho cuando el sistema se enfría en presencia de un campo magnético aplicado.

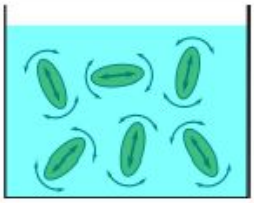
2

Lic. Daniel Guillermo Actis (CONICET)
"Comportamiento magnético de un conjunto rígido de nanopartículas con distribución de direcciones de anisotropía"

Comportamiento magnético de un conjunto rígido de nanopartículas con distribución de direcciones de anisotropía

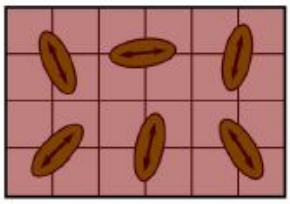


$$E = -K_{ef} V \left[\hat{A}\cdot\hat{\mu}\right]^2 - \mu_0 H M_s V \hat{H}\cdot\hat{\mu} \longrightarrow \epsilon = \frac{E}{k_B T} = -\lambda \left[\hat{A}\cdot\hat{\mu}\right]^2 - \rho\, \hat{H}\cdot\hat{\mu}$$



$$Z_{FF} = \left[\iint e^{-\epsilon(\rho,\lambda,\Omega_H,\Omega_A)} d\Omega_H d\Omega_A\right]^N$$

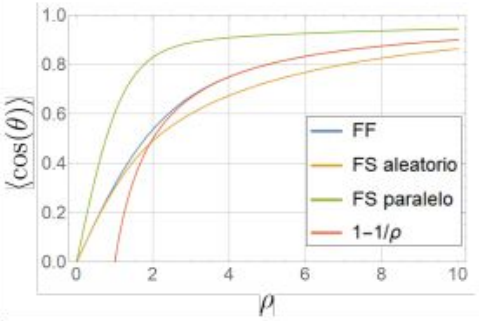
$$Z_{FS} = \prod_{i=1}^{N} \int e^{-\epsilon(\rho,\lambda,\Omega_H,\Omega_{A_i})} d\Omega_H$$



$$\langle\cos(\theta)\rangle_{FF} = \frac{1}{N}\frac{\partial \ln(Z_{FF})}{\partial\rho} = \coth(\rho) - \frac{1}{\rho} = L(\rho)$$

$$\langle\cos(\theta)\rangle_{FS} = \frac{1}{N}\frac{\partial \ln(Z_{FS})}{\partial\rho} = \int_0^{\pi/2}\left[\frac{\int e^{-\epsilon(\rho,\lambda,\Omega_H,\Omega_{A_i})}\cos(\theta)d\Omega_H}{\int e^{-\epsilon(\rho,\lambda,\Omega_H,\Omega_{A_i})}d\Omega_H}\right]\mathrm{sen}(\chi)d\chi$$

Comportamientos asintóticos	FF	FS con distribución aleatoria ($f(\chi) = 1$)	FS paralela al campo
$\rho \to 0$	$\frac{\rho}{3} + \mathcal{O}(\rho^3)$	$\frac{\rho}{3} + \mathcal{O}(\rho^3)$	$\rho\, g(\lambda) + \mathcal{O}(\rho^3)$
$\rho \to \infty$	$1 - \frac{1}{\rho} + \mathcal{O}(e^{-2\rho})$	$1 - \frac{1}{\rho} - \frac{4}{15}\frac{\lambda^2}{\rho^2} + \mathcal{O}(\rho^{-3})$	$1 - \frac{1}{\rho} + \frac{2\lambda}{\rho^2} + \mathcal{O}(\rho^{-3})$

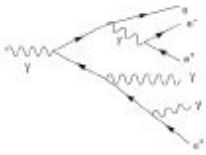


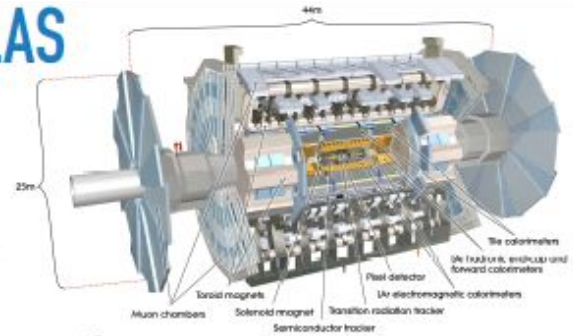
Autor: Daniel G. Actis
Director: Pedro Mendoza Zelis

3 **Lic. Francisco Sili (ANPCyT)**
"Identificando fotones en el experimento ATLAS del LHC"

IDENTIFICACIÓN DE FOTONES EN ATLAS

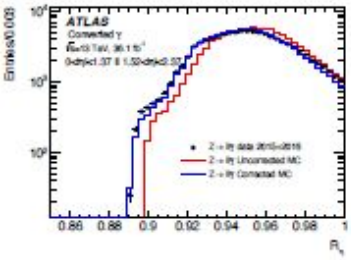
- La reconstrucción, identificación y calibración de fotones es fundamental para el estudio del proceso $H \to \gamma\gamma$ y para búsqueda de nueva física.
- La mayoría de fotones reconstruidos vienen de decaimientos de hadrones en jets cuya producción tiene una gran sección eficaz ⇒ gran cantidad de fondo.
- La identificación se basa en cortes rectangulares en la forma de la lluvia electromagnética depositada en el calorímetro ("*shower shapes*").

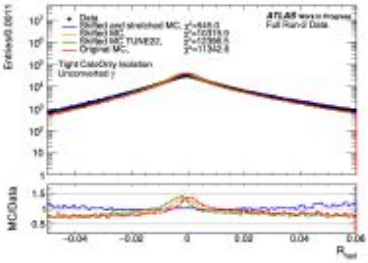


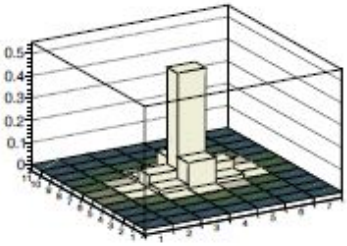


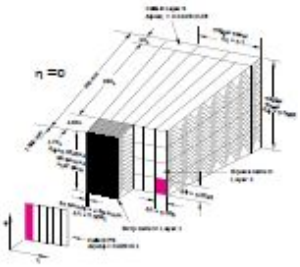
Fudge factors

- La simulación de las lluvias electromagnéticas no describen perfectamente la de los datos.
- La forma (media y ancho) son corregidas a partir de los datos.









Otros estudios

- Corrección las energías depositadas en las celdas del calorímetro en la simulación MC.
- Identificación de fotones utilizando Machine Learning.

Lic. Francisco Sili (ANPCyT). Directora: Dra. Maria Teresa Dova, Codirector: Dr. Francisco Alonso 06/04/2021

ATLAS EXPERIMENT IFLP CONICET UNLP

4 **Dra. Daniela D`Ascanio (CONICET)**
"Dualidad gauge/gravedad en materia condensada"

Dualidad gauge/gravedad en materia condensada

Daniela D'Ascanio (dascanio@fisica.unlp.edu.ar). Director: Nicolás Grandi. EBec@IFLP, 2021

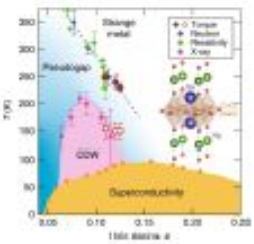
Teoría de cuerdas → Gravedad en $d+1$ dimensiones ↔ Campos de gauge en d dimensiones

acoplamiento débil

acoplamiento fuerte

diccionario

$T_{\mu\nu}$	$g_{\mu\nu}$
J	A_μ
T	BH
μ	A_t



Murayama et al., Nature Commun. 10 (2019)

Efectos de red

Disipación de momento
Impurezas
Desorden
Conmensurabilidad

Superconductor holográfico V, III

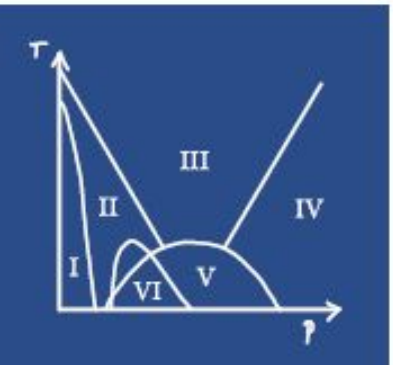
Hartnoll, Herzog, Horowitz, PRL 101 (2008)

$$S = \int d^4x\sqrt{-g}\left(R - \frac{6}{L^2} - \frac{1}{4}F^2 + \frac{2\Psi^2}{L^2} - |\nabla\Psi|^2\right)$$

$$ds^2 = -f(r)dt^2 + \frac{dr^2}{f(r)} + r^2(dx^2 + dy^2)$$

$$f(r) = r^2\left(1 - \frac{r_0^2}{r^2}\right)$$

$$A_t = \mu - \frac{\rho}{r} + \ldots$$



Aislante de Mott I, VI

Donos, Gauntlett, JHEP 08 (2011)
Andrade et al., Nature Phys. 14 (2018)

$$S = \int d^4x\sqrt{-g}\left(R - 2\Lambda - \frac{1}{2}(\partial\psi)^2 - \frac{\tau(\psi)}{4}F^2 - W(\psi)\right) - \frac{1}{2}\int \vartheta(\psi)\, F\wedge F$$

$$A_t = \mu_0(1 + A\cos kx) + \ldots$$

Metal extraño holográfico

Kiritsis, Li, JHEP 01 (2016) I, II, III, V
Giordano et al., JHEP 10 (2018) III, IV

5

Lic. Monserrat Pallares Di Nunzio (CONICET)

"Modelos computacionales de la dependencia temporal de la plasticidad generada por las espigas neuronales"

Modelos computacionales de la dependencia temporal de la plasticidad generada por las espigas neuronales

Monserrat Pallares Di Nunzio[1] **Fernando Montani**[2]

[1]Instituto de Física de La Plata, UNLP-CONICET [2]Instituto de Física de La Plata, UNLP-CONICET

Neural Computation Lab

IFLP CONICET UNLP

Introducción y discusión del Modelo

Los recuerdos están representados por circuitos neuronales muy interconectados en el cerebro y la plasticidad sináptica dependiente del tiempo de los disparos de las espigas (STDP) es uno de los fundamentos neuroquímicos más importantes del aprendizaje y la memoria. En este trabajo diagramamos el comportamiento de una red de la corteza cerebral, donde las neuronas excitatorias poseen plasticidad bajo la forma STDP, en sus dos variedades: depresión a largo plazo (LTD) y potenciación a largo plazo (LTP). Estas formas de plasticidad desencadenan premios o castigos, según la teoría conductual de Skinner sobre la que fue basada la red. Simulamos una red neuronal, con retraso de conducción axónico y siguiendo la regla de plasticidad STDP.

Utilizando un modelo fenomenológico de STDP modulado por dopamina basado en trabajos de Izhikevich [1], describimos el estado de una sinapsis a través de las variables: la fuerza sináptica s, la plasticidad c, concentración de dopamina extracelular d.
La plasticidad sináptica está dada por:

$$\dot{c} = -c/\tau_c + STDP(\tau)\delta(t - t_{pre/post}) \quad (1)$$

donde $\tau - t_{post} - t_{pre}$ y $\delta(t - t_{pre/post})$ es la función delta de Dirac. Los disparos de las neuronas pre y post sinápticas ocurren en los tiempos t_{pre} y t_{post}, respectivamente. La tasa de decaimiento controla la sensibilidad de la plasticidad a la recompensa, actuando como rastro de elegibidad para la sinapsis.
La concentración de dopamina d puede ser descripta por la siguiente ecuación:

$$\dot{d} = -\frac{1}{\tau_d} d(t) + \mathrm{DA}(t) \quad (2)$$

donde τ_D es la constante de tiempo de absorción de dopamina, t_{rew} es el instante de tiempo donde ocurre la recompensa y

$$\mathrm{DA}(t) = \begin{cases} 0 \text{ si } t < t_{rew} \\ 0.5\, d(t - t_{rew}) \text{ si } t \geq t_{rew} \end{cases} \quad (3)$$

En este trabajo, se simuló la entrega de recompensa como un estallido de actividad de las neuronas dopaminérgicas que aumenta la concentración de dopamina. Cada entrega de recompensa potencia la sinapsis elegida y la acerca al valor máximo permitido.
Por ultimo, consideramos a la fuerza sináptica, descripta por la ecuación:

$$\dot{s} = c \cdot \dot{d} \quad (4)$$

Esta variable fue considerada la cantidad mas relevante del sistema, dado que ésta comprende tanto a la plasticidad como a la concentración de dopamina del sistema. Por este motivo, fue tomada como el objeto principal de este estudio, comparando como es afectada teniendo en cuenta la contribución de refuerzos de dopamina y la ausencia de éstos. Distinguiremos estos dos casos como s y s_d respectivamente.
Otro punto de estudio del sistema se basó en la explicación al enigma de la recompensa distal, cómo es que el sistema reconoce a qué sinapsis debe premiar, si todas o muchas de las sinapsis y neuronas están activas durante el periodo de espera de la recompensa y si los patrones que generaron la recompensa ya no están presentes cuando llega la recompensa.
Para el análisis de los resultados se implementaron varias herramientas de teoría de grafos y de teoría de la Información. En particular, nos enfocamos en los indicadores Centralidad de Cercanía (CC) y Centralidad de intermediación (BC), Complejidad Estadística (CE) y Entropía de Shannon (ES). Por ultimo,estudiamos la Información de Fisher (IF) y su dependencia con el numero de neuronas excitatorias e inhibitorias.

Resultados

Se realizó un análisis de la evolución de la red a partir de cuantificadores de teoría de la información e indicadores de teoría de grafos, implementados para el estudio de la dinámica del sistema a través de su evolución temporal. Para las cantidades más relevantes del modelo s y s_d se estimaron las distribuciones probabilidades de Bant Pompe (BP). A partir de estas distribuciones se estimaron los cuantificadores de teoría de la información ES, CE y la IF, como también los indicadores CC y BC, para un análisis de su comportamiento.

Análisis basado en dependencias de indicadores de Teoría de la información:

En el estudio de la red se utilizó una única configuración con un total de $N = 1000$ neuronas, donde $N_i = 200$ de ellas son inhibitorias y $N_e = 800$ excitatorias. A partir de esta red se analizaron las siguientes relaciones entre variables:

- Complejidad Estadística vs. Entropía de Shannon
- Información de Fisher vs. Entropía de Shannon
- Información de Fisher vs la Complejidad

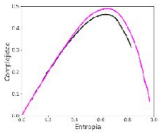


Figure 1: Este tipo de gráficos permiten una visión directa de la relación de la CE con la ES dentro y a través de diferentes sistemas. Las curvas de colores negro y fucsia corresponden a las evoluciones temporales s y s_d sin y con refuerzos de dopamina, respectivamente. Al estudiar ambas curvas, resalta el hecho de que si bien las dos presentan un máximo en el valor de la CE, éste resulta numéricamente más grande en el caso de la curva fucsia. De hecho, para un mismo valor de la ES la CE es mayor cuando en la evolución temporal se presentan refuerzos de dopamina. Esta característica nos lleva a pensar que hay un notable refuerzo del espiga cuando aparece la dopamina en la red.

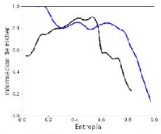


Figure 2: En este gráfico se observan las ES vs. la IF calculadas a partir de las distribuciones de probabilidad de BP, asociadas a las series temporales s (curva negra) y s_d (curva azul). En el caso, de la curva azul se observa, que para la máxima ES se obtiene la mínima IF, mientras que para la mínima ES se encuentra la máxima IF.

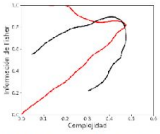


Figure 3: En este gráfico se observan la IF vs. la CE calculadas a partir de las distribuciones de probabilidad de BP, asociadas a las series temporales s (curva negra) y s_d (curva rojo). Se puede advertir que entre las curvas de color negro y rojo aparece un fenómeno de histéresis, que puede ser atribuido a la energía depositada en la generación de la sinapsis plástica entre las neuronas pre y post-sináptica. Otra singularidad que puede destacarse entre las curvas, es que el máximo que se presenta en CE versus ES, se corresponde en este caso con el punto de inflexión de la IF como función de CE. Es allí donde se empieza a completar el ciclo de histéresis.

–Análisis del estudio de grafos, para configuración dopaminérgica utilizando los indicadores CC y BC:

Para el estudio de la repercusión de la dopamina en su papel de recompensa, aplicada en la teoría conductual de Skinner, se analizó las características de los grafos en su evolución temporal. La evolución del sistema tiene como fin encontrar la configuración del tipo dopaminérgica y cómo ésta influye a los indicadores CC y BC.
En el cálculo tanto de la CC como de la BC se utilizó la norma de Jenssen-Shannon (JS) para definir distancias, intrínsecas en su definición. Para el cálculo de estas variables fue necesario obtener la distribución de probabilidades de cada nodo a través de la metodología de BP.
En el estudio de la red se utilizaron distintas configuraciones :

N_i	N_e	N	D	τ	a	d	M
200	800	1000	6	1	0.02	8	20
240	760	1000	6	1	0.02	8	20

Tabla 1: Valores implementados en la red neuronal, para los que luego de encontrar su respectiva Función de probabilidad (a través de la metodología de permutación de BP) se realizaron distintos cálculos con cuantificadores de teoría de la información.

Evaluamos la posibilidad de utilizar otras normas como la cuclídea, pero los resultados obtenidos no fueron representativos.

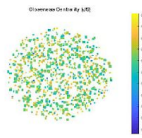


Figure 4: Se gráfica CC bajo la norma de JS. Observándose una alta CC. Observando que cuanto más central es un nodo, más cerca está de todos los demás nodos. Destacándose que gran parte de los grafos presentan un alto grado de CC pertenecen a neuronas excitadoras. Obtenidas para un modelo de red neuronal de $N_i = 200$, $N_e = 800$, $M = 20$.

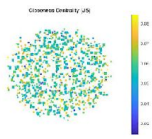


Figure 5: Se gráfica CC utilizando la norma JS. Estos resultados corresponden a un modelo de red neuronal de $N_i = 220$, $N_e = 780$, $M = 20$.

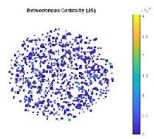


Figure 6: En este mapeo cerebral, se gráfica los resultados para BC con la norma de JS. Se observa una alta independencia en las conexiones, tanto para neuronas excitatorias como para inhibitorias. Obtenidos para un modelo de red neuronal de $N_i = 200$, $N_e = 800$, $M = 20$.

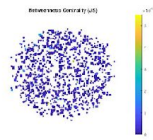


Figure 7: Se gráfica BC utilizando la norma JS. Estos resultados corresponden a un modelo de red neuronal de $N_i = 220$, $N_e = 780$, $M = 20$.

Conclusiones

A partir del Modelo polisincronización neuronal de Izhikevich se pudo simular una red neuronal con 1000 neuronas, con retraso de conducción axónico y siguiendo la regla de plasticidad STDP. Este modelo fue capaz de exhibir una dinámica colectiva y rítmica similar a aquella presente en la corteza mamífera.

Se buscó una explicación al enigma de la recompensa distal. A partir de la transformada de Fourier de la autocorrelación entre s y s_d, se determino la densidad espectral de potencia. En este análisis se encontró una frecuencia característica a la cual quedan resonando las neuronas luego de la LTP, a la que definimos como frecuencia dopaminergica y que ocurre para valores al rededor de los 25 Hz.

A partir, del estudio de la BC y la CC se pudo revelar que la norma más indicada para el estudio estadístico de la red neuronal es la norma de JS. En general, se encontró que la CC, con norma de JS, toma los valores de centralidad más altos para las neuronas excitatorias, lo que resulta congruente con la generación de mecanismos de plasticidad a largo plazo. En la Figura 3 aparece un fenómeno de histéresis en el que se evidencia la plasticidad. El máximo de la CE como función de la ES se corresponde con el punto de inflexión en el gráfico de la IF como función de la CE, donde se empieza a completar el ciclo de histéresis. A su vez, se observa como la IF disminuye a medida de que avanza el tiempo, compatible con un fenómeno de transición de fase.

El sistema cumple con un proceso de aprendizaje que combina la recompensa con la STDP y alcanza un punto de máxima CE en su evolución temporal. Es decir, la red neuronal parte de un estado muy ordenado, de CE nula y ES mínima, pasando por un estado de máxima CE, perteneciente a un estado caótico, continuando su crecimiento entrópico hasta alcanzar un máximo donde la CE es nula nuevamente.

Referencias

[1] Eugene M. Izhikevich. *Solving the Distal Reward Problem through Linkage of STDP and Dopamine Signaling*. Cerebral Cortex, Volume 17, Issue 10, October 2007, Pages 2443–2452

6 **Lic. Matías Sempe (CONICET)**
"Cuantización en teoría de matrices fermiónicas"

Cuantización en teoría de matrices fermiónicas

Guillermo Silva [1,2], Sempe Matias [1,2]
[1]Instituto de Física de La Plata(IFLP)
[2]CONICET

Resumen

La idea de la teoría de matrices es simplemente postular grados de libertad matriciales, tomando traza de producto de matrices. Esto tiene aplicaciones en una gran diversidad de areas: Materia condensada, QCD, teorías de gravedad, teoría de cuerdas e incluso modelos estadísticos de otras areas. En esta linea de trabajo nos centraremos en matrices fermionicas, donde todos los elementos son anticonmutantes, en este poster hablaremos del modelo estudiado actualmente.

Modelo a estudiar

•El modelo a estudiar es similar al modelo de Gross-Neveu pero en forma matricial. Lo interesante de este modelo es que el caso vectorial, tiene solución exacta al cuantizarlo con la integral de camino. Entonces uno querría poder recuperar ese resultado desde el modelo matricial al ser cuantizado por la integral de camino.

Modelo vectorial con Hamiltoniano cuantizado

$$Z[\beta] = N \int \mathcal{D}\psi^I(\tau)\mathcal{D}\bar{\psi}^I(\tau)\, e^{-\oint d\tau \left(\bar{\psi}^I(\tau)\dot{\psi}^I(\tau) - \frac{1}{4N\gamma}\left(\bar{\psi}^I(\tau)\psi^I(\tau)\right)^2\right)}$$

$$\hat{H} = -\frac{1}{4N\gamma}\left(\bar{\psi}^I\psi^I\right)^2 + \frac{1}{4\gamma}\bar{\psi}^I\psi^I - \frac{N}{16\gamma}$$

$$Z[\beta] = \sum_{n=0}^{N} C_n^N e^{\beta(N-2n)^2/(16N\gamma)}$$

Modelo matricial con Hamiltoniano clásico

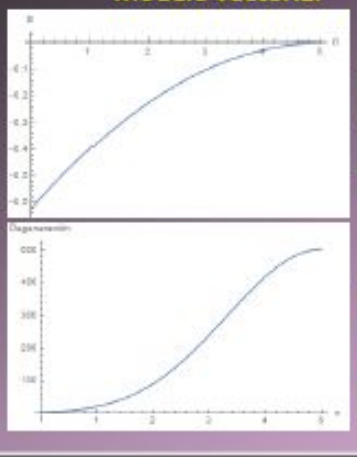
$$Z[\beta] = \int \mathcal{D}\psi^{iA}\mathcal{D}\bar{\psi}^{iA} e^{-\oint d\tau \left(\bar{\psi}^{Ai}\dot{\psi}^{iA} - \frac{1}{4L\gamma}\bar{\psi}^{Ai}\psi^{iB}\bar{\psi}^{Bj}\psi^{jA}\right)}$$

$$H = -(4L\gamma)^{-1}\sum_{A,B,i,j}\bar{\psi}^{Ai}\psi^{iB}\bar{\psi}^{Bj}\psi^{jA}$$

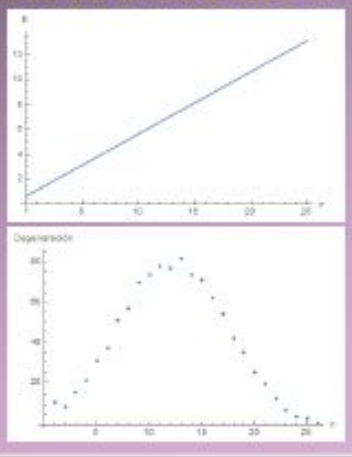
$$\{\bar{\psi}^{Ai}, \psi^{Bj}\} = \delta^{ij}\delta^{AB}$$

Diferencias entre tipos de cuantización

Energía y degeneración del Modelo vectorial



Energía y degeneración del Modelo matricial en limite vectorial



La energía toma forma lineal en vez de cuadrática

Cambia la cantidad de términos y no es un modelo binomial exacto

Conclusiones y trabajo actual

•Se resolvieron ambos modelos exactamentes en el limite vectorial, pero se ven diferencias importantes en la degeneración y la energía.
•Queda terminar de estudiar los limites de N grande, para entender mejor que hace la path integral.
•Queda terminar de estudiar todo en función de teoría de grupos
•Queda empezar a buscar modelos duales gravitacionales, se encontraron solo modelo dual en condensada

Charla Extendida 1: Lic. Gonzalo Orellana (CONICET-PUE)

Búsqueda de Supersimetría con producción de Higgs en colisiones protón-protón a √s=13 TeV

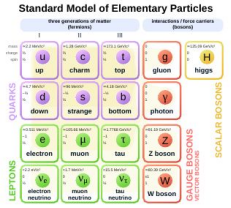
Búsqueda de Supersimetría con producción de Higgs en colisiones protón-protón a $\sqrt{s} = 13$ TeV

Orellana Gonzalo

Dirección: Wahlberg Hernán
Co-Dirección: Monticelli Fernando

XII Encuentro de Becarios del IFLP
6 y 7 Abril 2021

Modelo Estándar (SM)

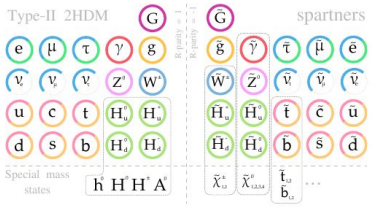


- Teoría que describe a las partículas fundamentales y sus interacciones
- Se construye a partir de imponer invarianzas de gauge locales sobre campos cuantificados
- El mecanismo de Higgs rompe espontáneamente la simetría EW y completa el SM como una teoría consistente de partículas con masas

✓ Grandes predicciones, confirmadas experimentalmente, tanto cualitativas como cuantitativas

✗ Problema de naturalidad, problema de jerarquía, masa de neutrinos, materia oscura, gravedad, etc.

Supersimetría

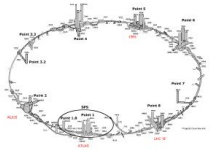


- Propuesta de nueva simetría: por cada bosón del modelo hay un fermión asociado al mismo y viceversa
- Solución al problema de jerarquía, propone candidato a DM, unificación de acoples gauge, etc.
- Cada supercompañero debería tener la misma masa que su compañero ⟶ **Simetría rota débilmente**

LHC y detector ATLAS

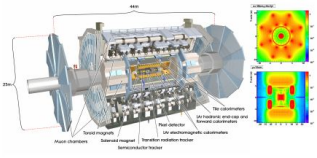
Gran Colisionador de Hadrones (LHC)

- Energía de centro de masa de 13 TeV
- Cientos de millones de colisiones por segundo



Detector ATLAS

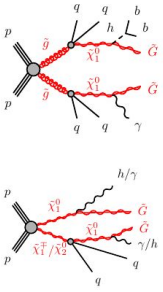
- Cobertura $\sim 4\pi$
- Sistemas/Subdetectores:
  - Detector interno: trazas
  - Calorímetro electromagnético y hadrónico: electrones, fotones, jets
  - Espectrómetro de muones: muones
- Energía faltante transversa (MET): neutrinos, nueva física (?)
- Sistema de imanes superconductores
- Sistema de *Trigger*



Gauge Mediated SUSY Breaking

Características del modelo de búsqueda:

- Modelo de ruptura de supersimetría: General Gauge Mediated (GGM)
- Conservación de la paridad R
  - En los experimentos de colisión las sparticles se producen de a pares
  - Las sparticles decaen produciendo a su vez mas sparticles
  - Hasta finalmente decaer en la partícula supersimétrica más liviana (LSP) que es estable
- LSP: $\tilde{G}$ y NLSP: $\tilde{\chi}_1^0$
- Posibles decaimientos del $\tilde{\chi}_1^0$:
  - $\gamma + \tilde{G}$
  - $h + \tilde{G}$
  - $Z + \tilde{G}$



Características del modelo que motiva esta búsqueda en ATLAS

Modelo simplificado:

- Parámetros optimizados para favorecer ciertos decaimientos
- Masas 'desacopladas' para evitar producción de partículas SUSY no deseadas

Estado final:

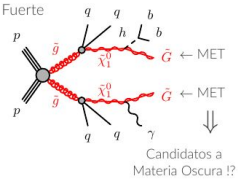
- Fotón
- Jets
- Energía transversa faltante (MET)

Parámetros de interés:

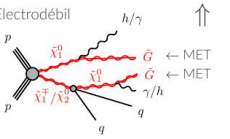
- Parámetros de masa del bino, wino y gluino: **M1**, **M2**, **M3**
- Parámetro de masa de los Higgsinos: μ

2 modos de producción:

- Fuerte

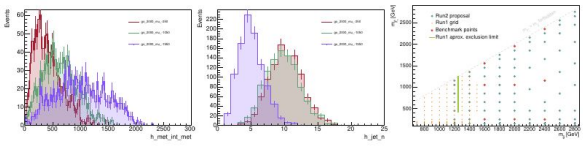


- Electrodébil



Simulación de los procesos supersimétricos

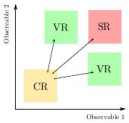
- A partir de algunos parámetros de la teoría se puede generar el espectro de masas de SUSY, los decaimientos de las partículas, y con ello la simulación de procesos supersimétricos producto de la colisión de protones
- Además se simula cómo se observarían esos procesos en el detector ATLAS
- Se consideran distintos valores de masas de las partículas supersimétricas involucradas



Estrategias de búsqueda

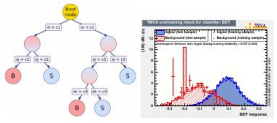
Espacio de los distintos observables definen regiones

- Regiones de señal (SR): donde el modelo (SUSY) predice un exceso sobre los fondos (SM)
- Regiones de control (CR): diseñadas para normalizar la estimación de los distintos fondos a los datos observados
- Regiones de validación (VR): permiten validar la estimación de los fondos



Boosted Decision Tree (BDT)

- Árbol de decisión: aplica sucesivos cortes en distintas variables para clasificar un evento
- Conjunto de árboles entrenados para discriminar señal de fondo
- La salida es una variable la cual se le aplica un corte, que está optimizado para tener la mayor sensibilidad al modelo



Charla Extendida 1: Lic. Gonzalo Orellana (CONICET-PUE)

Búsqueda de Supersimetría con producción de Higgs en colisiones protón-protón a √s=13 TeV

El gran desafío: estrategias desarrolladas para modelar los fondos

8/12

Procesos del Modelo Estándar que tienen el mismo estado final que la señal buscada

	Real E_T^{miss}	Instrumental E_T^{miss}
Real photons	$Z(\nu\nu)\gamma$, $W\gamma$, $tt\gamma$, $Z(\nu\nu)\gamma\gamma$, $W\gamma\gamma$	$\gamma+$jets, $Z(ll)\gamma$, $Z(ll)\gamma\gamma$, $\gamma\gamma$, $tth \to \gamma\gamma/Z\gamma$
Fake photons	$W+$jets, $Z(\nu\nu)+$jets, tt	multijet, $Z(ll)+$jets

Simulación MC + Datos en las CR

- γ + jets
- $W\gamma$
- $t\bar{t}\gamma$
- $Z\gamma/\gamma\gamma/V\gamma\gamma$

} CRs

Basados en datos

- Multijets
- $Z(\nu\nu)$ + jets
- $t\bar{t}$

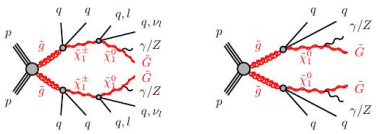
} j faking ph

- W + jets
- $Z(ll)$ + jets

} e faking ph

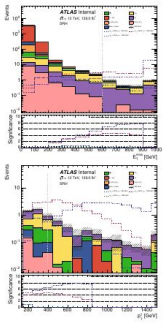
Regiones de señal y sus distribuciones

9/12



	SRL	SRM	SRH
$N_{photons}$	≥ 1	≥ 1	≥ 1
$E_T^{leading-\gamma}$	> 145 GeV	> 300 GeV	> 400 GeV
$N_{leptons}$	0	0	0
N_{jets}	≥ 5	≥ 5	≥ 3
$\Delta\phi(\text{jet}, E_T^{miss})$	> 0.4	> 0.4	> 0.4
$\Delta\phi(\gamma, E_T^{miss})$	> 0.4	> 0.4	> 0.4
E_T^{miss}	> 250 GeV	> 300 GeV	> 600 GeV
H_T	> 2000 GeV	> 1600 GeV	> 1600 GeV
R_T^*	< 0.90	< 0.90	-

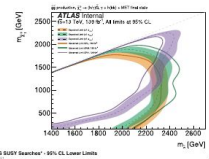
- Cada región está dedicada a distintas regiones en el espacio de masas de las partículas SUSY



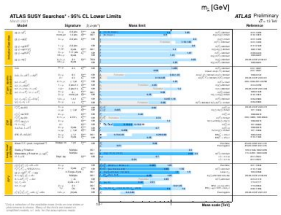
Resultados y límites en la producción de Nueva Física

10/12

- Exceso de eventos ⟶ **Descubrimiento!**
- Compatibilidad con SM ⟶ **Límites** de exclusión en los modelos de SUSY y límite a la sección eficaz de producción de Nueva Física



- No se observó un exceso significativo de señal con respecto al fondo
- Se determinaron límites en las masas de las partículas consideradas, en el contexto del análisis estudiado
- Límite de masa de gluíno: ~ 2200 GeV
- Estos límites sirven para futuros análisis, experimentos y también para la comunidad teórica

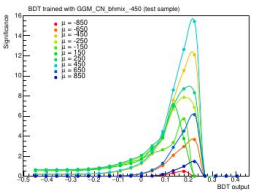


Resultados preliminares con BDT

11/12

- Características: 800 arboles con un máximo de 3 cortes (AdaBoost, Gini Index)
- Cada árbol individual se considera un clasificador débil, pero el conjunto de árboles es un clasificador fuerte
- Los árboles son entrenados con el mismo conjunto de datos, que subsecuentemente son repesados (boosting)
- Se le da más peso a los eventos mal clasificados por el anterior árbol

✓ Resultados preliminares muestran un posible aumento en la sensibilidad con respecto a la estrategia anterior



Conclusiones

12/12

- Producción fuerte de gluinos (+ neutralinos): uno de los límites más altos alcanzados en las colaboraciones del LHC
- Producción electrodébil de charginos y neutralinos: nuevos límites esperados en un canal que no ha sido extensamente explorado en ATLAS desde la primer toma de datos.

Muchas gracias

7 **Dr. Víctor Iván Giraldo-Rivera (CONICET)**
"Grupo de Renormalización para lazos de Wilson y Ads/CFT"

Grupo de Renormalización para Lazos de Wilson y Ads/CFT

Renormalización de operadores locales

$S_\lambda = S_{CFT} + \lambda \int d^2\sigma\, \mathcal{O}$ deformación

$\langle \mathcal{O} \rangle \to \langle \mathcal{O} \rangle_0 + \lambda \langle \mathcal{O} \rangle_1 + \lambda^2 \langle \rangle_2$

(λ) correcciones cuánticas
λ, rel., marginal o irrelevante.
$\beta_\lambda \nearrow$ $\beta_\lambda \swarrow$ $\beta_\lambda = 0$.

Determinan el flujo de Renormalización.

Las Tc. tienen otros observables, son Extendidos (no-locales)

Teorías efectivas en el defecto.
$S = S + S_{defecto}$
$S_\lambda = S + \lambda \int d^{d-m}x\, \mathcal{O}$
GR para defectos

Lazo de Wilson $W \sim \exp(i \int_C A_\mu dx^\mu)$ operador de línea

$S = S_0 + i \int_C A_\mu dx^\mu \longrightarrow$ Teoría efectiva en 1D. (teoría efectiva en C)

$\langle\langle \phi(\tau_1)\, \phi(\tau_2) \cdots \rangle\rangle$

También podemos pensar ahora en Flujo del GR.

$W_\delta \sim \exp\left(i \oint A_\mu v^\mu d\tau + \underbrace{\int \Phi\, d\tau}_{\text{deformación}}\right)$

AdS/CFT: CFTs $\mathcal{N}=4$ SYM (4d) y $\mathcal{N}=6$ CS-Matter (3D)
$AdS^5 \times S^1$ $AdS^4 \times \mathbb{CP}^1$

Lazo de Wilson $\longrightarrow$ cuerda en la geometría. Maldacena)

$\mathcal{N}=4$ SYM.
GR $W \sim \exp\left[i \int A_\mu v^\mu d\tau + \int \phi^*\right]$ $\xrightarrow{\text{cuerda}}$ $\chi\, \partial_n X^I + X^I|_\partial = X^I_0$
$s \in [0,1]$ $x=0 \leftrightarrow s=0$, $x=0 \leftrightarrow s=1$

$\langle\langle \phi^*(\tau_1)\, \phi^*(\tau_2) \rangle\rangle$ s. relevante

coordenadas SS

$\exp\left(i \int A_\mu v^\mu d\tau\right) \to \exp\left(i \int (A_\mu dx^\mu + \phi^*) d\tau\right)$
DCFT UV IR

$\partial_n X^I|_{\partial} \rightsquigarrow X^I|_\partial = X^I_0$

Polchinski - Sully 10.1007 | JHEP 10 (2011) 059

$\mathcal{N}=6$ CS Matter

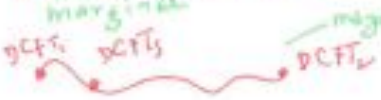
$W \sim \exp\left(i \int \begin{bmatrix} A + mc\bar{c} & \bar{\psi} \\ \psi & \hat{A} + mc\bar{c} \end{bmatrix}\right) \rightsquigarrow W \sim \exp\left(i \int \begin{bmatrix} A + \bar{m}c\bar{c} & 0 \\ 0 & \hat{A} + \bar{m}c\bar{c} \end{bmatrix}\right)$

Para la cuerda $\chi \phi_1 + \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \sqrt{\gamma}\, \partial_n \phi_2|_\partial = 0$
$\chi \phi_2 + \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \sqrt{\gamma}\, \partial_n \phi_1|_\partial = 0$

eg z_2 coordenada compleja de $\mathbb{CP}^1$

con ϕ_1 y ϕ_2 fluctuaciones del embedding de la cuerda.

* condiciones de frontera no locales
* Estudio de Correladores Holográficos $\longrightarrow$ deformación marginal

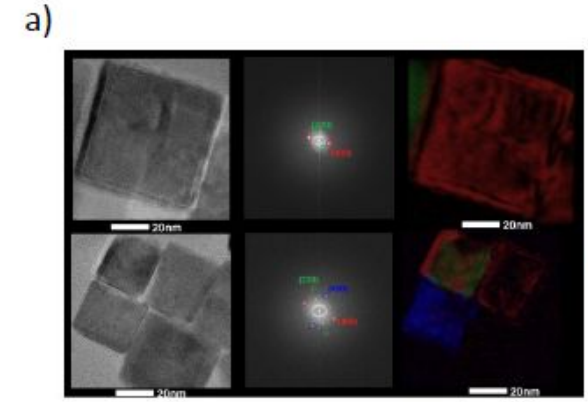


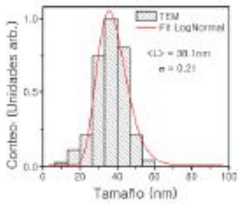
D. Correa, G. Silva, V.I.G.R.
JHEP 10.1007 | JHEP 03 (2020) 03

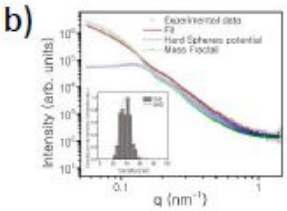
8

Lic. Juan Manuel Orozco Henao (CONICET Latinoamericana)
"Nanocubos de magnetita recubiertos con ácido palmítico de alta cristalinidad y propiedades magnéticas tipo bulk"

NANOCUBOS DE MAGNETITA RECUBIERTOS CON ÁCIDO PALMÍTICO, DE ALTA CRISTALINIDAD Y PROPIEDADES MAGNÉTICAS TIPO BULK.



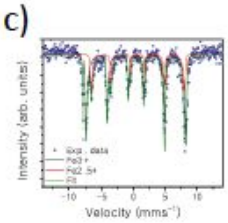


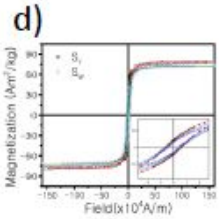


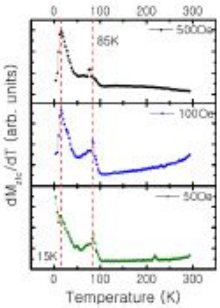
Nanocubos obtenidos por síntesis química: descomposición térmica de precursor de Fe.

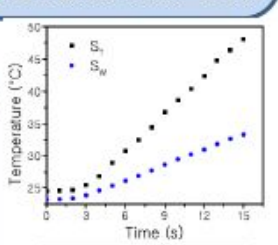
Caracterización estructural:
(a) Imágenes HR-TEM
(b) SAXS

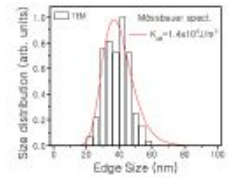
Tamaño medio 38(3)nm, σ = 0.2
Magnetita, parámetro de red a =8.5Å

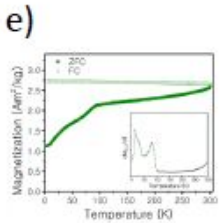












Caracterización magnética:
(c) Espectro Mössbauer
(d) Ciclos de M vs H
(e) Magnetización zfc/fc

$Ms = 84(1) Am^2/kg$
$Hc = 6.0(7) kA/m$
$K_{eff} = 1.4(1) x 10^4 J/m^3$
Temperatura Verwey ~ 85K

Calorimetría y determinación de SAR

SAR = 324(9)W/g

J M Orozco-Henao *et al* 2020 *J. Phys. D: Appl. Phys.* 53 385001

9

Lic. Santiago Tanco (CONICET)filico

"Fenomenología de materia oscura con mediador leptófilico"

Fenomenología de materia oscura con mediador leptofílico

Santiago Tanco, Anibal Medina, Alejandro Szynkman, Nicolás Mileo

Grupo de Fisica de Particulas: Experimentos y Fenomenologia

Modelo

- Fermión de Dirac χ, candidato a materia oscura
- Extensión del SM con simetría de gauge $U(1)'$, asociada a un bosón masivo Z'
- Muones, neutrinos muónicos y χ cargados bajo $U(1)'$. Acople axial a μ para evitar límites de experimentos de detección directa

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} - \tfrac{1}{4}Z'_{\mu\nu}Z'^{\mu\nu} + \tfrac{1}{2}m_{Z'}^2 Z'_\rho Z'^\rho + i\bar{\chi}\gamma^\rho\left(\partial_\rho - ig_\chi Z'_\rho\right)\chi - m_\chi\bar{\chi}\chi - g_\mu\bar{\mu}\gamma^\rho\gamma^5\mu Z'_\rho - g_\mu\bar{\nu}_\mu\gamma^\rho P_L\nu_\mu Z'_\rho$$

Estudiamos límites en el espacio de parámetros $(g_\mu, g_\chi, m_{Z'}, m_\chi)$

Densidad reliquia y *freeze out* térmico

- Universo temprano: χ en equilibrio con el baño térmico mediante

$$\chi\bar{\chi} \leftrightarrow \ell\bar{\ell}, \quad \ell = \mu, \nu_\mu$$

- Sale del equilibrio para $T \ll m_\chi$
- Por expansión del universo, la densidad de DM se congela, desacoplándose del baño térmico
- Fenómeno mediado por la ecuación de Boltzmann, resuelta numéricamente mediante el programa microOmegas [1305.0237]

$$\Omega_\chi h^2 \leq \Omega_{DM}h^2 = 0.119$$

- Secciones eficaces y masas de orden EW reproducen Ω_{DM} (milagro WIMP)

Detección directa

- Interacción entre nucleones y DM ocurre a orden loop: $\chi q \to \chi q$
- Acoplamiento efectivo a bajas energías dado por

$$\mathcal{L}_{DD} = \bar{\chi}\gamma_\mu\chi\sum_q C_V^{(q)}\bar{q}\gamma^\mu q$$

$$C_V^{(q)} = \frac{g_\chi}{m_{Z'}^2}\frac{g_q}{4\pi^2}\left(T_q^{(3)} - 2s_w^2 Q_q\right)g_\mu \log\left(\frac{\Lambda_{UV}}{\mu_N}\right)$$

- Secciones eficaces obtenidas son

$$\sigma(\chi N \to \chi N) \ll \sigma(\nu N \to \nu N)$$

-> el modelo no es testeable por experimentos DD, gracias al acople axial

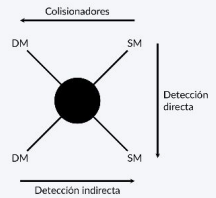
Momento anómalo del muón

Z' con acoplamiento axial empeora la predicción teórica

$$\delta a_\mu^{Z'} = -\frac{5}{12\pi^2}\frac{m_\mu^2}{m_{Z'}^2}g_\mu^2$$

Imponemos $|\delta a_\mu^{Z'}| < 2\sigma_{exp}$ [hep-ex/0602035]

Búsquedas de materia oscura



Detección indirecta

- En regiones densas del cosmos: $\chi\chi \to \mu^-\mu^-$, emitiendo radiación según

$$\frac{d^2\Phi(E,\mathbf{n})}{dEd\Omega} = \frac{\langle\sigma v\rangle_\chi}{8\pi m_\chi^2}\frac{dN}{dE}\int d\ell\rho_\chi^2(\ell,\mathbf{n})$$

- Si χ no compone la totalidad de la DM podemos reescalear ρ con un factor Ω_χ/Ω_{DM}
- Comparamos con los límites experimentales [1812.06986], presentados como $\langle\sigma v\rangle_{lim}$ en función de m_{DM}

$$\underbrace{\left(\frac{\Omega_\chi}{\Omega_{DM}}\right)^2\langle\sigma v\rangle_\chi}_{\propto(g_\mu g_\chi)^{-2}} \leq \langle\sigma v\rangle_{lim}$$

Diagramas tridente

Procesos $\nu_\mu N \to \nu_\mu\mu^+\mu^- N$ dan un límite [1902.06765] para interacciones de neutrinos con Z'

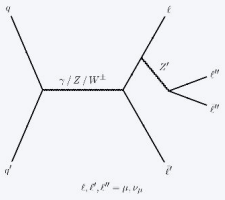
$$2\pi^2\frac{g_\mu^2}{m_{Z'}^2} \lesssim 0.6$$

Búsqueda en colisionadores

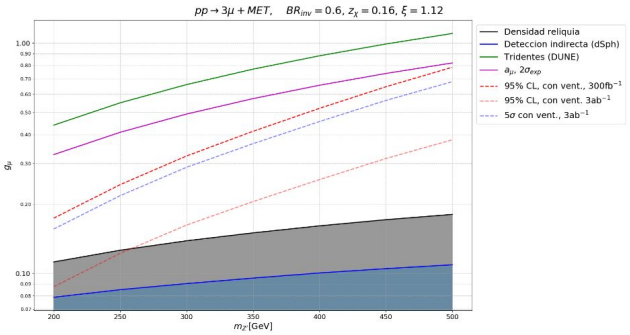
- Señal de nueva física con estados finales leptónicos. Más promisorio: $pp \to 3\mu + \not{E}_T$
- Buscamos establecer límites de exclusión en el plano $(m_{Z'}, g_\mu)$, fijando los parámetros

$$\mathrm{BR}_{\mathrm{inv}}(z_\chi,\xi), \quad z_\chi = \left(\frac{m_\chi}{m_{Z'}}\right)^2, \quad \xi = \frac{g_\chi}{g_\mu}$$

- Generamos señal y fondo a $\sqrt{s} = 14$ TeV a nivel partónico con MadGraph [1106.0522], hadronización mediante Pythia [1410.3012] y simulación del detector a través de Delphes [1307.6346]. Realizamos cortes en los eventos con MadAnalysis [1206.1599].
- Cortes utilizados [ATLAS-CONF-2013-035]:
  - $p_T^\ell > 10$ GeV, $|\eta| < 2.4, \Delta R(\ell\ell) > 0.4$, $p_T^\mu > 20$ GeV, $|\eta_\ell| < 2.5$
  - Veto de jets b
  - $N_\ell = 3$, carga total $= \pm 1$
  - Veto de resonancias a baja masa: $m_{\ell^+\ell^-} > 12$ GeV
  - Veto Z: $|m_{\ell^+\ell^-} - m_Z| > 10$ GeV
  - E_T faltante: $\not{E}_T > 100$ GeV
  - Masa transversa del dimuón: $m_T > 110$ GeV
  - Ventana de masa [1411.7394]: $|m_{\ell^+\ell^-} - m_{Z'}| < 0.1\, m_{Z'}$
- Calculamos límites de exclusión a 95 % C.L., para $\mathcal{L} = 300$ fb^{-1}, 3000 fb^{-1}



Límites disponibles y esperados



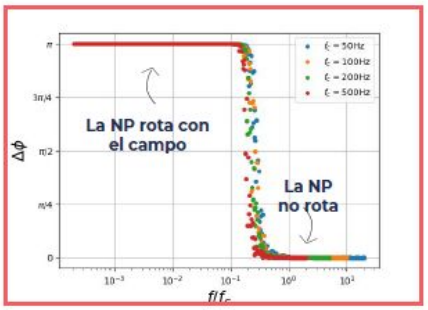
11 **Lic. Nicolás Mele (CONICET PUE)**
"Movimiento de NPM y cómo "observarlo""

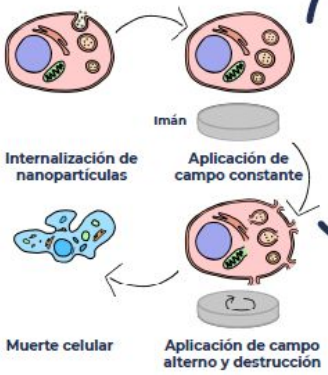
Movimiento de NPM y cómo "observarlo"

Cálculos

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\mu B_a}{(6\eta V_{HD})} sin(\omega t) sin(\phi)$$

$$f_c = \frac{\mu B_a}{6\eta V_{HD}}$$





Plan de tesis Perturbaciones magnetomecánicas de partículas magnéticas internalizadas en células tumorales.
Tesista: Nicolás Mele, **Directores** Gustavo Pasquevich y Alba Güerc
Encuentro de Becaries IFLP-2021

12 **Lic. Daniel Díaz (UNLP)**
"Formalismo de estados historia para partículas Relativistas"

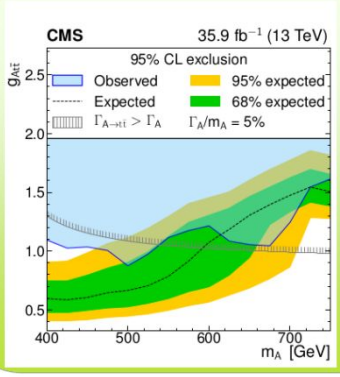
Estudio de la compatibilidad de un pseudoescalar de masa 400 GeV con medidas en el LHC

Daniel Díaz[1]*, Ernesto Arganda[1,2], Leandro Da Rold[3], Victor Martín-Lozano[4], and Anibal Medina[1].

[1]Instituto de Física La Plata, [2]Instituto de Física Teórica UAM/CSIC, [3]Centro Atómico Bariloche, [4]DESY.

*daniel.diaz@fisica.unlp.edu.ar

Resumen: en el presente trabajo se propone la existencia de una nueva partícula pseudoescalar de masa aproximadamente igual a 400 GeV a fin de explicar una posible señal de nueva física observada por la colaboración CMS [1]. Se realizó un ajuste global, se determinaron límites para los acoplamientos con las partículas del modelo estándar (SM) y se testeó la compatibilidad con diferentes modelos de física más allá del SM.



1 Canales de decaimiento

En la Ref. [1], la colaboración CMS reportó un exceso en la producción top-antitop compatible con una partícula pseudoescalar, A.

Otros posibles canales de decaimiento han sido estudiados por las colaboraciones ATLAS y CMS, sin observar excesos. Ambas colaboraciones han estudiado los posibles canales de decaimiento de A a quarks bottom [2], taus [3], fotones [4], 4 tops [5], Zh [6] y Zɣ [7], y han hallado límites para los valores de los acoplamientos de A.

2 Acoplamientos efectivos

Para describir las interacciones entre A y las partículas del SM se propuso el lagrangiano efectivo, de donde provienen las expresiones de los anchos de decaimiento.

$$\mathcal{L}_{eff} \supset \frac{g_{Agg}}{4} A G_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu} + \frac{g_{A\gamma\gamma}}{4} A F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu} + g_{AZh}\left(A \overleftrightarrow{\partial}_\mu h\right) Z^\mu + i g_{Att} A\bar{t}\gamma^5 t + i g_{Abb} A\bar{b}\gamma^5 b + i g_{A\tau\tau} A\bar{\tau}\gamma^5\tau$$

$$\Gamma(A\to t\bar{t}) = \left(3 {g_{Att}}^2 m_A^2 \sqrt{m_A^4 - 4m_A^2 m_q^2}\right) / \left(8\pi m_A^3\right)$$

$$\Gamma(A\to b\bar{b}) = \left(3 {g_{Abb}}^2 m_A^2 \sqrt{m_A^4 - 4m_A^2 m_q^2}\right) / \left(8\pi m_A^3\right)$$

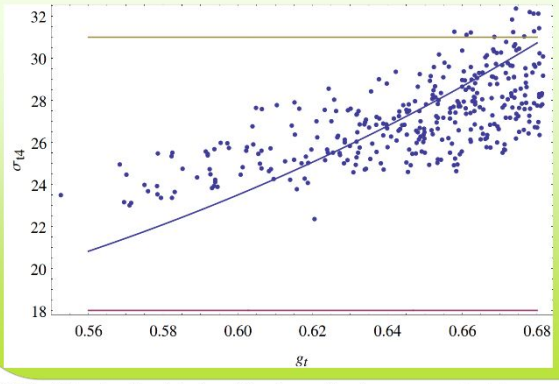
$$\Gamma(A\to \tau^-\tau^+) = \left({g_{A\tau\tau}}^2 m_A^2 \sqrt{m_A^4 - 4m_A^2 m_l^2}\right) / \left(8\pi m_A^3\right)$$

$$\Gamma(A\to gg) = \left[\left(g_{Agg} + \frac{\alpha_s}{3\pi m_t}\frac{3}{4} 4.2 g_{Att}\right)^2 m_A^3\right] / (8\pi)$$

$$\Gamma(A\to \gamma\gamma) = \left[\left[g_{A\gamma\gamma} + 3\left(\frac{2}{3}\right)^2 4.2 \frac{\alpha_{EM}}{2\pi m_t}\left(g_{Att} + \frac{g_{Agg}}{4.2\frac{3}{4}\frac{\alpha_s}{3\pi m_t}}\right)\right]^2 m_A^3\right] / (64\pi)$$

$$\Gamma(A\to Zh) = {g_{AZh}}^2 \left[m_A^4 + \left(m_h^2 - m_Z^2\right)^2 - 2m_A^2\left(m_h^2 + m_Z^2\right)\right]^{(3/2)} / \left(15 m_Z^2 \pi m_A^3\right)$$

3 Ajuste global



Se ajustaron de forma global las constantes de acoplamiento efectivas a partir de los rangos para los anchos de decaimiento obtenidos por las colaboraciones ATLAS y CMS.

Se obtuvieron los límites para los posibles valores de las constantes de acoplamiento.

Se contrastaron con los posibles valores para diferentes modelos de nueva física, como modelos de dos dobletes de Higgs, singletes pseudoescalares, etc.

[1] CMS collaboration, Search for heavy Higgs bosons decaying to a top quark pair in proton-proton collisions at s = 13 TeV, JHEP 04 (2020) 171 [1908.01115]; [2] 1805.12191; [3] 2002.1222; [4] 1407.658; [5] 2007.1485; [6] 1903.0094; [7] 1708.0021.

13 **Lic. Verónica Liz Díaz De Rosa (CONICET-PUE)**
"Arcillas tipo 2:1 aplicables a remediación ambiental: enfoque teórico-experimental"

V. L. Díaz De Rosa- Becaria doctoral PUE — Directores: M. A. Taylor, R.E. Alonso

Arcillas tipo 2:1 aplicables a remediación ambiental: enfoque teórico-experimental

La teoría del funcional de la densidad (DFT) es un procedimiento variacional alternativo a la solución de la ecuación de Schrödinger, donde el funcional de la energía electrónica es minimizado con respecto a la densidad electrónica, según proponen Kohn y Sham.

$$E_{KS} = \frac{1}{2}\sum_{\sigma}\sum_{i=1}^{N}|\nabla\psi_i^{\sigma}|^2 + \int d\mathbf{r} V_{ext}(\mathbf{r})n(\mathbf{r}) + E_{Hartree}[n] + E_{II} + E_{xc}[n].$$

Ecuaciones para particulas Independientes- resoluble

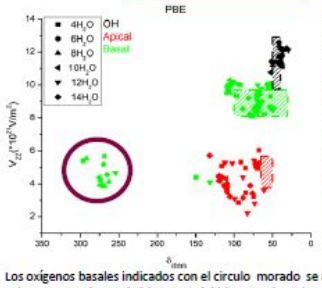
Funcional de intercambio y correlación. Teoría exacta, pero funcional desconocida

Códigos: VASP, Wien2k, SIESTA y **Quantum ESPRESSO**

Algunas técnicas experimentales utilizadas para contrastar los cálculos

Técnicas experimentales	Parámetros
Difracción de rayos X (XRD)	d_{001}
Espectroscopia Mössbauer	Corrimiento isomérico(δ), V_{zz},desdoblamiento cuadrupolar ($\Delta\delta_Q$) y campo magnético (H)
Espectroscopia de resonancia magnética nuclear (NMR)	Corrimiento químico ($\Delta\delta$) y Cq (en función de V_{zz} y η)
Potencial zeta	Carga eléctrica superficial
Espectroscopia ultravioleta visible (UV-VIS)	Energía del gap (E_{gap})

Parámetros hiperfinos del sistema Estroncio sorbido en montmorillonita (MMT)



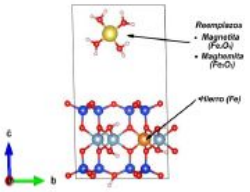
Correlación entre δ_{chem} calculado con el modelo experimental de Pavón et al. (2019) y Vzz para los oxígenos apical, basal y OH de todas las estructuras optimizadas con la funcional de intercambio y correlación PBE.

Conclusiones:

- En general existe un buen acuerdo entre los valores determinados y los citados en la literatura
- Los oxígenos basales indicados con el circulo morado se apartan de los valores esperados probablemente debido a que los mismos presentan un apartamiento del plano basal orientándose hacia el interior de la intercapa.
- Se exploran estructuras alternativa para verificar la hipótesis anterior

Arcillas MMT y Beidellita (Bd) modificada magnéticamente

MMT $(Na,Ca)_{0.3}(Al,Mg)_2Si_4O_{10}(OH)_2{\cdot}4H_2O$



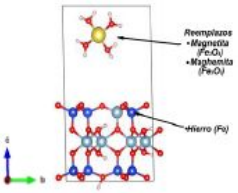
Etapa en curso

- Inclusión de magnetita y maghemita en la estructura de las arcillas.
- Reemplazos de Fe en sitios octaédricos (MMT) y tetraédricos (Bd).

Determinación de:

- Parámetros estructurales (d_{001}).
- Parámetros hiperfinos (δ_{chem} y V_{zz}).

Bd $(Na,Ca_{0.5})_{0.3}Al_2(Si,Al)_4O_{10}(OH)_2{\cdot}4H_2O$



Effect of synthetic beidellite structural characteristics on the properties of beidellite/Fe oxides magnetic composites as Sr and Cs adsorbent materials

Montes et. al Materials Chemistry and Physics 245 (2020) 122760

Etapa futura

- Sorción de óxidos de Fe en superficie de MMT y Bd

Charla Extendida 2: Lic. Nahuel Luciano Diaz (CONICET)

"Formalismo de estados historia y partículas relativistas"

Formalismo de estados historia para partículas relativistas

Nahuel Diaz

Director: Prof. Raul Rossignoli - UNLP, Argentina

Codirector: Prof. Juan Mauricio Matera - UNLP, Argentina

CONICET/Instituto de Física de la Plata

Marzo 2021

Resumen

- Tiempo y transformaciones de Lorentz en mecánica cuántica convencional
- Tiempo cuántico (Formalismo de estados historia)
- Formalismo historia para las ecuaciones de Dirac y Klein-Gordon (PRD 99, 045008 y PRD 100, 125020 (2019))
- Segunda cuantización de historias y teoría de campos
- Spacetime quantum actions (PRD 103, 065011 (2021)) y perspectivas

El tiempo en mecánica cuántica convencional

El tiempo no es un observable.

Puede construirse un operador tiempo T que actúa en $\mathcal{H}$?

El tiempo en mecánica cuántica convencional

Objeción de Pauli

- H generador de las traslaciones en el tiempo $\rightarrow [T, H] = i$
- Espectro de T: la recta real
  $\Rightarrow$ el espectro de H es la recta real

Transformaciones de Lorentz cuánticas con tiempo clasico

- Transformación de Lorentz clásica ($\equiv$ "rotación" entre t y x)
  $(t, x) \rightarrow (\cosh(\eta)t + \sinh(\eta)x, \cosh(\eta)x + \sinh(\eta)t)$
- Rotación cuántica
  $e^{i\alpha L_z}|x, y\rangle = |\cos(\alpha)x + \sin(\alpha)y, \cos(\alpha)y - \sin(\alpha)x\rangle$
  con L_z definido a partir de x, y, P_x, P_y tal que
  $e^{-i(\alpha_x P_x + \alpha_y P_y)}|x, y\rangle = |x + \alpha_x, y + \alpha_y\rangle$
- Transformación de Lorentz cuántica? no tengo definido ni $|t\rangle$ ni P_t tal que $e^{iP_t\alpha}|t\rangle = |t + \alpha\rangle$

Transformaciones de Lorentz cuánticas con tiempo clasico

- Approach convencional: usar el Hamiltoniano como operador de traslación en tiempo tal que por ejemplo si (partícula libre de masa m) $e^{iHt}|\mathbf{p}\rangle = e^{i\sqrt{\mathbf{p}^2+m^2}t}|\mathbf{p}\rangle$

$$U(\Lambda)|\mathbf{p}\rangle = |\mathbf{p}'\rangle \text{ con } (E_p, \mathbf{p}) \rightarrow (E_{p'}, \mathbf{p}') \text{ (la TL clasica)}$$

  Ej.: teoría de campos escalar $H = \int d^3p \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2} a^\dagger(\mathbf{p})a(\mathbf{p})$, $|\mathbf{p}\rangle \propto a^\dagger(\mathbf{p})|0\rangle$ con

$$[a(\mathbf{p}), a^\dagger(\mathbf{p}')] = \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{p}')$$

- Tiempo cuántico?

Charla Extendida 2: Lic. Nahuel Luciano Diaz (CONICET)

"Formalismo de estados historia y partículas relativistas"

Formalismo de Page y Wootters

PHYSICAL REVIEW D VOLUME 27, NUMBER 12 15 JUNE 1983

Evolution without evolution: Dynamics described by stationary observables

Don N. Page* and William K. Wootters†
Center for Theoretical Physics, The University of Texas at Austin, Austin, Texas 78712
(Received 17 June 1982)

Revisado en "Quantum Time, Giovanetti, et al. (PRD 2015)"

PHYSICAL REVIEW D 92, 045033 (2015)

Quantum time

Vittorio Giovannetti,[1] Seth Lloyd,[2] and Lorenzo Maccone[1]
[1]*NEST-INFM and Scuola Normale Superiore, Piazza dei Cavalieri 7, I-56126 Pisa, Italy*
[2]*RLE and Department of Mechanical Engineering, Massachusetts Institute of Technology, 77 Massachusetts Avenue, Cambridge, Massachusetts 02139, USA*

Formalismo de Page y Wootters

- Espacio de Hilbert ampliado $\mathcal{H} = \mathcal{H}_T \otimes \mathcal{H}_S$
- Estados $|t\rangle$ base de $\mathcal{H}_T$:
  $T|t\rangle = t|t\rangle,\ [T, P_T] = i,\ \langle t'|t\rangle = \delta(t - t')$
- Estado global (interpretación de PaW: reloj-sistema)

$$|\Psi\rangle = \int dt\, |t\rangle|\psi(t)\rangle, \qquad |\psi(t)\rangle = \langle t|\Psi\rangle$$

Formalismo de Page y Wootters

- Estado global reloj-sistema

$$|\Psi\rangle = \int dt\, |t\rangle|\psi(t)\rangle$$

- Ecuación de universo

$$\mathcal{J}|\Psi\rangle = 0,\ \mathcal{J} = P_T \otimes \mathbb{I} + \mathbb{I} \otimes H$$

- Ecuación de Schrödinger

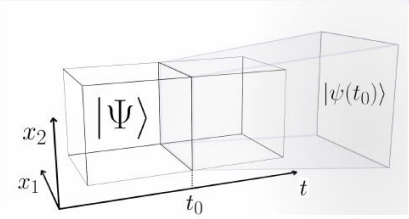
$$\langle t|\mathcal{J}|\Psi\rangle = 0 = -i\frac{d}{dt}|\psi(t)\rangle + H|\psi(t)\rangle$$

- Esquivamos la objeción de Pauli: el operador T actúa en $\mathcal{H}_T$ y en particular $[T, H] = 0$
- El generador de traslaciones temporales es P_T y conmuta con P_S

Formalismo de Page y Wootters

"Formalismo historia"

$$|\Psi\rangle = \int dt\, |t\rangle|\psi(t)\rangle, \quad |\psi(t_0)\rangle = \langle t_0|\Psi\rangle, \quad \mathcal{J}|\Psi\rangle = 0$$



Algunos comentarios

- Normalización en tiempo: Estado global reloj-sistema $|\Psi\rangle = \int dt\, |t\rangle|\psi(t)\rangle \to \langle\Psi|\Psi\rangle = \int dt\, \langle\psi(t)|\psi(t)\rangle = \int dt = T \to \infty$
- Evolución no trivial requiere entrelazamiento (e.g. A. Boette, R. Rossignoli, et. al. PRA 93, 062127 (2016))
- Qué tiempo es? Identificación usual: el parámetro t es tiempo propio. El ket $|t\rangle$ representa estados de un reloj real.

Teoría de Dirac

Por otro lado...

- Ecuación de Dirac (P.A.M Dirac, 1928), ecuación de onda compatible con la Relatividad Especial

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \psi(x) - m\psi(x) = 0$$

- Que también puede escribirse como

$$i\frac{\partial}{\partial t}\psi(\mathbf{x}, t) = H_D\psi(\mathbf{x}, t),\ H_D = \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + \beta m$$

- Espacio de Hilbert $\mathcal{H} = L^2(\mathbb{R}^3) \otimes \mathbb{C}^4$

$$i\frac{d}{dt}|\psi(t)\rangle = H_D|\psi(t)\rangle,\ \ |\psi(t)\rangle = \sum_{\sigma=0}^{3}\int d^3x\, \psi_\sigma(\mathbf{x}, t)|\mathbf{x}, \sigma\rangle$$

  - Producto interno (implícitamente invariante): $\langle\psi_1(t)|\psi_2(t)\rangle = \int d^3x\, \psi_1^\dagger(\mathbf{x}, t_0)\psi_2(\mathbf{x}, t_0)$

Charla Extendida 2: Lic. Nahuel Luciano Diaz (CONICET)

"Formalismo de estados historia y partículas relativistas"

Teoría de Dirac

Ecuación de Dirac a partir de ecuación de universo

- $\mathcal{J} = P_0 \otimes \mathbb{1} + \mathbb{1} \otimes H_D\,, \quad \mathcal{J}|\Psi\rangle = 0$

$$\langle t|\mathcal{J}|\Psi\rangle = 0 \Rightarrow i\frac{d}{dt}|\psi(t)\rangle = (\boldsymbol{\alpha}\cdot\mathbf{p} + \beta m)|\psi(t)\rangle$$

- $\mathcal{J}|\Psi\rangle = 0 \Leftrightarrow -\gamma^\mu P_\mu|\Psi\rangle = m|\Psi\rangle$
- $\Psi_\sigma(x) := \langle x,\sigma|\Psi\rangle$ (notar que $\langle x,\sigma|P_\mu|\Psi\rangle = -i\partial_\mu\Psi_\sigma(x)$)

$$\langle x,\sigma|(\gamma^\mu P_\mu + m)|\Psi\rangle = 0 \Rightarrow i\gamma^\mu_{\sigma\xi}\partial_\mu\Psi_\xi(x) = m\Psi_\sigma(x)$$

- $x^0 = t$ representa el tiempo en un dado sistema de referencia $\rightarrow$ podemos representar transformaciones de Lorentz en el Hilbert ampliado en analogía con las rotaciones

Formalismo historia relativista (“cinemática”)

Dirac

- **Hilbert ampliado**

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_T \otimes \mathcal{H}_S = L^2(\mathbb{R}) \otimes L^2(\mathbb{R}^3) \otimes \mathbb{C}^4 = L^2(\mathbb{R}^4) \otimes \mathbb{C}^4$$

- **Transformaciones de Lorentz**

$$U(\Lambda)|x,\sigma\rangle := S_{\sigma\xi}(\Lambda)|\Lambda x,\xi\rangle$$

Función de onda: $\Psi'(x) = \langle x,\sigma|U(\Lambda)|\Psi\rangle = S_{\alpha\sigma}\Psi_\alpha(\Lambda^{-1}x)$.

- **Producto interno invariante** ($U(\Lambda)$ unitario)

$$\langle\overline{\Psi}_1|\Psi_2\rangle \equiv \int d^4x\,\bar{\Psi}_1(x)\Psi_2(x),$$

$$\bar{\Psi}(x) = \Psi^\dagger(x)\gamma^0$$

Klein Gordon

- **Hilbert ampliado**

$$\mathcal{H} = L^2(\mathbb{R}^4)$$

Notar que no hay $\mathcal{H}_S$ para la Ec. de KG (la norma no es definida positiva)

- **Transformaciones de Lorentz**

$$U(\Lambda)|x\rangle = |\Lambda x\rangle$$

generadas por $L_{\mu\nu} = X_\mu P_\nu - X_\nu P_\mu$ (boosts $\equiv$ rotaciones, $P_0 \neq H$)

- **Producto interno invariante** ($U(\Lambda)$ unitario)

$$\langle\Psi_1|\Psi_2\rangle \equiv \int d^4x\,\Psi_1^*(x)\Psi_2(x),$$

Definido positivo

Formalismo historia relativista (“dinámica”)

Dirac

- **Ecuación de universo**

$$-\gamma^\mu P_\mu|\Psi\rangle = m|\Psi\rangle$$

Proyectada en $\langle x,\sigma|$ devuelve la Ec. de Dirac para $\Psi_\sigma(x) := \langle x,\sigma|\Psi\rangle$

- **Relación entre las formulaciones**
  - Producto invariante ($\bar{u}^r_{\mathbf{p}}u^s_{\mathbf{p}} = 2m\delta^{rs}$)

$$\langle\bar{\Psi}_{m'}|\Psi_m\rangle = \int\frac{d^3p}{2E_{\mathbf{p}}}||a(\mathbf{p})||^2 \times \delta(m-m')$$

  - Producto de Dirac ($u^{\dagger r}_{\mathbf{p}}u^s_{\mathbf{p}} = 2E_{\mathbf{p}}\delta^{rs}$)

$$\langle\psi|\psi\rangle = \int\frac{d^3p}{2E_{\mathbf{p}}}||a(\mathbf{p})||^2$$

Klein Gordon

- **Ecuación de universo**

$$P^\mu P_\mu|\Psi\rangle = m^2|\Psi\rangle$$

Proyectada en $\langle x|$ devuelve $(\partial_\mu\partial^\mu + m^2)\Psi(x) = 0$

- **Relación entre las formulaciones**
  - Producto invariante

$$\langle\bar{\Psi}_{m'}|\Psi_m\rangle = \int\frac{d^3p}{2E_{\mathbf{p}}}|a(\mathbf{p})|^2 \times \delta(m^2-m'^2)$$

  - K. G. ($Q = \int d^3x\,(\Psi^*(x)\partial_t\Psi(x) - c.c.)$)

$$Q = \int\frac{d^3p}{2E_{\mathbf{p}}}|a(\mathbf{p})|^2$$

Resultados principales para una partícula

- Transformaciones de Lorentz en analogía con las rotaciones en los espacios ampliados
- Ecs. de universo implican las ecs. relativistas
- Son ecuaciones de autovalores de masa: cuantizar el tiempo (operador $X^0 = T$) implica cuantizar la masa (operador $\mathcal{J}$ hermitico)
- Ortonormalidad de los autovectores (mismo signo de p^0, e.g. KG):

$${}_{m'^2}\langle\Phi|\Psi\rangle_{m^2} = \delta(m^2 - m'^2)|Q(\varphi,\psi)|$$

- También vale con un campo externo $A_\mu \rightarrow$ El espacio completo $\mathcal{H}$ es físicamente relevante (diferencia con quantum gravity)
  Coherencias en masa: $[\mathcal{J},\mathcal{J}_A] \neq 0$, las distintas teorías viven en el mismo $\mathcal{H}$ ($[T,\mathcal{J}] \neq 0$)

PHYSICAL REVIEW D 99, 045008 (2019)

History state formalism for Dirac's theory

N. L. Diaz[1] and R. Rossignoli[1]
[1]Departamento de Física-IFLP/CONICET, Universidad Nacional de La Plata.

PHYSICAL REVIEW D 100, 125020 (2019)

History state formalism for scalar particles

N. L. Diaz[1], S. M. Mazzeo[1] and R. Rossignoli[1]
[1]Departamento de Física-IFLP/CONICET, Universidad Nacional de La Plata.

Espacio de Fock ampliado

Estados $|E_p\mathbf{p}\rangle \equiv |\mathbf{p}\rangle = \sqrt{2E_p}a^\dagger(\mathbf{p})|0\rangle$
($\langle E_{pm}\mathbf{p}|E_{\mathbf{p}'m'}\mathbf{p}'\rangle = 2E_p\delta^{(3)}(\mathbf{p}-\mathbf{p}')\delta(m^2-m'^2)$ y $\langle\mathbf{p}'|\mathbf{p}\rangle = 2E_p\delta^{(3)}(\mathbf{p}-\mathbf{p}')$)
Podemos pensar estados generales $|p\rangle$ cómo excitaciones de un campo? no en la formulación canónica (el Hilbert es demasiado chico)

Reinterpretamos $|p\rangle = c^\dagger(p)|\Omega\rangle$ con $\langle p'|p\rangle = \delta^{(4)}(p-p')$

$$[c(p), c^\dagger(p')] = \delta^{(4)}(p-p')$$

- $\mathcal{J} \rightarrow \int d^4p\,(p^2-m^2)c^\dagger(p)c(p)$
- $[\mathcal{J}, c^\dagger(p)] = (p^2-m^2)c^\dagger(p) = 0 \Rightarrow p^2 - m^2 = 0$
- $[c(E_{pm},\mathbf{p}), c^\dagger(E_{p'm'},\mathbf{p}')] = \delta(m^2-m'^2)2E_p\delta^{(3)}(\mathbf{p}-\mathbf{p}')$
- $[a(\mathbf{p}), a^\dagger(\mathbf{p}')] = \delta^{(3)}(\mathbf{p}-\mathbf{p}') \rightarrow$ mapeo de estados de varias partículas

$$\sqrt{2E_{p_1}}\sqrt{2E_{p_2}}a^\dagger(\mathbf{p}_1)a^\dagger(\mathbf{p}_2)|0\rangle \equiv c^\dagger(E_{p_1m},\mathbf{p}_1)c^\dagger(E_{p_2m},\mathbf{p}_2)|\Omega\rangle$$

Espacio de Fock ampliado

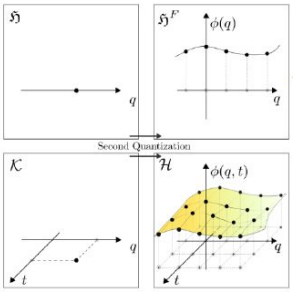
Base espacio-tiempo (Fourier $A(x) = \int\frac{d^4p}{(2\pi)^2}e^{-ipx}c(p)$)

- Estructura compleja en tiempo
  $\int dt_1dt_2\,e^{iE_{p_1}t_1}e^{iE_{p_2}t_2}c^\dagger(t_1,\mathbf{p}_1)c^\dagger(t_2,\mathbf{p}_2)|\Omega\rangle$
  $\neq \int dt\,\psi(t)c^\dagger(t,\mathbf{p}_1)c^\dagger(t,\mathbf{p}_2)|\Omega\rangle$
- $[A(x), A^\dagger(y)] = \delta^4(x-y) \equiv [\phi(x),\Pi(y)] = i\delta^{(4)}(x-y)$ (distinto a la cuantización canónica en un time-slice)
- Cómo “fijo” una teoría física general en este escenario ampliado?
  Una “pista” nos la provee el caso libre:
  $\mathcal{J} = \int d^4p\,(p^2-m^2)c^\dagger(p)c(p) = -\int d^4p\,A^\dagger(x)(\partial_\mu\partial^\mu + m^2)A(x)$
  Valor medio entre estados coherentes $\exp\left[\int d^4x\,\phi(x)A^\dagger(x)\right]|\Omega\rangle \rightarrow$ acción clásica de un campo escalar libre

Charla Extendida 2: Lic. Nahuel Luciano Diaz (CONICET)

"Formalismo de estados historia y partículas relativistas"

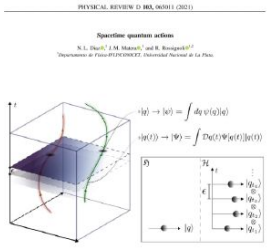
- Segunda cuantización no relativista



- $\mathcal{J} = P_t \otimes \mathbb{I} + \mathbb{I} \otimes H$

$-\mathcal{J} \to \int dt dq [\phi(t,q)\dot{\Pi}(t,q) - H]$ ejemplo de "spacetime quantum action"

- Estructura de producto tensorial en espacio-tiempo $\mathcal{H} = \bigotimes_{t,q} \mathfrak{H}$



- "Copias" en el tiempo del espacio de Hilbert $\mathfrak{H}$: $[Q_i(t), P_j(t)] = i\delta_{ij}\delta(t-t')$

- El generador de traslaciones temporales es $\mathcal{P}_t = \int dt\, \boldsymbol{P}(t) \cdot \dot{\boldsymbol{Q}}(t)$
$(e^{i\mathcal{P}_t\lambda} Q(t) e^{-i\mathcal{P}_t\lambda} = Q(t+\lambda) \in \mathfrak{H}_{t+\lambda})$
"Transformada de Legendre"$\to$

- $\mathcal{J} := \int dt\, [\boldsymbol{P}(t) \cdot \dot{\boldsymbol{Q}}(t) - \mathcal{H}(\boldsymbol{P}(t), \boldsymbol{Q}(t))]$

impone la teoría física en este escenario (evolución temporal)

Conclusiones y perspectivas

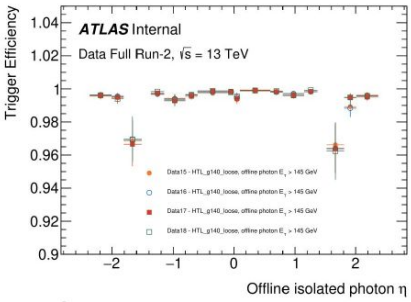
- El operador tiempo nos permitió explorar la simetría de Lorentz explícitamente a nivel del espacio de Hilbert
- Los espacios ampliados tienen relevancia física
- Generalización a campos $\to$ estructura producto tensorial al tiempo
- En ese escenario surgen naturalmente las "spacetime quantum actions" (*...para otra charla*!)
- Pespectivas
  - Aplicar explícitamente las spacetime quantum actions a las T.C.C. (matriz S, etc)
  - Profundizar la relación con las Path Integrals
  - Correlaciones cuanticas en el tiempo (entanglement/geometry connection, etc)

Gracias

14 **Dr. Joaquín Hoya (CONICET)**
"Trigger y Búsqueda de SUSY en ATLAS"

Trigger y Búsquedas de SUSY en ATLAS

12vo Encuentro de Becarixs IFLP Abril 2021
J. Hoya (jhoya@fisica.unlp.edu.ar)
Directora: MT. Dova
Co-director: F. Monticelli

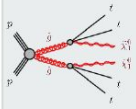


Eficiencias del trigger de fotones

- Sistema de trigger esencial para ATLAS.
- Cómputo de las eficiencias para todos los análisis de Run-2, vs **η**, **ET** y **pile-up**.
- Método Bootstrap data-driven.
- Altas eficiencias y estabilidad.
- Robustez contra pile-up.

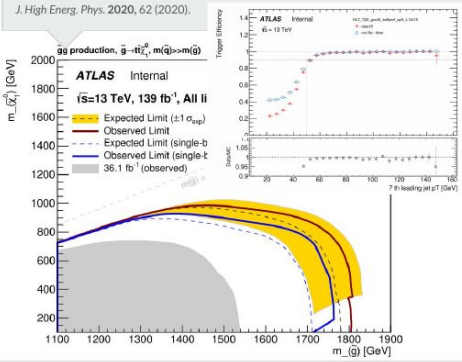
Eur. Phys. J. C **80**, 47 (2020)

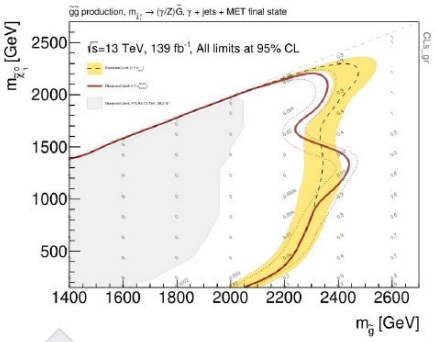
SUSY con múltiples jets y sin leptones



- Estado final con múltiples jets y MET.
- Desafiante por la (muy) alta actividad hadrónica. Trigger con 7 jets.
- Sin excesos sobre el Modelo Estándar.
- Límites para diferentes modelos con mismos estados finales: Gtt, RPV, pMSSM, etc.

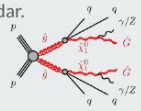
J. High Energ. Phys. **2020**, 62 (2020).





SUSY con fotones, jets y MET

- Estado final con fotones, jets y MET.
- Trigger con 1 fotón con ET> 140 GeV.
- Sin excesos sobre el Modelo Estándar.
- Límites en la masa del gluino de hasta **2.4 TeV** (los más estrictos)



Paper en proceso de aprobación interna.

En proceso: Identificación de fotones con ML Utilizar NN para mejorar la eficiencia en la identificación de fotones. Trabajo en conjunto con F. Sili y F. Alonso.

15 **Lic. Marco Di Tullio (CONICET)**
"Entrelazamiento fermiónico de un cuerpo como recurso"

Entrelazamiento fermiónico de un cuerpo como recurso

Entrelazamiento de un cuerpo: $S^{sp}(|\psi\rangle) = \mathrm{Tr}\, h(\rho^{sp}) = \sum_\nu h(\lambda_\nu)$,

$h(\lambda_\nu) \equiv -\lambda_\nu \log_2 \lambda_\nu - (1-\lambda_\nu)\log_2(1-\lambda_\nu)$, $\quad \rho^{sp}_{ij} = \langle\psi|c_j^\dagger c_i|\psi\rangle$

Desc. de Schmidt 1–(N-1): $|\psi\rangle = \frac{1}{N}\sum_\nu \sqrt{\lambda_\nu} c_\nu^\dagger C_\nu^{(N-1)\dagger}|0\rangle$

Teoría de recursos: Estados libres $\rightarrow$ DS, Operaciones libres$\rightarrow$ ONG

$\varepsilon(\rho) = \sum_j K_j \rho K_j^\dagger$ es ONG sii $\lambda(\rho^{sp}) \prec \sum_j p_j \lambda(\rho_j^{sp})$

Mayorización implica $S(\rho^{sp}) \geq \sum_j p_j S(\rho_j^{sp})$, $\forall$ entropía S

Operaciones ONG: Unitarias de un cuerpo: $U = exp[-i\sum_{k,k'} H_{k'k} c_{k'}^\dagger c_k]$

Medidas de ocupación: $P_k = c_k^\dagger c_k$, $P_{\bar{k}} = c_k c_k^\dagger \rightarrow \lambda(\rho^{sp}) \prec p_k \lambda(\rho_k^{sp}) + p_{\bar{k}}\lambda(\rho_{\bar{k}}^{sp})$

Generalización: $M_k = \alpha P_k + \beta P_{\bar{k}}$, $M_{\bar{k}} = \gamma P_k + \delta P_{\bar{k}}$, Destruir y crear: c_k y $c_k^\dagger$

S^{sp} **es un *recurso***: 1. FLO ($S^{sp} = 0$) simulable clásicamente
2. Necesario para bipartite entanglement con N local fijo.

PHYSICAL REVIEW A **102**, 042410 (2020)

One-body entanglement as a quantum resource in fermionic systems

N. Gigena,[1] M. Di Tullio,[1] and R. Rossignoli[1,2]

[1] *IFLP/CONICET and Departamento de Física, Universidad Nacional de La Plata, C.C. 67, La Plata 1900, Argentina*
[2] *Comisión de Investigaciones Científicas (CIC), La Plata 1900, Argentina*

M. Di Tullio (IFLP) | Encuentro de Becarixs | 6 de Abril de 2021 | 1 / 1

16

Lic. Mauro Granado (CONICET)

"Dinámica de las oscilaciones de alta frecuencia en registro de crisis epiléptica"

I F L P CONICET U N L P

Neural Computation Lab

dinámica de las oscilaciones de alta frecuencia en registro de crisis epiléptica

becario: mauro granado
director: dr montani fernando

epilepsia

- enfermedad neurológica crónica
- crisis recurrentes durante toda la vida del paciente
- tratamiento farmacológico o cirugía resectiva de la zona epileptógena (ZE)

la ZE es la zona cortical responsable de la generación de las convulsiones

es necesario poder delimitarla con precisión para el tratamiento quirúrgico

EEG intracraneal y HFO

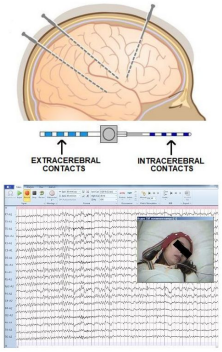
- electrodos intracerebrales
- registro del LFP en la vecindad del electrodo
- alta resolución temporal (2kHz)
- estudio de las oscilaciones cerebrales

en particular las HFO (*high frecuency oscillations*)

son oscilaciones por encima de los 50 Hz

están vinculadas con la actividad epiléptica

son **biomarcadores**



cuantificadores de la teoría de la información

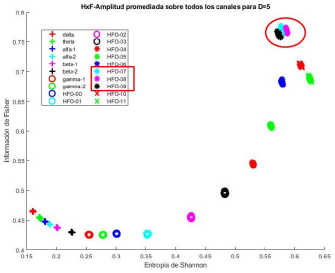
- entropía de Shannon: $S[P] = -\sum_{i=1}^{N} p_i ln(p_i) \longrightarrow H[P] = S[P]/S_{max}$
- información de Fisher: $F[P] = F_0 \sum_{i=1}^{N-1} (\sqrt{p_{i+1}} - \sqrt{p_i})^2$

a partir de la serie temporal de la señal registrada, se construye la función de probabilidad *p* mediante la metodología de **Bandt-Pompe** (patrones ordinales)

$$(x_1, x_2, \boxed{x_3, x_4, x_5}, \ldots, x_n)$$

D=3

plano de información HxF para todas las bandas



- se realizaron los cálculos para distintos D
- periodos basales y preictales

- **la información de Fisher se maximiza para HFO7-HFO8-HFO9 que corresponde a (300 - 420) Hz**
- existen indicios para esta banda de ser la más informativa en cuanto a la dinámica del proceso epiléptico

I F L P CONICET U N L P

Neural Computation Lab

muchas gracias por escuchar :)

17 **Dr. Andrés Daniel Pérez (CONICET)**
"Búsqueda de señales de materia oscura con deep learning en el LHC"

Búsqueda de señales de materia oscura con deep learning en el LHC

Andres D. Perez - andres.perez@iflp.unlp.edu.ar
En colaboración con Ernesto Arganda, Anibal Medina, y Alejandro Szynkman

Resumen. En este trabajo estudiamos varios modelos simplificados de materia oscura y sus señales en el LHC utilizando redes neuronales. Nos enfocamos en el canal usual compuesto por un monojet y energía transversa perdida, pero para entrenar los algoritmos organizamos los datos en histogramas en vez de emplearlos evento a evento. Esto resulta en un gran incremento del rendimiento para distinguir entre señales de solo Modelo Estandard (SM) y SM más nueva física. Encontramos que los resultados de las redes neuronales no cambia con el número de eventos de fondo, si el rendimiento se muestra en función de S/√B, donde S y B son los números de eventos de señal y fondo por histograma, respectivamente. Finalmente, proponemos clasificadores multi-modelo para búscar e identificar señales de nueva física de una manera más general, en los próximos datos del LHC.

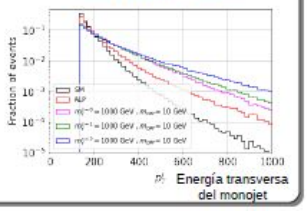
Modelos y simulación

Modelos simplificados de materia oscura (DM):

- DM con un mediador de spin 0 (ej. Higgs portal)
- DM con un mediador de spin 1 (ej. SUSY WIMPs)
- DM con un mediador de spin 2 (ej. Graviton)
- Axion-Like Particle (ALP) como DM

Definimos modelos de referencia y generamos **1.5M** eventos por modelo con **MadGraph5_aMC@NLO, Pythia y Delphes** con las características de ATLAS para **√s= 14TeV**

Canal: monojet más energía transversa perdida



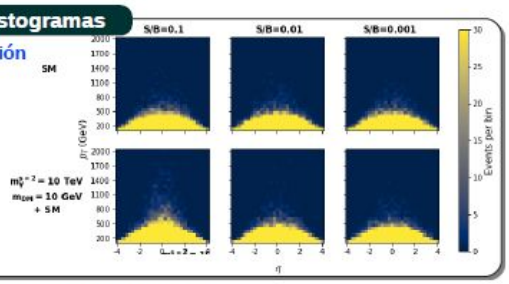
Datos como histogramas

Otra representación de los datos:

Histogramas hechos con el par (p_T^{jet}, η^{jet})

S: # eventos NP
B: # eventos SM

B = 50k



Red con: datos evento a evento

DNN: Red Neuronal Profunda

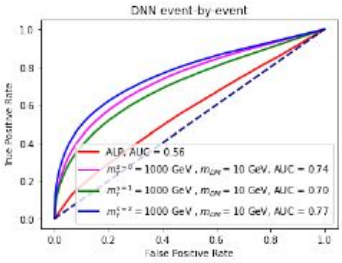
→ **Distinguir eventos SM de eventos nueva física**

Aprendizaje supervisado

Cada evento tiene la información del monojet → (p_T^{jet}, η^{jet}, φ^{jet})

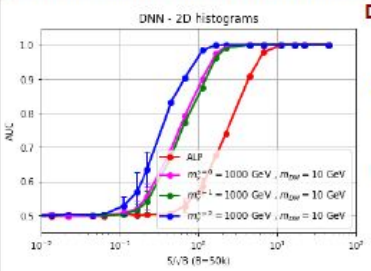
AUC: medida convencional para determinar el rendimiento de clasificadores binarios

AUC=1 clasificador perfecto, **AUC=0.5** clasificador al azar



La representación evento a evento no es muy eficiente

Red con: datos como histogramas



El rendimiento no se modifica significativamente para distintos valores de B, si presentamos el resultado en función de S/√B.

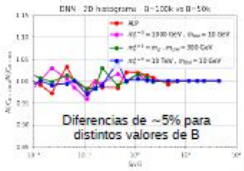
DNN: Red Neuronal Profunda

→ **Distinguir histogramas con SM de histogramas de SM + nueva física**

Aprendizaje supervisado

Cada histograma es una muestra

→ **Mejor rendimiento comparado con la representación evento a evento**



Diferencias de ~5% para distintos valores de B

18 **Dr. Diego Bussandri (CONICET)**
"Los estados separables pueden exhibir teleportación cuántica"

Los estados separables pueden exhibir teleportación cuántica

D. G. Bussandri[α], M. A. Portesi[α,β] & A. P. Majtey[γ,δ]

α) IFLP β) UNLP γ) IFEG δ) FaMAF

Introducción (1)

- La teleportación cuántica es uno de los físicos fenómenos más intrigantes permitidos por la mecánica cuántica. Consiste de la transmisión de un estado cuántico de un sistema a otro de manera instantánea.
- La variedad de protocolos se divide en dos: 1) Teleportación perfecta: El protocolo transmite los estados de entrada con probabilidad uno; 2) Teleportación probabilística: La transmisión se lleva a cabo con probabilidad p.
- La medida usual utilizada para cuantificar la habilidad de un dado protocolo para llevar a cabo una *teleportación* es la *fidelidad media*.

IMPORTANTE: La teleportación perfecta no es posible empleado procedimientos clásicos. Si los estados a teleportar son puros, entonces la fidelidad media máxima alcanzable por un protocolo clásico es $2/3$.

Protocolo cuántico estándar de teleportación:

Sean A, B y C tres qubits.
Estado a teleportar (INPUT):

$$\rho_A = \frac{1}{2}(\mathbb{1}_A + \boldsymbol{t}\cdot\boldsymbol{\sigma}) \tag{1}$$

Estado recurso:

$$M_1^{BC} = |\psi^+\rangle\langle\psi^+| \tag{2}$$
$$M_2^{BC} = |\psi^-\rangle\langle\psi^-| \tag{3}$$
$$M_3^{BC} = |\phi^+\rangle\langle\phi^+| \tag{4}$$
$$M_4^{BC} = |\phi^-\rangle\langle\phi^-| \tag{5}$$

Siguiente paso: **Medición (Bell) sobre $A+B$**, $\mathcal{M} = \{M_i^{AB}\}_{i=1}^4$.

Estados condicionales en C:

$$\rho_{C|i} = \frac{\mathrm{Tr}_{AB}\left[M_i^{AB}\otimes\mathbb{1}_C\rho_A\otimes\rho\right]}{p_i}, \tag{6}$$
$$p_i = \mathrm{Tr}\left[M_i^{AB}\otimes\mathbb{1}_C\rho_A\otimes\rho\right], \tag{7}$$

Último paso: **Bob aplica U_i sobre $\rho_{C|i}$ para *corregir***.

Caso particular: **Estado de Werner como recurso.**

$$\rho = pM_1^{BC} + \frac{(1-p)}{4}\mathbb{1}_B\otimes\mathbb{1}_C, \tag{8}$$

Bob recibe luego de aplicar las transformaciones correctas:

$$U_i\rho_{C|i}U_i^\dagger = \frac{1}{2}(\mathbb{1}_C + p\boldsymbol{t}\cdot\boldsymbol{\sigma}) = \tilde{\rho}_C. \tag{9}$$

→

Fidelidad Promedio

Sea $\mathcal{P}$ un protocolo con outputs $\tilde{\rho}_i$, con probabilidad p_i, para teleportar ρ_A.
Score:

$$\mathcal{Q}(\rho_A) = \sum_{i=1}^{n} p_i F(\rho_A, \tilde{\rho}_i) \tag{10}$$

$$F(\rho_A, \tilde{\rho}_i) = \mathrm{Tr}\left[\sqrt{\sqrt{\rho_A}\tilde{\rho}_i\sqrt{\rho_A}}\right]^2 \tag{11}$$

Score del protocolo $\mathcal{P}$:

$$\overline{F} = \int_B d^3\boldsymbol{t} f(\boldsymbol{t})\mathcal{Q}(\rho_A) \tag{12}$$

con $f(\boldsymbol{t})$ una distribución a priori de estados.
Distribución uniforme:

$$\overline{F} = \frac{3}{4\pi}\int_B d^3\boldsymbol{t}\mathcal{Q}(\rho_A) \tag{13}$$

Distribución estados puros aleatorios:

$$\overline{F} = \frac{1}{4\pi}\int_S d^2\boldsymbol{t}\mathcal{Q}(\rho_A) \tag{14}$$

Protocolo cuántico estándar con un estado de Werner *separable* como recurso

Sea $p \leq 1/3$.
Score para ρ_A:

$$\begin{aligned}\mathcal{Q}(\rho_A) &= F(\rho_A, \tilde{\rho}_C)\\ &= \frac{1}{2}\left(1 + pt^2 + \sqrt{(1-p^2t^2)(1-t^2)}\right)\end{aligned} \tag{15}$$

Score para el protocolo, considerando INPUTS puros:

$$\overline{F} = \frac{1}{2}(1+p). \leq 2/3 \tag{16}$$

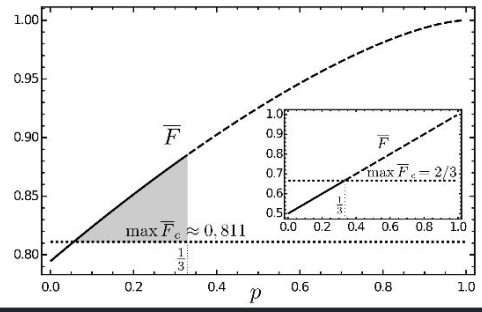
Score para el protocolo, considerando INPUTS mixtos:

$$\overline{F} = \frac{1}{2} + \frac{3}{10}p + \tag{17}$$
$$+\frac{3}{2}\int_0^1 dt\, t^2\sqrt{(1-p^2t^2)(1-t^2)}. \tag{18}$$

PREGUNTA:

¿Es posible superar el score para estados mixtos aleatorios considerando un estado separable como recurso?

Resultado Principal



Protocolo clásico

Primer paso: Se mide sobre ρ_A con una POVM $\mathcal{M} = \{M_i\}_i$ ($p_i = \mathrm{Tr}[M_i\rho_A]$).
Segundo: Si se obtuvo i, preparamos (*guessing strategy*) $\tilde{\rho}_i$ como estado output.

Máximo score del protocolo clásico para estados INPUT puros:

$$\max \overline{F} = \frac{2}{3}. \tag{19}$$

Máximo score estados INPUT mixtos:

$$\begin{aligned}\max \overline{F} &= \frac{1}{160}\left(80 + \sqrt{256 + 225\pi^2}\right)\\ &\approx 0.811\end{aligned} \tag{20}$$

Contact Information

Web: sites.google.com/view/bussandrisd
Email: diegobussandri@gmail.com

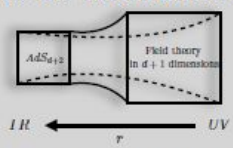
I F L P
CONICET
U N L P

19 **Lic. Tobías Canavesi (CONICET PUE)**
"Estudiando la estabilidad de sistemas autogravitantes"

Sobre la estabilidad de sistemas autogravitantes

Tobías Canavesi en colaboración con Nicolás Grandi, Pablo Pisani & Octavio Fierro.

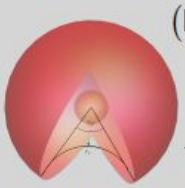
- Previamente se estudio la solución de estrella de neutrones en un espacio asintóticamente Anti-de Sitter, cuyo dual de teorías de campos corresponde a un sistema de fermiones en un estado altamente degenerado.



$$ds^2 = L^2\left(-e^{\chi}\left(1-\frac{2\tilde{M}}{r}+r^2\right)dt^2+\frac{dr^2}{1-\frac{2\tilde{M}}{r}+r^2}+r^2 d\Omega_2^2\right),$$

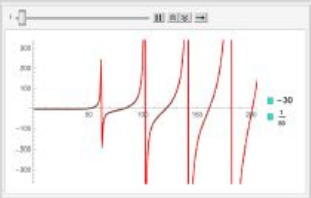
- Perturbamos el background con un campo escalar neutral. ¿ Por qué ?
- La función de correlación de dos puntos de la CFT para operadores escalares con dimensión de escala Λ puede expresarse en términos de los coeficientes leading y sub-leading A(k) y B(k) correspondientes a un campo escalar masivo en AdS.

$$\left(\Box - \mathrm{m}^2\right)\Phi = 0 \longrightarrow \frac{1}{2}\left(\nu' - \lambda' + \frac{2}{r}\right)R'_{\omega\ell} + e^{\lambda}\left(\omega^2 e^{-\nu} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} - L^2M^2\right)R_{\omega\ell} = 0$$



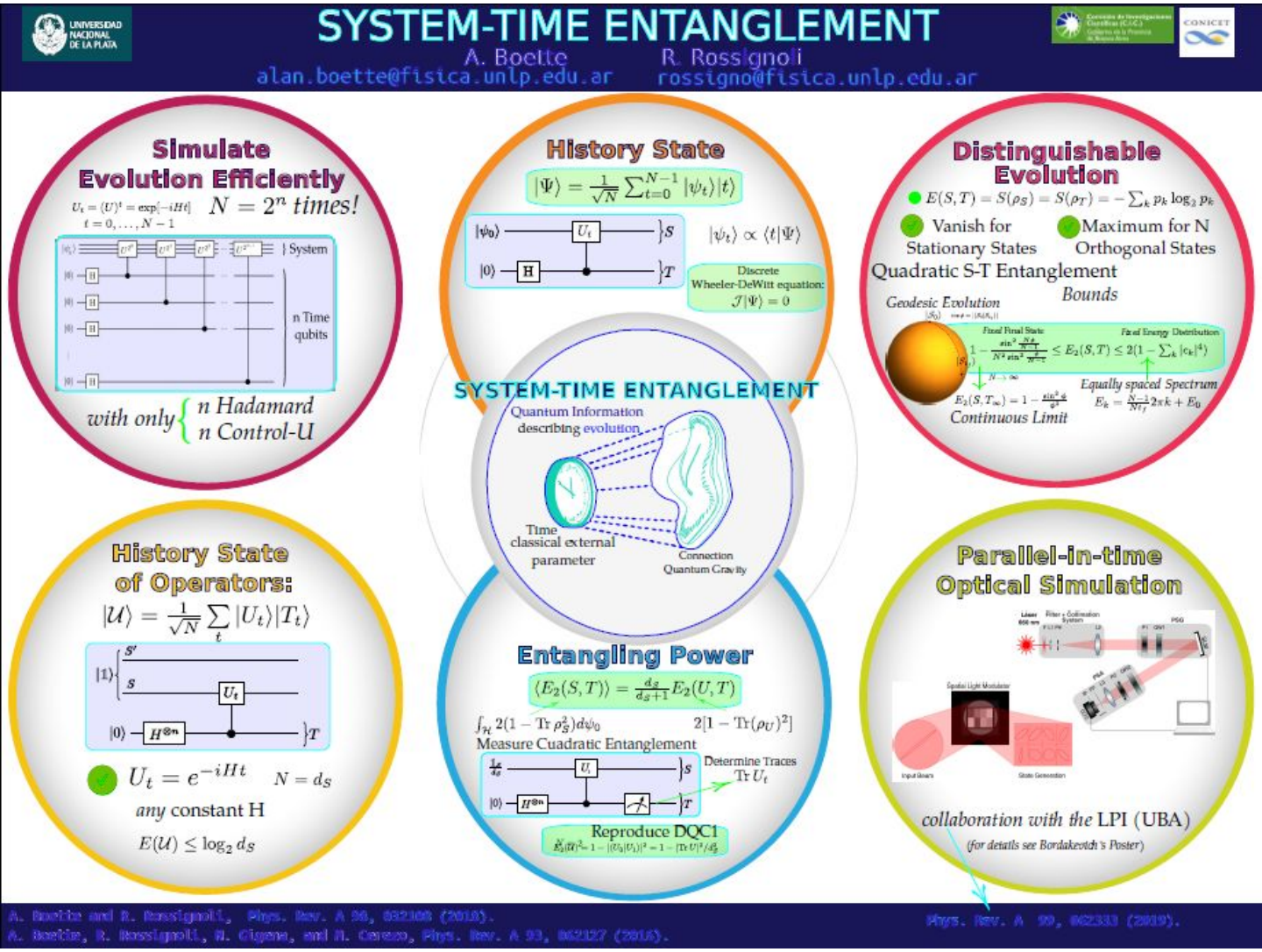
$$< O(-k)O(k) >= B(k)/A(k) \longleftrightarrow R_{\omega l} = A(k)r^{-d+\Lambda-1} + B(k)r^{-\Lambda} + \ldots$$

$$\Lambda = (d+1)/2 + \sqrt{(d+1)^2/4 + m^2L^2}$$



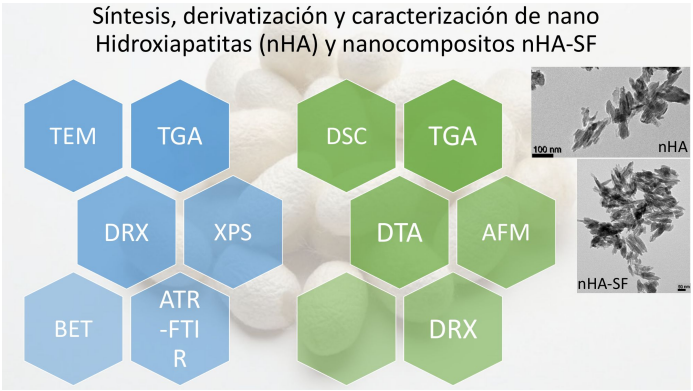
EBEC2021

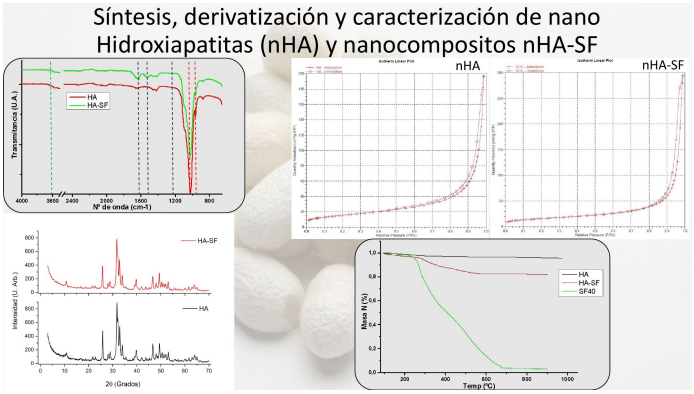
20 **Dr. Alan Boette (CONICET)**
"Entrelazamiento en el Tiempo de Estados Historia"

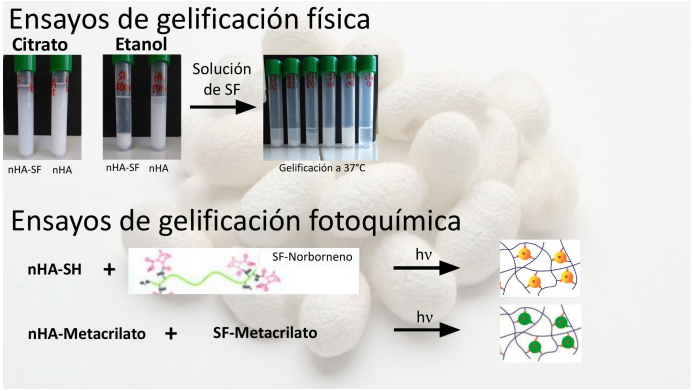


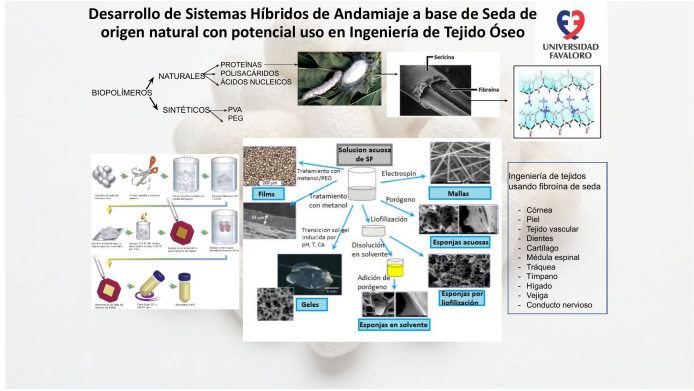
Charla Extendida 3: Dra. María Laura Dittler (CONICET), Lic. Victoria Machain (Favaloro) y Emiliano Bértoli (CONICET)

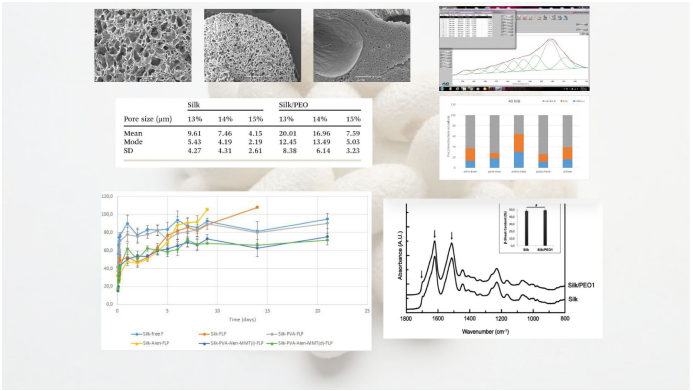
Grupo BIOMIT

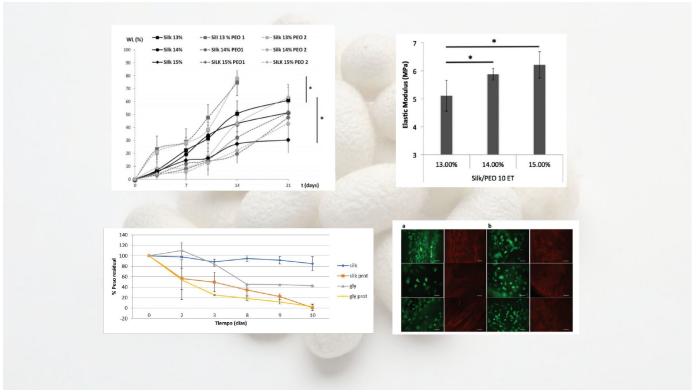






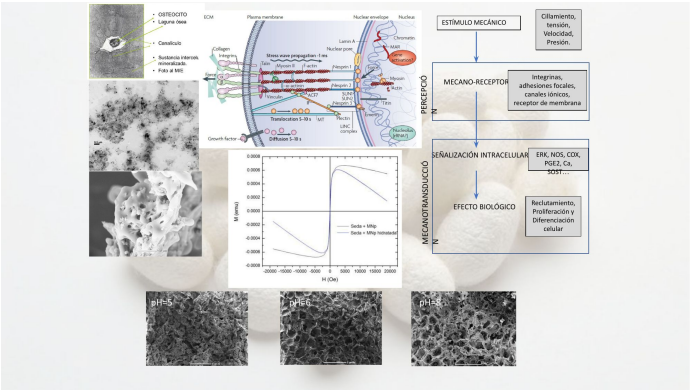


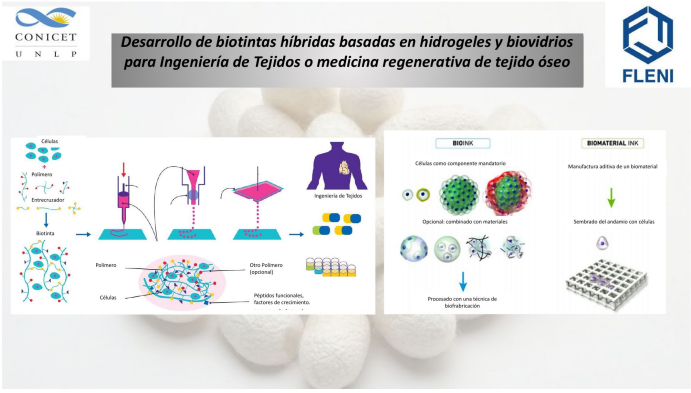


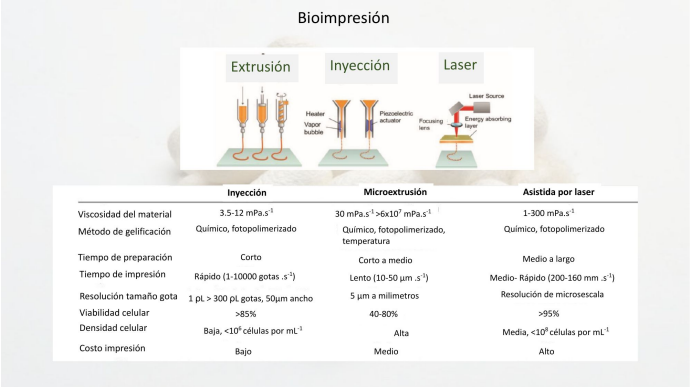


Charla Extendida 3: Dra. María Laura Dittler (CONICET), Lic. Victoria Machain (Favaloro) y Emiliano Bértoli (CONICET)

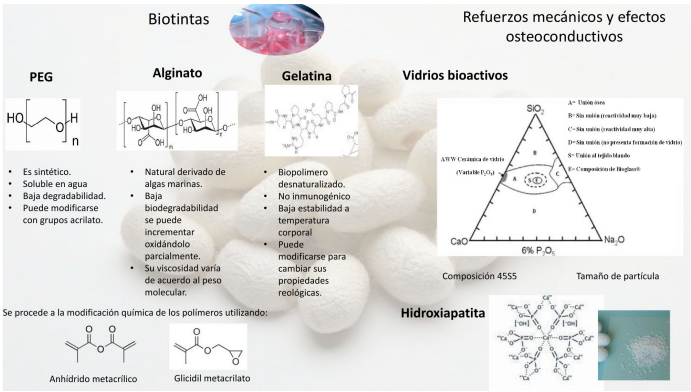
Grupo BIOMIT







	Inyección	Microextrusión	Asistida por laser
Viscosidad del material	3.5-12 mPa.s^{-1}	30 mPa.s^{-1} >6x10^7 mPa.s^{-1}	1-300 mPa.s^{-1}
Método de gelificación	Químico, fotopolimerizado	Químico, fotopolimerizado, temperatura	Químico, fotopolimerizado
Tiempo de preparación	Corto	Corto a medio	Medio a largo
Tiempo de impresión	Rápido (1-10000 gotas .s^{-1})	Lento (10-50 µm .s^{-1})	Medio- Rápido (200-160 mm .s^{-1})
Resolución tamaño gota	1 pL > 300 pL gotas, 50µm ancho	5 µm a milimetros	Resolución de microsescala
Viabilidad celular	>85%	40-80%	>95%
Densidad celular	Baja, <10^6 células por mL^{-1}	Alta	Media, <10^6 células por mL^{-1}
Costo impresión	Bajo	Medio	Alto



21

Dr. Guillermo Muñoz Medina (CONICET)

"Diseño de nanoactuadores con alta respuesta magnética para aplicaciones en medicina y remediación ambiental"

Lic. Martín Parlanti (CONICET) y Lic. Lucas Martin (CONICET)

Dispersión Inelástica Profunda de *Glueballs* y Bariones desde la Teoría de Cuerdas

L. Martín, M. Parlanti, M. Schvellinger

IFLP-CCT-La Plata, CONICET y Departamento de Física, Universidad Nacional de La Plata.

1-*Hard Scattering* desde Teoría de Cuerdas

Consideramos procesos de altas energías para ángulo fijo para la dispersión de 2 *glueballs* a m *glueballs* para una teoría de *gauge* confinante en el IR y asintóticamente libre en el UV. Buscamos generar una amplitud desde teoría de cuerdas tal que reproduzca este comportamiento *hard* en altas energías [1].

- $U = \frac{r}{\alpha'}$ con $\alpha' \to 0$, $r \to 0$: $ds^2 = \frac{r^2}{R^2}\eta_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu + \frac{R^2}{r^2}dr^2 + R^2 ds^2_X$ con $R^4 \sim gN\alpha'^2$.
- $\widetilde{p}_{\mu,10d} = \frac{R}{r}p_{\mu,4d} \Rightarrow Redshift$.
- Si $\widetilde{p}_\mu \sim R^{-1}$ en el AdS, entonces $p \sim \frac{r}{R^2} \Rightarrow$ en $lim\ r \to \infty$ un observador en el borde del AdS mediría un proceso de altas energías.
- Debemos introducir un *cutoff* IR en la teoría de $\mathcal{N} = 4$ para que exista una escala en la teoría conforme fijando un r_{min}: $r_{min} \sim \Lambda R^2$.
- La inversa de la tensión de la cuerda $\widehat{\alpha'}$ desde la teoría de *gauge*: $(gN)^{-1/2}\Lambda^{-2}$. Si $\lambda = Ng$ se llega a $\sqrt{\alpha'}\widetilde{p} = \sqrt{\widehat{\alpha'}}p(\frac{r_{min}}{r}) \leq \sqrt{\widehat{\alpha'}}p$.
- El *scattering* de *glueballs* se entiende como la inserción de operadores de vértice de *dilatones* Φ: $\Phi = e^{ip.x}\Psi(r,\Omega)$.
- Se propone $\mathcal{A}(p) = \int drd\Omega\sqrt{-g}\mathcal{A}_{string}(\widetilde{p})\prod_{i=1}^{m+2}\psi_i(r,\Omega)$. Amplitud dominada por el radio $r_{scatt} \sim R\sqrt{\alpha'}p \sim (\sqrt{\widehat{\alpha'}}p)r_{min}$.
- En $lim\ r \to \infty$: $\psi(r,\Omega) - Cf(\frac{r}{r_{min}})g(\Omega)$ y $f \to (\frac{r}{r_{min}})^{-\Delta}$.
- Se llega a $\mathcal{A}(p) \sim \frac{(gN)^{\frac{1}{2}(\Delta-2)}}{N^m\Lambda^{m-2}}(\frac{\Lambda}{p})^{\Delta\ \ 4}$.
- El escaleo de la amplitud con la energía es como en QCD con la identificación $n_i - \Delta_i$.
- Resultado válido para operadores de spin no nulo con $\Delta_i \to \tau_i = \Delta_i - \sigma_i$ (*twist* del operador de mínimo *twist* que crea al operador hadrónico i-ésimo).

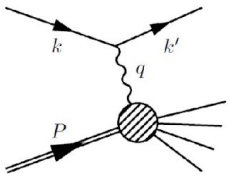
En QCD tenemos

$$\mathcal{A}(p) \sim \frac{(gN)^{\frac{1}{2}(\tau-2)}}{N^m\Lambda^{m-2}}\left(\frac{\Lambda}{p}\right)^{\tau-4},$$

lo cual se entiende como el *hard scattering* desde la teoría de cuerdas [2].

2-Dispersión inelástica profunda (DIS)

- Parámetro de Bjorken: $x = \frac{-q^2}{2P.q}$, rango físico $0 < x < 1$.
- Tomamos el límite $q >> \Lambda$, escala de confinamiento.
- $\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{e^4}{q^4 x^2 64ME}\frac{E'}{E}W^{\mu\nu}l_{\mu\nu}$
- $l_{\mu\nu} \Rightarrow$ tensor leptónico de pQED
  $W_{\mu\nu} \Rightarrow$ tensor hadrónico



Podemos determinar la estructura tensorial de $W_{\mu\nu}$ mediante simetrías. Si el hadrón incidente tiene spin 0,

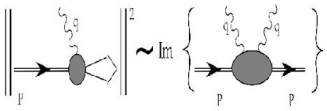
$$W_{\mu\nu} = F_1(x,q^2)\left(\eta_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) - \frac{F_2(x,q^2)}{P\cdot q}\left(P_\mu - \frac{q_\mu}{2x}\right)\left(P_\nu - \frac{q_\nu}{2x}\right).$$

donde F_1, $F_2 \Rightarrow$ funciones de estructura.

Calculando mediante el teorema óptico tenemos que $F_i \propto Im(\tilde{F}_i)$ y con eso

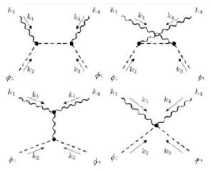
$$T_{\mu\nu} = i\langle P,h'|\hat{T}J_\mu(q)J_\nu(0)|P,h\rangle$$

y obtenemos la misma forma para $\tilde{F}_1$ y $\tilde{F}_2$. .



3-DIS desde Teoría de Cuerdas

En el rango en el cual las amplitudes de dispersión de la teoría de supercuerdas son adecuadas para calcular el proceso de DIS se construye un Lagrangiano efectivo y se derivan los siguientes diagramas de Feynman, relevantes para el cálculo. Ejemplo: el *glueball*.



Desde teoría de cuerdas obtenemos la amplitud de dispersión [3]

$$A_4^{closed} = -i\pi^2 g_s^2\alpha'^6\frac{\Gamma\left(-\frac{\alpha's}{4}\right)\Gamma\left(-\frac{\alpha'u}{4}\right)\Gamma\left(-\frac{\alpha't}{4}\right)}{\Gamma\left(1+\frac{\alpha's}{4}\right)\Gamma\left(1+\frac{\alpha'u}{4}\right)\Gamma\left(1+\frac{\alpha't}{4}\right)} \times K_4^{closed},$$

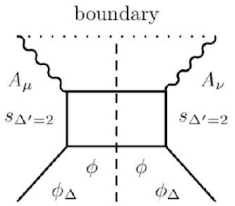
donde el término cinético de cuerdas cerradas $K_4^{closed}(k_1,k_2,k_3,k_4)$ se puede escribir como el producto de dos términos cinéticos de cuerdas abiertas $K_4^{open}\left(\frac{1}{2}k_1,\frac{1}{2}k_2,\frac{1}{2}k_3,\frac{1}{2}k_4\right) \times K_4^{open}\left(\frac{1}{2}k_1,\frac{1}{2}k_2,\frac{1}{2}k_3,\frac{1}{2}k_4\right)$ propagándose a izquierda y derecha.

Resta realizar el cálculo a órdenes mayores en el *genus* desde la teoría de cuerdas.

4- La principal contribución: el Canal T

Para un hadrón incidente de spin $\frac{1}{2}$ obtenemos que el tensor hadrónico se escribe como

$$W_{\mu\nu} = T^{F_1}_{\mu\nu}\left[F_1 + \frac{MS.q}{2P.q}g_3\right] - T^{F_2}_{\mu\nu}\left[F_2 + \frac{MS.q}{P.q}g_4\right] - T^{g_3}_{\mu\nu}g_3 - i\left[T^{g_1}_{\mu\nu}g_1 + T^{g_2}_{\mu\nu}g_2 + T^{F_3}_{\mu\nu}F_3\right].$$



$$F_1 \sim \frac{1}{N^2}\sum_{M_2,M_3}\int\frac{d^3p'\,d^3q'}{2E_{p'}2E_{q'}}\delta^4\left(\sum P\right)2q^2\left[v_t^2 + 4x^2(v_s\cdot v_t)^2\right]\left(q^{-2\Delta_{int}}\right)$$

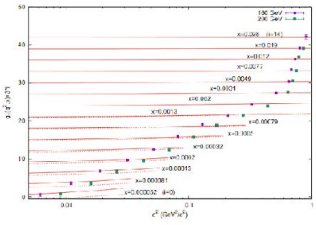
$$F_2 \sim \frac{1}{N^2}\sum_{M_2,M_3}\int\frac{d^3p'\,d^3q'}{2E_{p'}2E_{q'}}\delta^4\left(\sum P\right)4xq^2\left[v_t^2 + 12x^2(v_s\cdot v_t)^2\right]\left(q^{-2\Delta_{int}}\right)$$

La función de estructura longitudinal se escribe como [4][5][6][7]

$$F_L = F_2 - 2xF_1$$
$$= f_2^{(0)}\left(\frac{\Lambda^2}{q^2}\right)^{\Delta-1} + \frac{1}{N^2}\left(f_2^{(1)} - 2xf_1^{(1)}\right)\left(\frac{\Lambda^2}{q^2}\right) + \frac{1}{N^4}\left(f_2^{(2)} - 2xf_1^{(2)}\right)\left(\frac{\Lambda^2}{q^2}\right) + \ldots$$

- Los límites $q^2 >> \Lambda^2$ y $N >> \lambda >> 1$ no conmutan.
- El límite físico es aquel en el cual tomamos primero $q^2 >> \Lambda^2$ y luego el $N >> \lambda >> 1$. Entonces, la contribución dominante corresponde al gráfico mostrado en la figura, el cual involucra el intercambio de dos partículas intermedias en el *scattering* de Compton.

Fenomenología



Curvas obtenidas mediante el cálculo con el pomerón holográfico para bariones de spin 1/2 y ajustadas con los datos experimentales presentados por *COMPASS Collaboration*.

Referencias

[1] Polchinski & Strassler, Phys.Rev.Lett. 88 (2002) 031601,
[2] Polchinski & Strassler, JHEP 05 (2003) 012,
[3] Koile, Kovensky & Schvellinger, JHEP 05 (2015) 001,
[4] Jorrin, Kovensky & Schvellinger, JHEP 04 (2016) 113,
[5] Jorrin, Kovensky & Schvellinger, JHEP 12 (2016) 003,
[6] Kovensky, Michaelki & Schvellinger, Phys.Rev.D 99 (2019) 4, 046005,
[7] Kovensky, Michaelki & Schvellinger, JHEP 10 (2018) 084.

24 Dr. Odin Vázquez Robaina (CONICET Latinoamericana)

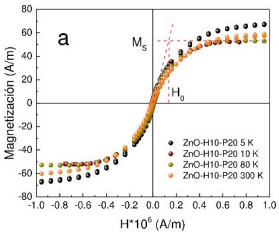
E-Bec 2021

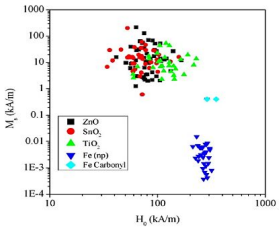
Magnetismo d^0 y modelo GOP aplicado al ZnO y TiO_2.

Odin Vázquez Robaina, Claudia E. Rodríguez Torres

I F L P
CONICET
U N L P

DIM = Magnetismo d^0.





- $M \neq M(T)$ para $5\ K < T < 300\ K$.
- Hay poca o ninguna histéresis a cualquier temperatura.
- Fenómeno relacionado con efectos de superficie.

- $M_s \ll H_0$; uno a cuatro órdenes de magnitud menor que el campo de saturación H_0≈100 kA/m extrapolado a partir de la susceptibilidad inicial.
- La fracción de volume magnético $f = M_s/M_{loc} = NM_s/H_0$ es pequeña $(10^{-6} - 10^{-4})$ pero la magnetización de la región magnética, M_{loc}, es grande; cientos de kA/m.

Modelo de Orbital Paramagnético Gigante (GOP)

✓La magnetización de saturación no está relacionada con un ordenamiento colectivo de espines a alta temperatura, sino con el paramagnetismo orbital gigante.

✓El momento es completamente inducido por el campo, no se alinea con él y tiene origen en corrientes electrónicas orbitales coherentes que circulan en dominios mesoscópicos.

✓Magnetismo relacionado a defectos superficiales.

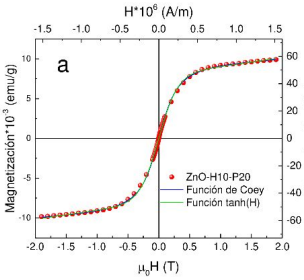
✓Cuando se aplica un campo la saturación está controlada por la mezcla de estados fundamentales y excitados.

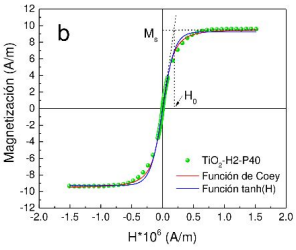
Ajuste de curvas magnéticas

$$M = M_S * tanh\left(\frac{H}{H_0}\right) \qquad M = M_S\left(\frac{x}{\sqrt{1+x^2}}\right)$$

$$x = C\mu_0 H$$

ZnO **TiO_2**





Función tanh (H)				Función de Coey	
ZnO					
$H_0\ (kA/m)$	$M_s\ (A/m)$	$M_{loc}\ (kA/m)$	$f * 10^{-5\star}$	$M_s\ (A/m)$	$C\ (T^{-1})$
296 ± 5	54.7 ± 0.3	889 ± 16	6.2 ± 0.1	52 ± 1	3.1 ± 0.1
TiO_2					
194 ± 4	9.3 ± 0.1	583 ± 11	1.59 ± 0.03	9.54 ± 0.04	4.22 ± 0.06
CeO_2					
120 ± 38	84 ± 46	360 ± 4	23.3 ± 0.1	58 ± 1	9.4 ± 0.7

Coey, J. M. D. (2019). Nature Materials, 18(7), 652–656.

La Plata, 7 de abril de 2021

25 Dr. Julio César Torres Patiño (CONICET Latinoamericana)

Camino Libre Medio de Neutrinos en Materia Neutrónica Polarizada

Julio Torres[1,2], **Eduardo Bauer**[1,2]

[1]Instituto de Física de La Plata, [2]Universidad Nacional de La Plata

Introducción

Una de las principales características de las estrellas de neutrones (pulsares), es que se mueven con velocidades mayores a las de su estrella progenitora. Una posible explicación para este problema, es la emisión asimétrica de neutrinos durante el proceso de enfriamiento de la estrella. Un punto de partida para explicar tal emisión asimétrica es estudiar al camino libre medio de neutrinos.

Nuestro objetivo es evaluar el camino libre medio de neutrinos al interactuar con materia neutrónica, a temperatura finita y en presencia de campos magnéticos intensos.

Elementos principales del modelo

- El camino libre medio λ se define como la distancia media que recorre un neutrino en entre dos colisiones sucesivas. Es calculado de la siguiente forma

$$\lambda(p) = \left(\frac{\sigma(p)}{V}\right)^{-1} \tag{1}$$

donde $\sigma(p)$ es la sección eficaz total y V es el volumen.

- Las interacciones entre el neutrino y el neutron son,

$$\begin{aligned} \nu + n &\Rightarrow \nu' + n' \\ \nu + n &\Rightarrow e^- + p^+ \end{aligned} \tag{2}$$

- Debemos desarrollar una EdE del medio, y hacer un cálculo auto consistente:

$$\rho, T, B \;\Rightarrow\; EdE \;\Rightarrow\; \mu_{n_0}, E_{n_0}, A \;\Rightarrow\; \lambda. \tag{3}$$

Hipótesis

- El medio está formado por materia puramente neutrónica a temperatura finita.
- Los neutrinos no se encuentran atrapados en la estrella y no poseen masa.
- Consideramos la presencia de un campo magnético intenso y localmente constante.
- Analizamos la dispersión inelástica de un neutrino en materia neutrónica y la absorción de un neutrino en materia neutrónica resultando en un electrón y un protón en el estado final.
- Empleamos el modelo de Hartree-Fock con la interacción LNS de Skyrme.

Resultados

El rango de variables considerado es el siguiente:

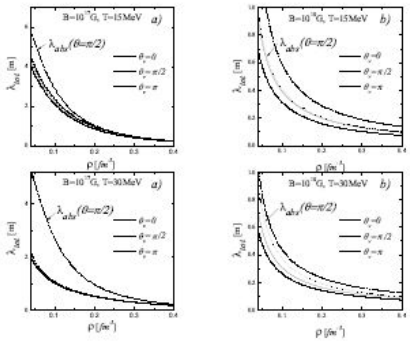
- Consideramos un rango de densidades de $0.04 < \rho < 0.4\text{fm}^{-3}$.
- Temperaturas que alcanzan hasta los 30MeV.
- Campos magnético en un rango desde $B = 0$G hasta $B = 10^{18}$G.

Para ambas reacciones λ_{dis} y λ_{abs}, de forma muy general tenemos,

- $\nu + n \Rightarrow \nu' + n'$
  - λ_{dis} depende fuertemente de la temperatura y débilmente del campo magnético.
  - λ_{dis} presenta una asimetría dependiente del angulo entre p_ν y B, siendo mayor a densidades bajas.
- $\nu + n \Rightarrow e^- + p^+$
  - λ_{abs} al tener partículas cargadas sus estados están parcialmente cuantizados mostrando los niveles de Landau.
  - λ_{abs} depende débilmente de la temperatura y fuertemente del campo magnético.

Definimos el camino libre medio total del neutrino λ_{tot}, de la siguiente manera:

$$\lambda_{tot} = \left(\frac{1}{\lambda_{abs}} + \frac{1}{\lambda_{dis}}\right)^{-1}, \tag{4}$$



Conclusiones

- La reacción que contribuye de forma dominante al camino libre medio total, depende del valor del campo magnético y de la temperatura, mientras que la densidad es en este caso una variable con menos influencia.
- Para $B = 0$, siempre es dominante la reacción de absorción.
- Cuando $B \neq 0$, ocurre lo siguiente:
  - λ_{abs} tiene una débil dependencia con la temperatura y decrece cuando el campo magnético aumenta.
  - λ_{dis} tiene una fuerte dependencia con la temperatura, decreciendo a medida que aumenta la temperatura; mientras que su dependencia con el campo magnético no es fuerte. Para $\theta_\nu = \pi/2$ es muy débil su dependencia del campo magnético.
  - En presencia de un campo magnético fuerte y para temperaturas bajas, la contribución dominante es λ_{abs}.
  - Al subir la temperatura, eventualmente λ_{dis} se transforma en la contribución dominante.
  - Para $B = 10^{17}$G, domina λ_{dis} a partir de $T \sim 15$MeV, mientras que para $B = 10^{18}$G, esto ocurre para $T \sim 30$MeV.
- El flujo de neutrinos emitidos es mayor cuando el neutrino incide paralelamente al campo magnético.
- La asimetría en λ_{tot}, crece con la intensidad del campo magnético y se reduce con el aumento de la densidad.
- El aumento de la temperatura conduce a un decrecimiento en la asimetría λ_{tot}.
- Para $\rho = 0.16\text{fm}^{-3}$ y un campo de $B = 10^{17}$G la asimetría es de $\sim 9\%$ y $\sim 3.4\%$, para $T = 15$MeV y $T = 30$MeV, respectivamente. Para $B = 10^{18}$G, es $\sim 58\%$ y $\sim 48\%$, a iguales temperaturas.

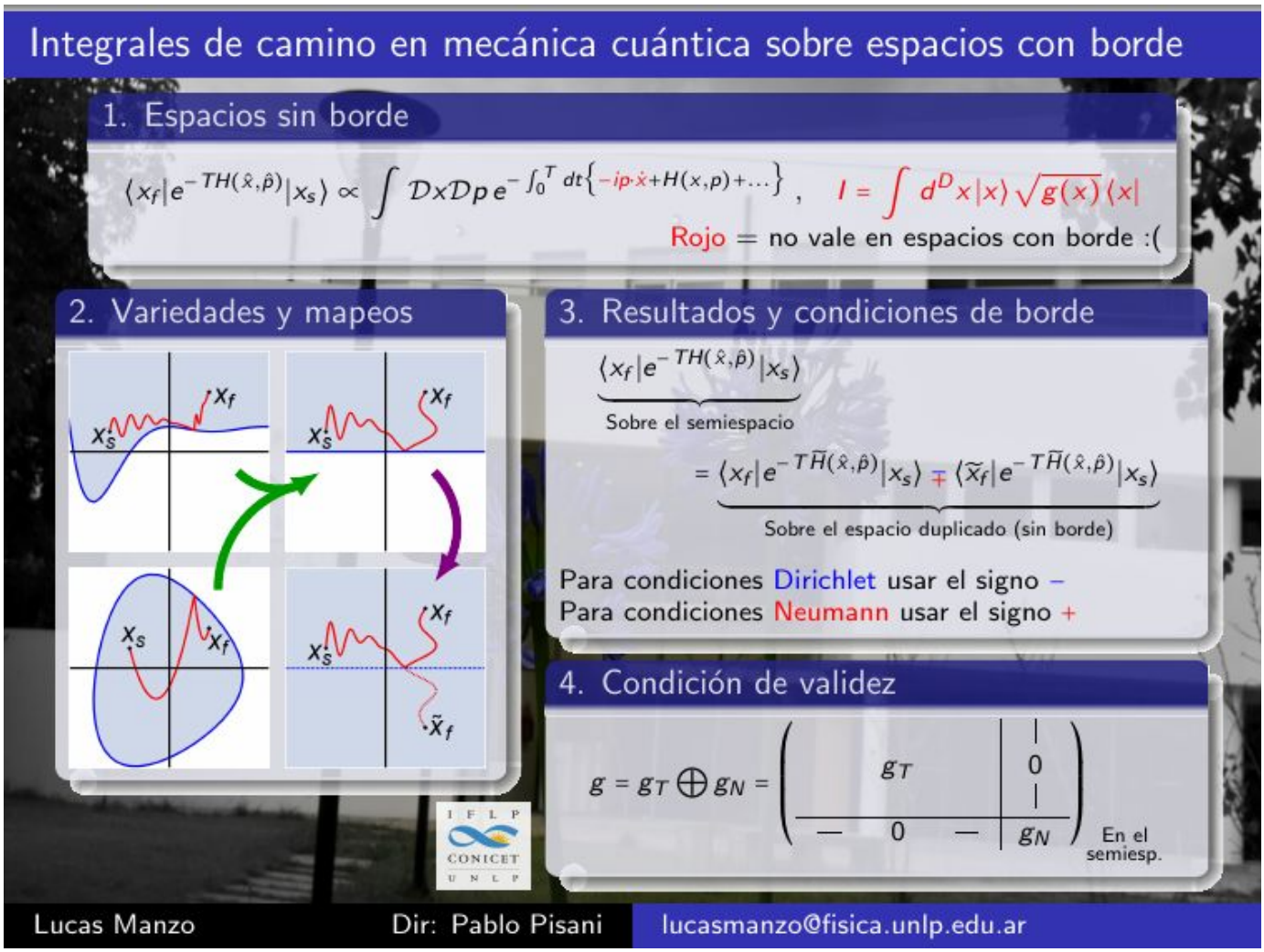
Próximamente: Beca Posdoctoral

El paso siguiente es desarrollar una ecuación de estado para materia estelar en equilibrio beta, a temperatura finita y bajo la acción de un campo magnético intenso. A partir de dicho cálculo, se evaluará un conjunto de reacciones entre el neutrino y los elementos de la materia estelar.

Referencias

https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.99.045808
https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.101.065806

27 Lic. Lucas Manzo (CONICET)
"Integrales de camino en mecánica cuántica sobre espacios con borde"



Charla Extendida 4: Dr. Román Baravalle (CONICET)

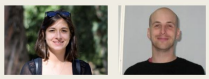
"Teoría de la Información para crear biomarcadores en señales cerebrales intracraneales"

TEORÍA DE LA INFORMACIÓN PARA CREAR BIOMARCADORES

en señales cerebrales intracraneales

Encuentro de Becarixs 2021 - IFLP

Grupo: Fernando, Mauro, Natalí, Monserrat, Federico, Nataniel y yo
Anteriormente: Romina y Lisandro



Istituto Italiano di Tecnología: Maria Bolla, Valter Tucci y Laura Cancedda

¿Cuál es el efecto de la Bumetanida en el comportamiento de modelos animales de síndromes genéticos?

- Esta es la motivación principal del trabajo.
- Bumetanida: conocida y aprobada hace mucho para su uso como diurético. Tiene efecto sobre el neurotransmisor GABA, y puede pasar la barrera sangre-cerebro
- Modelos animales? Ratones modificados genéticamente para replicar características similares a síndromes de origen genético en humanxs (Down, Prader-Willis)

The *Zfhx3*-Mediated Axis Regulates Sleep and Interval Timing in Mice

A novel unsupervised analysis of electrophysiological signals reveals new sleep substages in mice

Highlights

- The *Zfhx3*$^{Sci/+}$ mutation leads to a defect in sleep homeostasis
- on accelerates biological timers across
- $^{3/+}$-dependent gene network contains a significant number of sleep targets
- Sleep and the circadian clock are predictors of behavioral performance in mice

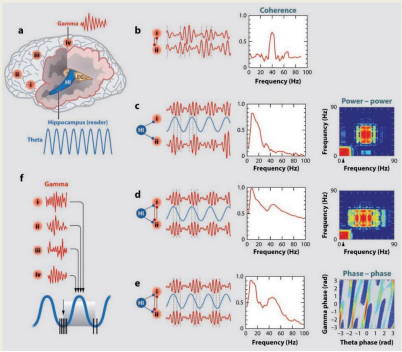
Conjunto de datos que recibimos

- 48 horas de registro de EEG intracraneal, de EMG y de temperatura. Ratón encerrado en una jaula, pero sin realizar ninguna tarea.
- Por ahora estamos concentrándonos en el EEG
- 24 horas de línea de base: 12 horas de oscuridad + 12 de luz
- 6 horas de privación de sueño usando luz (no se analizan)
- 18 horas de recuperación: 6 horas de luz + 12 de oscuridad
- 4 condiciones experimentales: LB, DB, LR, DR (L=light, D=dark, B=baseline, R=recovery)
- 2 tipos de ratones: Salvaje (WT) y modificado genéticamente (TS)
- 2 condiciones de tratamiento: Placebo (Ve) y Bumetanida (Bu)
- En total 16 combinaciones posibles: 4*2*2

¿En dónde entra nuestro trabajo?

- El tratamiento de esta droga está en fase de experimentación en animales.
- Si llegan a avanzar a fases experimentales en humanxs, necesitamos biomarcadores para poder discernir si el tratamiento funciona.
- Nuestra idea es ver si los métodos de análisis de señales que previamente habíamos usado en otros casos, permite diferenciar entre las condiciones experimentales.
- Dentro del sueño, tenemos 2 estadíos: REM (rapid eye movement) y No REM. Aparte tenemos el estado despierto: W (wake).
  Los tenemos diferenciados en "chunks" de 4 segundos (a 500 Hz = 2000 puntos)
- Filtramos la señal:
  Delta 0.25 - 5 Hz; Theta 5-9 Hz; Alpha 9-12 Hz; Beta 12-20 Hz; Gamma 20-50 Hz

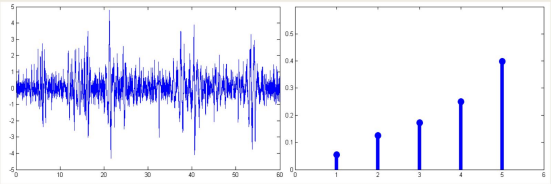
Ritmos del cerebro



- Las oscilaciones eléctricas del cerebro proporcionan un marco para una sintaxis neuronal
- Las podemos medir mediante electroencefalografía
- *Buzsáki et al.* Dial. Clin Neurosci. 2012

La idea ...

- Asignar a una señal una distribución de probabilidad que la describa



- Caracterizar la señal usando cuantificadores de Teoría de la Información: Entropía, Complejidad, Información de Fisher

Patrones de Permutación

- Sirve para detectar causalidades en la serie temporal (*Dinámica Simbólica*)

$x = (4, 7, 9, 10, 6, 11, 3)$ → P(12)=4/6, P(21)=2/6

D=2 12 12 12 21 12 21

$x = (4, 7, 9, 10, 6, 11, 3)$ → P(123)=2/5, P(231)=2/5, P(213)=1/5, P(132)=...=0

D=3 123 123 231 213 231

de puntos >> D!

Bandt & Pompe, Phys Rev Lett, 2002

Charla Extendida 4: Dr. Román Baravalle (CONICET)

"Teoría de la Información para crear biomarcadores en señales cerebrales intracraneales"

Biomarcadores (Cuantificadores de TI)

- Entropia de Shannon

$$S[P] = -\sum_{j=1}^{N} p_j \log(p_j) \qquad \mathrm{H[P]} = \frac{\mathrm{S[P]}}{\mathrm{S_{max}}}$$

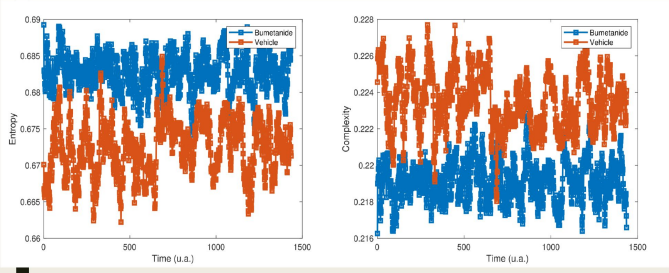
- Complejidad MPR

$$\mathrm{C[P] = Q[P, P_e]\, H[P]} \qquad Q[P,P_e] = S\left[\frac{P+P_e}{2}\right] - S[P]/2 - S[P_e]/2$$

- Información de Fisher discreta

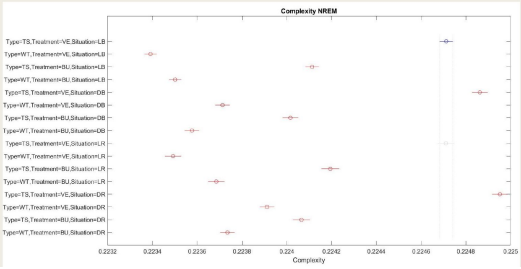
$$F[P] = \tfrac{1}{2}\sum_{j=1}^{N-1}\left(\sqrt{p_{i+1}} - \sqrt{p_i}\right)^2$$

Resultados



Resultados II

- Hacemos los test estadísticos para las diferentes combinaciones de condiciones experimentales (ANOVA con correcciones por número de muestras)



Conclusiones (parciales)

- Con este método de patrones de permutación y los cuantificadores de Teoría de la información podemos desarrollar biomarcadores que diferencian entre condiciones experimentales (considerando muestras de la señal de 4 segundos)
- Es un método muy fácil de implementar, y que no requiere potencia computacional. (El anterior método utiliza un algoritmo automático tomando alrededor de 190 subestados)

GRACIAS!!!

- A Tobías, Joaquín y todxs lxs que organizaron el encuentro
- A toda la gente del grupo de Neuro ☺
- A Fernando, Mariela y a Osvaldo A. Rosso

¿¿¿Preguntas???

Notas: