

PROPIEDADES MAGNETICAS DE SISTEMAS NANOCRISTALINOS: CONCEPTOS BASICOS

Leandro Martín Socolovsky¹, Marcelo Knobel y José Marcelo Vargas
Laboratório de Materiais e Baixas Temperaturas – Departamento de Física da Materia Condensada,
Instituto de Física Gleb Wataghin – Universidade Estadual de Campinas – 13083-970 Campinas (SP), Brasil

RESUMEN

En este trabajo se da una introducción a las propiedades magnéticas de los sistemas nanocristalinos, comenzando por el superparamagnetismo, para luego estudiar el caso de los conjuntos de partículas nanométricas. Son discutidos algunos conceptos básicos, así como diferentes técnicas utilizadas para el estudio de estos sistemas.

ABSTRACT

An introduction to the magnetic properties of nanocrystalline system is given. Basic concepts, such superparamagnetism and ensembles of nanometric particles, and different techniques used to study these systems are discussed.

I. INTRODUCCION

Un sistema magnético nanoscópico está formado por partículas o aglomerados magnéticos cuyo tamaño es del orden de algunos nanómetros. Podemos encontrar sistemas con una distribución de tamaños nanométricos en sólidos (llamados sólidos granulares), o en medios líquidos (llamados ferrofluidos). En el caso de sólidos granulares, la matriz en la que se hallan inmersas las nanopartículas puede ser aislante o conductora, cristalina o amorfa, y puede contener más de una fase de diferentes materiales. En estos últimos años se impulsó el estudio de estos sistemas debido a las enormes perspectivas de su uso en informática para almacenamiento, grabación y lectura de información utilizando la dirección y sentido de los momentos magnéticos de las nanopartículas [1]. Las nanopartículas se utilizan para la producción de imanes mucho más poderosos o de materiales magnéticos dulces con menor pérdida de energía, así como también en la producción de microsensores magnéticos y una infinidad de otras aplicaciones, tales como en diagnóstico médico, catálisis, líquidos magnéticos, pigmentos en pinturas y cerámicos [2,3].

Se pueden obtener partículas sólidas ultrafinas a través de diversos métodos, tales como reducción química, deposición de vapor, *sputtering*, *melt-spinning*, electrodeposición o aleamiento mecánico [2,3,4]. Por otro lado, la estructura final de las nanopartículas puede ser fácilmente modificada a través de tratamientos térmicos en hornos convencionales [5] o a través del calentamiento Joule [6].

Las dimensiones reducidas de las partículas, junto con las nanoestructuras formadas, hacen que los sistemas granulares presenten una rica variedad de propiedades físicas interesantes, que además de su relevancia tecnológica forman un conjunto único para estudiar diversos problemas en física del estado sólido, tal como el *superparamagnetismo* [7-9], *cinética de nucleación y crecimiento de granos* [10,11], o comportamiento de tipo *vidrio de spin* [12,13]. Por otro lado el interés en sistemas granulares fue reforzado por el descubrimiento de nuevas propiedades de transporte, tales como la *magneto-resistencia gigante* (GMR), la *magneto-resistencia túnel* (TMR) [14] o el *efecto Hall gigante* (GHE) [15].

En este texto vamos a dar una introducción al fenómeno conocido como *superparamagnetismo*, presentando los principales conceptos y fórmulas. Para ello comenzaremos con el estudio de los sistemas nanoscópicos desde el abordaje más simple, que es el de entender las propiedades de una única partícula (**sección II**) para seguir con los conjuntos de partículas no interactuantes y las fórmulas de Langevin y Curie (**sección III**). También introduciremos las técnicas de *Zero Field Cooling* (ZFC) y *Field Cooling* (FC), y la de *Magnetización Termoremanente* (TRM).

II. SUPERPARAMAGNETISMO

Vamos a considerar las propiedades magnéticas de un conjunto de partículas no interactuantes (con una distribución ancha de tamaños y con una distribución aleatoria de ejes de fácil magnetización).

Email: ¹leandros@ifi.unicamp.br

Tal sistema puede ser estudiado en lo que hoy se conoce como teoría superparamagnética, nombre introducido por Bean y Livingston [16]. La primera suposición de la teoría superparamagnética es la de considerar que los momentos magnéticos atómicos en el interior de una partícula se mueven coherentemente, o sea, que el momento magnético total puede ser representado por un único vector clásico de magnitud $\mu = \mu_{at}N$, donde μ_{at} es el momento magnético atómico y N es el número de átomos magnéticos que conforman dicha partícula. En el caso más simple la dirección del momento magnético es determinada por una anisotropía uniaxial (de tipo *magnetocristalina*, *de forma*, o *magnetoelástica*), y por el campo magnético externo. Es decir, una partícula muy pequeña tendrá una dirección preferencial llamada *eje de fácil magnetización* (también conocido como *eje fácil*), que es, como veremos más adelante, la dirección donde preferentemente se hallará el vector momento magnético. La relajación temporal de estas partículas monodominio puede ser descripta con una ley de tipo Arrhenius:

$$M(t) = M_0 \exp(-t/\tau) \quad (1)$$

donde M_0 es la magnetización inicial y τ es el tiempo característico de decaimiento. Este tiempo característico de la partícula es función de la energía de barrera y de la temperatura:

$$\tau = \tau_0 \exp(E_B/k_B T), \quad (2)$$

donde τ_0 está asociado a la frecuencia de tentativas de saltos del momento magnético de la partícula entre los sentidos opuestos del eje de fácil magnetización. Su valor puede ser determinado experimentalmente y también puede ser predecido a través de modelos teóricos [17,18]. Los valores aceptados hoy en día para τ_0 se hallan comprendidos entre 10^{-9} - 10^{-10} s [17]. E_B es la energía de barrera que separa a los dos estados de equilibrio y k_B es la constante de Boltzmann. La energía de barrera viene dada por el producto del volumen de la partícula por la densidad de energía de anisotropía K_a .

En estos sistemas el comportamiento magnético observado depende del valor del tiempo típico de medición τ_m de la técnica experimental utilizada, con respecto al tiempo de relajación τ propio del sistema. Si $\tau_m \gg \tau$ el sistema relaja muy rápidamente para ser observado, de manera que el promedio temporal de la orientación de la magnetización visto con ese instrumento es nulo, por lo cual se aprecia que el conjunto de partículas se comporta de modo análogo a un sistema paramagnético. Si por el contrario $\tau \gg \tau_m$, la relajación del sistema resulta muy lenta y se observan propiedades cuasiestáticas como en los sistemas magnéticamente ordenados. Este régimen se denomina *bloqueado*. La tempera-

tura que separa estos regímenes se denomina temperatura de bloqueo T_B y depende del tiempo característico de medición τ_m . La temperatura de bloqueo, que se define como aquella en la que $\tau_m = \tau$, está asociada a la energía de barrera, y por ello se incrementa con el aumento de tamaño de la partícula. Por el contrario, para un dado tamaño, T_B disminuye con el aumento del tiempo característico de medición. Algunos tiempos típicos de medición τ_m son: magnetización (SQUID - VSM): 100 s; espectroscopia Mössbauer: 10^{-8} s; susceptibilidad en corriente alterna: 10^{-4} - 1 s. Si consideramos una partícula con simetría uniaxial (ver Figura 1) la anisotropía magnética puede ser escrita como:

$$E_\theta = E_B \sin^2\theta \quad (3)$$

donde θ es el ángulo entre la magnetización y el eje de fácil magnetización, y $E_B = K_a V$ es la energía de barrera. La energía magnética tiene dos mínimos simétricos que corresponden a 0 y 180 grados y determinan el eje fácil. Si aplicamos un campo magnético H en la dirección del eje z , la energía magnética se reescribirá como $E_\theta = E_B \sin^2\theta - \mu H \cos\theta$, donde μ es el momento de la partícula.

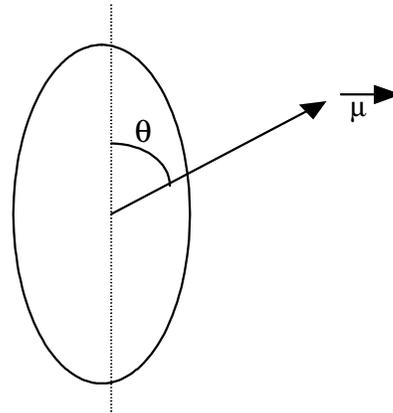


Figura 1. Esquema de la partícula considerada.

Vamos a definir un volumen crítico V_{crit} a una cierta temperatura constante T_0 , lo que requiere $\tau_m = \tau$:

$$\ln \tau = \ln \tau_0 + \frac{K_a V_{crit}}{k_B T_0} = \begin{cases} \ln 10^2 \\ \Delta \\ \ln 10^{-8} \end{cases} \quad (4)$$

y por lo tanto, para $t_m = 100$ s tenemos:

$$V_{crit} \approx \frac{25 k_B T}{K_a} \quad (5)$$

Para un dado tiempo de medida es posible definir la temperatura que separa ambos regímenes, conocida como la temperatura de bloqueo (T_B). Ahora, para un cierto volumen fijo $V = V_0$ también hacemos que $\tau_m = \tau$. De este modo obtenemos:

$$\ln \tau = \ln \tau_0 + \frac{K_a V_0}{k_B T_B} = \begin{cases} \ln 10^2 \\ \Lambda \\ \ln 10^{-8} \end{cases} \quad (6)$$

Para $t_m = 100s$, obtenemos un resultado bastante conocido:

$$T_B \approx \frac{K_a V_0}{25 k_B} \quad (7)$$

Estos resultados (ecuaciones 5 y 7) indican algunos puntos muy importantes. El volumen crítico para el superparamagnetismo es directamente proporcional a la temperatura, o sea, cuanto mayor sea la temperatura, mayor será el tamaño crítico de las partículas y todas aquellas que tengan un tamaño menor o igual al crítico estarán en régimen superparamagnético. O mejor, si tenemos una distribución de tamaños, al elevar la temperatura cada vez más partículas van entrando en el régimen superparamagnético. De la ecuación (7) vemos que la temperatura de bloqueo es directamente proporcional al volumen de las partículas y a su constante de anisotropía, o sea, partículas mayores van a ser superparamagnéticas a temperaturas más elevadas. Para altas temperaturas o partículas extremadamente pequeñas, el tiempo característico τ de relajación térmica resulta ser mucho menor que cualquier tiempo característico utilizado en los equipos de medición, y por lo tanto el momento magnético puede "saltar" de un pozo de potencial al otro varias veces durante la medición y el sistema se encontrará en el régimen superparamagnético. Por otro lado, cuando la temperatura es suficientemente baja, la escala temporal τ se torna muy grande, mucho mayor que cualquier tiempo de observación, y por lo tanto los momentos magnéticos permanecen congelados, sin poder explorar nuevos estados (la activación térmica no es suficiente para superar la energía de barrera) con lo que el estado magnético que se mide depende de la historia previa del sistema. Al trabajar con un sistema magnético para mantener informaciones, el límite de miniaturización está básicamente dado por el límite superparamagnético. O sea, si una partícula magnética es muy pequeña, ésta no conseguiría permanecer estable (guardar un bit de información) por mucho tiempo, pues la activación térmica se encargaría de sacarlo de ese estado.

Es interesante notar que la complejidad del problema hace que las soluciones exactas sólo sean posibles en casos límite, tales como $T = 0$ K, para partículas completamente bloqueadas (conocido como modelo de Stoner-Wohlfarth [19]), o para $T \gg T_B$, o sea, un modelo totalmente superparamagnético [8, 20]. Estos sistemas se tornan todavía más complicados si se consideran las interacciones entre las partículas magnéticas, que han sido encontradas en diferentes sistemas físicos [6, 7, 12,

21, 22]. Aunque la literatura está repleta de resultados inconclusivos o aún contradictorios, la mayoría de los resultados de simulaciones concuerda en que las interacciones magnetostáticas producen un aumento en T_B , en acuerdo con los resultados experimentales [23, 24].

III. CONJUNTOS DE PARTICULAS

Consideremos, un conjunto de partículas monodominio, cada una con un momento magnético μ y una anisotropía despreciable. A pesar de que el magnetismo es un fenómeno puramente cuántico, podemos considerar al momento magnético μ como un vector clásico, pues estaremos considerando que los momentos magnéticos de cada átomo dentro de cada partícula están ferromagnéticamente acoplados. De este modo, todos estos momentos magnéticos estarán fuertemente acoplados, aún durante una rotación del momento total μ (conocido como *rotación coherente*, o *al unísono*). Por lo tanto, el tratamiento estadístico de este sistema puede seguir la misma formulación clásica del paramagnetismo, sólo que con momentos magnéticos mucho mayores que el de los iones. Vamos a considerar que el sistema se encuentra a una temperatura T , en presencia de un campo magnético H , y ya habiendo alcanzado el equilibrio térmico. A esa temperatura todas las partículas se encontrarán en el estado superparamagnético. Tenemos así una distribución de Boltzmann de los momentos μ con relación al campo H , de modo análogo al caso del paramagnetismo clásico. Cada momento magnético tiene una cierta energía potencial E_p dada por

$$E_p = - \mu \cdot H = \mu H \cos \theta \quad (8)$$

El número de momentos entre θ y $\theta + d\theta$ es proporcional al dA , multiplicado por el factor de Boltzmann:

$$\begin{aligned} dn &= K dA \exp[-E_p/k_B T] \\ &= 2\pi K \exp[(\mu H \cos \theta)/k_B T] \sin \theta d\theta \end{aligned} \quad (9)$$

donde K es un factor de proporcionalidad, determinado por la condición de que:

$$\int_0^n dn = n \quad (10)$$

Si $a = \frac{\mu H}{k_B T}$ tenemos que:

$$2\pi K \int_0^\pi \exp(a \cos \theta) \sin \theta d\theta = n \quad (11)$$

Multiplicando el número de momentos magnéticos dn por la contribución $\mu \cos \theta$ de cada momento, e integrando sobre el número total de momentos, obtenemos la magnetización total M :

$$M = \int_0^\pi \mu \cos \theta \, d\theta \quad (12)$$

$$M = 2\pi K \mu \int_0^\pi \exp(a \cos \theta) \sin \theta \cos \theta \, d\theta = \frac{\eta \mu \int_0^\pi \exp(a \cos \theta) \sin \theta \cos \theta \, d\theta}{\int_0^\pi \exp(a \cos \theta) \sin \theta \, d\theta} \quad (13)$$

$$M = \eta \mu (\coth a - 1/a), \quad (14)$$

donde $\eta \mu$ es el máximo valor posible del momento que el material podría tener, y corresponde al alineamiento perfecto de todos los momentos magnéticos con el campo. Esa magnetización corresponde a la magnetización de saturación M_0 :

$$\frac{M}{M_0} = \coth \left(\frac{\mu H}{k_B T} \right) - \frac{k_B T}{\mu H} = \mathcal{L} \left(\frac{\mu H}{k_B T} \right) \quad (15)$$

donde \mathcal{L} es la famosa función de Langevin.

De la ecuación (15) vemos que es relativamente simple analizar si un sistema es superparamagnético o no. Basta realizar medidas de magnetización vs campo magnético a diversas temperaturas. Si después realizamos el gráfico de M/M_0 vs H/T esperamos que todas las curvas converjan a una única curva universal (curva de Langevin). En los sistemas reales uno de los motivos principales por los que no se tiene un buen ajuste de la curva experimental se debe a que existe una distribución de tamaños, o bien a una distribución aleatoria de ejes de anisotropía (con lo que se puede tener momentos magnéticos bloqueados) o a las interacciones entre partículas.

Los sistemas de partículas con los que se trabaja comúnmente presentan una distribución de tamaños de partículas. Sea $f(\mu)$ la función distribución de tamaños de partículas, la magnetización macroscópica será dada por [25]:

$$M(H, T) = \int_0^\infty \mu \mathcal{L} \left(\frac{\mu H}{k_B T} \right) f(\mu) \, d\mu \quad (16)$$

Para aplicar la ecuación (16) a datos experimentales debemos considerar una función distribución apropiada. Generalmente, observaciones a través de microscopia electrónica indican que la distribución de tamaños en sistemas granulares sigue una función distribución del tipo log-normal [25]:

$$f(\mu) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\mu} \exp \left[-\frac{\ln^2(\mu/\mu_0)}{2\sigma^2} \right] \quad (17)$$

De acuerdo con la definición dada, el momento magnético medio está dado por $\langle \mu \rangle = \mu_0 \exp(\sigma^2/2)$.

De este modo, los parámetros μ_0 y σ pueden ser determinados a través de un ajuste apropiado a la curva de magnetización experimental. Si consideramos que las partículas poseen forma esférica, es posible obtener una distribución de tamaños, densidad de partículas y distancia media entre ellas [25]. Para estudiar estos sistemas se utilizan la espectroscopía Mössbauer y medidas magnéticas microscópicas en función de la temperatura. En este último tipo de medidas podemos destacar las mediciones de magnetización de enfriado sin campo magnético aplicado (Zero Field Cooling - ZFC) y enfriado con campo magnético aplicado (Field Cooling - FC), que indican la temperatura media de bloqueo y también el perfil de la distribución de tamaños de partículas [9, 26]. En la Figura 2 se muestra una curva típica de un experimento de ZFC y FC [27], en donde podemos distinguir tres temperaturas características: la temperatura de bloqueo T_B , generalmente tomada como la temperatura del máximo de la curva ZFC; la temperatura de irreversibilidad, que es la temperatura para la cual la curva de magnetización ZFC se separa de la de FC y la temperatura del máximo de $d_T(M_{FC} - M_{ZFC})$ vs T ; cuya curva da información sobre el perfil de la distribución de tamaños.

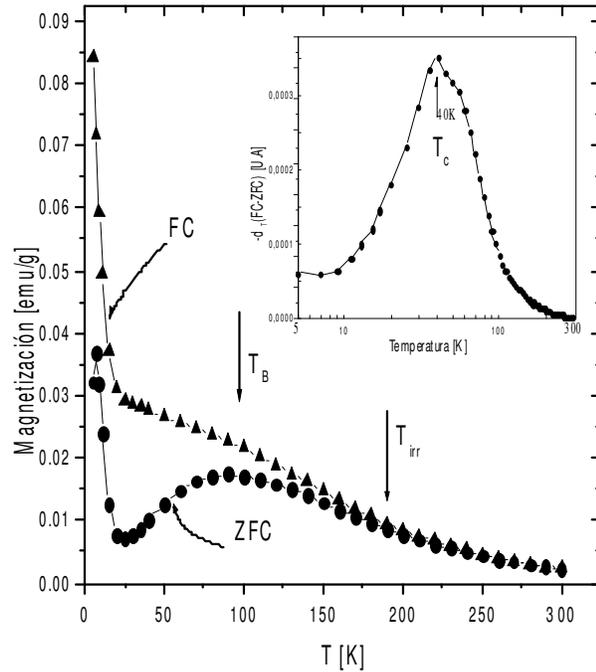


Figura 2. Mediciones de ZFC y FC sobre una muestra de partículas de $(\text{Co}_{0.5}\text{Ni}_{0.5})_{70}\text{B}_{30}$ dispersas en polímero (ref. [27]). El recuadro superior corresponde a $d_T(M_{FC} - M_{ZFC})$ vs T .

Otra técnica muy utilizada es la medida de susceptibilidad en corriente alterna, utilizando diversas frecuencias para el campo de excitación. Al mudar la frecuencia, se modifica el número de partículas que logran responder a la variación del campo en aquella frecuencia, y la respuesta del material se modifica sensiblemente [2, 3, 8, 9, 26].

Susceptibilidad Inicial

La susceptibilidad inicial de una partícula monodominio con volumen V , anisotropía uniaxial K y magnetización de saturación M_s será:

- $T > T_B$: la partícula es superparamagnética, y la magnetización de la partícula está dada por la función de Langevin. Para valores pequeños de a , o sea, bajos campos magnéticos o altas temperaturas, la función de Langevin puede ser expandida en serie de potencias $L(a) = \frac{a}{3} - \frac{a^3}{45} + \frac{2a^5}{945} - K$ y por lo tanto para $a \rightarrow 0$, la función de Langevin se aproxima a una recta con pendiente $a/3$.

De esta forma, la magnetización de la partícula queda:

$$M(H, T) = \frac{N\mu^2 H}{3K_B T} \quad (18)$$

La susceptibilidad inicial para la partícula superparamagnética $\chi_{sp} = M/H$ estará dada por:

$\chi_{sp} = \frac{N\mu^2}{3K_B T}$, siendo $\mu = M_s V$ el momento magnético de la partícula, y $N = 1/V$ el número de partículas por unidad de volumen. Entonces:

$$\chi_{sp} = \frac{M_s^2 V}{3K_B T} \quad (19)$$

que es la llamada **Ley de Curie**.

- $T < T_B$: la partícula está bloqueada y su magnetización se orienta de forma de minimizar la energía libre. Cuando es aplicado un pequeño campo H , que forma un ángulo α con la dirección de fácil magnetización, tenemos la siguiente expresión para la energía libre:

$$E = K \sin^2 \theta - M_s H \cos(\alpha - \theta), \quad (20)$$

siendo θ el ángulo entre M_s y la dirección anisotrópica uniaxial. La susceptibilidad inicial de la partícula, considerando la media de las orientaciones posibles entre el campo aplicado y la dirección de fácil magnetización, estará dada por:

$$\chi_{bl} = (2/3) \frac{M_s}{H_{an}} \quad (21)$$

siendo H_{an} el llamado campo de anisotropía de la partícula, $H_{an} = 2K / M_s$.

La susceptibilidad inicial entonces queda,

$$\chi_{bl} = \frac{M_s^2}{3K} \quad (22)$$

La susceptibilidad de un conjunto de partículas, con distribución de volúmenes $p_v(V)$ y anisotropía uniaxial K fue calculada por Chantrell y colaboradores [28]. La fracción numérica de partículas cuyos volúmenes están entre V y $V + dV$ está dada por $p_v(V)dV$, que puede ser obtenida, a través de un histograma construido a partir de imágenes de Microscopia Electrónica de Transmisión (MET) o medidas de Dispersión de Rayos X a Bajos Angulos (SAXS) [25, 29]. El volumen medio de las partículas en la muestra es

$$\int_0^{\infty} V \cdot p_v(V) dV \quad (23)$$

Como definimos anteriormente, para una dada temperatura T , hay un volumen crítico $V_c(T) = 25K_B T / K$ que es el límite entre las partículas superparamagnéticas ($V < V_c(T)$) y las partículas bloqueadas ($V > V_c(T)$). Entonces la contribución para la susceptibilidad de la fracción superparamagnética de las partículas es:

$$\int_0^{V_c} \chi_{sp}(V) p_v(V) dV = \int_0^{V_c} \left(\frac{M_s^2 V}{3K_B T} \right) p_v(V) dV \quad (24)$$

y la contribución de la fracción bloqueada es:

$$\int_{V_0}^{\infty} \chi_{bl}(V) p_v(V) dV = \int_{V_0}^{\infty} \left(\frac{M_s^2}{3K} \right) p_v(V) dV \quad (25)$$

Una manera de medir la susceptibilidad inicial de la muestra es desmagnetizando la misma a una temperatura mucho mayor que la temperatura de bloqueo (los momentos de las partículas quedan orientados aleatoriamente), y entonces enfriarla sin campo hasta una temperatura bien menor que T_B , para entonces aplicar un pequeño campo, H_m , e ir midiendo la magnetización mientras la temperatura de la muestra va siendo aumentada. Esta curva es llamada zero field cooling (ZFC). Entonces la susceptibilidad (M_{ZFC} / H_m), para un campo aplicado mucho menor que el campo de anisotropía ($H_m \ll H_{an}$), puede ser escrita como:

$$M_{ZFC}/H_m = \left(\frac{M_s^2 V}{3K_B T} \right) \int_0^{V_c} V \cdot p_v(V) dV + \left(\frac{M_s^2}{3K} \right) \int_{V_c}^{\infty} p_v(V) dV \quad (26)$$

Reescribiendo esta ecuación y usando las variables reducidas $t_b = T_B / \langle T_B \rangle = V / \langle V \rangle$ y $t = T / \langle T_B \rangle$ tenemos:

$$(M_{ZFC}/M_s) (3K \langle V \rangle / M_s H_m) = \frac{25}{t} \int_0^t t_b \cdot p_{t_b}(t_b) dt_b + \int_t^{\infty} p_{t_b}(t_b) dt_b \quad (27)$$

La curva de enfriamiento con campo (*field cooling*, FC) es obtenida enfriando la muestra con un pequeño campo aplicado ($H_m \ll H_{an}$) y midiendo la magnetización. La ecuación para M_{FC} es muy parecida a la expresión para M_{ZFC} . La contribución de las partículas superparamagnéticas es la misma y la contribución de las partículas bloqueadas también es independiente de T . La única diferencia es que la contribución de las partículas bloqueadas para la magnetización no es aquella de un conjunto de momentos magnéticos orientados aleatoriamente, como en el caso de la ZFC; entonces se asume el valor alcanzado por la magnetización en la temperatura de bloqueo T_B , esto es $\chi_{sp}(T_B)H_m$, como:

$$\begin{aligned} \chi_{sp}(T_B)H_m(M_{FC}/M_s)(3K \langle V \rangle / M_s H_m) &= \\ &= (25/t) \int_0^t t_b \cdot p_{t_b}(t_b) dt_b + 25(H_c / H_m) \int_t^{\infty} p_{t_b}(t_b) dt_b \end{aligned} \quad (28)$$

con H_c el campo al cual las partículas se bloquearon. Si hacemos $H_c = H_m$ obtenemos:

$$(M_{FC}/M_s)(3K \langle V \rangle / M_s H_c) = (25/t) \int_0^t t_b \cdot p_{t_b}(t_b) dt_b + 25 \int_t^{\infty} p_{t_b}(t_b) dt_b \quad (29)$$

Entonces la diferencia entre las curvas FC y ZFC es que la contribución de las partículas bloqueadas es 25 veces mayor en la curva FC de lo que es en la curva ZFC.

Otro tipo de medida de caracterización magnética es la llamada magnetización termoremanente (TRM), donde la muestra es enfriada hasta una temperatura bastante menor que T_B y entonces es sometida a un campo de saturación ($H_s > H_{an}$). Enseguida este campo es llevado a cero y después de aproximadamente 100 segundos se mide la magnetización de la muestra. La curva en función de la temperatura es obtenida aumentando la temperatura y, para cada valor de T , es ejecutado este procedimiento de

saturar la muestra, retirar el campo y medir la magnetización remanente. Una vez que $H_m = 0$, no hay contribución de cualquier susceptibilidad, pero se asume que la magnetización de las partículas bloqueadas es igual a la magnetización remanente $(1/2)M_s$, para un sistema de partículas con ejes aleatorios

$$(TRM/M_s) = 0 + \gamma \int_t^{\infty} p_{t_b}(t_b) dt_b \quad (30)$$

El factor γ es igual a la orientación media de los momentos magnéticos distribuidos aleatoriamente, ($\gamma = 1/2$ para anisotropía uniaxial y $\gamma = 0,886$ para anisotropía cúbica). La aproximación hecha, asumiendo que no hay interacción entre partículas, muestra que los diferentes tipos de medidas proveen un resultado que es una suma ponderada de los componentes:

$$(1/t) \int_0^t t_b \cdot p_{t_b}(t_b) dt_b \quad (31)$$

para partículas superparamagnéticas y

$$\int_t^{\infty} p_{t_b}(t_b) dt_b \quad (32)$$

para partículas bloqueadas.

Estos tipos de medida difieren entre si por apenas prefactores.

Como se mencionó anteriormente es necesario considerar una función de distribución apropiada. En general se toma una función de tipo log-normal [25].

$$p_{t_b}(t_b) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \frac{1}{t_b} e^{-\frac{\ln^2(t_b)}{2\sigma^2}} \quad (33)$$

donde σ es la variancia en torno de $\ln(t_b)$.

En los gráficos de la Figura 3 se muestran curvas de ZFC, FC y TRM calculadas usando las ecuaciones arriba desarrolladas, aplicadas al caso de una distribución log-normal. Las curvas están en función de la temperatura reducida $t = T / \langle T_B \rangle$, y fueron calculadas para $\sigma = 0,1; 0,5$ y 1. Se puede observar que cuando aumentamos el ancho de la distribución de tamaños, las curvas ZFC y FC se separan a temperaturas más altas. Este efecto, causado por la mayor variación entre tamaños de granos puede ser explicado de la siguiente manera: en la curva ZFC el sistema parte de un estado completamente desordenado, y una fracción de las

partículas sólo será desbloqueada a temperaturas más altas (encima del máximo de la curva ZFC). Estas partículas que no contribuyen para el aumento de la magnetización en la curva ZFC (por estar bloqueadas aleatoriamente) podrán contribuir en la curva FC, pues estarán desbloqueadas y serán enfriadas con campo aplicado H_m . Si el tamaño de las partículas no varía mucho en la muestra, $\sigma = 0,1$, entonces prácticamente todas las partículas serán desbloqueadas en un intervalo pequeño de temperatura, y contribuyen de la misma forma para la magnetización en la curva ZFC y FC. Las curvas TRM son también mostradas en la Figura 3-d para diferentes valores de σ , donde podemos observar que la temperatura donde la remanencia cae a cero ocurre en temperaturas menores cuando aumentamos σ . En esta figura se puede notar también que todas las curvas de TRM se interceptan en el punto de inflexión $T = \langle T_B \rangle = 30$ K.

En cuanto a la distribución de tamaños, es preciso tener cuidado cuando se hace la transformación de diámetro para volumen/temperatura de bloqueo. Generalmente pensamos en distribuciones simétricas y transformaciones lineales. Pero en algunos casos, precisamente cuando la distribución no es simétrica, la log-normal en nuestro caso, la transformación no es lineal. Existen tres cantidades que pueden ser usadas para caracterizar una distribución: El **valor típico**, que es la posición del máximo de la densidad de probabilidad. La **mediana**, que es la posición que separa la población por la mitad (50 % encima y 50 % abajo). El **valor medio**, que es el “centro de gravedad” de la distribución. Para una distribución simétrica las tres posiciones tienen el mismo valor, pero para distribuciones asimétricas ellas tienen valores diferentes. Para una distribución log-normal el valor típico (máximo) es: $\langle D \rangle \exp(-\sigma_D^2 / 2)$, •

la mediana: $\langle D \rangle$,

y el valor medio: $\langle D \rangle \exp(\sigma_D^2)$.

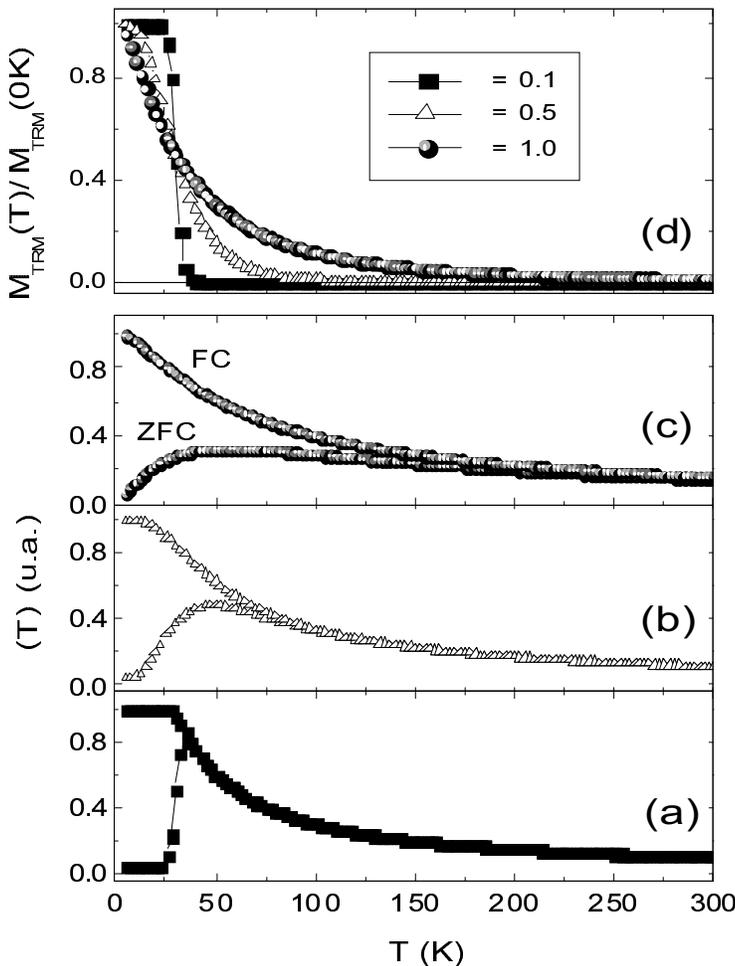


Figura 3. Simulaciones de las curvas ZFC y FC (a-c), y TRM (d) para tres distribuciones de tamaños y con la misma temperatura de bloqueo.

IV. CONCLUSIONES

Hemos efectuado una revisión de conceptos relativos a las propiedades magnéticas de partículas de tamaño nanométrico. A partir de los conceptos básicos del superparamagnetismo hemos tratado

el problema de muchas partículas en el caso no interactuante, para luego deducir las fórmulas de Langevin y Curie. Hemos visto algunas de las técnicas usuales en la investigación en materiales magnéticos, y simulado medidas ZFC, FC y TRM.

AGRADECIMIENTOS

Agradecemos el apoyo de la Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP).

REFERENCIAS

- [1] BAIBICH, M.N. (1996): "Magnetism, Magnetic materials and their applications", F. Leccabue y V. Sagredo, 69 - 80 (World Scientific, Singapur).
- [2] "Science and Technology of Nanostructured Magnetic Materials", editado por G. C. Hadjipanayis y G.A. Prinz, Vol. **259** de NATO Advanced Study Institute, Series B: Physics (Plenum Press, New York, 1991).
- [3] "Magnetic Properties of Fine Particles", editado por J.L. Dormann y D. Fiorani, (North-Holland, Amsterdam, 1992).
- [4] SOCOLOVSKY, L.M. **et al.** Hyperfine Interactions (C) 210-214 3 (1998). SOCOLOVSKY, L.M.; F.H. SANCHEZ and P.H. SHINGU; **Hyperfine Interactions** 133 47-52 (2001).
- [5] MIRANDA, M.G.M. **et al.**: (1998) : **J. Magn. Magn. Mater.** 185, 331.
- [6] ALLIA, P.; M. KNOBEL; P. TIBERTO and F. VINAI (1995): **Phys. Rev. B** 52, 15398.
- [7] MØRUP, S. and E. TRONC (1994): **Phys. Rev. Lett.** **72**, 3278.
- [8] GARCIA-OTERO, J.; A.J. GARCIA-BASTIDA and J. RIVAS (1998): **J. Magn. Magn. Mater.** 189, 377.
- [9] CHIEN, C.L. (1991): **J. Appl. Phys.** 69, 5267.
- [10] HÜTTEN, A. and G. THOMAS (1993): **Ultramicroscopy** 52, 581.
- [11] LOPEZ, A. **et al.** (1998): **J. Magn. Magn. Mater.** 187, 221.
- [12] DORMANN, J.L. **et al.** (1998): **J. Magn. Magn. Mater.** 187, L139.
- [13] CHILDRESS, J.R and C.L. CHIEN (1991): **Phys. Rev. B** 43, 8089.
- [14] MITANI, S.; H. FUJIMORI and S. OHNUMA (1998): **J. Magn. Magn. Mater.** 177-181, 919.
- [15] PAKHOMOV, A.B.; X. YAN and Y. XU (1995): **Appl. Phys. Lett.** 67, 3497.
- [16] BEAN, C.P. and J. D. LIVINGSTON (1959): **J. Appl. Phys.** 30, 120.
- [17] "Introduction to Magnetic Materials", B. D. Cullity, (Addison- Wesley Publishing Co., Reading, Massachusetts, 1972).
- [18] ALLIA, P.; M. COISSON; M. KNOBEL; P. TIBERTO and F. VINAI (1999): **Phys. Rev. B** 60, 12207.
- [19] STONER, E.C. and E.P. WOHLFARTH: **Phil. Trans. Roy. Soc. A** 240, 599 (1948); Reimpreso por **IEEE Trans. Magn.** 27(4), 3475 (1991).
- [20] DIMITROV, D.A and G.M. WYSIN (1996): **Phys. Rev. B** 54, 9237.
- [21] EL GHANNAMI, M.; C. GOMEZ-POLO; G. RIVERO and A. HERNANDO (1994): **Europhys. Lett.** 26, 701.
- [22] DORMANN, J.L. **et al.** (1996): **Phys. Rev. B** 53, 14291.
- [23] EL-HILO, M.; R.W. CHANTRELL and K. O'GRADY (1998): **J. Appl. Phys.** 84, 5114.

- [24] KECHRAKOS, D. and K.N.TROHIDOU (1998): **Phys. Rev. B** 58, 12169.
- [25] FERRARI, E.F.; F.C.S. SILVA and M. KNOBEL (1997): **Phys. Rev. B** 56, 6086.
- [26] DORMANN, J.L.; D. FIORANI and E. TRONÈ (1997): **Adv. Chem. Phys.** 98, 283.
- [27] VARGAS, J.M.; C. RAMOS; R.D. ZYSLER and H. ROMERO (2002): **Physica B** 320, 1-4, 178-180.
- [28] CHANTRELL, R.W.; M. EL-HILO and K O'GRADY (1991): **IEEE Trans. Magn.** 27, 3570.
- [29] FERNANDEZ, M. B. **et al.** (2002): **Journal of Physics: Condensed Matter** 14, 857–864.

COMPORTAMIENTO DE LA CAPA F2 DE LA IONOSFERA COMO RESULTADO DE LAS INTERACCIONES DEL SISTEMA DINAMICO VIENTO SOLAR-MAGNETOSFERA-IONOSFERA

Alexander Calzadilla¹, Sandro M. Radicella², Bienvenido Lazo¹ y Katy Alazo¹

¹Instituto de Geofísica y Astronomía, CITMA

²Aeronomy and Radiopropagation Laboratory, "Abdus Salam" International Centre for Theoretical Physics

RESUMEN

Se estudia la incidencia sobre la ionosfera del sector americano de dos tormentas geomagnéticas de diferente grado de intensidad, analizándose algunos parámetros físicos del viento solar, la frecuencia crítica de la capa F2 (foF2) medidas en estaciones de sondeo ionosférico del sector, así como los perfiles de concentración electrónica obtenidos del sondeo del satélite Intercosmos-19 y la respuesta de la magnetosfera a la perturbación mediante el índice geomagnético Dst. Se analiza la entrega de energía del viento solar a la magnetosfera y algunos de los mecanismos físicos de acoplamiento entre estos medios. Además, se analiza el comportamiento de las ondas gravitacionales, tanto en condiciones tranquilas como perturbadas, así como la marcada dependencia latitudinal de la variación del parámetro foF2 en estas condiciones geofísicas y se estima la velocidad de propagación de la perturbación en la ionosfera.

ABSTRACT

We studied the ionospheric behaviour over the American Sector for two geomagnetic storms with different intensity, analysing, the behaviour of some physical parameters in the solar wind, the critical frequency of the F2 layer (foF2), that were measured in some ionospheric stations of the Sector. As well as F2 layer electronic concentration profiles obtained by Intercosmos-19 satellite, and the behaviour of the magnetosphere characterized by the geomagnetic index Dst. We make some physical analysis of the energy flux transferred from the solar wind to the magnetosphere, and some of the coupling mechanisms between these medias. Also, we studied the behaviour of the atmospheric gravitational waves under quiet conditions as well as disturbed, beside the parameter foF2 showed a latitudinal dependence under these geophysical conditions, we calculated too the propagation speed of the perturbation in the ionosphere.

INTRODUCCION

El viento solar, la magnetosfera y la ionosfera terrestre forman en su conjunto un sistema dinámico muy complejo, en el que cualquier cambio que se produzca en uno de estos medios, afecta en mayor o menor grado al otro. Esto se debe a que existe un continuo intercambio de energía y momentum mediante diversos mecanismos físicos. Estos van desde las interacciones a nivel de campo, hasta la reconexión magnética, donde los cambios en la topología de las líneas de campo magnético condicionan la transferencia energética entre el campo magnético interplanetario y la magnetopausa. Hasta aquellos fenómenos de carácter fundamentalmente termodinámico, como son los cambios de presión y temperatura, inducidos por las variaciones de la presión dinámica del viento solar y que se conocen como interacciones de tipo viscoso.

Bajo condiciones geomagnéticas tranquilas se pueden observar claras evidencias, fundamentalmente en la ionosfera de altas latitudes, de todos aquellos procesos físicos que tienen lugar en la

magnetosfera por su interacción con el viento solar. Así como a medida que se incrementa el nivel de actividad geomagnética, la magnitud y variabilidad de las perturbaciones inducidas crece en igual grado y consecuentemente tiende a extenderse latitudinalmente hacia las zonas ecuatoriales. En condiciones extremas de actividad geomagnética máxima, la ionosfera es fuertemente perturbada a escala global, ya sea de forma directa o progresivamente por la llegada sucesiva de ondas atmosféricas perturbadoras. Estos procesos físicos han sido descritos en detalle por [1], [2], [3] y [4] y sus respectivas referencias. El objetivo de este trabajo es dar un aporte más a la comprensión de la dinámica en este sistema viento solar-magnetosfera-ionosfera.

RESULTADOS Y DISCUSION

• Caso 1 (del 16 al 22 de Diciembre de 1980)

Morfología de la perturbación geomagnética

El primer caso es la tormenta del día 19 de diciembre de 1980 cuya fase inicial comienza

después de las 13:00 UT, al producirse una caída en el índice geomagnético Dst hasta un valor mínimo en el Dst = - 240 nT a las 19:00 UT (Figura 1a) según aparece reportado en el **WDC-C2 FOR GEOMAGNETISM, KYOTO UNIVERSITY**.

(<http://swdcd.b.kugi.kyoto-u.ac.jp/index.html>)

Las condiciones del viento solar, según aparecen reportadas por **The Space Physics Interactive Data Resource (SPIDR)**

(<http://spidr.ngdc.noaa.gov/index.html>)

se muestran también en el primer bloque de figuras (Figura 1).

En las gráficas se muestra cómo aproximadamente 6 horas antes de la caída del índice geomagnético Dst, el campo magnético interplanetario tenía las componentes By y Bz con valores negativos que llegaron hasta By = - 25 nT y Bz = - 32 nT (Figuras 1f y 1e).

La velocidad del flujo del viento solar, experimenta una caída discreta desde un valor de 500 km/s hasta un poco menos de 450 km/s durante algo más de 24 horas. Posteriormente experimentó en muy corto tiempo (menos de 3 horas) un brusco incremento hasta aproximadamente algo más de 550 km/s. El flujo se mantuvo oscilando alrededor de este valor durante aproximadamente 3 días, según se muestra en la gráfica. (Figura 1d). Otro parámetro del viento

solar que tuvo una fuerte variación fue la densidad iónica, ya que alrededor de las 3:00 UT del día 19 de diciembre de 1980, experimentó un incremento hasta llegar a $N = 54 \text{ cm}^{-3}$ según se muestra en la gráfica. (Figura .1c)

De esta forma la presión dinámica del viento solar, que puede ser caracterizada por el producto de la densidad iónica del viento solar y el cuadrado de la velocidad de flujo, indican una fuerte compresión de la magnetosfera, aproximadamente 3 horas antes de la caída del índice geomagnético Dst.

Las condiciones físicas del viento solar y del campo magnético interplanetario, favorecen la reconexión magnética y la entrada de energía a la magnetosfera según aparece explicado en detalle en numerosos trabajos como: [5] y [6] y sus respectivas referencias. La perturbación sobre la magnetosfera terrestre es transmitida hacia la ionosfera, mediante diversos fenómenos de transporte [7], por lo que la respuesta a escala global de la ionosfera, al intenso calentamiento y a la aceleración del arrastre iónico, es modulada por todos aquellos procesos que impliquen continuidad, movimientos advectivos y la fuerza de Coriolis. Estos procesos físicos no pueden verse de forma aislada ya que influyen de conjunto, condicionando el comportamiento ionosférico local [8], [9].

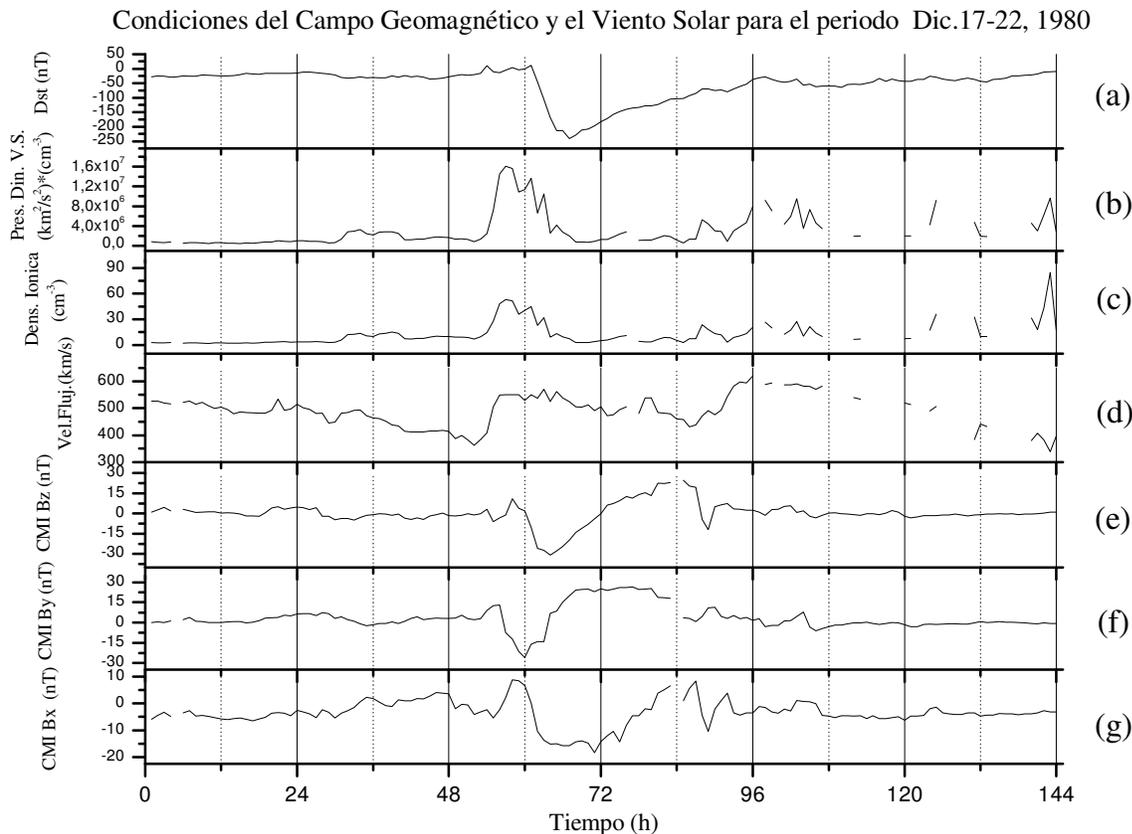


Figura 1. Condiciones físicas del viento solar (V.S), el campo magnético interplanetario (CMI), y el índice geomagnético Dst desde el día 17 al 22 de diciembre de 1980.

Morfología de un sector latitudinal de la ionosfera en el Hemisferio americano (caso 1)

A partir de dos pases del satélite Intercosmos-19 se compara el estado de la ionosfera tranquila y perturbada. El pase, V9539, del día 17 de diciembre de 1980, sondea el rango de latitud 26.55° hasta los 43.28° norte y el rango de longitudes 269.49° hasta los 275.57° oeste, por encima de los 940 km . Los ionogramas son tomados cada 8 segundos, desde las 18:12 UT (12.17 LT) hasta las 18:17 UT (12.66 LT). El índice geomagnético Dst = -17 nT, lo cual se puede considerar como no perturbado.

El segundo pase, V9582, del día 20 de diciembre de 1980, sondea el rango de latitud 16.32° hasta los 41.84° norte y el rango de longitudes 271.44° hasta los 279.47° oeste, por encima de los 935 km . De igual forma los ionogramas son tomados cada 8 segundos, desde las 17:16 UT (11.37 LT) hasta las 17:24 UT (12.04 LT). El índice geomagnético Dst = -75 nT, lo cual se considera como perturbado. Del análisis de los ionogramas top-side se obtienen los perfiles de concentración electrónica y los gradientes de densidad electrónica (Figura 2).

En las gráficas (Figura 3 a,b) se aprecia la variación latitudinal que presenta hmF2 para los perfiles de densidad electrónica y HmxGrad para los gradientes de concentración (Figura 3 c,d), tanto en condiciones geomagnéticas tranquilas como perturbadas. Del análisis de las gráficas de hmF2 como función de la latitud no se aprecian diferencias muy marcadas, como en el caso de la altura del máximo gradiente como función de la latitud (HmxGrad). En este caso si se hace evidente la expansión que sufre la capa F2 durante condiciones geomagnéticas perturbadas.

Hacia las bajas latitudes se observa un incremento cercano a los 50 kilómetros para la altura del máximo del gradiente de concentración electrónica. Esta ligera expansión de la capa F2 se explica por el incremento en el calentamiento de Joule que proviene de las

zonas de altas latitudes y que experimenta un desplazamiento hacia las zonas ecuatoriales. En este caso el pase correspondiente al día perturbado (20/12/80) se realiza durante la fase de recuperación de la tormenta, donde el valor del índice Dst = -75 nT. Durante esta fase la energía almacenada en el anillo de corrientes ecuatorial, es liberada como parte del proceso de restablecimiento del equilibrio energético en la magnetosfera.

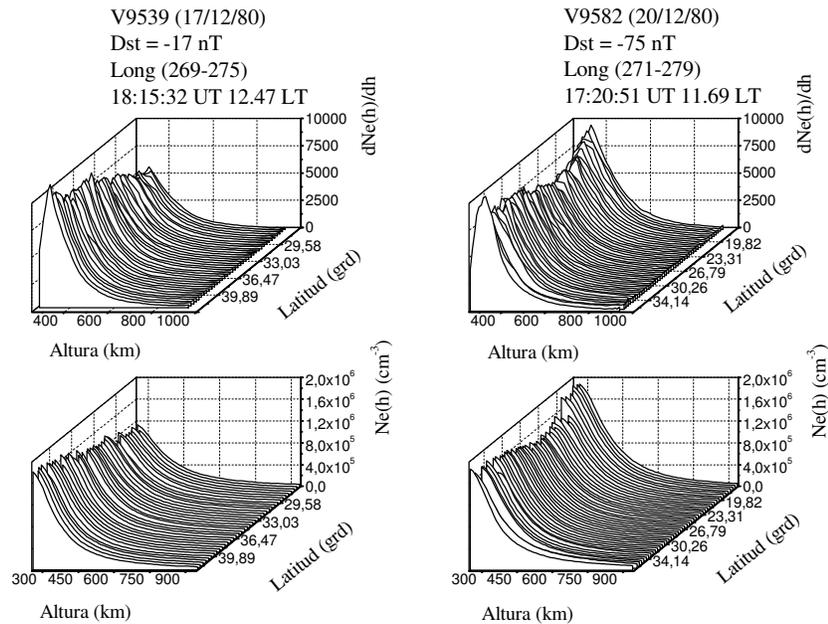


Figura 2. Gráficos de concentración electrónica ($Ne(h)$) y de su gradiente con la altura ($dNe(h)/dh$) en condiciones geofísicas diferentes, obtenidos a partir del sondeo del Intercosmos-19 (caso1).

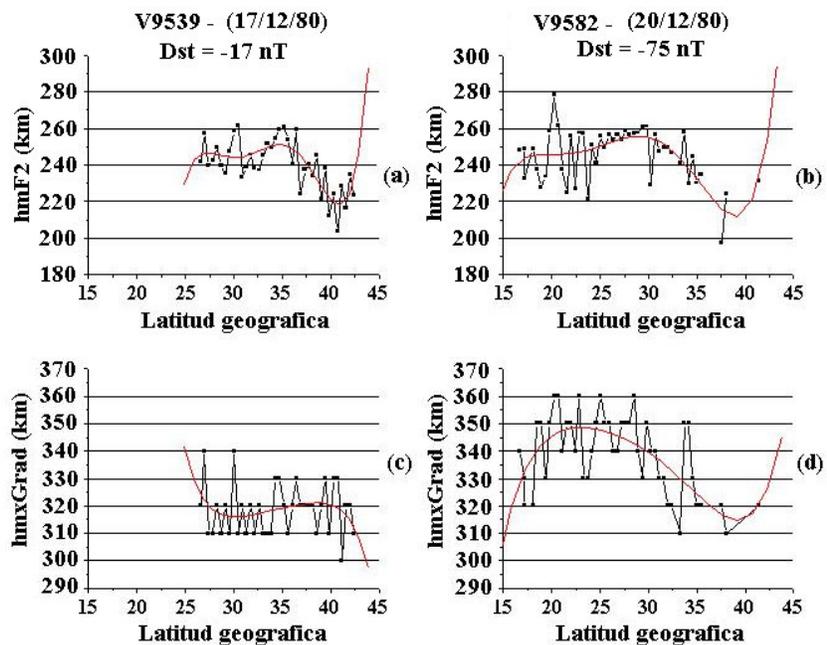


Figura 3. Gráficos de la altura máxima de la capa F2 (hmF2) y de la altura máxima del gradiente de concentración electrónica (hmxGrad) para los pases del Intercosmos -19, V9539 y V9582.

También de los gráficos de concentración electrónica para altura constante (Figura 4 a, b) se observa que durante el periodo previo de calma geomagnética (Dst = -17 nT), hacia la zona de altas latitudes, hay una tendencia a incrementarse la concentración electrónica respecto a las bajas latitudes, si en altura nos aproximamos a hmF2. Esta tendencia desaparece durante la fase de perturbación geomagnética (Dst = -75 nT), observándose un cierto comportamiento ondulatorio, a lo largo de la latitud para la concentración electrónica a altura constante, con una tendencia al aumento de la amplitud de esta onda hacia las zonas ecuatoriales igualmente aproximándonos a hmF2.

Otro efecto observado durante el sondeo top-side, es un amortiguamiento en la amplitud de las ondas atmosféricas que normalmente están presentes durante condiciones tranquilas, como se ve en la siguiente figura (Figura. 4 c, d).

En ambas condiciones se presenta un comportamiento similar con relación a la altura, ya que no se aprecia diferencia alguna en cuanto a que se

evidencie algún tipo de variación de la amplitud de la oscilación representada, con la altura. Solo al compararlos entre sí se aprecia una clara amortiguación de las amplitudes de la oscilación, cuando la ionosfera es encuentra perturbada, en el rango de las latitudes medidas. Esta amortiguación de la amplitud de las ondas se puede explicar por el hecho de que durante la perturbación se incrementa la viscosidad molecular de la atmósfera ionizada [10]. Es decir, que la onda se mueve en este caso por un medio de mayor densidad si se compara con los dos días tranquilos previos a la perturbación.

Otra característica que resulta de gran interés, es la diferencia en cuanto a la intensidad con que se manifiesta la perturbación ionosférica como función de la latitud y la longitud geográfica. El parámetro que permite caracterizar el grado de afectación o variación de foF2, es $\delta foF2$, que se obtiene de la diferencia entre el valor perturbado medido y el valor mediano mensual tranquilo, dividido por el valor perturbado medido y todo esto multiplicado por el 100 %. En nuestro caso se tomó como valor mediano tranquilo, el correspondiente a los dos días

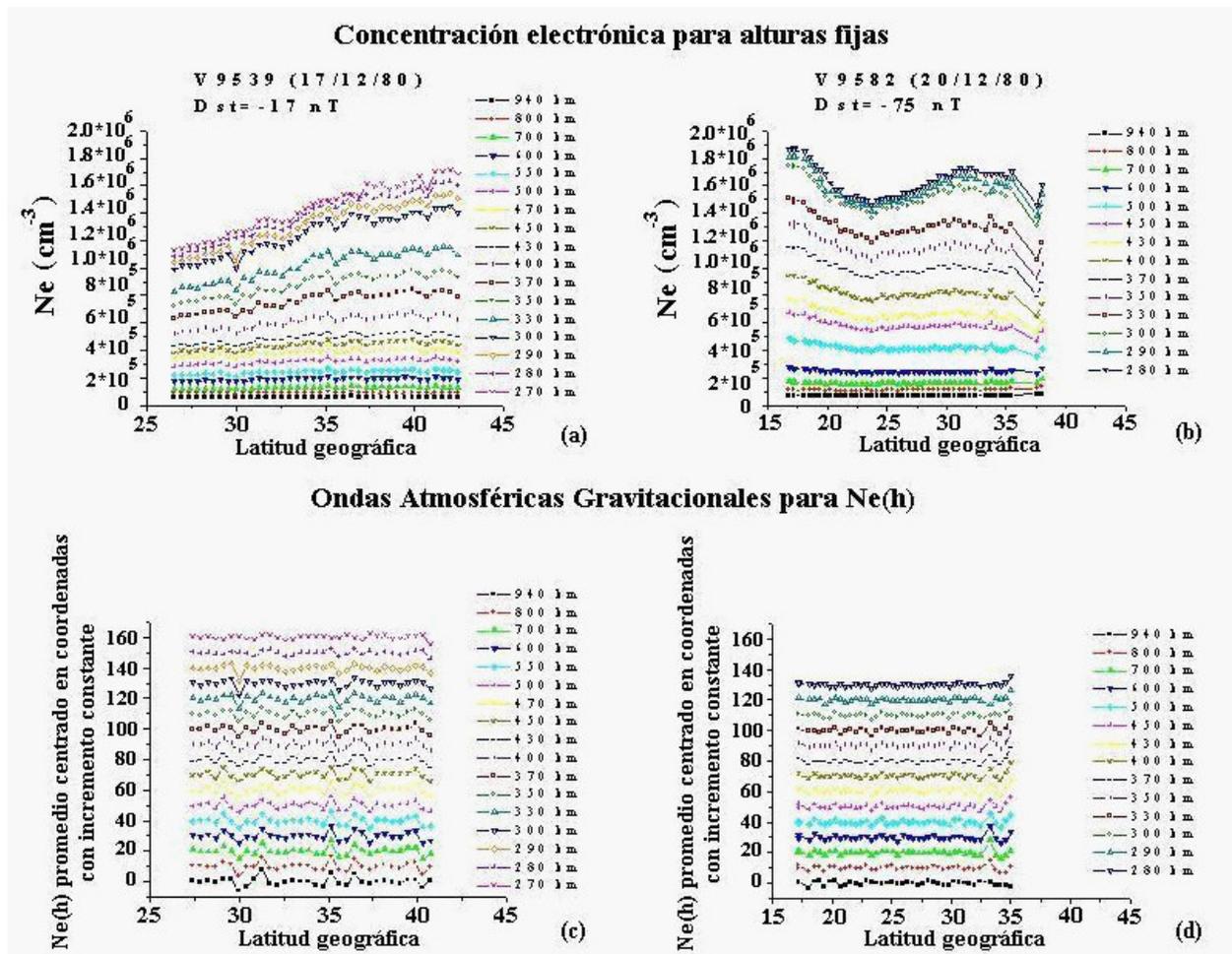


Figura 4. En las gráficas (a,b) se muestra la concentración electrónica para cada altura constante como función de la latitud geográfica durante un periodo de calma geomagnética y durante una tormenta. En las gráficas (c,d) se observa como se amortiguan las OAG en condiciones perturbadas.

previos a la tormenta (17 y 18 dic. 1980). Como valor perturbado el correspondiente a la tormenta (19 y 20 dic. 1980) Esto permite caracterizar el grado de perturbación a corto plazo, al pasar de un día geomagnéticamente tranquilo a otro muy perturbado, y de esta forma identificar las fases positivas y negativas de la tormenta ionosférica en cada localidad como se ve en la Figura 5.

En la estación ionosférica de Tahiti [coord. geog. (-17.7N 210.6E) coord. geomag. (-15.18N 284.6E)] el $\delta foF2$, obtenido de comparar el promedio de foF2 de los dos días previos a la tormenta, indica un comportamiento ondulatorio sostenido. Aquí no se puede identificar claramente ninguna fase de la tormenta, aunque se evidencia una tendencia hacia valores negativos después de las primeras 14 horas del día 19. Mientras que el $\delta foF2$ que corresponde a la comparación del promedio de los días siguientes a la fase perturbada del índice Dst, si indica una marcada fase inicial negativa que dura aproximadamente 12 horas. Después de transcurrido este tiempo hay una tendencia a la oscilación durante unas 8 horas y posteriormente una nueva caída de la concentración electrónica que dura cerca de 3 horas para volver nuevamente a oscilar. Esto indica una fuerte alteración de los niveles de ionización en la capa F2 en un corto periodo de tiempo.

En la estación ionosférica de Maui [coord. geog. (20.8N 203.5E) coord. geomag. (21.22N 270E)] el $\delta foF2$ previo a la tormenta indica una marcada fase positiva al subir la concentración electrónica desde

las primeras horas del día 19 volviéndose negativa luego de transcurridas aproximadamente 10 horas, en esta fase negativa se mantiene por un periodo de 12 horas. Posteriormente vuelve a subir la concentración electrónica durante 10 horas, luego de las cuales aparece una fase oscilatoria durante cerca de 6 horas, antes de volver a caer en una fase negativa que dura aproximadamente 4 horas. En el caso del $\delta foF2$ posterior a la tormenta, el patrón de comportamiento es bastante similar a lo anteriormente descrito durante casi 36 horas, invirtiéndose el comportamiento a una fase positiva de 4 horas luego de las cuales vuelven a estar en fase ambas curvas.

En la estación ionosférica de **Port Stanley** [coord. geog.(-51.7N 302.2E) coord. geomag. (-40.77N 10.6E)] el $\delta foF2$ previo a la tormenta y el posterior a la tormenta se encuentran casi en fase experimentando aproximadamente las mismas variaciones. Inicialmente presentan una marcada fase negativa que dura aproximadamente unas 10 horas. Posteriormente se incrementa la concentración y aparece una fase positiva de corta duración cerca de 3 horas, después de las cuales nuevamente se experimenta un decrecimiento de la concentración creándose una fase negativa que perdurara durante mas de 24 horas.

La estación ionosférica de **Wallops Islan** [coord. geog. (37.9N 284.5E) coord. geomag. (49.02N 354.4E)], presenta discontinuidades muy grandes como para poder hacer una descripción adecuada de la variación de $\delta foF2$.

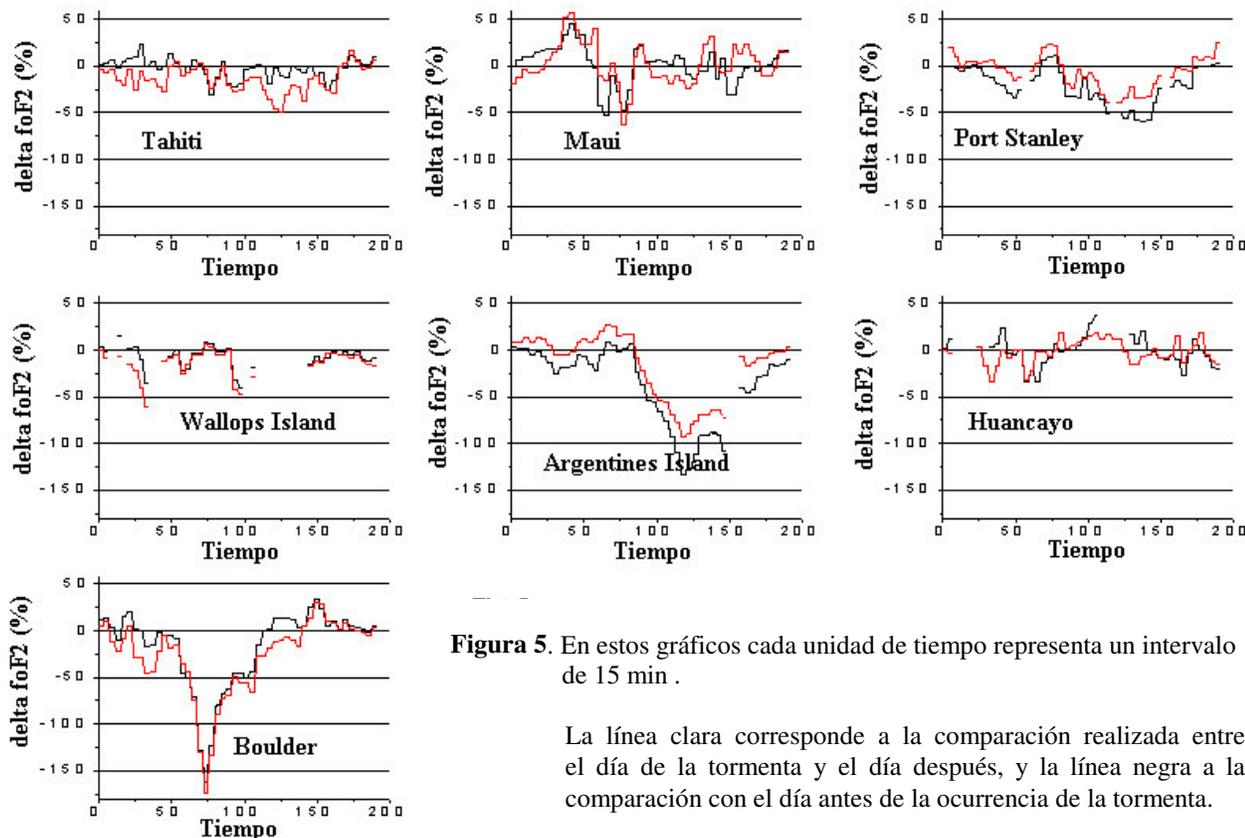


Figura 5. En estos gráficos cada unidad de tiempo representa un intervalo de 15 min .

La línea clara corresponde a la comparación realizada entre el día de la tormenta y el día después, y la línea negra a la comparación con el día antes de la ocurrencia de la tormenta.

En la estación ionosférica **Argentines Islan** [coord. geog. (-65.25N 295.8E) coord. geomag. (-54.14N 4.7E)] la variación del parámetro δf_oF_2 antes y después de la perturbación, se mantienen en fase con igual comportamiento. Ambas presentan una ligera caída de la concentración durante las primeras 20 horas, con posterioridad a esto y coincidiendo con el decrecimiento del índice Dst, hay una súbita caída de la concentración. Esta marcada fase negativa indica un decrecimiento sostenido de la concentración durante un periodo de 8 horas, luego de las cuales comienza a recuperarse.

La estación ionosférica de **Huancayo** [coord. geog. (-12N 284.7E) coord. geomag. (-0.87N 355.6E)] registra una variación de δf_oF_2 , bastante complicada con algunas discontinuidades de corta duración. En ambos casos, se presentan oscilaciones de amplitud variable. El δf_oF_2 antes de la perturbación, muestra una fase negativa luego de haber estado presumiblemente en una fase positiva durante las primeras 12 horas del día 19 diciembre. Dicha fase negativa dura cerca de 12 horas. Luego de esto presumiblemente hay un incremento de la concentración (existe una discontinuidad de la medición), que se mantiene por un periodo de 12 horas con oscilaciones.

En el último caso, la estación ionosférica de **Boulder** [coord. geog. (40N 254.7E) coord. geomag. (48.84N 318.8E)] al igual que la de Argentines Islan, presenta la variación del parámetro δf_oF_2 , antes y después de la tormenta en fase. Presentándose una fuerte caída de la concentración electrónica, que genera una fase negativa muy marcada que dura algo más de 12 horas, luego de las cuales se restablecen las condiciones iniciales previas a la tormenta geomagnética. A diferencia del registro realizado por la estación Argentines Islan, la caída de la concentración electrónica se registra en Boulder aproximadamente unas 7 horas antes. Esto nos permite inferir que la perturbación en la ionosfera se demoró aproximadamente unas 7 u 8 horas en viajar desde Boulder hasta Argentines Islan. Esto nos daría aproximadamente una velocidad de propagación de la perturbación de $0.22R_E$ km/h (R_E : radio de la tierra) ya que ambas estaciones se encuentran separadas, en longitud geográfica unos 40° y unos 102° en latitud. Además cada estación registra un nivel de afectación diferente, lo cual está condicionado por la hora local de comienzo de la perturbación.

El comportamiento anteriormente descrito para cada estación ionosférica indica la marcada dependencia latitudinal de la variación de δf_oF_2 , durante esta perturbación geomagnética.

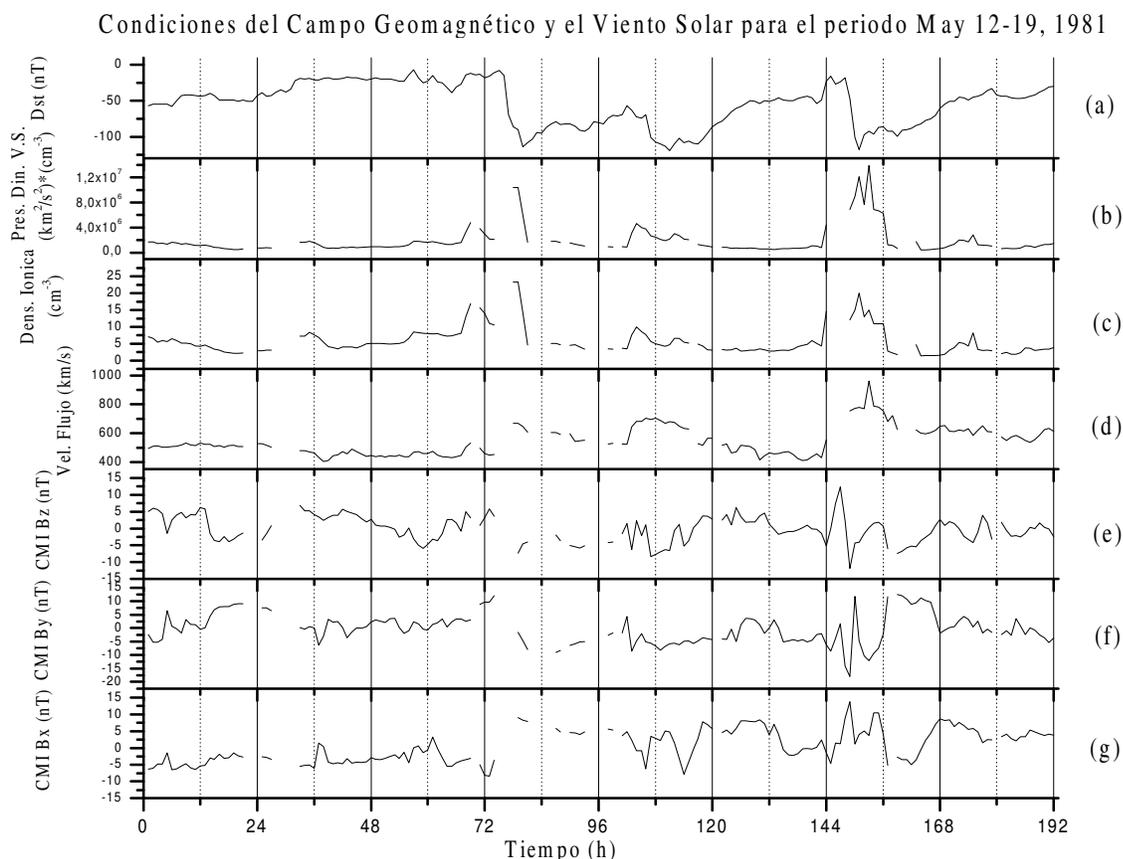


Figura 6. Condiciones físicas del viento solar (V.S.), el campo magnético interplanetario (CMI), y el índice geomagnético Dst desde el día 12 al 19 de mayo, 1981.

• **Caso 2 (del 12 al 18 de Mayo de 1981)**

Morfología de la perturbación geomagnética

Este caso es más complejo por el hecho de que la perturbación a diferencia del caso anterior no es un fenómeno aislado, sino que es una superposición de perturbaciones que provocan varias tormentas geomagnéticas, según se refleja en la anterior gráfica del índice geomagnético Dst. (Figura 6a).

En la gráfica (Figura 6) se muestra cómo las componentes B_z y B_y presentan un comportamiento irregular, permaneciendo durante algunos periodos de varias horas tanto en valores positivos como negativos de forma alterna. Esto se refleja en el estado de leve perturbación que presenta el índice Dst hasta que el día 14/05/81 aproximadamente 02:00 UT aparece un frente de onda, según se ve del gráfico de velocidad de flujo (Figura 6d) al pasar en muy corto tiempo de aproximadamente 500 km/s a 700 km/s. Esto estuvo acompañado por un incremento en la densidad. Además, hubo valores negativos en las componentes B_z y B_y durante este periodo de tiempo, en que fue comprimida la magnetosfera. Esta compresión se puede apreciar en la gráfica de la presión dinámica del viento solar (Figura 6b) donde coincide la hora en que aparece el incremento de presión, con la caída del índice Dst, hasta valores de $Dst = -112$ nT.

Morfología de un sector latitudinal de la ionosfera en el Hemisferio americano (caso 2)

Para este caso se cuenta con dos registros de sondeo top-side del satélite Intercosmos-19, recepcionados por el Instituto de Geofísica y Astronomía, de la Ciudad de La Habana. El pase V11685, del día 14 de Mayo de 1981 que sondea el rango de latitud desde los 8.40° hasta los 41.3° norte y el rango de longitudes desde los 272.63° hasta los 282.24° oeste, a una altura por encima de los 800 km .

Igualmente, los ionogramas son tomados cada 8 segundos, desde las 13:12 UT (7.39 LT) hasta las 13:22 UT (8.19 LT). Durante este intervalo de tiempo el valor del índice geomagnético $Dst = -32$ nT, que se puede clasificar como perturbación leve, ya que está por encima de -50 nT.

Y un segundo pase, V11699, del día 15 de mayo de 1981, donde se sondea el rango de latitud desde los 1.85° hasta los 39.4° norte y el rango de longitudes desde los 281.67° hasta los 291.86°

oeste, a una altura por encima de los 785 km . De igual forma cada ionograma es tomado cada 8 segundos, desde las 12:17 UT (7.08 LT) hasta las 12:29 UT (7.94 LT). En este caso el valor del índice geomagnético $Dst = -87$ nT, lo cual se considera como perturbado. Del análisis de los ionogramas top-side se obtienen las anteriores gráficas (Figura 7) para los perfiles de concentración electrónica y los gradientes de densidad electrónica.

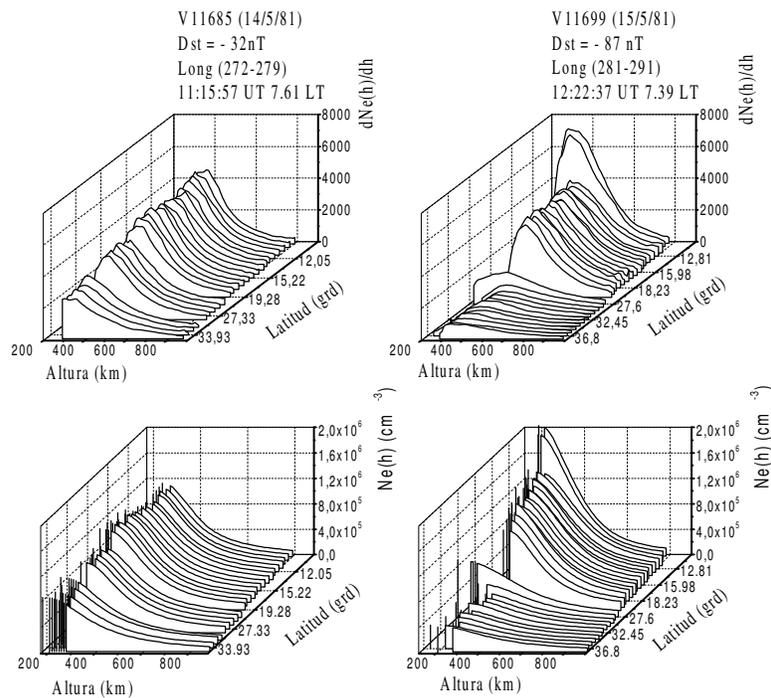


Figura 7. Gráficos de concentración electrónica ($Ne(h)$) y de su gradiente con la altura ($dNe(h)/dh$) en condiciones geofísicas diferentes, obtenidos a partir del sondeo del Intercosmos-19 (caso2).

Este segundo caso, presenta intervalos de latitud donde no se registra medición. Pero presenta un comportamiento semejante al primer caso, puede apreciarse que en las siguientes gráficas de hmF_2 (Figura 8 a,b), durante el sondeo perturbado se registra un incremento visible en la altura del máximo de concentración electrónica de la capa F2, de aproximadamente 50 km. En la gráfica de la altura del máximo de gradiente de concentración electrónica (Figura 8 c,d) este incremento es mucho mas evidente, indicando una clara expansión de la capa F2 durante la ocurrencia de la perturbación geomagnética como consecuencia del calentamiento de Joule.

Otro gráfico que brinda información sobre el comportamiento de la ionosfera, es el de concentración electrónica para altura constante, como se aprecia en la figura siguiente (Figura 9 a,b).

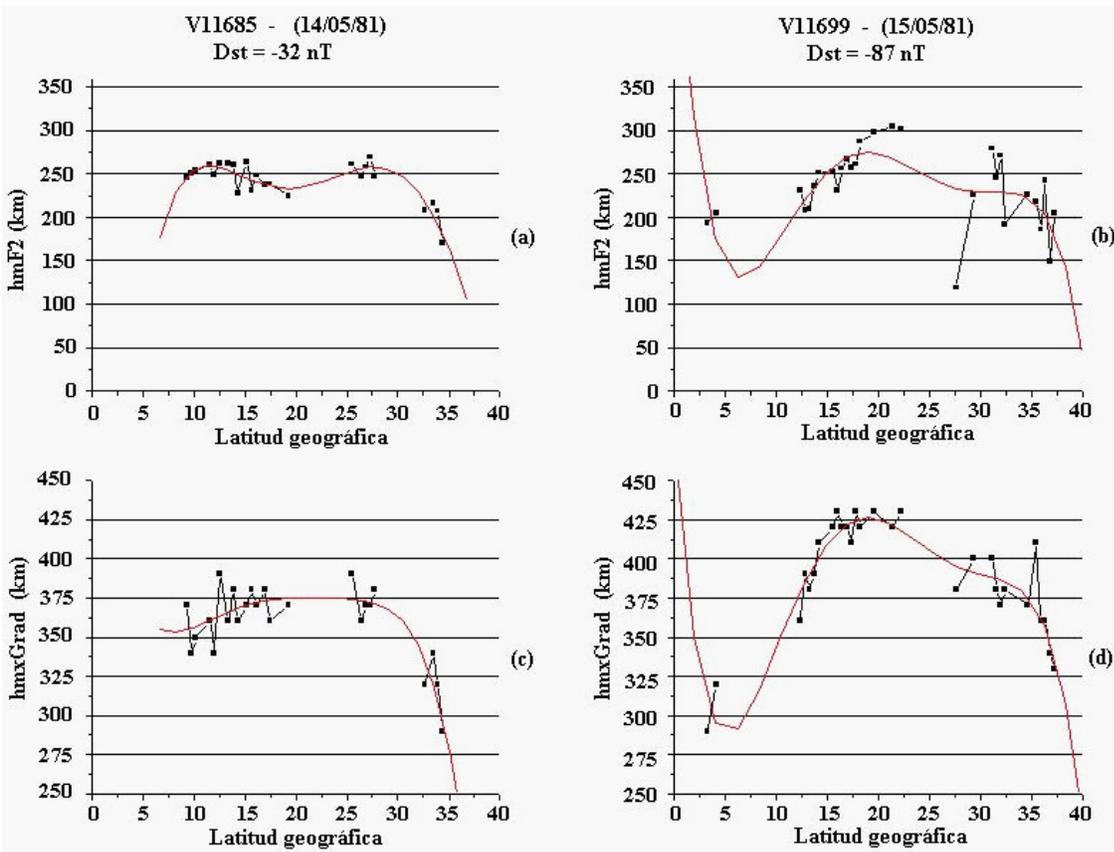


Figura 8. Gráficos de la altura máxima de la capa F2 (hmF2) y de la altura máxima del gradiente de concentración electrónica (hmxGrad) para los pases del Intercosmos -19, V11685 y V11699.

Debido a la ausencia de valores para ciertos sectores en el rango de latitudes sondeado, es imposible estimar el comportamiento de las ondas gravitacionales, ya que no se puede saber con certeza la dinámica que ha seguido la ionosfera en dichos sectores. Pero de los últimos gráficos mostrados (Figura 9 a,b) se puede apreciar cómo,

durante la perturbación, se produce un incremento notable de la concentración electrónica en dirección a las latitudes ecuatoriales, así como que hay una notable disminución de dicho parámetro hacia las latitudes medias; si se comparan dichos rangos de latitudes en el caso del día no perturbado geomagnéticamente.

Concentración electrónica para alturas fijas

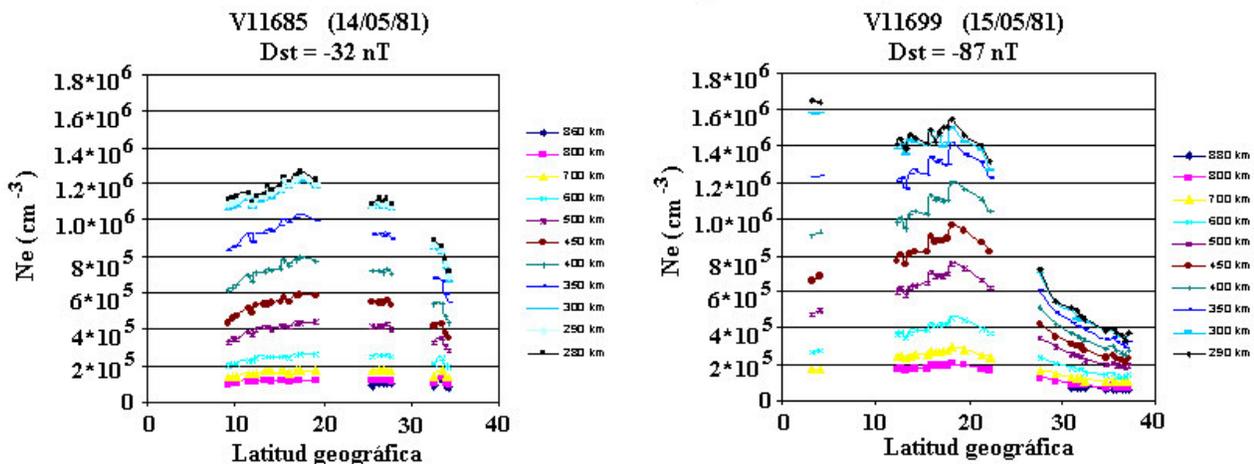


Figura 9. En las gráficas (a,b) se muestra la concentración electrónica para cada altura constante como función de la latitud geográfica durante un periodo de calma geomagnética

CONCLUSIONES

Los casos analizados muestran que durante una perturbación en el viento solar en la que se propaga una onda de choque (incremento en la densidad iónica y la velocidad) se entrega una gran cantidad de energía a la magnetosfera no solo por la compresión experimentada dinámicamente, sino que la topología presente durante estas condiciones por el campo magnético interplanetario con B_z y B_y negativos, condiciones que favorecen la reconexión magnética entre el campo magnético interplanetario y la magnetosfera terrestre.

Durante estas perturbaciones geomagnéticas la energía entregada por el viento solar se disipa por

diversos mecanismos desde la magnetosfera a la ionosfera, incrementando los niveles de ionización y aumentando la temperatura electrónica. Esto se ve reflejado en la expansión que experimenta la altura de la capa F2 y la amortiguación de la amplitud de las ondas gravitacionales debido al incremento de la viscosidad del medio. Ambos casos analizados presentan un incremento apreciable en la altura del máximo del gradiente de concentración electrónica en la capa F2 durante la ocurrencia de la perturbación.

También existen diferencias en cuanto al comportamiento de la perturbación de acuerdo a latitud, según se pudo apreciar en las graficas de f_oF_2 en cada estación ionosférica analizada.

REFERENCIAS

- [1]. PRÖLLS, G. (1995): "Ionospheric F-region storms", In: Volland, H. (Ed.), **Handbook of Atmospheric Electrodynamics 2**. CRC Press, Boca Raton, 195-248.
- [2] REES, D. (1995): "Observations and Modelling of ionospheric and thermospheric disturbances during major geomagnetic storms: a review", in **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics** 57, 1433.
- [3] FIELD, P.R.; H. RISHBETH, R.J. MOFFETT **et al.** (1998): "Modelling composition changes in F-layer storms", in **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics** 60(5), 523.
- [4] RISHBETH, H. (1998): "How the thermospheric circulation affects the ionospheric F2-layer". **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics** 18, 234.
- [5] LYONS, L.R., (2000): "Geomagnetic disturbances: characteristics of, distinction between types, and relations to interplanetary conditions" in **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, 62, 1087.
- [6] BARGATZE, L.F.; R.L. MCPHERRON and D.N. BAKER (1986): "Solar Wind-Magnetosphere Energy Input Functions" in "Solar Wind-Magnetosphere Coupling", edited by Y. Kamide and J. L. Slavin, 101-109, by (TERRAPUB), Tokio.
- [7] SHUNK, R.W. and A.F. NAGY (2000): Chapter 5 of "IONOSPHERES: Physics, Plasma Physics, and Chemistry", Cambridge University Press.
- [8] PRICE, G.D.; R.W. SMITH and G. HERNANDEZ (1995): **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**.
- [9] FULLER-ROWELL, T.J. **et al.** (1991): **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics** 53, 541.
- [10] CHAPMAN, S. and R.S. LINDZEN (1970): in "Atmospheric Tides: thermal and gravitational", D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland.

COMPORTAMIENTO MORFOLOGICO DE LA GRANULACION FOTOSFERICA EN EL ENTORNO DE LAS MANCHAS SOLARES

Ernesto R. Rodríguez Flores y Rafael Gámez Díaz
Instituto de Geofísica y Astronomía, CITMA, La Habana, Cuba

RESUMEN

Utilizando imágenes solares obtenidas con elevada resolución espacial se analiza la influencia de los campos magnéticos intensos en las propiedades morfológicas de la granulación fotosférica. Este análisis no arroja variabilidad en los parámetros estudiados (diámetro crítico, dimensión fractal y distribución espacial de los gránulos), lo cual es indicativo que los procesos que determinan estos fenómenos no se alteran con la presencia de manchas solares.

ABSTRACT

Using high-resolution solar images, we analyze the strong magnetic fields influence in the morphological properties of the photospheric granulation. From this analysis results that critical diameter, fractal dimension and spatial distribution of the granules do not change. It is indicative that the process which determine these phenomena not vary in the sunspots neighborhood.

INTRODUCCION

Los resultados teóricos [1] y observacionales de las últimas dos décadas se inclinan por la no-existencia de una escala característica y a favor de un comportamiento fractal de la granulación fotosférica [2, 3, 4, 5]. Además, se ha encontrado un diámetro crítico (d_c) que define dos grupos de gránulos con diferencias morfológicas significativas [2, 3, 4]. La dimensión fractal de los gránulos pequeños (menores que d_c) está cercana al predicho por la teoría de Kolmogorov sobre turbulencias homogéneas e isotrópicas para isobaras, lo cual es indicativo de un origen turbulento para tal grupo [2, 3]. Las propiedades del segundo grupo, de estrecho rango en tamaño, sugieren la convección laminar como generadora del mismo [2, 3, 4].

Por otra parte, la distribución de los gránulos en la fotosfera no es aleatoria. Esta responde a dos patrones espaciales asociados a cada uno de los grupos citados anteriormente [6]. Así, los gránulos pequeños ($d < d_c$) se agrupan formando cúmulos y los grandes ($d > d_c$) se distribuyen formando anillos. Ambos patrones se complementan de forma tal que los cúmulos de los primeros quedan encerrados por los anillos de los últimos [4, 6, 7].

Las manchas solares son la manifestación de la presencia de intensos campos magnéticos generados en las capas profundas del Sol (aproximadamente a 0.2 radios solares). La probable influencia de estos campos magnéticos en las características de la granulación no ha sido considerada previamente, al

analizar su dimensión fractal. Con esa óptica, en este trabajo estudiamos las características de la granulación en el entorno de las manchas solares, donde puede esperarse una modificación sustancial de las condiciones físicas del medio.

MATERIAL Y METODOS

La primera parte del material tiene su origen en ftoheliogramas tomados en la Estación de Montaña de Pamir (resolución espacial de 0.3"), utilizando un telescopio reflector, con un diámetro en su objetivo de 50 cm y 120 m de distancia focal resultante [8].

Las características del material fotográfico utilizado, así como los parámetros de los registros mencionados fueron las siguientes: sensibilidad de la película de 3 DIN, poder resolutivo de 120 líneas/mm y formato de 120 mm. El ancho de banda empleado fue de 40 nm centrado en los 650 nm y el tiempo de exposición fue de 1.5 ms [9]. La excelencia de los ftoheliogramas (calidad > 30 en la escala del instrumento, reportada en [8]) se aprecia claramente en la nitidez del patrón de la granulación y la resolución espacial de 0.3" alcanzada.

Estos ftoheliogramas fueron digitalizados utilizando un escáner de negativos Arcus 1200 (Agfa). Atendiendo al tamaño de las estructuras más pequeñas a estudiar, dichos negativos fueron cifrados a 300 puntos por pulgada (p.p.p.) y 256 tonos de gris. De estas "imágenes fuentes" fueron seleccionadas las regiones de trabajo, constituyendo así la primera parte del material.

La otra parte del mismo se obtuvo de la selección de sectores de una imagen cuyo URL es <http://science.msfc.nasa.gov/ssl/pad/solar/images/sunspot1.jpg>. Esta imagen, obtenida con una resolución espacial de 0.25", constituye un material de excelente calidad reflejada en su alto contraste y mayor uniformidad en toda su área. Esta "imagen fuente" también tiene 300 d.p.i. de resolución y 256 tonos de gris, con lo que se garantizaba la uniformidad de las propiedades de las imágenes de trabajo (Tabla I).

Tabla I. Características de las imágenes de trabajo.

Donde: dd-día, mm-mes, aaaa-año,
 “ - segundos de arco,
 r - distancia media de los gránulos al centro de la umbra de la mancha principal.

Imagen	dd/mm/aaaa	Area	r
300978de	30/09/1978	30.2"×30.2"	64.5"
021078de	02/10/1978	30.2"×30.2"	64.7"
031078de	03/10/1978	30.2"×30.2"	64.9"
041078de	04/10/1978	30.2"×30.2"	65.0"
051078de	05/10/1978	30.2"×30.2"	65.3"
061078de	06/10/1978	30.2"×30.2"	65.1"
Ggc	07/06/1992	21.0"×21.0"	27.0"
Ggi	07/06/1992	21.0"×21.0"	45.2"
Ggl	07/06/1992	21.0"×21.0"	62.1"

Las herramientas empleadas en este trabajo fueron los procesadores de imágenes DIPSY© (versión 1.0) y UNESCO Bilko para Windows® (versión 2.0. Para el conteo de los gránulos, la medición del área de cada uno de ellos y su perímetro correspondiente se utilizó el programa Areas.exe desarrollado por un investigador del Instituto de Materiales y Reactivos para la Electrónica (IMRE) de la Universidad de La Habana.

Calibración, estandarización y uniformidad de las imágenes

Para la calibración de las imágenes se obtuvieron los valores de corriente oscura y corrección por campo plano, encontrándose que ambos eran mucho menores que un tono de gris en todos los casos. Esto hace que tales valores se consideren despreciables y por ende las imágenes calibradas. Este resultado es de esperar por el amplio espectro de intensidad de nuestras imágenes y la digitalización a 256 tonos de gris.

La estandarización de las imágenes se basó en la cuña densitométrica digitalizada. En la misma cada

franja de la cuña original es representada por su valor medio y su desviación estándar, como resultado del buen ajuste de su histograma a una distribución normal. De esta forma se tomó la imagen patrón como la de mejor cuña, atendiendo a los valores más pequeños de desviación estándar integral y al aprovechamiento del rango de intensidad (poca saturación). Siguiendo este criterio se seleccionó a la imagen 051078 y de la relación entre los valores de intensidad de cada cuña con la patrón se encontró la función de estandarización (con ajuste superiores a 0.98 en todos los casos). De la aplicación de la función de estandarización correspondiente a cada caso resultaron las imágenes estandarizadas.

Para uniformizar las imágenes se promedió cada una de las imágenes involucradas. Luego, se restó la imagen virgen estandarizada a su promediada. Así se eliminaba el efecto de no-uniformidad (baja frecuencia), quedando solamente las altas frecuencias que eran portadoras de la información "intensidad de las regiones de granulación".

RESULTADOS Y DISCUSION

Para el análisis del comportamiento de algunas magnitudes morfológicas en presencia de fuertes campos magnéticos se analizaron las imágenes Ggc, Ggi y Ggl (ver características en la Tabla I). Se midió el diámetro y el perímetro de todos los gránulos contenidos en cada una de ellas y se obtuvo la relación área - perímetro para cada caso (Tabla II). Una representación gráfica de tal relación para una de las imágenes se muestra en la Figura 1.

La inspección visual muestra que la relación área – perímetro cambia a partir de cierto valor (ver ejemplo en la Figura 1). Un resultado similar se ha encontrado en otros trabajos, en los que este cambio se sitúa entre 1.35" y 1.45", identificando al mismo con el diámetro crítico [2, 3, 4]. Considerando lo anterior, tomamos intervalos por encima de 1.45" (1.866 en el eje de las abscisas) y por debajo de 1.35" (1.804 en el eje de las abscisas) del valor de cambio (ver ejemplo en la figura 1) y calculamos el intercepto de las relaciones para encontrar el diámetro crítico de la granulación en nuestras imágenes. De forma complementaria se probó que las regresiones que describen ambos intervalos son distintas (nivel de significación de 0.01), según la prueba de proporción de varianzas.

La dimensión fractal de los gránulos la calculamos haciendo uso de la relación $P \sim A^{D/2}$ [2]. En la misma, **P** es el perímetro del gránulo, **A** su área y **D** su dimensión fractal. Los resultados encontrados (resumidos en la Tabla II), son cercanos a lo reportado en la literatura [2, 3, 5].

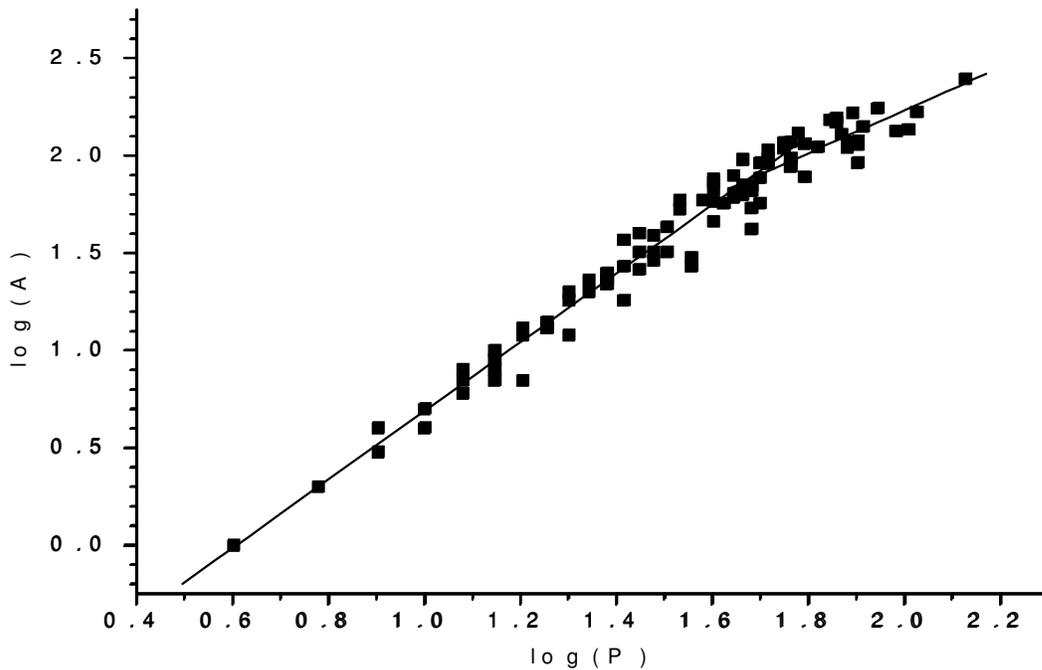


Figura 1. Gráfico log – log que muestra la relación entre el perímetro (P) y el área (A) de cada uno de los 111 gránulos contenidos en la imagen Ggl. En éste se observa un cambio de pendiente en el punto (1.648; 1.856). Por debajo de este punto, la relación se ajusta según $Y = 1.77 X - 1.08$ (con $r = 0.992$ y $\sigma = 0.08$). Para el intervalo por encima de ese punto, la relación es $Y = 1.10 X + 0.04$ (con $r = 0.786$ y una $\sigma = 0.1$). Donde $Y = \log A$ y $X = \log P$.

Como se puede ver en la citada tabla, no se aprecian diferencias significativas entre la dimensión fractal de los gránulos cuyo diámetro es inferior al crítico. Lo cual es indicativo de que la dimensión fractal de los gránulos pequeños no varía significativamente con la distancia a las manchas solares. Otro tanto ocurre con la dimensión fractal de los gránulos grandes en la vecindad de estudio. El diámetro crítico, por su parte, permanece constante para las tres distancias analizadas. Esto se puede traducir en que el mecanismo cinético predomina sobre el magnético y que el movimiento convectivo del plasma es el factor decisivo en la variabilidad de esta magnitud para estos casos.

Tabla II. Resultados de la relación área (A) – perímetro (P) para Ggc, Ggi y Ggl. Donde: r – ajuste, σ – desviación estándar, N – número de gránulos, D – dimensión fractal. El subíndice 1 (2), se refiere a la primera (segunda) recta, con $Y = \log A$ y $X = \log P$.

Imagen	Ggc	Ggi	Ggl
Primera recta	$Y = 1.75 X - 1.04$	$Y = 1.76 X - 1.08$	$Y = 1.77 X - 1.08$
r_1	0.997	0.994	0.992
σ_1	0.05	0.07	0.08
N_1	52	77	77
D_1	1.14 ± 0.01	1.14 ± 0.01	1.13 ± 0.02
Segunda recta	$Y = 1.19 X - 0.12$	$Y = 1.07 X + 0.06$	$Y = 1.10 X + 0.04$
r_2	0.883	0.895	0.786
σ_2	0.01	0.09	0.1
N_2	45	25	34
D_2	1.7 ± 0.1	1.9 ± 0.2	1.8 ± 0.3
Diámetro crítico	1.4"	1.4"	1.4"

Distribución espacial de la granulación fotosférica en las cercanías de las manchas solares

Para abordar este estudio, utilizamos las imágenes de trabajo que tienen su fuente en ftoheliogramas (resolución espacial 0.3") y cuya distancia a la umbra de la mancha principal del grupo es aproximadamente constante. Estas imá-

genes (Tabla II), fueron binarizadas a un valor umbral suficiente para definir las zonas de mayor intensidad de los gránulos grandes (segundo grupo), que representan a su vez los más brillantes [4, 6]. Una distribución de tamaños de las celdas formadas por estos gránulos aparece en la Figura 2.

La medición de estas celdas se realizó por el método clásico empleado en la determinación del diámetro de los gránulos por varios autores [10, 11]. Como se podrá apreciar de la Figura 2, la distribución de tamaño de las celdas se ajusta a una normal. El resultado de tales mediciones se resume en la Tabla III.

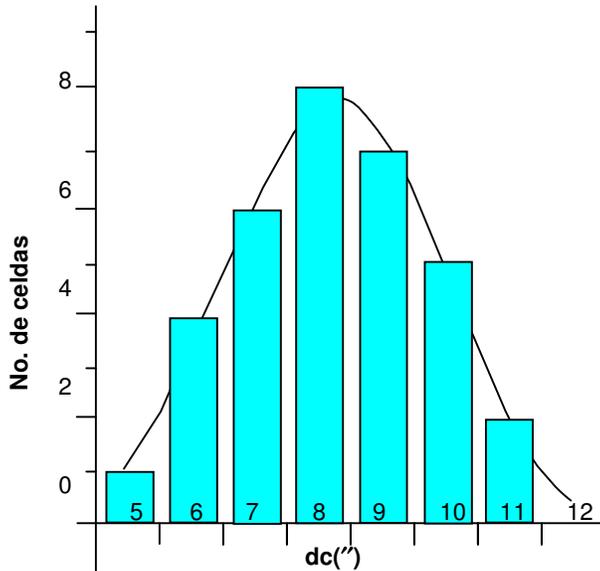


Figura 2. Distribución de tamaños de las celdas (Dc) formadas por los gránulos brillantes contenidos en la imagen 031078de.

De la Tabla III se observa que todos los valores medios son iguales a 8", comparables a la media dada en [6]. Las desviaciones estándar de cada media (tabla III) no nos permiten detectar diferencias significativas entre estos valores medios ($\alpha = 0.0001$). Por otro lado, la distancia media de cada imagen a las manchas es aproximadamente constante (65") y el valor de inducción del campo magnético en la umbra de la mancha principal es diferente para cada día. Por lo anterior, podemos afirmar que no encontramos una variación del tamaño de estas celdas ante la presencia de fuertes campos magnéticos, en la vecindad analizada. Este resultado concuerda con el obtenido en otro trabajo reciente [7].

AGRADECIMIENTOS

Queremos hacer explícito nuestro agradecimiento al Dr. Ramón E. Rodríguez Taboada por la ayuda prestada en la revisión del texto final, así como por sus innumerables sugerencias acerca del mismo

Tabla III. Resultado de la medición del tamaño de las celdas de los gránulos brillantes. Donde: r - distancia media de los gránulos de la imagen a las manchas solares, dc - diámetro de las celdas, σ - desviación estándar, N - número de celdas, Bump - inducción del campo magnético en la umbra de la mancha principal.

Imagen	B _{ump}	r	dc	σ	N
300978de	-	64.5 "	8 "	2 "	37
021078de	1600 G	64.7 "	8 "	2 "	36
031078de	2700 G	64.9 "	8 "	2 "	34
041078de	3100 G	65.0 "	8 "	1 "	35
051078de	2800 G	65.3 "	8 "	2 "	32
061078de	2400 G	65.1 "	8 "	1 "	35

CONCLUSIONES

No se encontró diferencias significativas ni en la dimensión fractal de los dos grupos de gránulos, ni en el diámetro crítico con la distancia a las manchas solares. Lo anterior es indicativo que los procesos que determinan los dos tipos de convección (turbulenta y laminar) no se alteran con la presencia de manchas solares.

Se encontró que el diámetro promedio de las celdas formadas por los gránulos grandes es de 8". Este rango es comparable a la escala característica del patrón de la mesogranulación. Varios autores han encontrado valores semejantes al mencionado patrón y lo han asociado al mismo [6, 10]. Este trabajo sustenta tal asociación. Del análisis de la distribución espacial de la granulación (manteniendo aproximadamente constante la distancia a las manchas solares), se obtuvo que el diámetro de los anillos formados por los gránulos de mayor tamaño no varía con el campo magnético. Lo anterior es un indicio que el mecanismo responsable de tal comportamiento de los gránulos se encuentra en las capas subfotosféricas, que son regiones donde la energía cinética domina sobre la magnética.

REFERENCIAS

- [1] GADUN, A. S. and Y.Y. VOROB'YOV (1995): **Solar Physics**, 159, 45-51.
- [2] ROUDIER, TH. and R. MULLER (1987): **Solar Physics**, 107, 11-26.
- [3] HIRZBERGER, J. et al. (1997): **The Astrophysical Journal**, 480, 406-419.

- [4] RODRIGUEZ, E. R. y R. GAMEZ (2001): "Caracterización de procesos estacionarios en la fotosfera solar", **Informe Científico-Técnico**, IGA, 36 p.
- [5] BOVELET, B. and E. WIEHR (2001): **Solar Physics**, 201, 13-26.
- [6] MULLER, R.; TH. ROUDIER and J. VIGNEAU (1990): **Solar Physics**, 126, 53-67.
- [7] RODRIGUEZ, E. R. y R. GAMEZ (2000): **Memorias de Geoinfo** (CD-ROM).
- [8] PARFINENKO, L. D. and V.F. MIKLALOV (1978): **Solnechye Dannye**, 8, 92-97.
- [9] PARFINENKO, L. D. (1999): Comunicación Personal.
- [10] ODA, N. (1984): **Solar Physics**, 93, 243-255.
- [11] RODRIGUEZ, E.R.; R.E. RODRIGUEZ y J.P. DOVAL (1997): **Memorias de Geoinfo**, 120-123.

DEPENDENCIA DE LA INTENSIDAD DEL FLUJO PROTONICO SOLAR CON LOS PARAMETROS DEL VIENTO SOLAR

Eduardo del Pozo García¹ y Jorge Félix Valiente Márquez²

Departamento de Astronomía, Instituto de Geofísica y Astronomía (IGA). La Habana, Cuba

RESUMEN

En trabajos anteriores se determinaron las relaciones del flujo protónico solar ($E > 10$ MeV) con, la radioemisión de los eventos de bandas métrica y centimétrica y la heliolongitud del destello. Este parámetro es un indicador de la posición relativa entre el evento solar y la Tierra. En el presente artículo se analizaron 22 eventos protónicos con baja radioemisión en banda métrica a velocidades del Viento Solar menores que 500 Km/s. Se determinó la dependencia de la intensidad del flujo protónico con las condiciones existentes en el medio interplanetario, en particular con la densidad y la velocidad del "Viento Solar". Los resultados muestran una relación inversa con la velocidad: mayores intensidades de flujo a bajas velocidades del "Viento Solar", y una posible relación directa con la densidad: mayores intensidades de flujo para altas densidades del Viento Solar.

ABSTRACT

In former works the relation of the solar proton flux intensity ($E > 10$ MeV) with burst radioemission at centimetric and metric bands and flare heliolongitude were determined. Being this parameter an indicator of relative position between Earth and solar event. In present paper 22 proton events with a low metric band radioemission, which took place when Solar Wind speed was less than 500 km/s were analyzed. The dependence of proton flux intensity with the interplanetary medium conditions in particular with Solar Wind speed and density was determined. In particular, an inverse relation with velocity: Greater flux intensity takes place at low Solar Wind speed is obtained, and a possible direct relation with density: Greater flux intensity takes place at high Solar Wind density is suggested.

INTRODUCCION

Una caracterización de la intensidad del flujo protónico en las inmediaciones de la Tierra se obtuvo en 1989 [1]. Esta caracterización se apoya en dos informaciones básicas:

La dependencia del flujo protónico de la intensidad de la radioemisión en bandas métrica y centimétrica y, la posición relativa de las zonas emisoras en el Sol respecto a la posición orbital de la Tierra. Considerando como primera aproximación de la posición relativa se toma la heliolongitud del destello asociado al radioevento.

Con posterioridad se determinaron los diagramas de direccionalidad de los eventos protónicos en el plano de la eclíptica desde las inmediaciones de la Tierra [2][3]. Lo que confirmó la gran diferencia entre las características de la direccionalidad de los eventos protónicos según su intensidad en la banda métrica de radioemisión. Y se obtuvo una dependencia aproximadamente cuadrática con la heliolongitud del logaritmo de la intensidad del flujo protónico.

Los eventos protónicos cuya emisión se caracteriza por una radioemisión débil en banda métrica

presentan diagramas de direccionalidad del flujo protónico con una menor direccionalidad.

En análisis anteriores esta menor direccionalidad se asoció a la existencia de desventajosas condiciones de propagación en la alta corona al ocurrir estos eventos.

En el presente artículo presentan evidencias que indican la necesidad de reconsiderar esta explicación y, se presenta el efecto de variación en la intensidad de flujo protónico con el estado de los parámetros del "Viento Solar" antes de ocurrir el evento y, se analiza la alternativa de la interacción con el medio interplanetario como causa del comportamiento no explicado de la intensidad del flujo protónico en las inmediaciones de la Tierra.

MATERIALES Y METODOS

Se tomó un grupo de eventos protónicos relacionados con destellos en el disco visible del Sol, que presentan una intensidad máxima del flujo protónico observado en la Tierra con energía $E > 10$ MeV, e intensidad $I_{10} > 1.5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

Email: ¹pozo@iga.cu
²valiente@iga.cu

Además fueron incluidos los eventos solares que satisfacían el criterio de protónico [4], sin límite inferior sobre la intensidad del correspondiente flujo de protones en la Tierra.

En total se utilizaron 22 eventos solares de radioemisión débil en banda métrica (menos de 5000 UF), que ocurrieron cuando el “Viento Solar” era de baja velocidad < 500 km/s, lo que caracteriza el estado del medio interplanetario.

Para el análisis de la interacción de la onda de choque con el “Viento Solar” se tomaron de cada uno de los eventos protónicos analizados los siguientes datos:

La intensidad observada del flujo protónico y la intensidad calculada según los algoritmos establecidos en 1989 [1] y, los parámetros del “Viento Solar” de la medición horaria anterior al máximo de radioemisión centimétrica del radioevento asociado.

No fueron incluidos los eventos protónicos producidos en una región de gran actividad, o que el flujo protónico observado era el resultado de eventos de diferentes zonas, pues en ambos casos no es posible separar con exactitud a que región activa corresponden los flujos protónicos observados. Tampoco fueron incluidos los eventos complejos que se observan sobre el fondo de una fuerte perturbación geomagnética, la cual provoca una variación adicional de los parámetros de estos flujos protónicos [1].

En los casos que no se contó con la observación de la intensidad máxima de los radioeventos se determinó mediante los espectros de frecuencias construidos con todos los datos de la red mundial [4].

RESULTADOS

La concepción general utilizada para el pronóstico del flujo protónico (Figura 1) incluye a través del parámetro de la heliolongitud “ θ ”, las características de la propagación de los protones solares a través del medio interplanetario según la posición relativa de la Tierra respecto la región del Sol en que tiene lugar el evento. Propagación caracterizada en general por la forma espiral de las líneas magnéticas del medio interplanetario.

Sin embargo, esta concepción no considera el estado del medio interplanetario, y no incluye:

El mayor o menor grado de interacción de la eyección de masa coronal (CME) y la onda de choque asociada con el estado del medio interplanetario, ni la influencia en la propagación de las partículas cargadas debido al cambio de curvatura de las líneas espirales causadas por las variaciones en la velocidad del Viento Solar [5].

No obstante, para analizar la dependencia con los parámetros del viento solar es necesario reducir la dependencia del flujo protónico de la intensidad máxima de la radioemisión en banda centimétrica “Sf”

PRONOSTICO DEL FLUJO PROTONICO DE LOS EVENTOS SOLARES

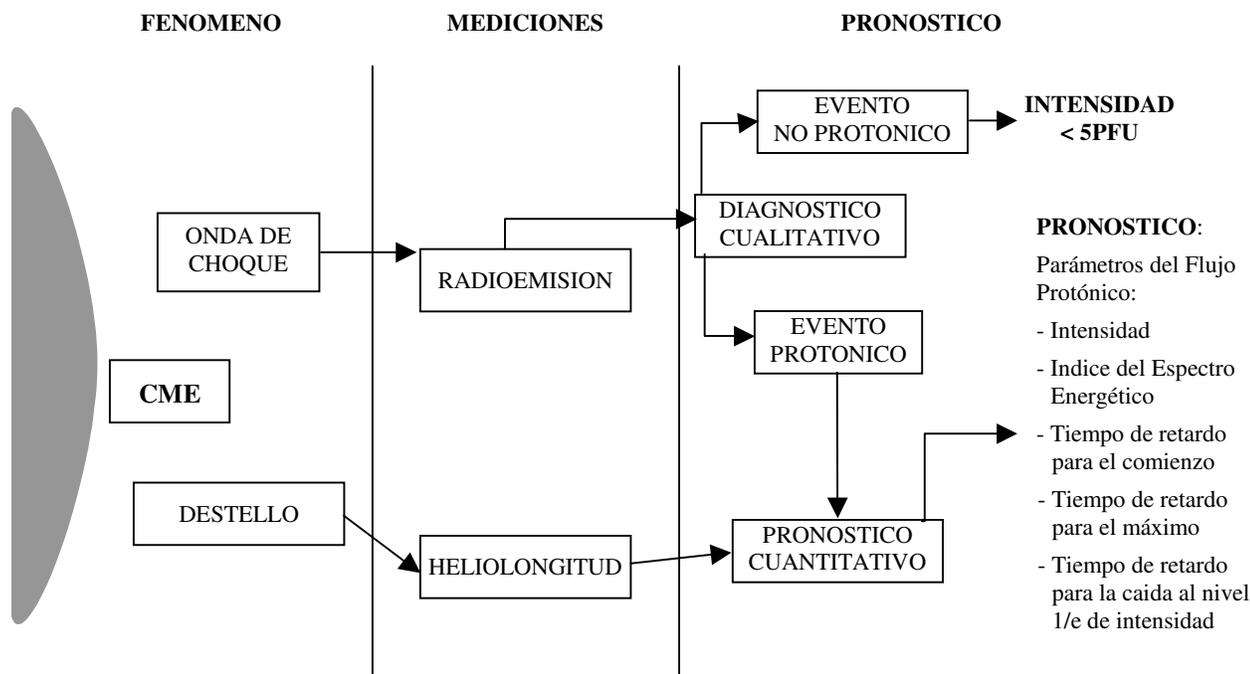


Figura 1. Concepción General del Diagnóstico del Flujo Protónico de 1989.

y del efecto de su variación por la posición relativa en el Sol respecto a la posición de la Tierra en su órbita tomando la heliolongitud "θ" del destello asociado como una primera aproximación.

Para hacer la reducción de estos efectos utilizamos los cálculos de la intensidad del flujo protónico "Ic" sobre la base de los algoritmos establecidos para la intensidad del flujo protónico en 1989:

$$I_c = K I_c(S_f, \theta) \phi(\theta) \quad (1)$$

Ic- intensidad del flujo protónico

θ- heliolongitud "θ" del destello

K- coeficiente de corrección por espectro

φ- dependencia de la heliolongitud

Estos resultados iniciales presentan un coeficiente de correlación de 0.76 entre los valores calculados y observados (Figura 2) [6]. Y fueron comprobados mediante el análisis retrospectivo con datos independientes de 18 eventos de las observaciones de 1988 a 1990 [7] más la valoración en tiempo operativo con 12 eventos de 1991 a 1993 [8].

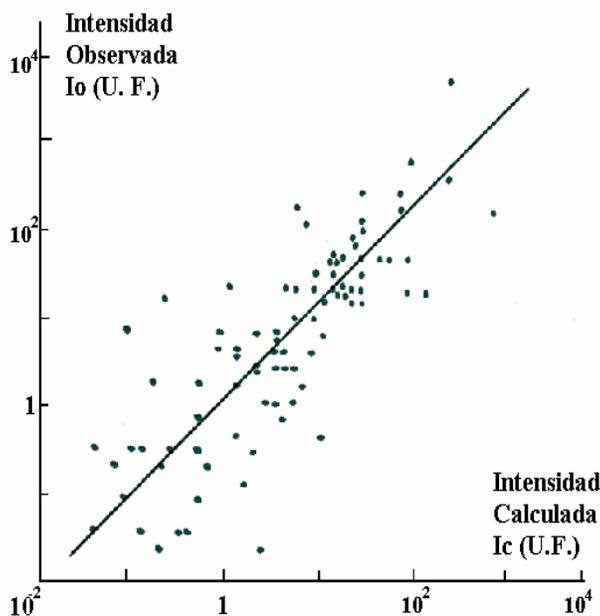


Figura 2. Relación entre el flujo protónico calculado y el flujo observado (1989).

La intensidad del flujo protónico no explicada por el modelo de la Figura 1 queda determinada por la diferencia entre el logaritmo de la intensidad observada Io y la calculada por el modelo Ic según la relación (1):

$$\text{Log } I_o - \text{Log } I_c = \text{Log } (I_o/I_c)$$

En los gráficos de la Figura 3 esta magnitud está asociada al eje de coordenadas "Y" en escala logarítmica. Y se muestra el efecto de los parámetros del "Viento Solar" como indicadores del estado del Medio Interplanetario en el tiempo de ocurrir el evento.

Estos gráficos permiten conocer la existencia de una relación entre la intensidad del flujo no explicada por el modelo de la figura 1 con la densidad (r = 0.5) y, con la velocidad (r = 0.5) del "Viento Solar" para los eventos de débil radioemisión en banda métrica según se muestra en la Figura 3.

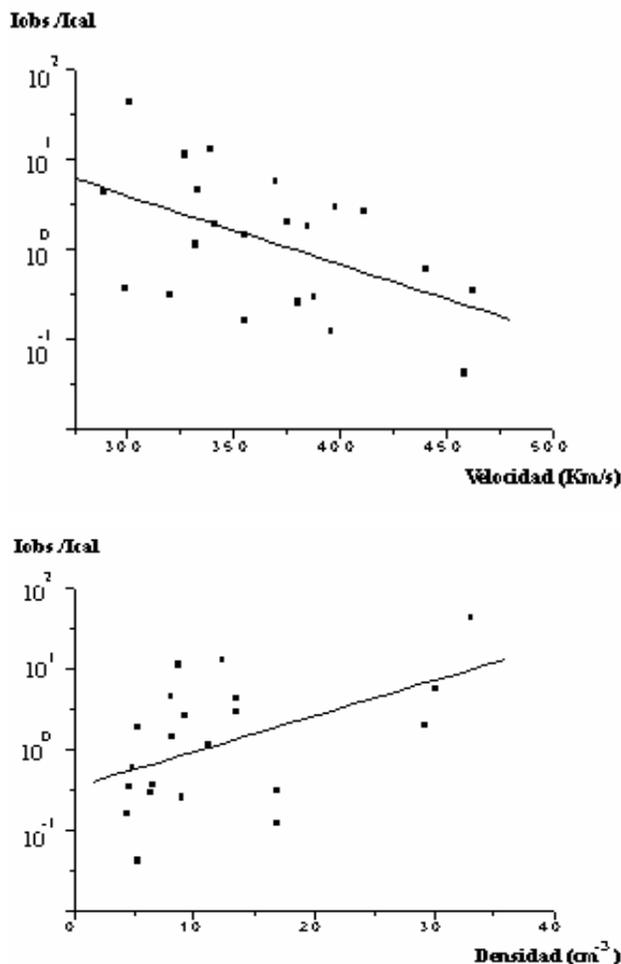


Figura 3. Relación entre la intensidad de flujo protónico no explicada por el modelo de la Figura 1, con la densidad y la velocidad del "Viento Solar".

Los referidos gráficos de dispersión presentan una posible relación positiva con la densidad del medio interplanetario y una relación negativa con la velocidad del "Viento Solar". Es decir para algunos casos de mayor densidad cuando el medio es más resistente y otros casos cuando la velocidad del "Viento Solar" es menor, y mayor es la diferencia entre esta velocidad y la velocidad del plasma eyectado por el CME se produce mayor intensidad de flujo protónico.

Lo anterior puede estar asociado con el diagrama de direccionalidad más ancho característico de los eventos de radioemisión débil en banda métrica y puede considerarse que:

“Una parte de los protones con energías mayores a 10 MeV es emitida por el plasma solar eyectado al entrar en amplio contacto con las condiciones externas de la corona y el medio interplanetario en los eventos de componente métrica débil, es decir, eventos protónicos cuya emisión se caracteriza por una radioemisión débil ”

Dado el efecto de los parámetros del “Viento Solar” sobre la intensidad del flujo protónico y el diagrama de direccionalidad ancho propio de los eventos de componente de radioemisión débil en banda métrica puede considerarse la posibilidad de asociación con un CME de ángulo ancho con amplia interacción con el medio interplanetario.

CONSIDERACIONES FINALES

Es conocido que los eventos protónicos muestran dos máximos en la radioemisión en banda centimétrica, por lo general de amplitud semejante. Esto puede indicar la existencia de dos procesos acelerativos de partículas. Un proceso inicial en el CME y otro con el avance de la onda de choque hacia el exterior del Sol.

El efecto presentado puede ser explicado de la forma siguiente:

“Los eventos de componente métrica débil, es decir, eventos protónicos cuya emisión se caracteriza por una radioemisión débil son probablemente los que se propagan con más facilidad en la Corona, manteniendo su impulso. Salen cubriendo un intervalo mayor de heliolongitudes e impactan sobre una amplia zona del medio interplanetario lo que provoca una

contribución adicional de protones acelerados a $E > 10$ MeV”

El mejoramiento del modelo y sus correspondientes algoritmos está en proceso de realización mediante la inclusión en los cálculos de la predicción, el diferente grado de interacción con el medio interplanetario del plasma solar eyectado y del flujo protónico, teniendo en cuenta los resultados de la sonda Ulysses [5] sobre los cambios en la curvatura de las líneas espirales del campo magnético y otros parámetros de este medio.

CONCLUSIONES

Estos resultados evidencian que se produce una mayor interacción entre el plasma emergente del Sol y el plasma del “Viento Solar” anteriormente emitido, cuando el plasma del “Viento Solar” se mueve a menor velocidad y mayor es la diferencia de velocidades entre ambos plasmas. Además cuando el plasma del “Viento Solar” es de alta densidad hay una mayor resistencia a la propagación del plasma emergente, causando un aumento de la intensidad del flujo protónico en las inmediaciones de la Tierra.

Estas evidencias indican que el modelo existente para el pronóstico del flujo protónico debe ser reconsiderado para los eventos de radioemisión débil en banda métrica, es decir eventos protónicos cuya emisión se caracteriza por una radioemisión débil. Esto permitiría la inclusión de esta información en un software utilizando algunos parámetros del medio interplanetario como datos de entrada, lo que permitiría un mejor ajuste con las intensidades de flujo observadas en los eventos protónicos. A la vez se sientan las bases para la futura coordinación de un “Servicio Internacional de Alertas Protónicas”, que lleve a cabo el diagnóstico de los eventos solares y el pronóstico de los parámetros del flujo protónico durante las 24 horas del día.

REFERENCIAS

- [1] FOMICHEV, V.V.; M. CHERTOK and E. del POZO (1989): “Proton Flux Intensity determination at Earth using Solar burst and its frequency spectra”, **Geomagnetism and Aeronomy**, XXIX(4), 537-544.
- [2] DEL POZO, E.; J.F. VALIENTE (1996): “Directivity Diagram of the Protonic Flux Intensity in the Solar Events at the Level of the Earth Orbit”, in **Proceedings of IV Latin American Congress and Spaces Geophysic** (COLAGE), (Eds) T. Heredia and A.G. Elias, Tucumám National University, Argentina. A4
- [3] DEL POZO, E.; J.F. VALIENTE and A. DIAS (1998): “Preliminary Algorithms For Solar Proton Events Parameter Prediction”, **ESA Workshop on Space Weather**, 11-15 November, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, 357-360.
- [4] SOLAR GEOPHYSICAL DATA (1966-1993): **National Geophysical Solar Terrestrial Data Center A, Boulder, Colorado, USA**

- [5] REINIER, M.J.; J. FAINBERG and N.G. STONE (1995): "Large-Scale Interplanetary Magnetic Field Configurations Revealed by Solar Radio Burst", **Science**, 270, 461-464.
- [6] FOMICHEV, V.V.; I.M. CHERTOK and E. DEL POZO (1989a): "Proton Flux energy spectral index determination at the Earth using the frequency spectra of microwave burst", **Idem**. 545-550.
- [7] DEL POZO, E. and I.M. CHERTOK (1995): "Proton Events Analysis and Proton Flux Prediction of the Period of 1987-1990 on Bases of the Havana Radioastronomic Station and the GOES satellites Observations", **Publication Stock of Institute of Documentation and Scientific and Technical Information (IDIC)**, In press.
- [8] VALIENTE, J.F. and E. DEL POZO (1995): "Solar Burst Diagnostic and Proton Flux Prediction in the Period from October 1991 to June 1993. Application", **Publication Stock of Institute of Documentation and Scientific and Technical Information (IDIC)**, In press.

ESTUDIO TEORICO DE TRES SUCESIONES BINARIAS NO FIBONACCI

G Tichadini, Y. Mutomba y R. Pérez-Alvarez
Departamento de Física Teórica, Universidad de La Habana, Cuba

RESUMEN

Analizamos tres Sucesiones Binarias No-Fibonacci, y estudiamos el carácter del espectro para problemas simples. Se demuestra el carácter Pisot, así como que los espectros de todos estos problemas son singulares continuos.

ABSTRACT

We analyze three Binary Non-Fibonacci Sequences and analyse the character of the spectrum for simple problems. We prove the Pisot character of these sequences. It is shown that the spectra of all these problems are singular continuous.

INTRODUCCION

A partir del descubrimiento de los cuasicristales ha aumentado el interés en sistemas que están a mitad de camino entre los ordenados y los desordenados (vea [1] y las referencias que allí se dan). Entre estos sistemas se destacan las Heteroestructuras Cuasiregulares (QH: *Quasiregular Heterostructures*) [2,3]. Estas consisten en una sucesión de capas construidas de acuerdo con cierta Regla de Sustitución, de manera que resulta un sistema no periódico pero con un algoritmo preciso de secuenciación de las distintas capas (QS: *Quasiregular Sequences*). La aplicación reiterada de la regla de sustitución a partir de una semilla da las sucesivas generaciones y en el límite el sistema cuasiregular. Por ejemplo, sea la regla de sustitución de Fibonacci

$$\begin{aligned}\xi_{\text{FIBO}}(A) &= AB \\ \xi_{\text{FIBO}}(B) &= A\end{aligned}$$

Si la semilla es una capa de material A la aplicación sucesiva de esta regla nos lleva a los sistemas

$$\begin{aligned}A_1 &= A, \\ A_2 &= AB, \\ A_3 &= ABA, \\ A_4 &= ABAAB, \\ A_5 &= ABAABABA,\end{aligned}$$

etc.

La QH de Fibonacci sería

$$A_\infty = ABAABABA\dots$$

Si nos abstraemos del carácter físico de los símbolos y analizamos la sucesión de letras A y B tenemos la Sucesión Cuasiregular (QS) de Fibonacci.

Con un alfabeto de dos letras se pueden formar un sinnúmero de QS. En [4] se pueden ver las definiciones más útiles para la caracterización de estas sucesiones y sus correspondientes heteroestructuras. Entre estas definiciones se destacan las de a) alfabeto, b) cardinal del alfabeto, c) generación o cadena canónica de orden n, d) letra generadora, e) QS primitiva, e) QS de Pisot, f) Matriz Característica de la QS, etc. Más recientemente [5] hemos introducido el concepto de índice de inflación de una letra, índice de inflación de una regla e índice de inflación de la QS. Por brevedad no repetiremos aquí estas definiciones.

Además de la QS de Fibonacci (con índice de inflación 3), otras QS binarias, o sea, creadas con alfabetos de dos letras, han sido también muy estudiadas. Así tenemos las QSs de Thue-Morse (con índice de inflación 4), Period Doubling (con índice de inflación 4), y la llamada Binary Non-Pisot (con índice de inflación 5). También han sido estudiadas, pero con menos detalles, la Fibonacci Generalizada, Thue-Morse Generalizada, etc. Un análisis sencillo indica que sólo hay 4 posibilidades de QSs binarias con índice de inflación 2. Con índice de inflación 3 hay 16 QSs. Existen 48 con índice de inflación igual a 4. Las de índice de inflación 2 no tienen ningún interés pues tres de ellas coinciden con los respectivos masivos mientras que la cuarta no tiene punto fijo, o sea, que la aplicación sucesiva de la regla oscila y no conduce a una estructura determinada. Si nos centramos en las de índice de inflación igual a 3 veremos muchas sin interés por razones análogas. Otras han sido ya estudiadas como las mencionadas más arriba. Con índice de inflación 4 pasa algo semejante, pero aquí encontramos tres que no han sido estudiadas con detalle, a saber:

$$\begin{aligned}\xi_1(A) &= B \\ \xi_1(B) &= ABB \\ \xi_2(A) &= B \\ \xi_2(B) &= BAB \\ \xi_3(A) &= B \\ \xi_3(B) &= BBA\end{aligned}$$

Las QSs 1 y 3 fueron definidas en trabajos anteriores pero no han sido estudiadas a profundidad (ver [2] y las referencias que allí se dan). La QS 2 hasta donde conocemos, no ha sido estudiada.

Se están investigando con bastante énfasis los posibles usos de las QHs en dispositivos [3]. Una de las propiedades más cautivantes de estos sistemas es que muchas excitaciones elementales tienen espectro singular continuo. Bajo condiciones bastante generales esta propiedad se ha demostrado en varias de estas QSs; la demostración no es válida para la Rudin Shapiro [2].

El objetivo entonces del presente trabajo es caracterizar estas tres Sucesiones Cuasiregulares Binarias hasta el punto de predecir el carácter del espectro de excitaciones elementales simples, como son el espectro electrónico en aproximación de masa efectiva o las oscilaciones elásticas.

A continuación presentaremos tres secciones dedicadas a estas tres QS. Después formularemos algunas conclusiones.

La QS $\xi_1(A) = B$; $\xi_1(B) = ABB$

Esta QS no tiene letra generadora. Sin embargo no es difícil ver que tiene punto fijo. Sus primeras cadenas canónicas son

$$\begin{aligned}A_1 &= A, \\ A_2 &= B, \\ A_3 &= ABB, \\ A_4 &= BABBABB, \\ A_5 &= ABBBABBABBABBABBABB\end{aligned}$$

etc.

Al tener índice de inflación 4 el número de letras crece bastante rápido de una generación a otra.

Es evidente también que esta QS es primitiva y que su Matriz Característica es

0	1
1	2

cuyos autovalores son

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= 2,4142\dots \\ \lambda_2 &= -0,4142\dots\end{aligned}$$

λ_1 es real y mayor que la unidad, y λ_2 es de módulo menor que uno. Por lo tanto, la matriz y la QS son de Pisot.

Una consecuencia inmediata de la propiedad Pisot es que esta QS puede obtenerse por el método de corte y proyección (*cut and project*) [6,7].

La regla en cuestión induce la siguiente relación de recurrencia entre las cadenas canónicas:

$$\begin{aligned}A_n &= B_{n-1} \\ B_n &= A_{n-1} B_{n-1} B_{n-1}\end{aligned}$$

Ahora pensemos en un problema simple cualquiera estudiado por matrices de transferencia de orden 2 y de módulo unidad. Llamemos de la forma siguiente a las trazas de ciertas matrices representativas de las distintas generaciones:

$$\begin{aligned}x_n &= \text{Tr}[A_n] \\ y_n &= \text{Tr}[B_n] \\ z_n &= \text{Tr}[A_n B_n]\end{aligned}$$

Así las cosas, las relaciones de recurrencia entre las matrices representativas de las cadenas canónicas induce la siguiente relación o mapa de trazas de esta QS:

$$\begin{aligned}x_{n+1} &= y_n \\ y_{n+1} &= y_n z_n - x_n \\ z_{n+1} &= \text{Tr}[A_{n+1} B_{n+1}] \\ &= \text{Tr}[B_n A_n B_n^2] \\ &= \text{Tr}[B_n^2 B_n A_n] \\ &= \text{Tr}[B_n] \text{Tr}[B_n B_n A_n] - \text{Tr}[B_n A_n] \\ &= y_n (y_n z_n - x_n) - z_n\end{aligned}$$

De este mapa de trazas se deriva directamente el mapa de trazas reducido

$$\begin{aligned}x &\rightarrow y \\ y &\rightarrow yz \\ z &\rightarrow yyz\end{aligned}$$

y la correspondiente sustitución auxiliar ϕ sobre $C = \{y, z\}$ semiprimitiva.

La aplicación del Teorema de Bovier-Ghez [8] conduce sin más a que esta QS tiene espectro singular continuo y está soportado en un conjunto de medida de Lebesgue nula. Solamente habría que hacer la misma salvedad que hacen Bovier y Ghez respecto de la Sucesión Circular: al no tener letra generadora la aplicación del teorema se salva al notar que la QS tiene un ciclo de longitud 2.

La QS $\xi_2(A) = B$; $\xi_2(B) = BAB$

B es letra generadora. A no lo es. Como la aplicación de la regla hace que la longitud de las sucesivas generaciones crezca sin límites, la QS tiene punto fijo. Las primeras cadenas canónicas son:

$$\begin{aligned}A_1 &= A, \\A_2 &= B, \\A_3 &= BAB, \\A_4 &= BABBBAB, \\A_5 &= BABBBABBABBABBAB\end{aligned}$$

etc.

La matriz característica es la misma que para la primera sucesión bajo estudio por lo que ésta también es Pisot, con todo lo que ello implica.

El mapa de trazas es

$$\begin{aligned}x_{n+1} &= y_n \\y_{n+1} &= y_n z_n - x_n \\z_{n+1} &= y_n (y_n z_n - x_n) - z_n\end{aligned}$$

o sea, el mismo de la QS ξ_1 . El resto del análisis es similar al hecho en el caso anterior. Esta QS resulta cumplir las hipótesis del Teorema de Bovier-Ghez. Como tiene letra generadora no hay que hacer la salvedad que hicimos en el caso anterior.

La QS $\xi_3(A) = B$; $\xi_3(B) = BBA$

B es letra generadora. A no lo es. La sucesión tiene punto fijo. Veamos las primeras cadenas canónicas:

$$\begin{aligned}A_1 &= A, \\A_2 &= B, \\A_3 &= BBA,\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}A_4 &= BBABBAB, \\A_5 &= BBABBABBBABBABBBA\end{aligned}$$

etc.

La matriz característica es la misma que para la dos primeras sucesiones bajo estudio por lo que ésta también es Pisot, con todo lo que ello implica.

El mapa de trazas también es el mismo, así como los detalles de la aplicación del Teorema de Bovier-Ghez.

CONCLUSIONES

Hemos demostrado que las tres QSs estudiadas son de Pisot y satisfacen las hipótesis del Teorema de Bovier-Ghez con lo cual las excitaciones elementales simples tendrán espectro singular continuo soportado en un conjunto de medida de Lebesgue nula.

Las tres QS tienen la misma matriz característica. Esto no es de sorprender pues ésta sólo viene dada por la cantidad de letras de cada tipo en cada regla. Ya menos esperado es el hecho de que las tres tienen el mismo mapa de trazas. Esto se explica por las reglas tan simples y las propiedades de la traza del producto de matrices.

Estos resultados completan el estudio de las QSs de índice de inflación 4.

Como es conocido, existen QSs que no satisfacen las hipótesis del Teorema de Bovier-Ghez. Probablemente el ejemplo más conocido es el de la QS de Rudin-Shapiro. Según los resultados que han sido presentados en este trabajo, para tener tal situación hay que ir a QSs binarias con índice de inflación mayor de 4 y/o a QSs con alfabetos más numerosos. Este trabajo continúa con el análisis de tales variantes. Ver por ejemplo, el trabajo que será próximamente publicado al respecto [9].

REFERENCIAS

- [1] INTERNATIONAL WORKSHOP ON APERIODIC CRYSTALS (1986): March 11-20, Les Houches, France. Edited by D Gratias and L Michel. **Journal de Physique**, Tome 47, Colloque C3, supplément au No 7 (Juillet 1986).
- [2] PEREZ-ALVAREZ, R. and F. GARCIA-MOLINER : (2001) : "Quasiregular Heterostructures", capítulo invitado en "Contemporary Problems of the Condensed Matter Physics", Nova Science Publishers, ed. por S. Vlaev y M. Gaggero-Sager.
- [3] MACIA, E. and F. DOMINGUEZ-ADAME (2000): "Electrons, phonons and excitons in low dimensional aperiodic systems", Madrid, Editorial Complutense (2000).
- [4] KOLAR, M.; B. IOCHUM and L. RAYMOND (1993): "Structure factor of 1D systems (superlattices) based on two-letter substitution rules. I. δ (Bragg) peaks", **J. Phys. A: Math. Gen.** 26:24, 7343-7366.

- [5] TICHADINI, G. (2002): "Contribution to the study of Complete Transmittance and Spectrum of quasiregular heterostructures", Tesis de Master en Ciencias Físicas, Universidad de La Habana.
- [6] BOMBIERI, E. and J.E. TAYLOR (1986): "Which distributions of matter diffract? An initial investigation", **J. de Physique**, 47, Colloque C3, supplément au n° 7, C3-19-c3-28.
- [7] _____ (1987): "Quasicrystals, tilings, and algebraic number theory; some preliminary connections", **Contemporary Mathematics** 64, 241-264.
- [8] BOVIER, A. and J.M. GHEZ (1993): **Commun. Math. Phys.** 58, 1(45).
- [9] _____ (1995): **J. Phys. A:Math. Gen.** 28, 2313.
- [10] BETANCOURT-RIERA, R. and R. PEREZ-ALVAREZ (en proceso de publicación).

CHAOS AND NON-ARCHIMEDEAN METRIC IN THE BERNOULLI MAP

Oscar Sotolongo-Costa¹, Cátedra de Sistemas Complejos "Henri Poincaré", Facultad de Física,
Universidad de La Habana, Cuba
Jesús San-Martin, Dpto. Física-Matemática y Fluidos, UNED, Madrid, España

ABSTRACT

Ultrametric concepts are applied to the Bernoulli Map, showing the adequateness of the non-Archimedean metrics to describe in a simple and direct way the chaotic properties of this map. Lyapunov exponent and Kolmogorov entropy appear to find a better understanding. A p-adic time emerges as a natural consequence of the ultrametric properties of the map.

RESUMEN

Se aplican los conceptos de la geometría ultramétrica al mapa de Bernoulli, demostrando que la métrica no Arquimedea es la adecuada para describir de forma simple y directa las propiedades caóticas de este mapa. En este contexto, tanto el exponente de Lyapunov como la entropía de Kolmogorov encuentran un contenido conceptual claro. Como consecuencia de las propiedades ultramétricas del mapa, emergen también propiedades p-ádicas del tiempo en este contexto.

INTRODUCTION

After the work by Mézard *et al.* [1], ultrametricity has triggered the interest in a wide range of physical phenomena, due to its applications in different topics: spin glasses, mean field theory, turbulence, nuclear physics. Also optimization theory, evolution, taxonomy, protein folding benefits from it (for an excellent review see references 2-5). Wherever a hierarchical concept appears, non-Archimedean analysis is an adequate tool to study the problem.

Ultrametricity is a promising tool in the theory of branching processes, which, at the same time, has revealed its possibilities in the study of self-organized critical processes [6-8]. It seems possible to find simpler tools to describe the geometry of these processes. Here, we illustrate the advantages of a hierarchical representation in the case of the Bernoulli shift. This will permit, using simple geometric considerations, to determine the magnitudes governing the system, and the advantages of a p-adic metric will be stressed over the Euclidean one. The ultrametric distance will be shown to be consistent with the characteristic behavior of this chaotic unidimensional map.

Since in this paper we explore the application of ultrametricity to link the Bernoulli map with a branching structure, this will reveal the possibilities of assign an ultrametric measure to processes that, apparently, are not linked with a given metric (e.g. minority game [9] and related problems) so that an adequate understanding of the ultrametric properties

of a given process may lead to its deeper understanding.

In ultrametric spaces, concepts such as exponential separation of neighboring trajectories, and characteristic parameters (Lyapunov exponents and Kolmogorov entropy) seem to find a simpler understanding than with the Euclidean metric.

As an example, where Euclidean metric is not very adequate, let us consider the Baker's map [10]. The interval $[0,1] \times [0,1]$ is mapped to $[0,1] \times [0,1]$. Therefore, the distance between two points can't be larger than the distance between two opposite corners in $[0,1] \times [0,1]$.

Nonetheless, the Baker's map has got a Lyapunov exponent bigger than one. Then, the distance between neighboring points grows exponentially in a finite region of the phase space. In the Euclidean space we would have to define the distance in this case as the Euclidean length of the shortest path lying entirely within the region that has suffered the deformation [11]. As any nontrivial norm is equivalent to the Euclidean or any of the p-adics (Ostrowski's theorem [12]), it would be convenient to measure the distance between points in the Baker's map with a p-adic metric.

An ultrametric space is a space endowed with an ultrametric distance, defined as a distance satisfying the inequality

Email: ¹(oscarso@ff.oc.uh.cu)

$$d(A,C) \leq \text{Max}\{d(A,B),d(B,C)\} \quad (1)$$

(A,B and C are points of this ultrametric space), instead of the usual triangular inequality, characteristic of Euclidean geometry

$$d(A,C) \leq d(A,B) + d(B,C) \quad (2)$$

A metric space **E** is a space for which a distance function $d(x,y)$ is defined for any pair of elements (x,y) belonging to **E**.

A norm satisfying

$$\|x + y\| \leq \max\{\|x\|,\|y\|\} \quad (3)$$

is called a non-Archimedean metric, because equation (3) implies that

$$\|x + x\| \leq \|x\| \quad (4)$$

holds, and equation (4) does not satisfy the Archimedes principle:

$$\|x + x\| \geq \|x\| \quad (5)$$

A metric is called non-Archimedean or ultrametric, if (1) holds for any three points (x,y,z) .

$$d(x,z) \leq \max\{d(x,y),d(y,z)\} \quad (6)$$

A non-Archimedean norm induces a non-Archimedean metric:

$$d(x,z) = \|x - z\| \leq \max\{d(x,y),d(y,z)\} \quad (7)$$

Equation (7) implies a lot of surprising facts, e.g., that all triangles are isosceles or equilateral and every point inside a ball is itself at the center of the ball, furthermore the diameter of the ball is equal to its radius.

An example of ultrametric distance is given by the p -adic distance, defined as:

$$d_p(x,y) = \|x - y\|_p \quad (8)$$

where the notation defines the p -adic absolute value:

$$\|x\|_p \equiv p^{-r} \quad (9)$$

where p is a fixed prime number, $x \neq 0$ is any integer, and r is the highest power of p dividing x . Two numbers are p -adically closer as long as r is

higher, such that p^r divides $\|x - y\|$. Amazingly, for $p = 5$ the result is that 135 is closer to 10 than 35.

Any positive or negative integer can be represented by a sum

$$x = \sum_{i=0}^{\infty} a_i p^i \quad (10)$$

where

$$0 \leq a_i \leq p - 1 \quad (11)$$

If negative exponents are considered in the sum, rational numbers can also be represented. Such a representation is unique. The set of all sums Q_p is the field of p -adic numbers, and contains the field of rational numbers Q but is different from it.

Lyapunov exponent and Kolmogorov entropy

With the above description the p -adic numbers have a hierarchical structure, whose natural representation is a tree. Let us now use this description to work with the Bernoulli map (See [10]):

$$\begin{aligned} x_{n+1} &= 2x_n \text{ mod } 1 \\ n &= 0,1,2,\dots \end{aligned} \quad (12)$$

Here, we may note that the numbers can be represented as a set of points in a straight line or by a hierarchical structure, depending on the definition of distance (Euclidean or Archimedean) as we see below:

Let us represent the initial value (state) to be mapped into the unit interval by the sequence $0, a_1, \dots, a_N, \dots$ with $a_i = 0$ or 1 to denote the initial value in binary notation.

It is possible to reorder these sequences as a hierarchical tree. To get it, let us do the following process to represent the result of the application of the Bernoulli map:

We begin at an arbitrary point. We read, consecutively, the values of a_i , from $i = 1$ to N , of the sequence $a_1 \dots a_N \dots$. When a_i takes the value 0 we move to the left, and the same distance down. When a_i takes the value 1 we do the same, but moving on the right. The result is 2^N branches of a hierarchical tree. Any finite path inside this branching structure represents univocally a possible finite sequence $a_1 \dots a_N \dots$.

Thus, for instance, the sequence 0,0110 represent: left, right, right, left.

The distance $d(x_i, x_j)$ between two branches (sequences) x_i, x_j in this tree is given by

$$d(x_i, x_j) = \begin{cases} 2^{-(m-n)} & \rightarrow i \neq j \\ 0 & \rightarrow i = j \end{cases} \quad (13)$$

where m is the number of levels one must move up the tree to find a common branch linking x_i and x_j , and N is the number of levels (the length of the sequence). This is equivalent to

$$d(x_i, x_j) = \begin{cases} 2^{-h} & \rightarrow i \neq j \\ 0 & \rightarrow i = j \end{cases} \quad (13a)$$

where h is the position of the last block a_h in which a_i ($i = 1, \dots, h$) are common to the two sequences x_i, x_j . It means that the numbers x_i and x_j are close up to the h^{th} binary place. This distance is an ultrametric one.

To calculate the Lyapunov exponent it is necessary to know how neighboring points $x_0 + \varepsilon$ and x_0 evolve during the Bernoulli map. Let ε be equal to $2^{-h}[1 + 2^{-\delta_1} + 2^{-\delta_2} + \dots] > 2^{-N}$, then the first different position between $x_0 = 0, a_1 a_2 \dots a_{h-1} a_N \dots$ and $x_0 + \varepsilon$ is a_h .

Then, it is necessary to move up the tree $N - h + 1$ levels from the bottom line to find the common branch in the position a_{h-1} (obviously, the last common figure between x_0 and $x_0 + \varepsilon$). So,

$$d(x_0 + \varepsilon, x_0) = 2^{-(h+1)} \quad (14)$$

and

$$d(f^n(x_0 + \varepsilon), f^n(x_0)) = 2^{-h+1+n} \quad (15)$$

because the iteration f^n moves away the common branch n positions from the bottom level.

To calculate the Lyapunov exponent it is necessary to express the exponential growth of the distance between two neighboring points:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} 2^{\lambda n} \varepsilon = \lim_{n \rightarrow \infty} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} d(f^n(x_0 + \varepsilon), f^n(x_0)) \quad (16)$$

Since the base for measuring the p-adic distance in our space is the number 2, in the preceding equation we have expressed the exponential growth with $2^{\lambda n}$ instead of $e^{\lambda n}$.

Replacing and $d(f^n(x_0 + \varepsilon), f^n(x_0))$ in the preceding equation we obtain

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \lim_{h \rightarrow \infty} 2^{-h}(1 + 2^{-\delta_1} + 2^{-\delta_2} + K) 2^{\lambda n} = \lim_{n \rightarrow \infty} \lim_{h \rightarrow \infty} 2^{-h+1+n}, \quad (17)$$

from (17) it can be easily observed that. Since the Lyapunov exponent in the Bernoulli map is $\ln 2$ [7], we recover this result with p-adic metric, since $2 = e^{\ln 2}$. It means that each unit time interval implies a new doubling of branches in each node of the hierarchical tree. Then, once a unit time interval has elapsed, the number of levels one must move up the tree to find a common branch increases in one. This result will be crucial to understand how the information is lost in the course of time.

In unidimensional maps, as the one considered here, the Kolmogorov entropy coincides with the Lyapunov exponent [7]. The Kolmogorov entropy expression is:

$$K = \lim_{n \rightarrow \infty} \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{1}{n\tau} \sum_{i_1, K, i_n} p_{i_1, K, i_n} \lg_2 p_{i_1, K, i_n} \quad (18)$$

where p_{i_1, K, i_n} is the probability to reach the i_n state of the system in the phase space following a given path $i_1 i_2 \dots i_n$. It can be seen that in our case this probability only depends on the final state i_n because for each state there is just one path, i.e., that given by the sequence $i_1 i_2 \dots i_n$. Besides, the number of states in the n^{th} level is 2^n , and τ is the time elapsed to pass from one state to a successive one. The probability

to occupy one of the 2^n states is $p_n = p_{i_1, i_2, K, i_n} = \frac{1}{2^n}$ and it results

$$K = \lim_{n \rightarrow \infty} \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{2}{\tau 2^n} \quad (19)$$

But the distance between two successive states of the n^{th} level is 2^{1-n} , because they are common until the $(n-1)^{\text{th}}$ level. Since the speed v to pass from one sequence to the next is constant in Bernoulli map, i.e., $v = \frac{2^{1-n}}{\tau} = 1$ the time τ elapsed between these

two successive states is $k = 1$. As expected $k = 1$, coinciding with the Lyapunov exponent. Notice that the existence of a p-adic proper time is essential for the coincidence of the Kolmogorov entropy and the Lyapunov exponent. The spatial p-adic structure is unavoidable joined to the p-adic structure of proper time.

Therefore, we can say that this problem is endowed with a p-adic spatial and temporal geometry instead of a sole p-adic spatial geometry. To see the importance of the introduction of a p-adic time, see [13].

The Kolmogorov entropy measures the loss of information in the process. From our representation this loss of information can be easily seen, since the process of separation of trajectories is such that for any step the increase of the distance between two points duplicates the number of branches through which this increment can be reached. We are losing information because we don't know exactly the way we are separating two states.

On the other hand, we can see that in the ultrametric space the natural time of the system is also ultrametric. The time of transition between two sequences x_i, x_j satisfies the same expression (13) as the distance between x_i, x_j .

Besides, subsequent behavior of two states that separate in a given point in the ultrametric space depends of the point in which this separation occurs, revealing that ultrametricity can be applied to processes of decision (like minority games, aging effects, hierarchical processes, etc), all these fields

in which ultrametric concepts have been poorly applied. The application of ultrametricity to the minority game will be treated in future works.

CONCLUSIONS

It was verified that the Bernoulli map leads to a hierarchical structure in the p-adic metric. With the ultrametric distance the Lyapunov exponent and the Kolmogorov entropy acquire a better understanding and a direct geometric interpretation is supplied by the hierarchical structure. The p-adic metric seems to be the natural metric of this map. The hierarchical structure generates p-adic properties for the temporal evolution.

This work has been partially supported by Alma Mater prize, Havana University and Ministerio de Educacion y Cultura, Spain. We acknowledge helpful suggestions and comments by Franco Vivaldi and Alvaro Perea and support from Facultad de Ciencias, UNED.

REFERENCES

- [1] MEZARD, M. **et al.** (1984) : **Phys. Rev. Lett.** 52, 1156. Also M. MEZARD; G. PARISI; N. SOURLAS; G. TOULOUSE and M. VIRASORO **J. Phys.** (Paris) 45, 843 (1984).
- [2] RAMMAL, R.; G. TOULOUSE and M.A. VIRASORO (1986): **Rev. Mod. Phys** 58(3), 765-788.
- [3] BREKKE, L. and G.O. FREUND (1993): **Physics Reports** 233(1), 1-66.
- [4] BENZI, R.; L. BIFERALE and E. TROVATORE (1997): **Phys. Rev. Lett** 79, 1670.
- [5] CUGLIANDOLO, L.F.; J. CURCHAN and P.LE DOUSSAL (1996): **Phys. Rev. Lett.** 76, 2390.
- [6] ZAPPERI, S.; K.B. LAURITSEN and H. E. STANLEY (1995): **Phys. Rev. Lett.** 75(22), 4071-4074.
- [7] GARCIA-PELAYO, R.; I. SALAZAR and W.C. SCHIEVE (1993): **J. Stat. Phys.** 72(1/2), 167-187.
- [8] SOTOLONGO-COSTA, O.; Y. MORENO-VEGA, J.J. LLOVERAS and J.C. ANTORANZ (1996): **Phys. Rev. Lett.** 76(1), 42-45.
- [9] CHALLET, D. and Y. CHENG ZHANG preprint cond-mat/9805084.
- [10] SCHUSTER, H.G. (1984): "Deterministic Chaos", **Physik-Verlag.**
- [11] BARNESLEY, M. (1988): "Fractals Everywhere", Academic Press.
- [12] OSTROWSKI, A. (1918): **Acta Math** 41, 271.
- [13] ARROWSMITH, D.K. and F. VIVALDI (1994): **Physica D** 71, 222.

ENSANCHAMIENTO INDUCIDO POR LA RADIACION GAMMA DE LA FRONTERA DE LOS GRANOS EN CERAMICAS SUPERCONDUCTORAS DE YBCO

C. M. Cruz¹, Y. Leyva² y A. Leyva¹

¹Centro de Aplicaciones Tecnológicas y Desarrollo Nuclear (CEADEN), Ciudad Habana, Cuba

²Universidad Central "Marta Abreu", Departamento de Física, Santa Clara, Las Villas, Cuba

RESUMEN

Se analiza el aumento del espesor d de las juntas intergranulares débiles con la dosis de irradiación gamma mediante un modelo, según el cual durante el transporte de este tipo de radiación se intensifican en el material los movimientos difusivos de los defectos en los granos superconductores, uno de cuyos efectos es provocar indirectamente el incremento de d con el aumento del tiempo de irradiación. Mediante la aplicación del modelo propuesto a la dependencia de d con el tiempo de irradiación reportada anteriormente se estimó el valor correspondiente de la constante de difusión de los átomos de oxígeno a la temperatura ambiente, el cual resultó ser en cinco órdenes superior al valor reportado en la literatura para la difusión del oxígeno en muestras no irradiadas de YBCO a la misma temperatura. Esta diferencia se ha asociado a una notable reducción en la energía de activación de estos movimientos bajo la acción de los electrones secundarios que se generan durante el transporte de la radiación gamma en este material.

ABSTRACT

The increase of the thickness d of the weak intergrain superconducting junctions upon gamma irradiation doses was analyzed by means of a model which takes into account an enhancement of the diffusive motions of the crystal defects in the superconducting grains caused by the transport of the gamma radiation. On this basis, as the irradiation time increases the junction thickness d rises indirectly. The value of the enhanced diffusion motions constant related to oxygen atoms determined at the room temperature on the basis of the introduced model is several orders of magnitude higher than the experimental one reported for oxygen atoms in nonirradiated YBCO ceramics samples at the same temperature. This difference is related to a decrease of the value of the activation energy of those kind of atomic movements under the action of the secondary electrons induced by the gamma radiation transport.

INTRODUCCION

En [1,2] se ha reportado que la temperatura que presentan las muestras cerámicas de YBCO cuando son sometidas a la acción de la radiación gamma constituye un factor determinante en el conjunto de las dependencias con la dosis de exposición de sus propiedades de transporte, tanto en estado normal, como superconductor.

Por ejemplo, mientras que para una temperatura de las muestras 78 K, la radiación gamma del ⁵⁷Co ejerce una influencia muy débil sobre temperatura crítica de la transición superconductora T_c , la densidad de corriente crítica J_c y la resistividad eléctrica $\rho(T)$ en el rango de dosis de exposición menores de 1Gy, para la temperatura de 300 K los efectos de esta radiación en el mismo rango de dosis de exposición (D_{exp}) son dramáticos: la densidad de corriente crítica J_c y la transición superconductora colapsan a temperaturas por encima de 78 K, mientras que la conductividad eléctrica en el estado normal pasa de un carácter metálico a semiconductor [3]. En lo adelante designaremos por T_M la temperatura que presentan

las muestras de cerámicas superconductoras durante el proceso de irradiación.

Esta peculiar acción de la radiación gamma para $T_M = 300$ K [3,4] sobre las propiedades de transporte de las muestras cerámicas de YBCO presuponen una acción local sobre las juntas de los granos y en particular sobre las zonas alledañas a la frontera de los granos, ya que características de tipo volumétrico o intragranulares como son la temperatura de inicio de la transición superconductora T_{on} y la intensidad con que se manifiesta el Efecto Meissner presentan una dependencia mucho más suave con la dosis de exposición.

Un mecanismo de acción indirecta de la radiación gamma y dependiente de la temperatura ha sido propuesto en [1,2] para explicar la influencia peculiar de T_M en la acción de la radiación gamma sobre las propiedades de transporte en muestras cerámicas de YBCO: durante el proceso de transporte de la radiación gamma se estimulan los movimientos atómicos difusivos internos en todo el volumen de la muestra irradiada, en especial los de los átomos de oxígenos, como consecuencia de lo cual tiene lugar,

en particular, un incremento del espesor d de las juntas débiles entre los granos superconductores, evidencias de lo cual aparecen reportadas en [3].

En el presente trabajo se describe este mecanismo de acción indirecta de la radiación gamma mediante la aplicación de un modelo difusivo sencillo para explicar el aumento del espesor d de las juntas débiles superconductoras con la D_{exp} reportadas en [3], determinándose la constante de difusión D^o de los iones de oxígeno para el proceso de difusión estimulado por la radiación gamma.

CALCULO DEL ENSANCHAMIENTO INDUCIDO EN LAS ZONAS CERCANAS A LAS FRONTERAS DE LOS GRANOS SUPERCONDUCTORES DE YBCO DEBIDO AL MOVIMIENTO DIFUSIVO DEL OXIGENO ESTIMULADO POR LA RADIACION GAMMA

Consideraciones básicas

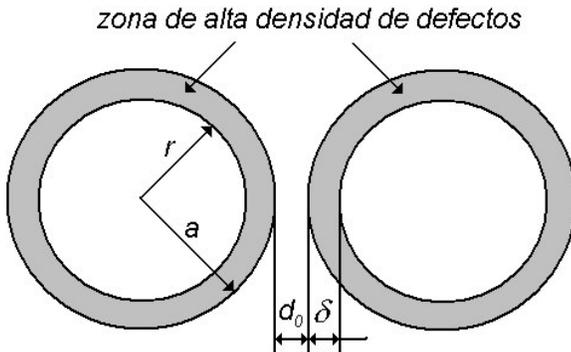


Figura 1. Representación esquemática de la región intergranular.

En la Figura 1 se ha representado esquemáticamente la estructura de una junta débil entre dos granos superconductores, lo que se ha supuesto que poseen una forma esférica de radio a . Si se supone que el flujo de las corrientes superconductoras que pasan de uno de estos granos al contiguo, atravesando esta junta, se encuentra concentrado fundamentalmente en la zona frontal de mayor proximidad entre estos a lo largo de la dirección que pasa por sus respectivos centros, entonces el espesor d de la junta queda determinado por la expresión:

$$d = d_0 + 2\delta, \quad (1)$$

donde por d_0 se ha representado el espesor del espacio intermedio de separación entre los granos superconductores, mientras que δ representa el espesor de la zona con alta densidad de defectos, fundamentalmente de oxígeno, cercana a la frontera (ZCF) de los granos superconductores, la cual, o bien no es superconductor por encima de 77 K, o presenta propiedades superconductoras deprimidas.

Se ha supuesto que las variaciones reportadas de d con el tiempo de irradiación se deben a un aumento de δ (d_0 se considera que se mantiene constante) provocado por una intensificación de la difusión de los defectos desde la ZFC hacia el interior de los granos estimulada por el transporte de la radiación gamma en el material superconductor.

Este aumento de los movimientos difusivos se supone que ocurre durante el transporte de los cuantos gamma y de la radiación electrónica secundaria en el interior del material. En conformidad con esto, cuando cesa el transporte de la radiación, colapsa en igual medida este proceso de difusión estimulada, produciéndose sólo los movimientos difusivos interatómicos con frecuencias muchos más bajas y comparables con las que se presentan en el material no irradiado. Por esta razón la distribución de defectos resultante se puede considerar como "congelada" durante los intervalos de tiempo intermedios en los que se interrumpió la irradiación para realizar las mediciones de T_c , J_c y $\rho(T)$ en las muestras irradiadas. Esto permite suponer una cierta continuidad en el proceso de ensanchamiento de la ZCF en relación con el tiempo total de irradiación acumulado.

Ecuación de la difusión de los defectos y condiciones iniciales y de frontera

Para la descripción de este proceso se parte de la ecuación de difusión lineal de la densidad de defectos $n_D(x,t)$ en presencia de una tasa de producción G_D de defectos constante y uniforme en el interior de cada grano superconductor, dada por la expresión:

$$\frac{\partial n_D}{\partial t} = \nabla \cdot (D^o \cdot \nabla n_D(x,t)) + G_D, \quad (2)$$

donde D^o es la constante de difusión estimulada de los defectos por la radiación gamma, con la condición de frontera:

$$\frac{\partial n_D(r = a, \vartheta, \varphi, t)}{\partial r} = 0, \quad (2.a)$$

donde se ha despreciado el flujo de defectos intergranular con respecto al intragranular sobre la base de suponer que: a) el primero toma valores en los puntos cercanos a la frontera de los granos que fluctúan alrededor de un valor medio nulo, teniendo en cuenta las propias fluctuaciones de las densidades de defectos que están presentes en las fronteras de los granos, b) el proceso de transporte de la radiación gamma no estimula los movimientos intergranulares, alcanzando la constante de difusión intragranular durante la irradiación de valores que pueden superar a los de la difusión intergranular. La condición inicial es:

$$n_D(r,0) = n_0(r, \delta_0) = \frac{2n_f}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{r-a}{\delta_0}\right)^2\right]$$

y $\frac{\delta_0}{a} \ll 1$ (2.b)

donde δ_0 se ha tomado como una medida del ancho efectivo de la ZCF e igual a la dispersión cuadrática radial de la densidad de defectos con respecto al radio a de los granos y n_f es la densidad media de defectos allí presente.

SOLUCION DEL PROBLEMA

La solución del problema antes planteado obtenida mediante el Método de Separación de Variables y teniendo en cuenta que $\delta_0 \ll a$ es:

$$\frac{n_D(r,t)}{n_f} = \frac{\delta_0}{\delta(t)} \left[\frac{n_0(r, \delta(t))}{n_f} \right] + \left[\frac{G_D t}{n_f} + \frac{3(\delta_0 - \delta(t))}{a} \right],$$

(3)

donde,

$$\delta^2(t) = \delta_0^2 + D^0 \cdot t$$

(3.a)

En la expresión (3), se tiene que $\frac{G_D t}{n_f} \ll 1$, ya la densidad de defectos inducidos por la radiación gamma en el intervalo de tiempo t de las mediciones es muy pequeña, dado la poca variación que experimentan las propiedades intrínsecas del material, como se reporta en [3]. Teniendo esto en cuenta y la condición (2.b), resulta que el término dominante en el lado derecho de la expresión (3) es el primero, por lo que el cálculo de la dispersión cuadrática media de los valores de r con respecto al radio a del grano es precisamente $\delta(t)$, dado el carácter gaussiano de $n_0(r, \delta(t))$ (el coeficiente $\frac{\delta_0}{\delta(t)}$

es un factor que no depende de r). Debido a esto, el espesor δ de la ZFC después de transcurrido un tiempo t de irradiación es $\delta(t)$. De acuerdo con la expresión (3.a) resulta, que el cuadrado del ancho de la ZFC aumenta durante el proceso de irradiación como $D^0 \cdot t$, que como era de esperarse, sigue un comportamiento similar al que predice la ley parabólica de Einstein para el movimiento aleatorio de las partículas [5].

Como conclusión del estudio precedente, la variación con el tiempo de irradiación del grosor de las juntas débiles viene entonces expresado por:

$$d(t) = d_0 + 2\sqrt{\delta_0^2 + D^0 \cdot t}$$

(4)

RESULTADOS Y DISCUSION

Para evaluar el modelo propuesto, se tomaron los valores reportados en [3] de las variaciones del grosor d de las juntas débiles superconductoras con el tiempo de irradiación (Figura 2), obtenidos a partir de las mediciones efectuadas de J_c mediante la aplicación de un modelo sencillo siguiendo a Chen [6], basado en la acción del campo interno magnético sobre las juntas de Josephson. Las muestras fueron irradiadas con una fuente isotópica de ^{57}Co a la temperatura de 300 K tal como se describe en [3].

El ajuste de los datos reportados de $d(t)$ mediante la expresión (4) se ha representado mediante la curva de trazo continuo en la Figura 2, obteniéndose para la constante de difusión D^0 el valor de $(2.5 \pm 1.5) \times 10^{-20} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ y para el valor del grosor inicial de la ZCF, $\delta_0 = (0.86 \pm 0.60) \times 10^{-6} \text{ cm}$.

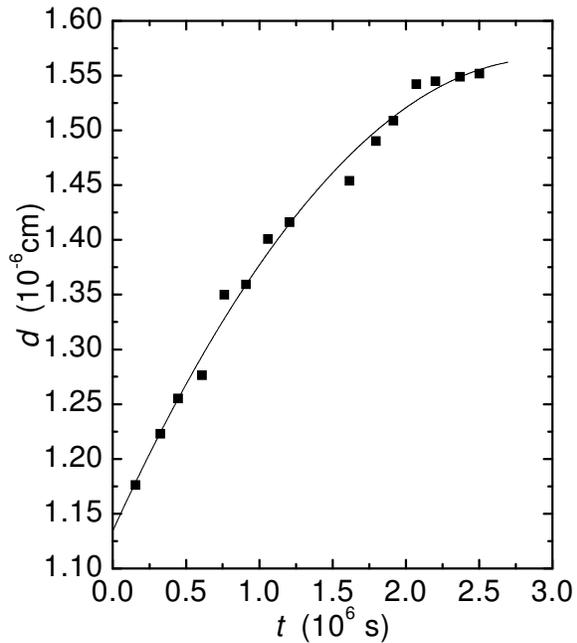


Figura 2. Ajuste de la dependencia de $d(t)$ mediante el modelo difusivo.

Aunque los errores relativos son altos, los valores calculados para ambas variables se encuentran dentro de los órdenes correctos de magnitud correspondientes. En particular el valor de D^0 se encuentra dentro de los mismos límites de variación de la constante que caracteriza los procesos de difusión intracristalina de impurezas y sustituciones intersticiales de materiales sólidos (por ejemplo, para los aceros [7] $D \sim 10^{-18} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ medido a 700 K). En este sentido resulta de especial interés los resultados reportados en [8] del cálculo de la dependencia con la temperatura de la constante de difusión intracristalina del oxígeno en el YBCO, dada por la expresión:

$$D(T) = 1.80 \cdot 10^{-4} \exp(-1.23 \cdot \text{eV} / kT) \quad (5)$$

Evaluando esta expresión a la temperatura ambiente se obtiene un valor para la constante de difusión del oxígeno en el YBCO de $D(300 \text{ K}) = 0.95 \times 10^{-25} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, el cual resulta en cinco ordenes más pequeña que D^0 poniendo esto de manifiesto claramente el efecto de estimulación de la difusión que induce la radiación gamma sobre este material, partiendo, claro está, del supuesto que se está haciendo referencia a los saltos difusivos del oxígeno a las posiciones cristalográficas cercanas que estos ocupan en el YBCO, cuyas propiedades superconductoras dependen fuertemente de la estequiometría de este componente.

Si asumimos para D^0 un comportamiento con la temperatura [7,9] similar al expresado por la ecuación (5):

$$D^0(T) = D^0_0 \exp(-E^0_a / kT), \quad (6)$$

y los comparamos entre ambos, resulta entonces claro, que el aumento observado en cinco órdenes de magnitud de D^0 con respecto a D a la temperatura ambiente sólo es posible debido a una disminución drástica ΔE_a de la energía de activación. Por otro lado, $D^0_0 \cong D_0 = 1.8 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, ya que estas magnitudes están relacionadas con la cantidad de sitios vacantes N_v cercanos hacia los cuales pueden tener lugar los saltos difusivos desde de uno dado [8,9], siendo las variaciones de N_v provocadas por la irradiación muy pequeñas debido, tanto a la cantidad limitada de sitios cristalográficos disponibles a tales efectos, como a que las variaciones resultantes observadas de las propiedades superconductoras intrínsecas son muy débiles. Sobre la base de lo anterior se puede estimar que $\Delta E_a \approx 0.32 \text{ eV}$.

Esta variación de la energía de activación ΔE_a podría ser el resultado de la presencia en el material de los electrones secundarios que son creados por los cuantos gamma mediante la interacción de Compton y el Fotoefecto a energías hasta 1 MeV al interactuar con el YBCO, los cuales al abandonar sus posiciones energéticas más estables en el cristal podrían provocar el debilitamiento en los enlaces interatómicos en el material haciendo más probable que los átomos de oxígeno puedan migrar a posiciones cristalográficas vecinas más estables. En adición a lo anterior, no se puede descartar que la

presencia de la nube de electrones secundarios en el cristal dé lugar a efectos de apantallamientos en las interacciones electrostáticas entre los iones, debilitándolas.

Por último, es necesario señalar que para el valor obtenido aquí de la constante de difusión D^0 a la temperatura ambiente, su valor extrapolado a la temperatura del nitrógeno líquido es de aproximadamente $D^0(77) = 0.53 \times 10^{-65} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, por lo que vemos que a esta temperatura los procesos de difusión inducidos por la radiación son incomparablemente más lentos que los inducidos a la temperatura ambiente, con una incidencia mucho menor sobre el grosor de las juntas débiles de Josephson, en correspondencia con lo reportado en [1,2].

De lo anteriormente expuesto resulta, que el modelo propuesto permite una descripción adecuada de las variaciones anteriormente reportadas de d con el tiempo de irradiación mediante la ecuación (4), descansando en la hipótesis de que éstas variaciones son causadas indirectamente por el transporte de la radiación gamma a través de una intensificación de los movimientos difusivos de los átomos de oxígeno. De acuerdo con lo anterior las variaciones de d con el tiempo de irradiación no son causados principalmente por la densidad de defectos inducidos directamente por la radiación en el YBCO y en particular en las ZFC.

CONCLUSIONES

El comportamiento del espesor de los enlaces débiles intergranulares con la dosis de irradiación se puede explicar, tanto desde el punto de vista cualitativo como cuantitativo, mediante un modelo de acción indirecta de la radiación gamma con las muestras cerámicas del material superconductor YBCO que se basa en movimientos estimulados de difusión de los defectos en los granos superconductores durante el proceso de transporte de esta radiación.

El valor de la constante de difusión asociada con este proceso estimulado por la radiación gamma a la temperatura ambiente, obtenido mediante este modelo, resulta cinco órdenes superior al valor reportado en la literatura [8] para la difusión del oxígeno en muestras no irradiadas de YBCO, achacándose esta variación a una disminución del valor de la energía de activación necesaria para realizar saltos a posiciones cristalográficas vecinas producto de un debilitamiento de los enlaces interatómicos en este material.

REFERENCIAS

- [1] CRUZ, C. **et al.** (2001): Proceeding of International Symposium on Utilization of Accelerators, San Pablo, Brasil, 26-30/11.

- [2] LEYVA, A. (2002): "Efectos de las Radiaciones Gamma sobre cerámicas superconductoras de interés en las tecnologías nucleares", Tesis Doctoral, Facultad de Física, Universidad de La Habana.
- [3] MORA, M.; C. CRUZ; A. LEYVA; J.C. SUAREZ and D. QUESADA (1995): **Nucleus**, 18, 21.
- [4] LEYVA, A.; J.C. SUAREZ; M. MORA ; C.M. CRUZ and D. QUESADA (1992) : **Phys. Stat. Sol.** (a), 134, K29.
- [5] BOKSHEIN, B.S. (1978), "Difusión en Metales", Editorial Mir, Moscú, Capítulo 2, 44.
- [6] CHEN, L. and Y.H. ZHANG (1989): **J. Appl. Phys.**, 66, 1866.
- [7] KITTEL, CH. (1972), "Introduction to Solid State Physics", 4th Edition, Edición Revolucionaria, Instituto Cubano del Libro, Chaper 19, 646.
- [8] XIE, X.M.; T.G. CHEN and J. HUANG (1988): **Phys. Sta. Sol.** (a), 110, 415.
- [9] SCHULZE, G.E.R. (1974): "Metallphysik", Akademie-Verlag, Berlin, 192.

SISTEMA DE DETECCION DE RAYOS X SOBRE LA BASE DE DETECTORES DE SILICIO PARA APLICACIONES EN RADIOGRAFIA DIGITAL MEDICA

Ana Ester Cabal¹, Wladyslaw Dabrowski², Angelina Díaz¹, Pawel Grybos², Paolo Giubellino³, Luis Montaña⁴, Luciano Ramello⁵, Krzysztof Swientek² y Richard Wheadon³

¹Centro de Aplicaciones Tecnológicas y Desarrollo Nuclear, La Habana, Cuba

²Faculty of Physics and Nuclear Techniques, University of Mining and Metallurgy, Cracow, Poland

³Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Torino, Italia

⁴Centro de Estudios de Investigación y Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional, México D.F., México

⁵DISTA, Univ. Piemonte Orientale, Alessandria, Italia

RESUMEN

El trabajo describe el desarrollo de un sistema para la medición de rayos X usando detectores de Silicio tipo "bandas". Estos detectores son ampliamente reconocidos por ser excelentes dispositivos sensibles a posición ya que poseen una resolución espacial muy buena. El sistema electrónico se basa en un circuito denominado RX64, que comprende 64 canales de lectura binaria con sus correspondientes contadores. El sistema de detección de rayos X que incluye el circuito RX64 y los detectores de "banda" tiene una respuesta lineal hasta una señal de entrada de 10000 electrones (rango energético hasta 36 keV para los rayos X). Posee un ruido de carga equivalente igual a 167 e- rms. Debido a las características del sistema se estudia la factibilidad de acoplar el mismo a un equipo de radiografía y comprobar su efectividad en la aplicación de radiografía digital médica.

ABSTRACT

This work describes the development of a readout system for X-ray measurements using silicon strip detectors. Silicon strip detectors are known to be excellent position sensitive devices providing very good spatial resolution. The readout system is based on ASIC called RX64. The RX64 chip employs binary readout architecture and contains 64 front-end channels with 64 20-bit pseudo-random counters. The developed system is linear up to 10000 electrons of the input signal, which corresponds to the X-ray energy range up to 36 keV. The equivalent noise charge is equal to 167 e- rms. Our system has characteristics, which possibility the study of the feasibility of it to be used in digital medical radiography.

INTRODUCCION

Los detectores de Silicio han sido utilizados en casi todos los experimentos de Física de Altas Energías y Nuclear desarrollados en los últimos 50 años. El éxito obtenido por estos detectores ha continuado con el progreso de la tecnología de la microelectrónica, la cual ha tenido un efecto directo en la calidad del proceso de fabricación de los detectores y un mayor impacto en la posibilidad de contar con circuitos de lectura capaces de trabajar con detectores mucho más complejos y hacerlo de una manera más rápida y efectiva.

El hecho de la gran experiencia acumulada durante estos años en la comunidad de físicos nucleares en el diseño, montaje y operación de los detectores de Silicio en las más diversas condiciones los hace ser los detectores más frecuentemente escogidos para diferentes aplicaciones. Además su amplio uso permite que tengan un costo moderado y sea fácil la reproducibilidad de los prototipos. En la última década se ha realizado un considerable esfuerzo para buscar la posibilidad de usar los

detectores de Silicio planares para la detección de rayos X de baja energía en aplicaciones en las ciencias de materiales y médicas (1-3). Específicamente en estos últimos años se ha estado trabajando intensamente en el desarrollo de detectores de rayos X para imágenes médicas y en medicina nuclear (4-7). Existen algunos grupos de investigación dedicados desde hace varios años al empleo de los detectores de Física de Altas Energías en aplicaciones médicas, por ejemplo el grupo MEDIPIX del CERN (8-10) y el grupo SYRMEP de Trieste (2, 11-14).

Desde 1999 nuestro grupo de detectores semiconductores del CEADEN participa en un convenio de colaboración con el Instituto Nacional de Física Nuclear, sección de Turín, la Universidad de Alessandria, Italia y la Universidad de Minería y Metalurgia de Cracovia, Polonia, con el objetivo de lograr la aplicación médica en radiografía digital de un sistema compuesto por detectores de Silicio para la detección de rayos X y el circuito electrónico de lectura de alto nivel de integración y bajo ruido.

DESCRIPCION DEL SISTEMA

El sistema de detección de rayos X desarrollado consiste de un detector de Silicio del tipo "micro-bandas", un circuito multicanal de lectura de bajo ruido RX64 y una tarjeta de entrada y salida de datos, acoplada a una PC, la PCI 1200 I/O. El sistema fue caracterizado utilizando el programa LabView.

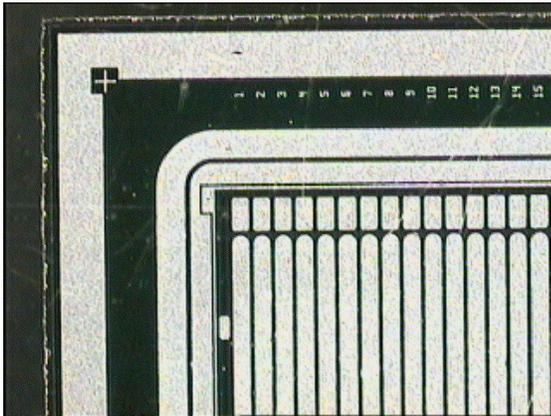


Figura 1. Foto de una esquina del detector de Silicio de 132 bandas.

El detector de Silicio fue diseñado por el Instituto ITC-IRST en Trento, Italia. El mismo contiene en la cara superior 132 bandas de un 1cm de largo y $72 \mu\text{m}$ de ancho. La Figura 1 muestra una esquina del detector donde se pueden ver las primeras 15 bandas, la línea de alimentación del detector y el anillo de guarda. Las bandas están acopladas al

circuito de lectura de forma AC. El grosor del detector es de $300 \mu\text{m}$. La distancia entre el punto medio en el eje horizontal de dos bandas vecinas (pitch) es de $100 \mu\text{m}$. Este parámetro es importante en la determinación de la resolución espacial del sistema. Como se muestra en la Figura 2 los valores de las corrientes de fuga de las diferentes bandas están en el orden de 60 pA. La capacidad total para el voltaje de trabajo del detector es entre 2-3 pF por banda.

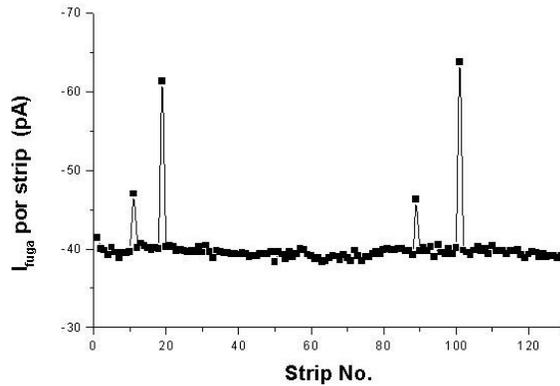


Figura 2. Corrientes de fuga del detector medidas en las 132 bandas a 100 voltios.

El circuito de lectura fue desarrollado en la Universidad de Minería y Metalurgia de Cracovia, Polonia. (15). Este circuito integrado ASIC RX64 consta de cuatro bloques: el bloque analógico de acople con el detector, el bloque contador, un bloque de control y el de entrada-salida, el cual comprende el control de la lectura de datos. La Figura 3 muestra el diagrama de bloques del circuito ASIC RX64. El área total del circuito integrado es $2800 \times 6500 \mu\text{m}^2$.

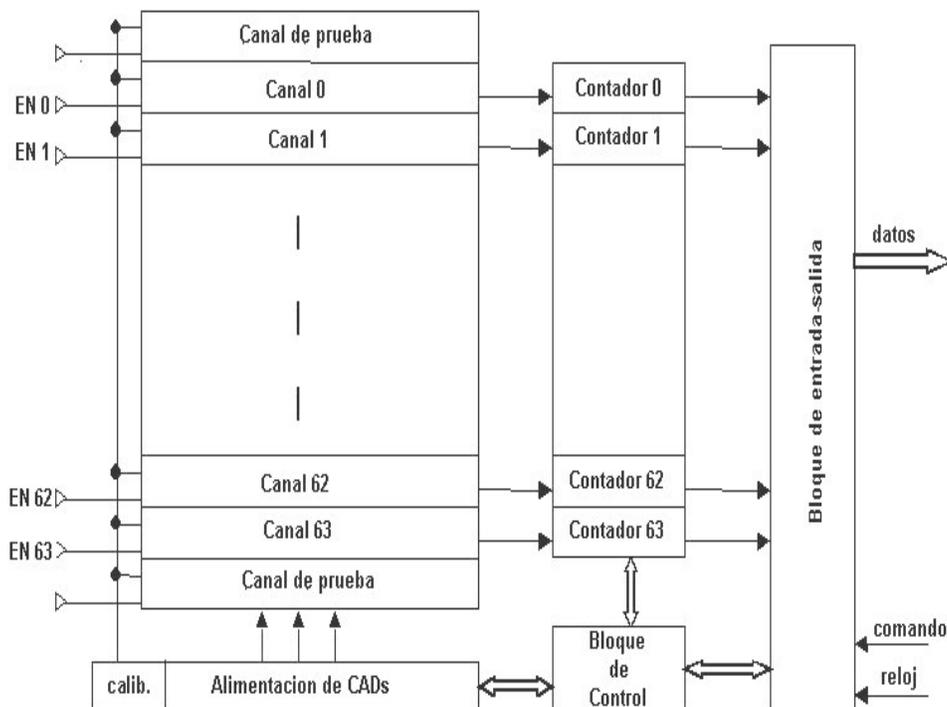


Figura 3. Diagrama de bloques del circuito de lectura ASIC RX64.

En un solo circuito están integrados 64 canales que permiten simultáneamente procesar y almacenar señales de 64 bandas del detector de Silicio. Cada canal analógico de lectura está formado por un preamplificador sensible a carga, un circuito conformador de pulso y un discriminador por amplitud de pulso. Los datos del bloque analógico son almacenados en 64 contadores de 20 bits del bloque contador, los cuales posteriormente son enviados a la PC por un magistral de datos de 8 bits.

El bloque de control, además de realizar funciones básicas tales como el control del almacenamiento de datos y su lectura, también suministra los valores de los conversores CAD, los cuales se usan en el bloque analógico para alimentar los circuitos analógicos y para el control del circuito de calibración interna. El circuito es controlado por comandos enviados desde un controlador exterior a través de un enlace en serie. El bloque de control recibe los comandos, los decodifica y los ejecuta enviando a los otros bloques las señales de control apropiadas y los datos.

Empleando el ambiente de desarrollo de programas o de instrumentos virtuales LabVIEW 5.1, se desarrollaron los programas para evaluar la prestación de todo el sistema y el análisis de todos los datos obtenidos.

RESULTADOS

El sistema fue evaluado usando una tarjeta de prueba con un detector de 132 bandas y dos circuitos ASIC RX64, posibilitando obtener 128 canales de lectura. La caracterización se hizo siguiendo los métodos empleados en la variante anterior del circuito de 32 canales (16,17). Dado que el sistema de lectura es binario los parámetros fundamentales como la ganancia y el ruido electrónico fueron medidos empleando el método de barrido del umbral del discriminador para un valor de carga dado inyectado a la entrada del preamplificador. Se obtiene un espectro integral para cada uno de los canales de lectura del sistema, el cual después de diferenciado nos da la distribución por amplitud. En la caracterización del sistema se midieron varios espectros de rayos X. La Figura 4 muestra los espectros de la medición simultánea de 64 bandas del detector de Silicio con 64 canales de lectura del circuito RX64. La medición se hizo con una fuente de ^{238}Pu , la cual genera tres líneas L características de rayos X del uranio a 13.6, 17.2 y 20.1 KeV, respectivamente. Para obtener una línea de menor energía se insertó una lámina fina de hierro de 40 μm entre la fuente y el detector, permitiendo ver las posibilidades del sistema para energías más bajas (como 6.4 KeV).

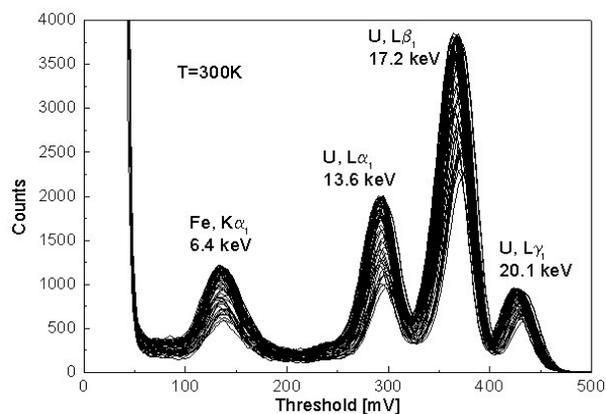
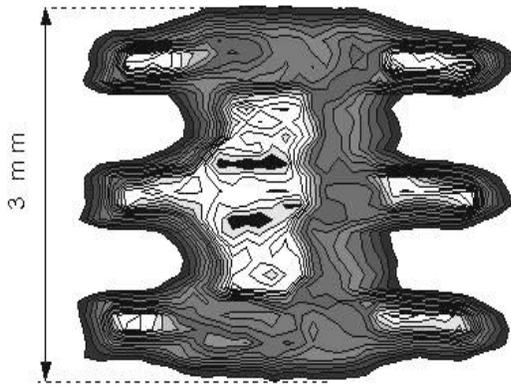


Figura 4. Espectros de 64 canales de lectura medidos simultáneamente con una fuente de ^{238}Pu y una lámina fina de hierro.

Utilizando los diferentes espectros obtenidos se realizaron los cálculos de los parámetros fundamentales para cada uno de los 128 canales de lectura analizados. Los resultados demostraron que el sistema cumple con los requerimientos básicos necesarios para ser utilizado en aplicaciones de imágenes en la medicina. Se obtuvo una ganancia media de 78.08 $\mu\text{V/el}$ que es igual a 21.6 mV/KeV. El valor medio del ruido de carga equivalente y del corrimiento de la salida del discriminador fue de 167 el. rms y 1.8 mV, respectivamente. El detector y el circuito de lectura tienen una respuesta lineal a señales de entrada de hasta 10000 electrones, las cuales corresponden a un rango de energía de rayos X de hasta 36 KeV. Los valores de resolución energética para los diferentes canales son del orden de 1 KeV FWHM, siendo todo el sistema de medición capaz de detectar rayos X con una energía igual o superior a 6.4 keV a temperatura ambiente. La resolución espacial alcanzada es del orden de 50-100 μm . El sistema tiene una tasa de conteo de hasta 100k conteos/s/banda.

Para obtener imágenes bidimensionales con este tipo de detector de bandas por una sola cara, se usó un sistema de barrido. Entre el objeto a medir y la fuente radioactiva se colocó una máscara con una ranura por donde pasan las radiaciones. La dimensión de dicha ranura es aproximadamente igual al ancho de las bandas del detector (100 μm) y se posiciona perpendicular a las mismas. Moviendo la máscara a lo largo del detector y midiendo en cada paso se conforma la imagen mediante la suma de cada uno de los espectros. De esta manera la coordenada X está determinada por cada banda del detector y la coordenada Y por la posición de la ranura en cada paso del barrido. La Figura 5 muestra la imagen del componente electrónico de montaje superficial MAX2640, obtenida en la universidad de Cracovia.



64 channels - pitch 100 μm

Figura 5. Imagen de un componente electrónico de montaje superficial medido con el detector de Silicio de bandas usando el método de barrido.

Esta imagen de 3 mm de largo se logró irradiando el dispositivo electrónico con una fuente de ^{238}Pu . Se trasladó la máscara 50 pasos, realizando la medición en cada uno de ellos para un umbral de discriminador fijo. Posteriormente todos los espectros de cada una de esas mediciones fueron sumados, lográndose la imagen total del dispositivo electrónico.

CONCLUSIONES

Se desarrolló un sistema de detección de rayos X, cuyas características principales cumplen los requeri-

mientos básicos impuestos a los sistemas de obtención de imágenes digitales en aplicaciones médicas, aunque sería recomendable mejorar su eficiencia de detección. Las características son:

- tasa de conteo de 100k conteos/s/banda,
- linealidad del sistema para señales de entrada de hasta 10000 electrones ó 36 KeV (en la mamografía frecuentemente se emplea un tubo de rayos X de 18 KeV),
- resolución espacial en el orden de 50-100 μm (delimita los objetos a investigar),
- bajo ruido a temperatura ambiente,
- buena compatibilidad entre todos los canales de lectura.

En estos momentos se está trabajando para introducir nuestro sistema de rayos X en la mamografía convencional en instituciones nacionales muy prestigiosas como el Hospital "Hermanos Ameijeiras" y el Centro de Control Estatal de Equipos Médicos. Nuestras futuras tareas se concentrarán en los siguientes aspectos:

1. Utilización de la simulación por Monte Carlo para evaluar la eficiencia de detección del sistema como una función de los parámetros de diseño del detector (por ejemplo: su geometría, los efectos de las dimensiones de la oblea, etc.)
2. Evaluación de la conformación del sistema en la práctica médica según los resultados obtenidos en la simulación. La misma se realizará bajo la supervisión del CCEEM, el cual validará los protocolos de medición y su certificación.

REFERENCIAS

- [1] BECCHERLE, R. **et al.** (1998): "Microstrip silicon detectors for digital radiography", **Nucl. Inst. and Meth.**, A409, 534-536.
- [2] ARFELLI, F. **et al** (1996): "A pixel-like matrix for digital mammography", **Nucl. Inst and Meth.**, A380, 402-405.
- [3] SAULI, F. (1994): "High-Rate, Position-sensitive radiation detectors: recent developments and application in particle physics, medicine and biology", CERN-PPE/1994-150.
- [4] HARRISON, R.M. (1991) "Digital radiography—a review of detector design", **Nucl. Inst and Meth.**, A 310, 24-34.
- [5] CLINTHORNE, N. (1998). "Determining detector requirements for medical imaging applications", **Nucl. Inst and Meth.**, A 409, 501– 507.
- [6] DEL GUERRA, A. **et al.** (2000): "New developments in photodetection for medicine", **Nucl. Inst and Meth.**, A 44, 218-25.
- [7] MOY, J. (2000). "Recent developments in X-ray imaging detectors", **Nucl. Inst and Meth.**, A 442, 26-37.

- [8] AMENDOLIA, S.R. **et al.** (1999): "MEDIPIX: a VLSI chip for a GaAs pixel detector for digital radiology", **Nucl. Inst and Meth.**, A 422, 201-205.
- [9] _____ (2001): "Test of a GaAs-based pixel device for digital mammography", **Nucl. Inst and Meth.**, A 460, 50-54.
- [10] FORNAINI, A. **et al.** (2001). "Soft X-ray sensitivity of a photon-counting hybrid pixel detector with a silicon sensor matrix", **Nucl. Inst and Meth.**, A 466, 142-145.
- [11] ARFIELLI, F. **et al.** (1995): "Silicon detectors for synchrotron radiation digital mammography", **Nucl. Inst and Meth.**, A 360, 283-286.
- [12] _____ (1996): "New developments in the field of silicon detectors for digital radiology", **Nucl. Inst and Meth.**, A 377, 508-513.
- [13] _____ (1997): "A linear array silicon pixel detector: images of a mammographic test object and evaluation of delivered doses", **Phys. Med.Biol.**, 42, 1565-1573.
- [14] _____ (1998): "At the frontiers of digital mammography: SYRMEP", **Nucl. Inst and Meth.**, A 409, 529-533.
- [15] GRYBOS, P. **et al.** (2002). "Multichannel mixed-mode IC for digital readout of silicon strip detector", **Microelectronics Realibility**, 42, 427-436.
- [16] GRYBOS, P.; A. CABAL **et al.** (2000): "Characterisation of silicon strip detectors with a binary readout chip for X-ray imaging", **Nucl. Inst and Meth.**, A 454, 214-220.
- [17] _____ (2000): "Development of a fast readout system for the detection of low energy X rays", *Memorias del IV Simposio Mexicano de Física Médica, Mérida, México, 1-3 Marzo 2000, AIP Conference Proceedings 538, 21-31.*

INFLUENCE OF HEAT CONVECTION ON THE MEASUREMENT OF THE SPECIFIC HEAT CAPACITY OF SOLIDS USING THE TEMPERATURE RELAXATION METHOD

E. Marín and V. Hirschel, Facultad de Física, Universidad de La Habana, Ciudad de La Habana, Cuba
O Delgado-Vasallo, Instituto de Materiales (IMRE), Universidad de La Habana, Ciudad de La Habana, Cuba

ABSTRACT

An experiment is described which employs a relaxation method for the measurement of the specific heat capacity at constant pressure of solids at room temperature. The experiment employs measurements of the cooling (or heating) rate of a sample whose temperature differs from that of the surroundings due to light heating. This rate depends on the temperature difference, the heat capacity of the sample and the heat transfer coefficient. The sample is suspended adiabatically in a reservoir in which vacuum can be made. The influence of heat dissipation by convection on the results is discussed for the first time in this kind of experiments.

RESUMEN

Se describe un experimento basado en un método de relajación para la medición de la capacidad calorífica específica a presión constante de sólidos a temperatura ambiente. El experimento se basa en la medición de la velocidad de enfriamiento (o calentamiento) de una muestra cuya temperatura difiere de la ambiente debido a la absorción de luz. Esa velocidad depende de la diferencia de temperaturas, la capacidad calorífica de la muestra y del coeficiente de transferencia de calor. La muestra es suspendida adiabáticamente en un recipiente en el cual se realiza vacío. La influencia de la disipación de calor por convección en los resultados es discutida por primera vez en este tipo de experimento.

I. INTRODUCTION

This work deals with an experimental approach currently used for the measurement of the specific heat capacity, C (units of $\text{Jcm}^{-3}\text{K}^{-1}$), of small solid samples at room temperature. This magnitude is defined as a product of the specific heat, c ($\text{Jg}^{-1}\text{K}^{-1}$), and the density, ρ (gcm^{-3}), and express the amount of heat developed per masse unit in a sample of unit volume when its temperature is varied in one degree¹. The knowledge of C is of great importance in solid state physics due to its intrinsically value, unique for each sample, and due to its sensibility to phase transitions, among others. The measurement of C provides us with a direct mean to test theoretical models of a given physical system.

There are several methods for the practical determination of the specific heat capacity of solids. Some of them are discussed in detail by Touloukian², while in the work of Kraftmakher³ an excellent overview of the most useful calorimetric methods is given. Among them, the temperature relaxation method offers the advantages of inexpensive experimental setup as well as relative simple and

understable physical-mathematical formalism. This method was first proposed by Bachman *et al.*⁴ for low temperature (1 to 35 K) measurements, later extended to measurements below 1K by Schutz⁵ and successfully used, with properly modifications, by several authors in a higher temperature range. Djurek and Baturic-Rubidic⁶ have modified Bachman's method for measurements above 35 K. Experiments on tungsten in the range 2400-3600 K were performed by Zinovev and Lebedev⁷. Hatta⁸ have designed a relaxation calorimeter, employing for the first time light heating for measurements on small samples in the temperature range around room temperature. Mansanares and co-workers⁹ have later developed Hatta's approach for simple measurements of C at room temperature, with the aim of complementing photoacoustic measurements of thermal properties of solids. This variant of the temperature relaxation method, designed by the last mentioned authors as temperature rise method under continuous illumination, was used in the last years for a characterization of different materials such as semiconductors¹⁰, foods¹¹, wood¹², zeolites¹³, clays¹⁴ and ferroelectrics¹⁵ ceramics, among others.

*Email: emarin@ff.oc.uh.cu

**8th semester physics student.

II. EXPERIMENTAL DETAILS AND THEORY

The experimental setup for the measurement of the specific heat capacity is shown schematically in Figure 1. The samples, in the form of discs of 1cm diameter or 1 cm side squares and about 0.1 cm thick, were suspended adiabatically in a reservoir, which has an optical glass window through which a white light beam is uniformly focused onto one surface of the sample. On the opposite side, a Chromel-Alumel thermocouple is attached mechanically to the sample. Both sample surfaces were painted black to assure good light absorption and an Emissivity factor approximating one, a condition of great importance for accurate measurements, as seen below. The Temperature evolution of the back surface could be monitoring as a function of time using a programmable digital multimeter interfaced to a personal computer via its serial port, and stored by a data acquisition program.

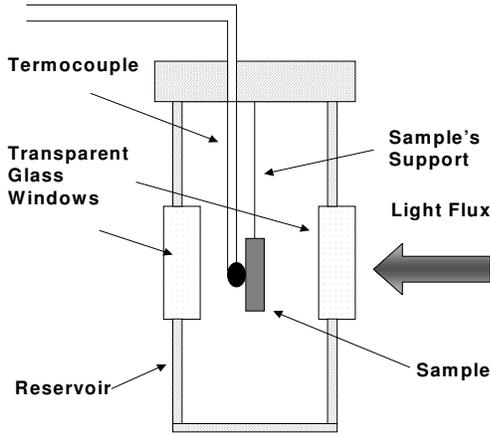


Figure 1. Schema of the experimental setup.

The heat developed in the sample as the function of time due to the absorption of light of incident power P_0 is given by

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = P_0 - L, \quad (1)$$

where

$$L = R + K \quad (2)$$

represents the power lost by radiation (R) and convection (K).

The first term on the right hand side of the above equation is derived from the Stefan-Boltzmann law of radiation and for temperature variations in the sample ΔT much lower than the ambient temperature T_{amb} is given by

$$R \approx 4A\epsilon\sigma T_0^3 \Delta T \quad (3)$$

where A is the sample's surface area, ϵ is its the emissivity ($\epsilon \approx 1$ if the sample's surfaces are black painted, as in our case), T is the sample temperature, and σ the Stefan-Boltzmann constant. For the K parameter, the term representing heat convection, we use Newton empirical cooling law to write

$$K = hA\Delta T \quad (4)$$

where h is a characteristic parameter.

On the other hand, the temperature variation within the sample is related to the generated heat through

$$Q = \rho c V \Delta T = C V \Delta T \quad (5)$$

where V is the sample volume. Differentiation of (5) with respect to the time and substituting in equation (1) leads to:

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial t} + \frac{\gamma}{C} \Delta T - \frac{P_0}{C} = 0 \quad (6)$$

with

$$\gamma = A(4\epsilon\sigma T_0^3 + h) \quad (7)$$

The solution of this differential equation, using the condition $\Delta T(0) = 0$ is:

$$\Delta T_{\uparrow}(t) = \frac{P_0}{\gamma} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right], \quad (8)$$

where

$$\tau = \frac{1C}{2(4\epsilon\sigma T_{amb}^3 + h)} \quad (9)$$

and l is the sample thickness. The characteristic time τ can be re-written as

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_K}, \quad (10)$$

where $\tau_R = 1C / 8\epsilon\sigma T_{amb}^3$ is the relaxation time due to the heat losses by radiation and $\tau_K = 1C / 2h$ is that time characteristic for the convection mechanism.

The sample temperature is saturated at a value $T_0 = P_0/\gamma$ when thermal equilibrium is reached for $L = P_0$. Then, if the illumination is interrupted, one obtains for the temperature cooling the following time dependence:

$$\Delta T_{\downarrow}(t) = \frac{P_0}{\gamma} \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \quad (11)$$

III. RESULTS AND DISCUSSION

Suppose that we are capable of perform a vacuum in the measurement cell, so that we can neglect the heat losses by convection. In this case τ_K can be neglected in expression (10) and the specific heat capacity can be obtained from the value of $\tau = \tau_R$.

$$C = \frac{8\varepsilon\sigma T_{\text{amb}}^3 \tau_R}{1}, \quad (12)$$

where we have denoted as τ_R the relaxation time obtained under no-convection conditions.

Now, if τ is the relaxation time obtained in an experiment performed at atmospheric pressure one gets from equations (9) and (12):

$$h = 4\varepsilon T_{\text{amb}}^3 \left(\frac{\tau_R}{\tau} - 1 \right) \quad (13)$$

Using a reference material, a measurement instrument can be calibrated determining its characteristic constant h . For this purpose, measurements can be performed under different vacuum conditions until a value of $\tau = \tau_R$ is obtained, which satisfies equation (12), leading to a tabulated value of C . This value of τ_R can be then substituted in equation (13) in order to calculate the h value.

The open circles in Figure 2 shows typical normalized heating and cooling curves measured on a typical sample of Si at a vacuum of 10^{-2} Torr obtained using a mechanical pump and measured by a Pirani Vacuum meter. The solid curves are the best fit of the experimental data to expressions (8) and (11) in the case of sample's heating and cooling respectively. The variables $T_0 = P_0/\gamma$ and τ were taking as adjustable parameters. The mean value of the later parameter ($\tau = \tau_R$), determined from the best adjust values to the heating and cooling curves, was then used to calculate the specific heat capacity C of the sample by means of equation (12).

The results of the measurements at atmospheric pressure in the same Si sample are plotted also for

comparison purposes in Figure 2 as full circles. As expected, a shift of the curves is obtained with respect to those obtained under vacuum conditions, as a result of the influence of the convection term. The solid curves, as above, represents the best fit to the theoretical expressions, from which a value of τ was obtained as a mean value from those corresponding to the heating and cooling curves. From the above values of τ_R and τ , h was calculated using equation (13).

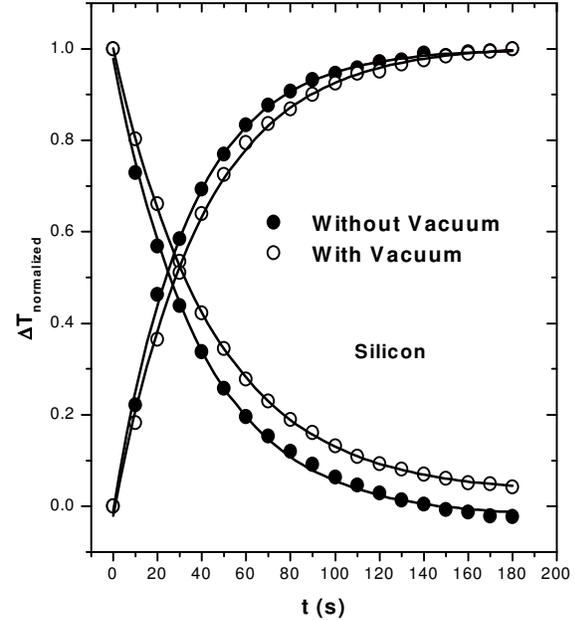


Figure 2. Typical heating and cooling curves for measurements performed under vacuum conditions (open circles) and without vacuum (solid circles), showing the results of the best fit of the data to equations (8) and (11) respectively.

The results of this and similar measurements performed in different kind of materials are summarized in Table 1. The samples have been selected taking into account that the reported values of their specific heat capacity differs appreciable from material to material in a wide range¹⁶. As can be seen in the table, the measured C values shows a good agreement with the ones reported in the literature, within the range of our experimental error.

Table 1. Experimental results.

Sample	τ (s)	τ_R (s)	τ_R/τ	H ($10^{-4} \text{ Wcm}^{-3} \text{ K}^{-1}$)	C ($\text{Jcm}^{-3} \text{ K}$)	C_{lit} ($\text{Jcm}^{-3} \text{ K}$)
Si	40.8 ± 0.7	63.5 ± 0.7	1.56 ± 0.06	3.4 ± 0.4	1.6 ± 0.1	1.65
Zn	87 ± 3	144 ± 1	1.6 ± 0.1	4.0 ± 0.6	2.3 ± 0.1	2.77
Cu	32.1 ± 0.5	49.3 ± 0.5	1.53 ± 0.06	3.0 ± 0.4	3.0 ± 0.5	3.45
Al	28.6 ± 0.7	41.6 ± 0.8	1.45 ± 0.09	2.9 ± 0.5	4.0 ± 1	2.43

From the mean values of the convection characteristic parameter we obtained a mean value $h = (3.40 \pm 0.05) \text{Wm}^{-3}\text{K}^{-1}$. It is worth to notice here, that h is independent on sample's properties and depend only on geometric parameters describing the measurement device and on the properties of the fluid in which the sample is immersed, in our case air. The knowledge of the parameter h is important because it can avoid the use of vacuum apparatuses in the experimental setup. In other words, if the constant h is well known, then, from a relaxation time obtained in a given experiment, one can calculate the specific heat capacity using equation (10), without the need of perform any vacuum in the sample's reservoir.

IV. CONCLUSIONS

In this work we have described an experiment based on a temperature relaxation method for the measurement of the specific heat capacity at constant pressure of solids at room temperature. The knowledge of thermal properties of materials, such as their specific heat capacity is of great importance in many fields of research. For example in the design of electronic devices, it is very important to take into account the thermal properties of the involved materials, because the rate at which the generated heat inside the device dissipates, may determine the device performance and lifetime. However, accurate

data on the thermal properties of several materials is scarce². Therefore, the development of techniques for their measurement is always an impetus.

The arrangement described in this paper is technically simple and requires only minimal expenses. The influence of convection on the experimental results is analyzed in this work for the first time. It is shown that the heat transfer coefficient, characteristic for this phenomenon, can be used for determining the specific heat capacity of solids by measurements performed at atmospheric pressure. The obtained results for the specific heat capacity of several materials agree very well with the values reported in the literature for this magnitude.

This work represents a new step in demonstrating the capabilities of the temperature relaxation method to perform the experimental determination of specific heat capacities of solids at room temperature and towards the better interpretation of the physics lying besides this technique.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors greatly acknowledges the Superconductivity Laboratory at Instituto de Materiales (IMRE), Universidad de La Habana, who provided temporary use of the Pirani vacuummeter.

REFERENCES

- [1] ALONSO, A. and E. FINN (1968): **Fundamental University Physics III, Quantum and Statistical Physics** (Addison-Wesley: New York).
- [2] TOULOUKIAN, Y.S. (Ed.) (1970): **Thermophysical Properties of Matter. The Thermophysical Properties Research Center Data Series**, Volumes 4 and 5 (IFI/Plenum Press, New York).
- [3] KRAFTMAKHER, Y. (2002): **Physics Reports** 356, 1.
- [4] BACHMANN, R. et al. (1972): **Rev. Sci. Instrum.** 43, 205.
- [5] SHUTZ, R.J. (1974): **Rev. Sci. Instrum.** 45, 548.
- [6] DJUREK, D. and J. BATURIC-RUBIDIC (1972): **J. Phys E** 5, 424.
- [7] ZINOV'EV, O.S. and S. V. LEBEDEV (1976): **High Temp.** 14, 73.
- [8] HATTA, I. (1979): **Rev. Sci. Instrum.** 50, 292.
- [9] MANSANARES, A.M. et al. (1990): **Phys. Rev. B** 42, 4477.
- [10] PICHARDO, J.L. et al. (1997): **Appl. Phys. A** 65, 69.
- [11] RODRIGUEZ, M.E. et al. (1995): **Z. Lebensm. Unters. Forsch.** 200, 100.
- [12] BALDERAS-LOPEZ, J.A. et al. (1996): **Forest Products Journal** 46, 84.
- [13] GUTIERREZ-JUAREZ, G. et al. (1996): **J. Chem. Soc. Faraday Trans.** 92, 2651.

[14] ALEXANDRE, J. **et al.** (1999) : **The Analyst** 124, 1209.

[15] GARCIA, S. **et al.** (2002) (submitted for publication).

[16] HALLIDAY, D.; R. RESNICK and J. WALKER (2001): **Fundamentals of Physics** (extended)
(John Wiley and Sons: New York) A12-A-14.

EVALUACION DEL DISEÑO Y CONSTRUCCION DE SISTEMA DE ENFRIAMIENTO PARA TOMOGRAFO DE RMN APLICANDO LA TECNICA DE DIFERENCIAS FINITAS

Aylin Martínez Bermello¹ y William Domínguez Viqueira²

Centro de Biofísica Médica "Patricio Lumumba", Universidad de Oriente, Santiago de Cuba, Cuba

RESUMEN

En este trabajo se desarrolla un modelo matemático que describe la distribución espacial y temporal de la temperatura en el enrollado de un imán resistivo de un tomógrafo de resonancia magnética. El equipo, diseñado y construido en el Centro de Biofísica Médica, en Santiago de Cuba, presta servicios en una instalación hospitalaria cubana. Para esto se utilizó la técnica de diferencias finitas y las expresiones de transferencia de calor y de balance de energía. La validez del modelo se comprobó mediante la comparación de sus resultados con datos experimentales, tomados del equipo para diferentes valores de corriente. Las desviaciones oscilan entre el 2 y el 3.5 % en la estabilización de temperatura, que es cuando se alcanzan los valores más elevados. La cantidad de calor que extraen los refrigerantes constituye como mínimo el 63 % de la energía térmica generada por el enrollado. Los resultados de la aplicación del modelo demuestran su utilidad en la evaluación del sistema de enfriamiento de un imán ya construido, o como punto de partida para el diseño de intercambiadores de calor de imanes resistivos más eficientes para futuros equipos, los cuales lograrán, en consecuencia, mayor calidad de las imágenes clínicas.

ABSTRACT

In this paper a mathematical model for calculation of spatial and temporal temperature distribution in the winding of a resistive magnet of a magnetic resonance imaging (MRI) machine is developed. The equipment, designed and constructed by Centro de Biofísica Médica in Santiago de Cuba, is operating in a Cuban's hospital. The method of finite difference, heat transfer expressions and the Energy Balance Law were used. The effectiveness of the mathematical model was confirmed by comparison of its results with experimental data. The experimental data were measured for different current values in the mentioned magnet. The standard deviations oscillated between 2 and 3.5 % at the moment of stabilization of temperature. The heat transferred is the 63% of total heat generated by the winding. The results of mathematical model shown its efficacy in, the evaluation of the cooling system of a constructed magnet or to design the heat exchangers of futures magnets for MRI machines, whishes will gain more quality in medical images.

INTRODUCCION

Los tomógrafos de resonancia magnética (RM) son equipos médicos de imagenología para el diagnóstico biomédico. La calidad de las imágenes clínicas está definida por la homogeneidad espacial y estabilidad temporal del campo magnético generado por el imán, que puede ser de tipo permanente, superconductor, o resistivo [1].

Los imanes resistivos son generalmente refrigerados por agua [2, 3] para evitar el sobrecalentamiento y garantizar la estabilidad temporal del campo magnético, lo cual es de vital importancia para la calidad de las imágenes. Por ello, los especialistas dedicados al diseño de los sistemas de enfriamiento de imanes resistivos para tomógrafos de RM dedican especial atención a lograr una geometría de los intercambiadores de calor que resulte cada vez más eficiente. Para esto es indispensable conocer la

distribución de temperatura en el enrollado, pero su medición directa resulta problemática. La colocación de sensores puede provocar dificultades que afectarían notablemente la calidad de las imágenes y en caso extremo inutilizarían el imán.

Este trabajo persigue el objetivo de desarrollar la modelación matemática para calcular la distribución espacial y temporal de la temperatura en el interior del enrollado del electroimán del tomógrafo cubano Giroimag03, diseñado y construido por el Centro de Biofísica Médica, e instalado en el Hospital General de Holguín. La determinación de la distribución de temperatura en el enrollado permitirá hacer una valoración del diseño de su sistema de enfriamiento y realizar una evaluación de la calidad en la construcción y montaje de sus elementos. Este análisis posibilitará hacer recomendaciones para perfeccionar del diseño de futuros equipos Giroimag.

Email: ¹aylin@cbm.uo.edu.cu

²wdguezv@infomed.sld.cu

DESARROLLO

Electroimán Giroimag 03. Características constructivas

El imán del tomógrafo Giroimag03 está formado por 2 pares de bobinas conectadas eléctricamente en serie y constituidas por 5 elementos fundamentales: el enrollado, los conductos de 1/2" para el agua de enfriamiento., el rolo, las tapas y la camisa. Estos tres últimos de aluminio y los dos primeros de cobre. El enrollado posee en su interior materiales aislantes eléctricos (Figura 1)

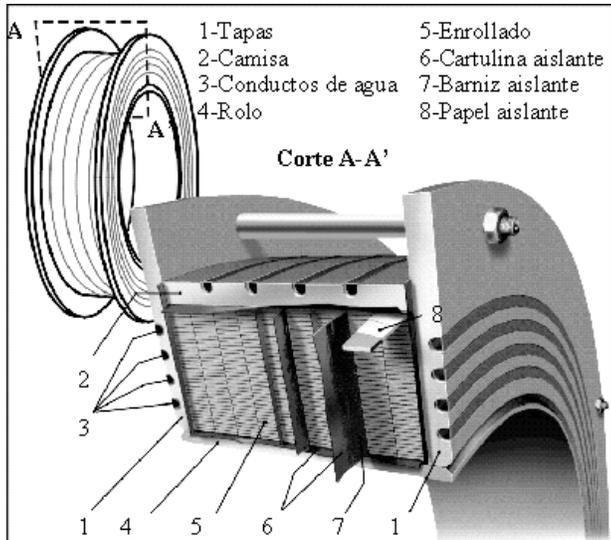


Figura 1. Esquema en corte de una bobina para el imán resistivo del tomógrafo Giroimag03.

Debido a dificultades propias de la tecnología para el proceso de enrollado del imán, entre las espiras quedan diminutas capas de aire que, junto a los aislantes del enrollado, constituyen resistencias al paso del calor desde el enrollado hasta las fuentes frías, apareciendo gradientes de temperatura en el interior de éste.

El calentamiento del enrollado también traerá consigo efectos sobre el voltaje de la fuente de alimentación. La ecuación (1) describe la relación entre la temperatura de un conductor eléctrico y la caída de voltaje en sus extremos, y se basa en las leyes de Ohm y de Pouseville [4]:

$$V = I \cdot R = I \cdot R_0(1 + \alpha(T - T_0)) = V_0(1 + \alpha(T - T_0)) \quad (1)$$

Donde V es la caída de voltaje en el conductor; I, la intensidad de la corriente; R, su resistencia eléctrica; R_0 , la resistencia eléctrica a la temperatura de referencia T_0 (20°C); α , el coeficiente de linealidad de la resistencia con la temperatura; T, la temperatura promedio del enrollado y V_0 , el voltaje a la temperatura de referencia.

Para determinar la distribución de temperatura se aplicó la técnica de diferencias finitas, específicamente el método de balance de energía. Se prefirió la forma explícita, debido al desconocimiento de las condiciones del sistema una vez comenzado el proceso de calentamiento.

Desarrollo del método de balance de energía para cada elemento infinitesimal de la bobina. Consideraciones

El proceso transitorio de calentamiento se analiza discretizando el tiempo en pequeños intervalos y considerando la temperatura final de un intervalo como inicial del siguiente [3, 5]. Para determinar la distribución de temperatura se discretizó el enrollado en pequeños elementos de alambre (nodos) cuyas dimensiones coinciden con la sección transversal del conductor (Figura 2).

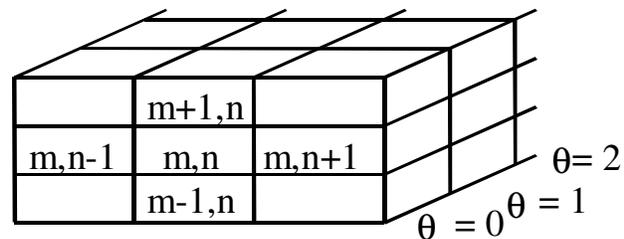


Figura 2. Muestra de la red nodal en el enrollado (n - número de espiras, m - número de vueltas).

La temperatura fue determinada en cada plano teórico en dirección azimutal, cada 10°. Esta selección nodal implica una segmentación consecuente para las tapas, camisa y rolo, pues las longitudes de los tramos de transferencia al agua o al aire no guardan relación con las dimensiones de los nodos. Por ello esas piezas fueron virtualmente fragmentadas de manera conveniente. Las consideraciones fundamentales fueron:

- No se considerarán las dilataciones térmicas de los materiales, ya que a través de los valores de voltaje se conoce que las temperaturas máximas se encuentran por debajo de los 200°C. Esto implicará dilataciones que serán insignificantes respecto al volumen total del enrollado.
- La temperatura del local es constante y homogénea.
- La temperatura de entrada, salida y el flujo de agua coinciden para todos los conductos.
- Los materiales aislantes poseen conductividad térmica no variable con la temperatura.
- Los espesores de barniz y aire son regulares.
- La sección transversal de la bobina es simétrica.
- El calor fluye desde el nodo analizado hacia las fuentes frías.

- La transferencia de calor en dirección azimutal no es significativa.
- En sentido radial, el calor fluye desde el nodo analizado hasta el refrigerante.
- Se asumirán espesores de aire invariables, de magnitud: 0.1 mm entre enrollado y camisa, 0.1 mm entre enrollado y tapa, y 0.15 mm entre espiras.

La aplicación de la Primera Ley de la Termodinámica a un nodo en el momento τ quedará como:

$$\begin{aligned} Q_{\text{gen}(m,n,\theta)}^\tau - Q_{\text{transf}(m,n,\theta)}^\tau &= \Delta U_{(m,n,\theta)}^\tau = \\ &= M_{(m,n,\theta)}^\tau \cdot C_{P(m,n,\theta)}^\tau \cdot \frac{T_{(m,n,\theta)}^{\tau+1} - T_{(m,n,\theta)}^\tau}{\Delta t} \end{aligned} \quad (2)$$

Donde $\Delta U_{(m,n,\theta)}^\tau$ es la variación de energía interna del nodo (m,n,θ) en el instante τ ; $M_{(m,n,\theta)}^\tau$ su masa, $C_{P(m,n,\theta)}^\tau$ su capacidad calorífica, y $T_{(m,n,\theta)}^{\tau+1}$ la temperatura del nodo pasado un intervalo de tiempo Δt , en cuyo inicio la temperatura del nodo será $T_{(m,n,\theta)}^\tau$; $Q_{\text{gen}(m,n,\theta)}^\tau$ es el calor que genera ese nodo; y $Q_{\text{transf}(m,n,\theta)}^\tau$, el que transfiere. El calor generado estará dado, según la Ley de Joule-Lenz, por la corriente y la resistencia eléctrica del nodo según su temperatura:

$$Q_{\text{gen}(m,n,\theta)}^\tau = I^2 \cdot R_{0(m,n,\theta)}^\tau \left(1 + \alpha \left(T_{(m,n,\theta)}^\tau - T_0 \right) \right) \quad (3)$$

El calor transferido tiene lugar en 4 sentidos: en dirección radial, hacia la camisa y el rolo; en dirección axial, hacia las tapas y las espiras interiores. Estas componentes del calor transferido total serán determinadas mediante la ecuación fundamental de transferencia de calor [6]:

$$Q_{\text{transf}(m,n,\theta)}^\tau = K_{(m,n,\theta)}^\tau \cdot A_{(m,n,\theta)}^\tau \cdot \left(T_{(m,n,\theta)}^\tau - T_{\text{FF}(m,n,\theta)}^\tau \right) \quad (4)$$

Donde la identificación específica de $Q_{\text{trans}(m,n,\theta)}^\tau$, depende del sentido del flujo de calor. K es el coeficiente global de transferencia de calor que depende de la geometría del sistema y de las resistencias térmicas entre la fuente generadora de calor y la fuente fría. A es el área de transferencia de calor; T , la temperatura del nodo y T_{FF} , la de la fuente fría. Esta última temperatura depende de la componente del calor transferido analizada, y de la posición del nodo. Cuando se analiza el calor transferido hacia el rolo, T_{FF} es la temperatura del local. En el flujo de calor hacia la camisa, T_{FF} depende de la ubicación del nodo respecto a los conductos de agua. Para los nodos de posición $n = 2$ y $n = 4$, la transferencia ocurre parcialmente hacia el agua, por convección forzada, y en parte hacia el

aire, por convección libre. En el resto de las espiras la transferencia de calor ocurre sólo con el aire.

El calor transferido hacia las tapas en dirección axial se determinará según la diferencia de temperatura con los nodos adyacentes. Para la espira más cercana a la tapa ($n = 1$), T_{FF} será la temperatura del agua o del aire, según m ; y en el resto, tomará la de la espira adyacente menos alejada de la tapa.

La transferencia de calor en sentido radial es significativamente mayor que en el axial. Por eso algunas espiras interiores poseen temperaturas menores que otras más cercanas, debido a los conductos de agua en las camisas. Debido a ello fue necesario considerar también la transferencia de calor entre espiras hacia el interior del enrollado. En este caso T_{FF} será la temperatura del nodo adyacente más alejado de la tapa. La espira central no transfiere en ese sentido pues el sistema se consideró simétrico. Despejando en la expresión (2) la temperatura en el instante $\tau + 1$:

$$T_{(m,n,\theta)}^{\tau+1} - T_{(m,n,\theta)}^\tau + \frac{Q_{\text{gen}(m,n,\theta)}^\tau - Q_{\text{transf}(m,n,\theta)}^\tau}{M_{(m,n,\theta)}^\tau - C_{P(m,n,\theta)}^\tau} \cdot \Delta t \quad (5)$$

Validación del modelo teórico. Análisis de resultados

Para solucionar el sistema de ecuaciones fue programado un algoritmo usando el software Matlab 5.3 sobre sistema Windows. Los resultados teóricos del modelo fueron comparados con datos experimentales para diferentes valores de corriente: 60, 80, 100 y 125A, que es la corriente nominal. Para cada corrida fueron medidas, a intervalos de 30 min a partir del encendido, las temperaturas en los siguientes sitios: entrada y salida del agua al imán; en 3 puntos del local, en cada camisa, rolo y tapa; y el voltaje de la fuente de corriente, y de cada bobina por separado. El tiempo total de medición para cada corriente es de 10 h.

Todas las temperaturas iniciales en los experimentos fueron de 22 ± 1 °C. Para las mediciones de temperatura se utilizó un termómetro superficial TESTO 920 de ± 0.1 °C de apreciación. El voltaje total fue tomado del panel de control de la fuente, con precisión de ± 0.04 V. Los voltajes de cada bobina individualmente se midieron con un multímetro digital MUL280 con precisión de $\pm 10^{-3}$ V. Los datos experimentales de voltaje fueron utilizados para validar la efectividad del modelo teórico desarrollado a través de una comparación. Los resultados se muestran en la Figura 3.

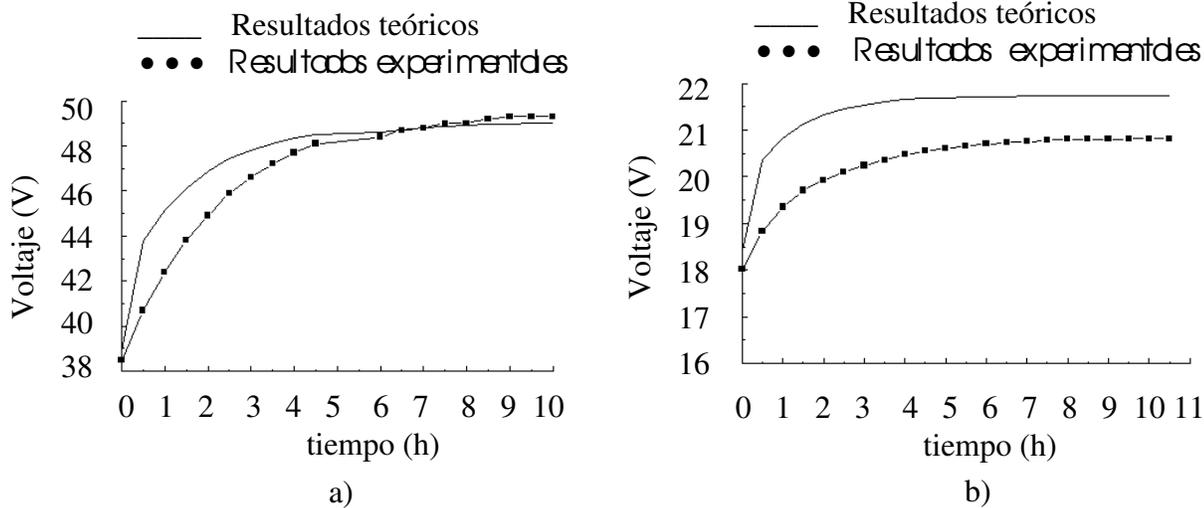


Figura 3. Comparación del comportamiento temporal del voltaje teórico con el experimental a corriente nominal.
a) para una bobina central.
b) para una bobina del extremo.

Los gráficos anteriores evidencian una elevada correspondencia entre los resultados teóricos, obtenidos por el modelo, y los experimentales. Las diferencias en la estabilización son mínimas, especialmente en las bobinas centrales (Figura 3a), a las cuales se les prestó especial atención, pues al tener más alambre, generan mayor cantidad de calor. Las diferencias más significativas se observan en las bobinas de los extremos (Figura 3b), pero esto se explica porque en el modelo se asumieron espesores de aire iguales para ambas bobinas. En el caso de las de los extremos resulta evidente que esos espesores son menores, y que la transferencia de calor es más eficiente. No obstante, las mencionadas diferencias no exceden los límites de 1V. Además, los resultados teóricos se encuentran por encima de los experimentales en ambos casos (Figuras 3a y 3b), lo que indica que el modelo se encuentra sobredimensionado, y que, en todo caso, los regímenes térmicos alcanzados en la práctica, son en realidad menos violentos.

Considerando que los espesores de aire se encuentran en el orden de las décimas de mm puede afirmarse que el proceso de enrollado se realizó de manera eficiente. Esto significa que fueron aplicados al alambre los niveles de tensión adecuados. Puede decirse también que la colocación de los Intercambiadores de calor garantiza un buen contacto con la superficie del enrollado.

Al comparar el calor generado luego de los primeros 30 minutos después del encendido (5862.1 W) con el transferido a los refrigerantes (3695.8 W) se aprecia que el sistema de enfriamiento del imán extrae alrededor del 63 % de la energía térmica generada por el enrollado. Esta "eficiencia" llega a ser del 100 %, cuando se alcanza el equilibrio térmico y permanece constante la temperatura del enrollado. El modelo matemático descrito es útil

entonces cuando se desea determinar si un voltaje de estabilización elevado, causado por una alta temperatura, responde a incorrecciones en el montaje de los Intercambiadores de calor, o a insuficiencia en la capacidad de su sistema de enfriamiento de extraer calor.

Los resultados también demuestran que en este imán la transferencia de calor en sentido radial es mayor y más homogénea que en el axial, al igual que en los transformadores secos [5, 7, 8]. La Figura 3 muestra las temperaturas presuntamente alcanzadas en la estabilización si se tiene en cuenta el flujo de calor en una sola dirección.

La "preferencia" manifiesta del flujo de calor en sentido radial puede ser aprovechada en futuros diseños para aumentar la cantidad de calor transferido, aumentando el número de conductos de agua en esa dirección.

CONCLUSIONES

Basándonos en la buena correspondencia entre los resultados teóricos y los datos experimentales podemos afirmar que el modelo matemático desarrollado es válido para describir el proceso de calentamiento y la distribución espacial y temporal de la temperatura en el interior del imán del tomógrafo Giroimag03. Este equipo posee elevada calidad en cuanto a la compactación de su enrollado y al montaje de los intercambiadores de calor del sistema de enfriamiento, lo que queda demostrado por el espesor de las capas de aire entre el enrollado y los elementos intercambiadores de calor, del orden de las décimas de mm. La configuración de los intercambiadores de calor también resulta eficaz, ya que se evacua como mínimo el 63 % del calor generado por el enrollado evitando su calentamiento excesivo. No obstante, se evidencia

que la transferencia de calor ocurre mayoritariamente en sentido radial, al igual que en las máquinas eléctricas. Esto puede ser aprovechado en próximos diseños para incrementar la cantidad de calor transferido a los refrigerantes aumentando el número de conductos de agua en esa dirección.

También fue demostrado que el modelo matemático desarrollado constituye una herramienta de gran utilidad, bien en la evaluación del sistema de enfriamiento de un imán ya construido, o como punto de partida para el diseño de intercambiadores de calor más eficientes para futuros equipos.

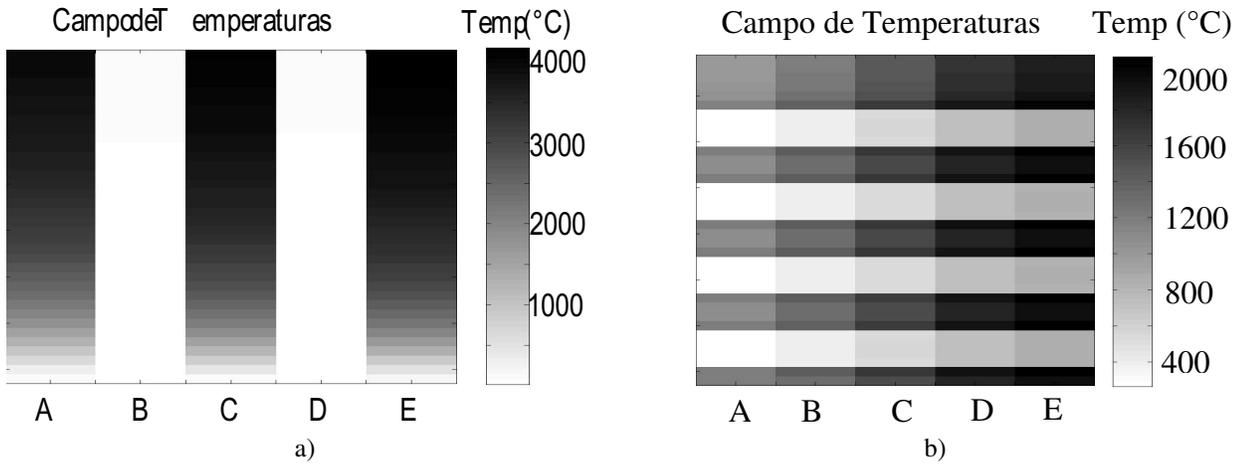


Figura 4. Distribución de la temperatura en una bobina central a corriente nominal, considerando la transferencia de calor

a) sólo hacia la camisa.

b) sólo hacia la tapa

REFERENCIAS

- [1] MONTGOMERY D., BRUCE (1980): **Solenoid Magnet Design: The Magnetic and Mechanical Aspects of Resistive and Superconducting Systems**, A Wiley-Interscience Publication, New York.
- [2] GORDON, E. and R.W.E. TIMMS (1984): "Magnet systems used in Medical NMR", **Computerized Radial**, 8(5), 245-261.
- [3] MINKOWYCZ, W.J. (1988): **Handbook of Numerical Heat Transfer**, A Wiley-Interscience Publication.
- [4] GARRIDO SALMON, CARLOS y AYLIN MARTINEZ BERMELLO (2001): "Modelación del comportamiento temporal de la temperatura y el voltaje en imanes resistivos de equipos de RMI", **Memorias del 2do Congreso Latinoamericano de Ingeniería Biomédica**, Habana.
- [5] KURT C. ROLLE (2000): Heat and mass transfer, University of Wisconsin – Platteville, printed in the United States of America.
- [6] INCROPERA (1985): **Fundamentals of Heat and Mass Transfer**, second edition, New York.
- [7] BOUSBAINE, A. et al. (1996): "Novel Approach to the Measurement of Iron and Stray Load Losses in Induction Motors", **IEE Proceedings Electrical Power Applications**, 143(1), 78-86, January.
- [8] XYPTERAS, J et al. (1995): "Calculation of the temperature distribution in an asynchronous machine", **European Transactions on Electrical Power Engineering (ETEP)**, 5(3), 181-186, may-june.

MAGNETISMO Y PSEUDOCIENCIA EN LA MEDICINA

Arnaldo González Arias*

Dpto. Física Aplicada, Facultad de Física, Universidad de La Habana, La Habana, Cuba

RESUMEN

Se relatan las experiencias más importantes sobre la aplicación de imanes en diversas terapias, exponiendo los casos del austriaco Franz Friedrich Antón Mesmer y el norteamericano Elisha Perkins. Mesmer fue desautorizado por una comisión nombrada por Luis XVI en 1785; Perkins fue expulsado en 1796 de la Connecticut Medical Society. También se presentan las posibles aplicaciones más importantes de los campos electromagnéticos en el intervalo de ondas de radio y microondas: la diatermia radiativa y la osteogénesis en las bajas frecuencias (≈ 100 Hz). El carácter conservativo del campo magnetostático se opone al flujo neto de energía magnética desde un imán permanente en reposo hacia el paciente. Este inexistente flujo magnético es predicado en algunas terapias pseudocientíficas, atribuyéndosele la capacidad de sanar. Se concluye que los campos magnéticos variables en forma de radiación electromagnética son una herramienta útil en el tratamiento terapéutico de diversas afecciones, y que hasta el momento no hay justificación teórica ni pruebas experimentales convincentes acerca de la efectividad terapéutica de los campos magnetostáticos y de la aplicación de imanes permanentes para calmar el dolor.

ABSTRACT

The main past experiences about the application of magnets in diverse medical therapies are exposed, relating the cases of medical doctors such as the Austrian Franz Friedrich Anton Mesmer and the American Elisha Perkins. A commission designed by Louis XVI in 1785 openly exposed Mesmer as a fraud. Perkins was excluded in 1796 from the Connecticut Medical Society. The conservative character of the magnetostatic field gets in the way of any net flux of magnetic energy from a magnet to the patient. This non-existent flux is accepted by some pseudoscientific therapies as having healing power. It is concluded that the changing magnetic fields, in the form of electromagnetic radiation, may be a useful tool in the therapy of different diseases and that, up to this moment, there is neither theoretical justification nor sound experimental evidence about the effectiveness of the magnetostatic fields or the application of permanent magnets to decrease pain.

INTRODUCCION HISTORICA

Desde la antigüedad se le han atribuido virtudes curativas a la energía magnética y a los campos magnéticos. En un papiro egipcio de antes de nuestra era aparece la receta de un ungüento aplicable a heridas en la cabeza donde se menciona el "hierro meteórico", que algunos interpretan como el imán natural magnetita. En documentos posteriores se menciona el mineral baltu ("hierro vivo"), de similar interpretación. Los griegos y los romanos también atribuían efectividad a los "tratamientos magnéticos, por ejemplo, el griego Hipócrates¹ recomendaba: "...si la cavidad uterina no retiene el semen viril, toma plomo y saca de la piedra que atrae el hierro un polvo fino, envuelve todo en tela de lino humedecida con leche de mujer, y luego aplícalo como fomento contra la matriz". En los escritos de Plutarco² puede encontrarse la curiosa referencia de que un imán permanente pierde su fuerza si se le restriega con ajo. También hay observaciones acerca de las

supuestas virtudes curativas de la magnetita en escritos antiguos persas, árabes y bizantinos.

En el siglo XVI el médico, filósofo y alquimista suizo Paracelso, (Theophrastus Bombastus von Hohenheim, 1493-1541) utilizó imanes permanentes para tratar de curar la epilepsia, la diarrea y las hemorragias; desde luego, sin ningún fundamento científico a la luz de la ciencia contemporánea. Consideraba que las enfermedades eran atraídas hacia el imán de la misma forma que son atraídos el acero y el hierro, y que uno de los polos era capaz de atraer el mal y el otro de repelerlo. Algunos de sus criterios subsisten hasta hoy en forma de pseudociencia como, por ejemplo, la supuesta diferencia en aplicar un polo norte o un polo sur magnético en diferentes terapias. Paracelso también es considerado un precursor de la homeopatía, pues muchos de sus remedios se basaban en la creencia no justificada de que "lo similar cura lo similar". Aunque sus enseñanzas contenían elementos de magia, su prédica contra los

Email: *arnaldo@ff.oc.uh.cu, agonzalezarias@yahoo.com

¹Hipócrates (460-377 a.C., Grecia), "el padre de la medicina", se considera el médico más importante de la antigüedad.

²Plutarco (46-125), biógrafo y ensayista griego. Sus obras se clasifican en dos grupos principales: los ensayos y diálogos didácticos, agrupados bajo el título de *Moralia (Obras morales)*, y las biografías recogidas en *Vidas paralelas*, sobre personalidades griegas y romanas.

usos basados en purgas y sanguijuelas representaron un avance en el pensamiento científico de la época.

En los siglos siguientes se multiplicaron en toda Europa los partidarios (y también los detractores) de la energía magnética. Así, es posible encontrar referencias del siglo XVIII sobre la aplicación de los imanes permanentes a los dolores dentales y a las histerias, temblores y tortícolis. También se mencionan la mejora en la regularidad de las menstruaciones y la atenuación de dolores en general.

La terapia magnética alcanzó su mayor grado de popularización en Francia a finales del siglo XVIII cuando Franz Friedrich Antón Mesmer (1734-1815), un médico austriaco precursor en los campos del psicoanálisis y del hipnotismo, inauguró en París un "salón de curaciones" que incluía tratamientos magnéticos y atendía a la nobleza en vísperas de la

Revolución Francesa. Mesmer contaba con amistades tan influyentes como la reina María Antonieta y el compositor Wolfgang Amadeus Mozart. El objetivo del salón era el de dar tratamiento a las "...desviaciones indeseables del magnetismo animal innato a los seres humanos". Su método consistía en reunir a los pacientes en una habitación oscura; vistiendo una túnica dorada y una especie de bastón mágico en su mano, los sentaba alrededor de un gran recipiente con productos químicos. El magnetizador y sus ayudantes, todos varones, miraban fijamente a los ojos de los pacientes, les hablaban y les frotaban el pecho y el abdomen, mientras los pacientes se agarraban a unas barras de hierro que sobresalían de la solución ácida hasta que se alcanzaba un cierto grado de exaltación, que podía durar horas. De esta manera se curaban a diestra y siniestra muchos aristócratas, principalmente mujeres jóvenes... Con el tiempo, Mesmer descubrió que obtenía los

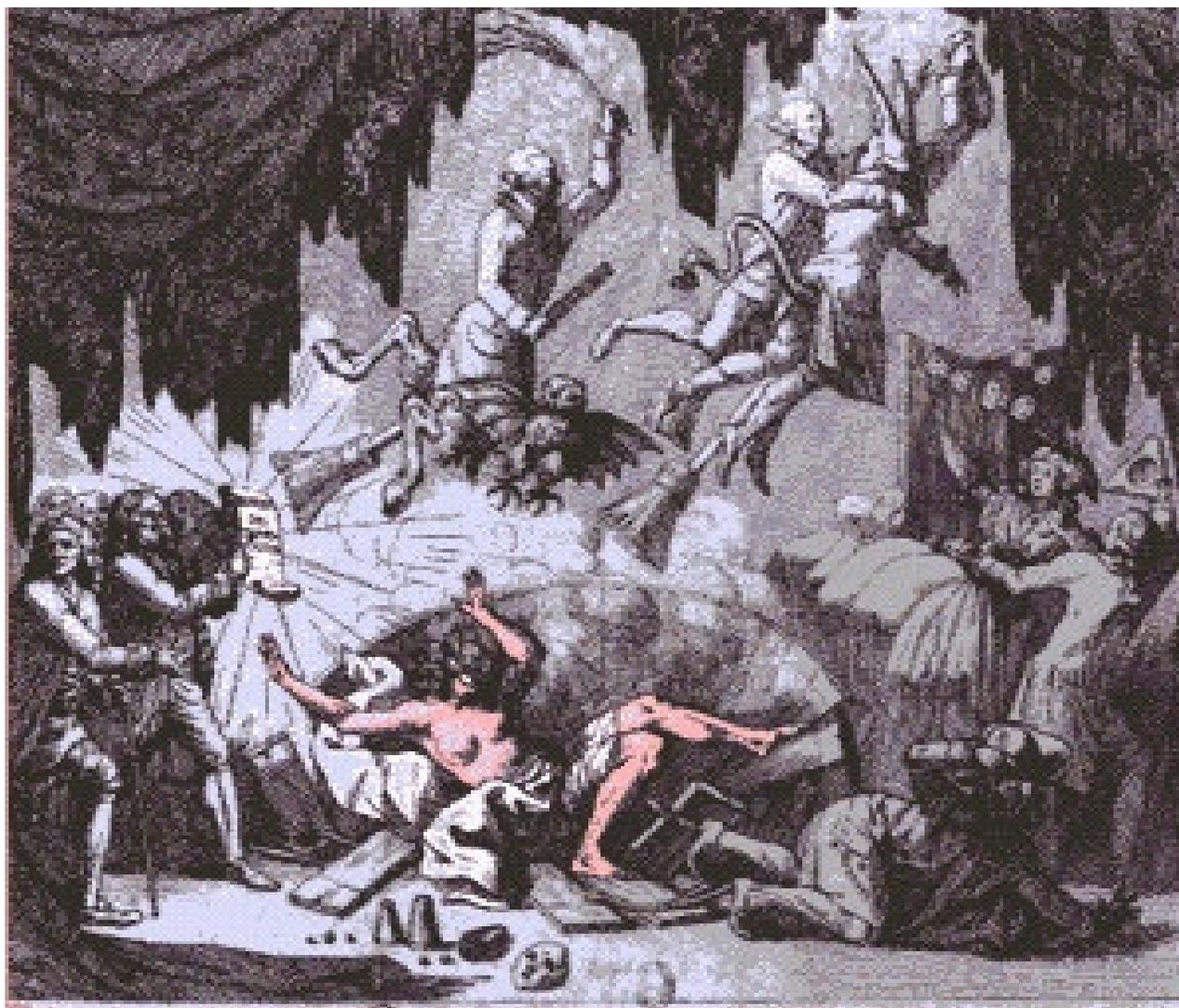


Figura 1. Dibujo satírico de un periódico de París de los 1790s; Benjamín Franklin aparece a la izquierda con los documentos que declaran el magnetismo animal una farsa. Mesmer, con grandes orejas de burro, es expulsado volando de la sala junto a su séquito de asistentes. Los más incrédulos en París sospechaban que Mesmer se dedicaba a algún tipo de prácticas mágico-sexuales.

mismos resultados curativos sin utilizar los imanes, y postuló que el "magnetismo animal" inherente a todo lo vivo era quien le permitía corregir las anomalías del flujo magnético en sus pacientes.

En 1785, cuatro años antes del inicio de la revolución francesa, médicos prestigiosos presionaron a Luis XVI para que investigara las supuestas curaciones de Mesmer. Luis XVI hizo que la Academia Francesa de las Ciencias nombrara una comisión que incluía personas de renombre como Jean Bailly, astrónomo de la corte, Antoine Lavoisier, pionero en los estudios de la química, el Dr. Joseph Guillotin³, de lúgubre celebridad y Benjamín Franklin. Este último, diplomático y estadista norteamericano, era a la sazón embajador en Francia y un reconocido experto en electricidad (su retrato aparece en los actuales billetes de 100 dólares). La comisión realizó lo que hoy se conoce como un elemental experimento de control; aplicó el tratamiento magnetizador sin el conocimiento de los pacientes y no se produjeron las curaciones. La comisión concluyó que las curaciones, si las había, estaban sólo en la mente de las personas que las esperaban. El informe desfavorable para las teorías de Mesmer hizo que éste perdiera su prestigio y pasara el resto de su vida en el olvido⁴.

También hacia finales del siglo XVIII el Dr. Elisha Perkins de Connecticut, que alternaba el ejercicio de la medicina con el del comercio de mulas, recomendaba el uso de "tractores metálicos" (pequeños aditamentos metálicos magnetizados) para el tratamiento de varias enfermedades en personas y caballos. Los "tractores" se utilizaban frotando suavemente el área lesionada, para ..."extraer el fluido eléctrico nocivo que subyace en la base del sufrimiento...". En 1776, justo al comienzo de la guerra de independencia de los EE.UU., le había sido concedida una patente bajo el título "aparato metálico de Perkins para la terapia del dolor". Algunos médicos prominentes, escépticos de los resultados de Perkins, repitieron sus experimentos utilizando piezas de madera talladas y pintadas de forma que semejaran tractores metálicos. Los resultados fueron exactamente los mismos que los obtenidos con los tractores de Perkins y fueron publicados en el artículo

"De la Imaginación, como Causa y Cura de Desórdenes, Ejemplificada por Tractores Ficticios". En 1796 la "Connecticut Medical Society" acusó a Perkins de farsante, y lo expulsó de sus filas por haber "revivido las remanencias miserables del magnetismo animal, ...predicando que el frotamiento curará radicalmente los dolores más rebeldes...".



Figura 2. Caricatura de 1801, ridiculizando el uso de los tractores de Perkins.

Sin embargo, a pesar de la continuada descalificación de estos métodos por parte de la comunidad científica, la terapia magnética se hizo bastante popular entre la gente común. En los siglos siguientes devino en una forma de superchería distorsionada y fraudulenta. A finales del siglo XIX era posible encontrar catálogos en las grandes tiendas norteamericanas ofertando ropa y sombreros magnéticos (algunos con más de 700 imanes) para entrega por correo. Los anuncios prometían que "...el magnetismo, aplicado correctamente, curará cualquier enfermedad curable, independientemente de cual sea su causa". Hoy día aún es posible encontrar escritos donde se afirma que la energía magnética es buena ...prácticamente para todo. Y la única diferencia existente con relación a los escritos del siglo XVIII es la terminología utilizada, más acorde al estado actual de los conocimientos científicos, pues cuando Ud. trata de encontrar evidencia experimental que sustente tales afirmaciones... simplemente no aparece.

³María Antonieta, su esposo Luis XVI, Lavoisier y Bailly murieron pocos años después en la guillotina, que había sido perfeccionada y recomendada por el Dr. Guillotin como una forma más humanitaria de ejecutar a los condenados.

⁴No obstante, Mesmer parece haber logrado aliviar ciertos desórdenes nerviosos mientras llevaba a sus pacientes a estados de exaltación mental. Las investigaciones posteriores realizadas por sus seguidores condujeron eventualmente a la cura por la sugestión y al desarrollo del hipnotismo.



**Magnetic Therapy Products
and Information** Toll Free in
Canada & USA
1.800.361.1387/519.471.8611
info@magnapak.com Français

Magnetic Pads



New! Magna-Mask by Magna-Pak

The Magna-Mask is an all north pole magnetic face mask. The outside is black nylon, and the inside is soft green bucktex. Used for migraine headaches, insomnia, sinusitis, eye strain. Restores natural energy,

FM1 Magna-Mask \$19.95

Figura 3. La Internet está llena de anuncios similares a éste. Note la sutileza con que el texto en inglés expone: Se utiliza para... pero no dice que proporcione cura o alivio para las dolencias mencionadas.

El misticismo, las exageraciones y las falsedades que desde sus inicios acompañaron el uso del magnetismo en la medicina, de cierta forma desestimularon por mucho tiempo el desarrollo de investigaciones científicas serias acerca de sus posibles efectos terapéuticos. Al avanzar el siglo XX el interés popular por la terapia magnética había decaído, y hacia los años 40 prácticamente no se publicaban artículos en las revistas especializadas acerca de los efectos fisiológicos de los campos magnéticos y electromagnéticos.

Campos magnetostáticos y electromagnéticos

Antes de analizar la influencia de los campos magnéticos en los tejidos vivos, es necesario hacer una distinción previa entre los campos electromagnéticos, como los que emiten las emisoras de radio y televisión (y también un enrollado de alambre por el que circula una corriente alterna) y los campos magnetostáticos asociados a los imanes permanentes.

La diferencia esencial consiste en que los campos magnéticos variables en el tiempo siempre tienen asociado un campo eléctrico, también variable, junto con el cual forman una onda electromagnética. La onda electromagnética es capaz de propagarse y transportar energía en una dirección determinada, y es común utilizar el término radiación electromagnética para referirse a este fenómeno. La radiación se propaga en forma similar a las ondas que se forman cuando se agita la superficie del agua, pero en este caso lo que oscila son los campos eléctrico y magnético en vez de agua. La radiación electromagnética se caracteriza por una serie de parámetros como su amplitud (una medida de la intensidad) y su fre-

cuencia. Esta última puede definirse cómo el número de veces por segundo que oscilan o cambian de dirección los campos eléctrico y magnético que forman la onda. La frecuencia está asociada a la energía que la onda es capaz de transportar y entregar al interactuar con la sustancia. La luz ordinaria también posee propiedades de onda electromagnética, y se diferencia de las ondas de radio únicamente en su mayor frecuencia.

Los campos magnéticos estáticos (o magnetostáticos) asociados a un imán permanente no tienen asociado un campo eléctrico y no son capaces de generar radiación electromagnética. Las fuerzas magnéticas generadas por estos campos dependen exclusivamente de la posición; son conservati-

vas, y el trabajo realizado por las mencionadas fuerzas en una trayectoria cerrada es nulo. En la práctica esto se traduce en que cualquier análisis de la interacción de un imán permanente con el paciente lleva rápidamente a la conclusión de que no existe ningún mecanismo que permita transmitir energía neta al paciente. La posible energía que pudiera entregar el campo cuando el paciente se acerque al imán, sería invariablemente recuperada cuando el paciente se aleje del mismo.

Campos electromagnéticos de alta frecuencia

La eficacia de la aplicación terapéutica de los campos electromagnéticos viene dada por su capacidad de penetración en los tejidos vivos. Los metales reflejan la radiación electromagnética de igual forma que la luz se refleja en un espejo, pero el resto de las sustancias dejan pasar la radiación electromagnética o la absorben en mayor o menor grado. La capacidad de absorción varía con la frecuencia, y existen diferencias esenciales cuando se aplica al cuerpo humano radiación de alta o de baja frecuencia.

El principal efecto de la radiación de alta frecuencia en los tejidos es la generación de calor. La diatermia por radiación se utiliza ampliamente para tratar el dolor y la inflamación mediante calentamiento interno, irradiando la zona afectada con ondas electromagnéticas de frecuencia de varios megahertz⁵. La generación de calor se obtiene al menos por dos diferentes mecanismos; 1) mediante la aparición de pequeñas corrientes eléctricas en los tejidos, producidas por los campos eléctricos alternos. Las corrientes producen calor de forma similar a como se calienta un alambre de resistencia cuando pasa la corriente eléctrica; 2) el calor también se

⁵1 Megahertz (MHz) equivale a 1 millón de oscilaciones por segundo.

puede originar mediante la denominada interacción dipolar con las moléculas del agua y otras sustancias contenidas en los tejidos, elevando su temperatura en forma parecida a como ocurre en un horno de microondas. Estos procesos son muy selectivos; ocurren con mayor intensidad a determinadas frecuencias y a otras prácticamente no tienen lugar. Una frecuencia muy utilizada en equipos de diatermia comerciales, por ej., es 2100 megahertz.

Campos electromagnéticos de baja frecuencia

En la literatura médica se denominan campos de baja frecuencia aquellos que van de 20 a 100 hertz y prácticamente no generan calor al ser aplicados en los tejidos. A causa de su más fácil construcción, los equipos que generan estos campos usualmente funcionan a la frecuencia de la red comercial (60 Hz). También es posible encontrar campos pulsantes, de frecuencia algo mayor, pero que se aplican por impulsos de corta duración para dar tiempo a dispersar lo más posible el calor generado.

La magnetoterapia de baja frecuencia se ha aplicado fundamentalmente en el aparato músculo-esquelético, en traumatología y reumatología y en enfermedades del aparato vascular. La más estudiada es la aplicada a las fracturas óseas, pues está totalmente comprobado que esta terapia estimula los procesos biológicos referentes a la osteogénesis (formación del hueso) y a la asimilación de implantes. La intensidad del campo aplicado es muy pequeña (entre 0.5 y 8 militesla), con aplicaciones de hasta 30 minutos, y la duración del tratamiento puede variar desde varios días hasta meses. A pesar de su reconocida efectividad, el mecanismo de su influencia sobre el organismo humano es mucho menos conocido que el de los campos de alta frecuencia, y aún no está totalmente esclarecido. En aplicaciones no óseas como los de lesiones crónicas y regeneración neuronal, ciertas investigaciones proporcionan evidencia de que esta terapia puede ser valiosa, pero otras no han podido encontrar efectos benéficos. Unos estudios muestran que la terapia de baja frecuencia es útil para aliviar el dolor en la osteoartritis de la rodilla y la cervical, en dolores persistentes en el cuello y en el tratamiento de mujeres con dolores crónicos en la pelvis. Pero en otros casos, como el de la artritis en el hombro, no se han observado mejorías.

Al parecer, la diferencia de criterios es causada muchas veces por la falta de rigurosidad en el diseño de las investigaciones. Hoy día se reconoce ampliamente la necesidad de realizar experimentos ciegos, o mejor aún, doble ciegos, donde el médico que examina los resultados, al igual que los pacientes, no conoce cual es el grupo activo y cual el grupo de control al que se le ha suministrado el placebo inerte. Es usual que en este tipo de experimentos una parte de los pacientes del grupo de control pre-

senten una mejoría significativa (efecto placebo). Este efecto puede falsear los resultados de cualquier investigación mal diseñada, atribuyendo un falso poder curativo a lo que no lo tiene.

Campos magnetostáticos

No es difícil encontrar en catálogos, revistas especializadas y en INTERNET ofertas comerciales de imanes permanentes acoplados a vendas, almohadillas elásticas, pulseras, collares e incluso mantas y frazadas, diseñados con el fin de aplicar campos magnéticos estáticos a diversas partes del cuerpo humano. Sin embargo, los estudios científicos que avalen la eficacia de estos tratamientos no se encuentran en la literatura científica, por más que Ud. se esfuerce en buscarlos. Aún más, como se vio anteriormente, el supuesto mecanismo mediante el cual esos dispositivos pudieran ser benéficos para el organismo no está nada claro. Como el campo magnético no varía en el tiempo, no puede haber efectos eléctricos asociados y, por otra parte, la intensidad de los campos aplicados con los imanes es muy pequeña para tener algún efecto directo sobre el organismo.

Por ejemplo, el supuesto efecto estimulante de las vendas con imanes permanentes sobre los músculos de los deportistas se atribuye a un incremento de la circulación local de la sangre. Pero los cálculos numéricos demuestran que las fuerzas generadas sobre los iones de la sangre son demasiado pequeñas. Se ha calculado que un imán típico origina un efecto en los iones de la sangre millones de veces menor que el de la agitación térmica que siempre se encuentra presente en todas las sustancias. Otro argumento de peso en contra de la supuesta estimulación local de la circulación de la sangre es el siguiente. En los equipos de formación de imágenes por resonancia magnética, donde el paciente es sometido a campos magnéticos miles de veces más intensos que los que proporciona un imán permanente, nunca se ha reportado efecto colateral alguno sobre la circulación de la sangre. También se ha señalado que la sola presencia de una venda alrededor de un músculo, sin ningún aditamento magnetizante, es suficiente para hacer variar su temperatura y ejercer un efecto estimulante.

En otros casos (y no siempre por intereses comerciales, sino también a veces provenientes de personas con muy buena voluntad pero con mucha ingenuidad y escasos conocimientos científicos) se promueven los campos generados por imanes permanentes como útiles para aliviar el dolor. La idea de que sea posible reducir el dolor con sólo aplicar un imán sobre la parte afectada, sin utilizar aparatos complejos ni ingerir medicamentos, resulta muy seductora. De ser cierta resultaría ideal, pues sería un método que prácticamente no causa molestias, no produce efectos colaterales y no cuesta dinero, si se

exceptúa la inversión inicial. Por si esto fuera poco, el tratamiento mediante un agente intangible e invisible como el campo magnético posee un aura de "misterio" que le añade un atractivo adicional para muchas personas. Desdichadamente, no existen evidencias científicas concretas que apoyen estas suposiciones, ni se conoce el posible mecanismo mediante el cual el campo magnético de uno u otro tipo pudieran producir estos efectos. Por ejemplo, los cálculos demuestran que para aliviar el dolor mediante la disminución de la conductividad nerviosa (digamos, en un 10 %) se necesitarían campos miles de veces más intensos que los que proporciona el imán más potente.

Diversos estudios científicos muestran que cuando la aplicación del campo magnético va acompañada de masajes, no aparecen diferencias decisivas entre el empleo del masaje sin y con el campo magnético aplicado. Otros estudios han dado por resultado que la aplicación de collares o almohadillas magnéticas no tiene efecto alguno sobre los dolores en cuello y espalda. Algo similar ocurre con las supuestas aplicaciones en veterinaria, pues tampoco es posible encontrar estudios científicos debidamente comprobados confirmando que la terapia magnetostática sea útil en el tratamiento de dolencias animales. (Los tratamientos con radiación electromagnética parecen ser menos efectivos que en las personas,

pero no nulos). Una revisión reciente de revistas médicas y veterinarias con 65 referencias no ha logrado encontrar ninguna evidencia definitiva a favor de los campos magnéticos estáticos, y sí algunos resultados decididamente en contra⁶.

CONCLUSIONES

En resumen, los campos magnéticos alternos son una herramienta útil en el tratamiento terapéutico de diversas afecciones. No obstante, debe tomarse en cuenta que la frecuencia e intensidad de la señal aplicada y la duración del tratamiento pueden ser factores muy importantes a controlar para garantizar su efectividad, ya que la absorción de la radiación por diversas partes del organismo puede ser muy selectiva. Lamentablemente, no se puede decir lo mismo acerca de la aplicación de campos estáticos mediante imanes permanentes.

En la medida en que avanza la investigación científica en cualquier rama de la ciencia, van apareciendo evidencias cada vez más contundentes acerca de las propiedades del fenómeno estudiado, que a su vez dan origen a nuevas interrogantes. Pero en lo que se refiere a la aplicación terapéutica de los imanes permanentes, esta evidencia no ha aparecido aún, a pesar de los cientos de años transcurridos desde los tiempos de Paracelso y Mesmer.

REFERENCIAS

- [1] GONZALEZ ARIAS, A. (2001): "¿Qué es el magnetismo?", I.a Ed., Acta salmanticensia. **Biblioteca de las ciencias** 77, Ediciones Universidad de Salamanca.
- [2] ENCICLOPEDIA ENCARTA, 1998.
- [3] REITZ, J.R.; F.J. MILFORD and R.W. CHRISTY (1996): **Fundamentos de la Teoría Electromagnética**, Washington, Addison-Wesley Iberoamericana S.A., 1996.
- [4] RAMEY, D.W. (1998): **The Scientific Review of Alternative Medicine**, Spring Issue, Prometheus Books.

⁶Ver ref. 4. También se puede localizar en la World Wide Web: www.hcrc.org/contrib/ramey/magnet.html

MAGNETISMO Y PSEUDOCIENCIA EN LA MEDICINA

Arnaldo González Arias*

Dpto. Física Aplicada, Facultad de Física, Universidad de La Habana, La Habana, Cuba

RESUMEN

Se relatan las experiencias más importantes sobre la aplicación de imanes en diversas terapias, exponiendo los casos del austriaco Franz Friedrich Antón Mesmer y el norteamericano Elisha Perkins. Mesmer fue desautorizado por una comisión nombrada por Luis XVI en 1785; Perkins fue expulsado en 1796 de la Connecticut Medical Society. También se presentan las posibles aplicaciones más importantes de los campos electromagnéticos en el intervalo de ondas de radio y microondas: la diatermia radiativa y la osteogénesis en las bajas frecuencias (≈ 100 Hz). El carácter conservativo del campo magnetostático se opone al flujo neto de energía magnética desde un imán permanente en reposo hacia el paciente. Este inexistente flujo magnético es predicado en algunas terapias pseudocientíficas, atribuyéndosele la capacidad de sanar. Se concluye que los campos magnéticos variables en forma de radiación electromagnética son una herramienta útil en el tratamiento terapéutico de diversas afecciones, y que hasta el momento no hay justificación teórica ni pruebas experimentales convincentes acerca de la efectividad terapéutica de los campos magnetostáticos y de la aplicación de imanes permanentes para calmar el dolor.

ABSTRACT

The main past experiences about the application of magnets in diverse medical therapies are exposed, relating the cases of medical doctors such as the Austrian Franz Friedrich Anton Mesmer and the American Elisha Perkins. A commission designed by Louis XVI in 1785 openly exposed Mesmer as a fraud. Perkins was excluded in 1796 from the Connecticut Medical Society. The conservative character of the magnetostatic field gets in the way of any net flux of magnetic energy from a magnet to the patient. This non-existent flux is accepted by some pseudoscientific therapies as having healing power. It is concluded that the changing magnetic fields, in the form of electromagnetic radiation, may be a useful tool in the therapy of different diseases and that, up to this moment, there is neither theoretical justification nor sound experimental evidence about the effectiveness of the magnetostatic fields or the application of permanent magnets to decrease pain.

INTRODUCCION HISTORICA

Desde la antigüedad se le han atribuido virtudes curativas a la energía magnética y a los campos magnéticos. En un papiro egipcio de antes de nuestra era aparece la receta de un ungüento aplicable a heridas en la cabeza donde se menciona el "hierro meteórico", que algunos interpretan como el imán natural magnetita. En documentos posteriores se menciona el mineral baltu ("hierro vivo"), de similar interpretación. Los griegos y los romanos también atribuían efectividad a los "tratamientos magnéticos, por ejemplo, el griego Hipócrates¹ recomendaba: "...si la cavidad uterina no retiene el semen viril, toma plomo y saca de la piedra que atrae el hierro un polvo fino, envuelve todo en tela de lino humedecida con leche de mujer, y luego aplícalo como fomento contra la matriz". En los escritos de Plutarco² puede encontrarse la curiosa referencia de que un imán permanente pierde su fuerza si se le restriega con ajo. También hay observaciones acerca de las

supuestas virtudes curativas de la magnetita en escritos antiguos persas, árabes y bizantinos.

En el siglo XVI el médico, filósofo y alquimista suizo Paracelso, (Theophrastus Bombastus von Hohenheim, 1493-1541) utilizó imanes permanentes para tratar de curar la epilepsia, la diarrea y las hemorragias; desde luego, sin ningún fundamento científico a la luz de la ciencia contemporánea. Consideraba que las enfermedades eran atraídas hacia el imán de la misma forma que son atraídos el acero y el hierro, y que uno de los polos era capaz de atraer el mal y el otro de repelerlo. Algunos de sus criterios subsisten hasta hoy en forma de pseudociencia como, por ejemplo, la supuesta diferencia en aplicar un polo norte o un polo sur magnético en diferentes terapias. Paracelso también es considerado un precursor de la homeopatía, pues muchos de sus remedios se basaban en la creencia no justificada de que "lo similar cura lo similar". Aunque sus enseñanzas contenían elementos de magia, su prédica contra los

Email: *arnaldo@ff.oc.uh.cu, agonzalezarias@yahoo.com

¹Hipócrates (460-377 a.C., Grecia), "el padre de la medicina", se considera el médico más importante de la antigüedad.

²Plutarco (46-125), biógrafo y ensayista griego. Sus obras se clasifican en dos grupos principales: los ensayos y diálogos didácticos, agrupados bajo el título de *Moralia (Obras morales)*, y las biografías recogidas en *Vidas paralelas*, sobre personalidades griegas y romanas.

usos basados en purgas y sanguijuelas representaron un avance en el pensamiento científico de la época.

En los siglos siguientes se multiplicaron en toda Europa los partidarios (y también los detractores) de la energía magnética. Así, es posible encontrar referencias del siglo XVIII sobre la aplicación de los imanes permanentes a los dolores dentales y a las histerias, temblores y tortícolis. También se mencionan la mejora en la regularidad de las menstruaciones y la atenuación de dolores en general.

La terapia magnética alcanzó su mayor grado de popularización en Francia a finales del siglo XVIII cuando Franz Friedrich Antón Mesmer (1734-1815), un médico austriaco precursor en los campos del psicoanálisis y del hipnotismo, inauguró en París un "salón de curaciones" que incluía tratamientos magnéticos y atendía a la nobleza en vísperas de la

Revolución Francesa. Mesmer contaba con amistades tan influyentes como la reina María Antonieta y el compositor Wolfgang Amadeus Mozart. El objetivo del salón era el de dar tratamiento a las "...desviaciones indeseables del magnetismo animal innato a los seres humanos". Su método consistía en reunir a los pacientes en una habitación oscura; vistiendo una túnica dorada y una especie de bastón mágico en su mano, los sentaba alrededor de un gran recipiente con productos químicos. El magnetizador y sus ayudantes, todos varones, miraban fijamente a los ojos de los pacientes, les hablaban y les frotaban el pecho y el abdomen, mientras los pacientes se agarraban a unas barras de hierro que sobresalían de la solución ácida hasta que se alcanzaba un cierto grado de exaltación, que podía durar horas. De esta manera se curaban a diestra y siniestra muchos aristócratas, principalmente mujeres jóvenes... Con el tiempo, Mesmer descubrió que obtenía los

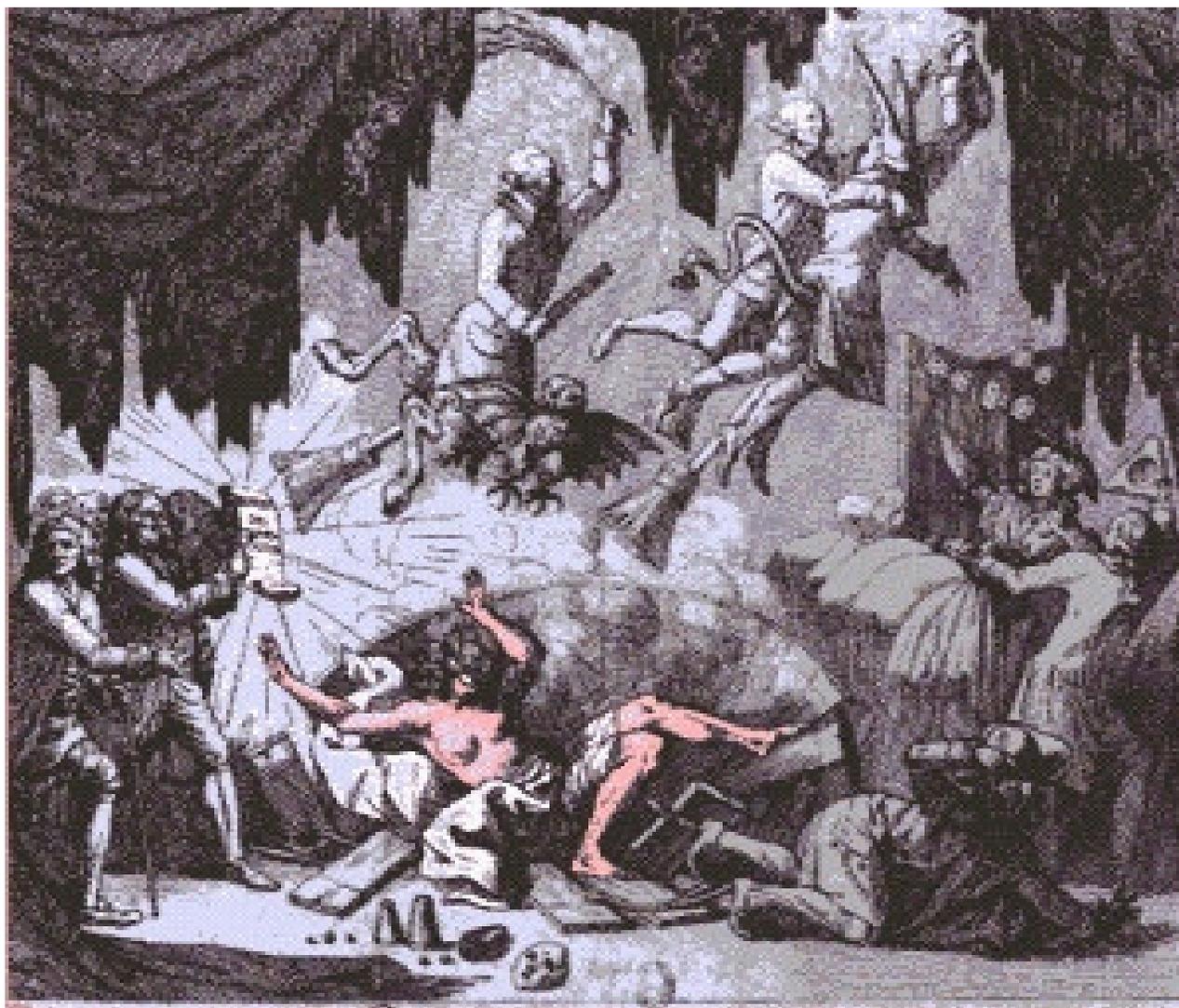


Figura 1. Dibujo satírico de un periódico de París de los 1790s; Benjamín Franklin aparece a la izquierda con los documentos que declaran el magnetismo animal una farsa. Mesmer, con grandes orejas de burro, es expulsado volando de la sala junto a su séquito de asistentes. Los más incrédulos en París sospechaban que Mesmer se dedicaba a algún tipo de prácticas mágico-sexuales.

mismos resultados curativos sin utilizar los imanes, y postuló que el "magnetismo animal" inherente a todo lo vivo era quien le permitía corregir las anomalías del flujo magnético en sus pacientes.

En 1785, cuatro años antes del inicio de la revolución francesa, médicos prestigiosos presionaron a Luis XVI para que investigara las supuestas curaciones de Mesmer. Luis XVI hizo que la Academia Francesa de las Ciencias nombrara una comisión que incluía personas de renombre como Jean Bailly, astrónomo de la corte, Antoine Lavoisier, pionero en los estudios de la química, el Dr. Joseph Guillotin³, de lúgubre celebridad y Benjamín Franklin. Este último, diplomático y estadista norteamericano, era a la sazón embajador en Francia y un reconocido experto en electricidad (su retrato aparece en los actuales billetes de 100 dólares). La comisión realizó lo que hoy se conoce como un elemental experimento de control; aplicó el tratamiento magnetizador sin el conocimiento de los pacientes y no se produjeron las curaciones. La comisión concluyó que las curaciones, si las había, estaban sólo en la mente de las personas que las esperaban. El informe desfavorable para las teorías de Mesmer hizo que éste perdiera su prestigio y pasara el resto de su vida en el olvido⁴.

También hacia finales del siglo XVIII el Dr. Elisha Perkins de Connecticut, que alternaba el ejercicio de la medicina con el del comercio de mulas, recomendaba el uso de "tractores metálicos" (pequeños aditamentos metálicos magnetizados) para el tratamiento de varias enfermedades en personas y caballos. Los "tractores" se utilizaban frotando suavemente el área lesionada, para ..."extraer el fluido eléctrico nocivo que subyace en la base del sufrimiento...". En 1776, justo al comienzo de la guerra de independencia de los EE.UU., le había sido concedida una patente bajo el título "aparato metálico de Perkins para la terapia del dolor". Algunos médicos prominentes, escépticos de los resultados de Perkins, repitieron sus experimentos utilizando piezas de madera talladas y pintadas de forma que semejaran tractores metálicos. Los resultados fueron exactamente los mismos que los obtenidos con los tractores de Perkins y fueron publicados en el artículo

"De la Imaginación, como Causa y Cura de Desórdenes, Ejemplificada por Tractores Ficticios". En 1796 la "Connecticut Medical Society" acusó a Perkins de farsante, y lo expulsó de sus filas por haber "revivido las remanencias miserables del magnetismo animal, ...predicando que el frotamiento curará radicalmente los dolores más rebeldes...".



Figura 2. Caricatura de 1801, ridiculizando el uso de los tractores de Perkins.

Sin embargo, a pesar de la continuada descalificación de estos métodos por parte de la comunidad científica, la terapia magnética se hizo bastante popular entre la gente común. En los siglos siguientes devino en una forma de superchería distorsionada y fraudulenta. A finales del siglo XIX era posible encontrar catálogos en las grandes tiendas norteamericanas ofertando ropa y sombreros magnéticos (algunos con más de 700 imanes) para entrega por correo. Los anuncios prometían que "...el magnetismo, aplicado correctamente, curará cualquier enfermedad curable, independientemente de cual sea su causa". Hoy día aún es posible encontrar escritos donde se afirma que la energía magnética es buena ...prácticamente para todo. Y la única diferencia existente con relación a los escritos del siglo XVIII es la terminología utilizada, más acorde al estado actual de los conocimientos científicos, pues cuando Ud. trata de encontrar evidencia experimental que sustente tales afirmaciones... simplemente no aparece.

³María Antonieta, su esposo Luis XVI, Lavoisier y Bailly murieron pocos años después en la guillotina, que había sido perfeccionada y recomendada por el Dr. Guillotin como una forma más humanitaria de ejecutar a los condenados.

⁴No obstante, Mesmer parece haber logrado aliviar ciertos desórdenes nerviosos mientras llevaba a sus pacientes a estados de exaltación mental. Las investigaciones posteriores realizadas por sus seguidores condujeron eventualmente a la cura por la sugestión y al desarrollo del hipnotismo.



Magnetic Therapy Products and Information Toll Free in Canada & USA
1.800.361.1387/519.471.8611
info@magnapak.com Français

Magnetic Pads



New! Magna-Mask by Magna-Pak

The Magna-Mask is an all north pole magnetic face mask. The outside is black nylon, and the inside is soft green bucktex. Used for migraine headaches, insomnia, sinusitis, eye strain. Restores natural energy, **FM1 Magna-Mask** \$19.95

Figura 3. La Internet está llena de anuncios similares a éste. Note la sutileza con que el texto en inglés expone: Se utiliza para... pero no dice que proporcione cura o alivio para las dolencias mencionadas.

El misticismo, las exageraciones y las falsedades que desde sus inicios acompañaron el uso del magnetismo en la medicina, de cierta forma desestimularon por mucho tiempo el desarrollo de investigaciones científicas serias acerca de sus posibles efectos terapéuticos. Al avanzar el siglo XX el interés popular por la terapia magnética había decaído, y hacia los años 40 prácticamente no se publicaban artículos en las revistas especializadas acerca de los efectos fisiológicos de los campos magnéticos y electromagnéticos.

Campos magnetostáticos y electromagnéticos

Antes de analizar la influencia de los campos magnéticos en los tejidos vivos, es necesario hacer una distinción previa entre los campos electromagnéticos, como los que emiten las emisoras de radio y televisión (y también un enrollado de alambre por el que circula una corriente alterna) y los campos magnetostáticos asociados a los imanes permanentes.

La diferencia esencial consiste en que los campos magnéticos variables en el tiempo siempre tienen asociado un campo eléctrico, también variable, junto con el cual forman una onda electromagnética. La onda electromagnética es capaz de propagarse y transportar energía en una dirección determinada, y es común utilizar el término radiación electromagnética para referirse a este fenómeno. La radiación se propaga en forma similar a las ondas que se forman cuando se agita la superficie del agua, pero en este caso lo que oscila son los campos eléctrico y magnético en vez de agua. La radiación electromagnética se caracteriza por una serie de parámetros como su amplitud (una medida de la intensidad) y su fre-

cuencia. Esta última puede definirse cómo el número de veces por segundo que oscilan o cambian de dirección los campos eléctrico y magnético que forman la onda. La frecuencia está asociada a la energía que la onda es capaz de transportar y entregar al interactuar con la sustancia. La luz ordinaria también posee propiedades de onda electromagnética, y se diferencia de las ondas de radio únicamente en su mayor frecuencia.

Los campos magnéticos estáticos (o magnetostáticos) asociados a un imán permanente no tienen asociado un campo eléctrico y no son capaces de generar radiación electromagnética. Las fuerzas magnéticas generadas por estos campos dependen exclusivamente de la posición; son conservati-

vas, y el trabajo realizado por las mencionadas fuerzas en una trayectoria cerrada es nulo. En la práctica esto se traduce en que cualquier análisis de la interacción de un imán permanente con el paciente lleva rápidamente a la conclusión de que no existe ningún mecanismo que permita transmitir energía neta al paciente. La posible energía que pudiera entregar el campo cuando el paciente se acerque al imán, sería invariablemente recuperada cuando el paciente se aleje del mismo.

Campos electromagnéticos de alta frecuencia

La eficacia de la aplicación terapéutica de los campos electromagnéticos viene dada por su capacidad de penetración en los tejidos vivos. Los metales reflejan la radiación electromagnética de igual forma que la luz se refleja en un espejo, pero el resto de las sustancias dejan pasar la radiación electromagnética o la absorben en mayor o menor grado. La capacidad de absorción varía con la frecuencia, y existen diferencias esenciales cuando se aplica al cuerpo humano radiación de alta o de baja frecuencia.

El principal efecto de la radiación de alta frecuencia en los tejidos es la generación de calor. La diatermia por radiación se utiliza ampliamente para tratar el dolor y la inflamación mediante calentamiento interno, irradiando la zona afectada con ondas electromagnéticas de frecuencia de varios megahertz⁵. La generación de calor se obtiene al menos por dos diferentes mecanismos; 1) mediante la aparición de pequeñas corrientes eléctricas en los tejidos, producidas por los campos eléctricos alternos. Las corrientes producen calor de forma similar a como se calienta un alambre de resistencia cuando pasa la corriente eléctrica; 2) el calor también se

⁵1 Megahertz (MHz) equivale a 1 millón de oscilaciones por segundo.

puede originar mediante la denominada interacción dipolar con las moléculas del agua y otras sustancias contenidas en los tejidos, elevando su temperatura en forma parecida a como ocurre en un horno de microondas. Estos procesos son muy selectivos; ocurren con mayor intensidad a determinadas frecuencias y a otras prácticamente no tienen lugar. Una frecuencia muy utilizada en equipos de diatermia comerciales, por ej., es 2100 megahertz.

Campos electromagnéticos de baja frecuencia

En la literatura médica se denominan campos de baja frecuencia aquellos que van de 20 a 100 hertz y prácticamente no generan calor al ser aplicados en los tejidos. A causa de su más fácil construcción, los equipos que generan estos campos usualmente funcionan a la frecuencia de la red comercial (60 Hz). También es posible encontrar campos pulsantes, de frecuencia algo mayor, pero que se aplican por impulsos de corta duración para dar tiempo a dispersar lo más posible el calor generado.

La magnetoterapia de baja frecuencia se ha aplicado fundamentalmente en el aparato músculo-esquelético, en traumatología y reumatología y en enfermedades del aparato vascular. La más estudiada es la aplicada a las fracturas óseas, pues está totalmente comprobado que esta terapia estimula los procesos biológicos referentes a la osteogénesis (formación del hueso) y a la asimilación de implantes. La intensidad del campo aplicado es muy pequeña (entre 0.5 y 8 militesla), con aplicaciones de hasta 30 minutos, y la duración del tratamiento puede variar desde varios días hasta meses. A pesar de su reconocida efectividad, el mecanismo de su influencia sobre el organismo humano es mucho menos conocido que el de los campos de alta frecuencia, y aún no está totalmente esclarecido. En aplicaciones no óseas como los de lesiones crónicas y regeneración neuronal, ciertas investigaciones proporcionan evidencia de que esta terapia puede ser valiosa, pero otras no han podido encontrar efectos benéficos. Unos estudios muestran que la terapia de baja frecuencia es útil para aliviar el dolor en la osteoartritis de la rodilla y la cervical, en dolores persistentes en el cuello y en el tratamiento de mujeres con dolores crónicos en la pelvis. Pero en otros casos, como el de la artritis en el hombro, no se han observado mejorías.

Al parecer, la diferencia de criterios es causada muchas veces por la falta de rigurosidad en el diseño de las investigaciones. Hoy día se reconoce ampliamente la necesidad de realizar experimentos ciegos, o mejor aún, doble ciegos, donde el médico que examina los resultados, al igual que los pacientes, no conoce cual es el grupo activo y cual el grupo de control al que se le ha suministrado el placebo inerte. Es usual que en este tipo de experimentos una parte de los pacientes del grupo de control pre-

senten una mejoría significativa (efecto placebo). Este efecto puede falsear los resultados de cualquier investigación mal diseñada, atribuyendo un falso poder curativo a lo que no lo tiene.

Campos magnetostáticos

No es difícil encontrar en catálogos, revistas especializadas y en INTERNET ofertas comerciales de imanes permanentes acoplados a vendas, almohadillas elásticas, pulseras, collares e incluso mantas y frazadas, diseñados con el fin de aplicar campos magnéticos estáticos a diversas partes del cuerpo humano. Sin embargo, los estudios científicos que avalen la eficacia de estos tratamientos no se encuentran en la literatura científica, por más que Ud. se esfuerce en buscarlos. Aún más, como se vio anteriormente, el supuesto mecanismo mediante el cual esos dispositivos pudieran ser benéficos para el organismo no está nada claro. Como el campo magnético no varía en el tiempo, no puede haber efectos eléctricos asociados y, por otra parte, la intensidad de los campos aplicados con los imanes es muy pequeña para tener algún efecto directo sobre el organismo.

Por ejemplo, el supuesto efecto estimulante de las vendas con imanes permanentes sobre los músculos de los deportistas se atribuye a un incremento de la circulación local de la sangre. Pero los cálculos numéricos demuestran que las fuerzas generadas sobre los iones de la sangre son demasiado pequeñas. Se ha calculado que un imán típico origina un efecto en los iones de la sangre millones de veces menor que el de la agitación térmica que siempre se encuentra presente en todas las sustancias. Otro argumento de peso en contra de la supuesta estimulación local de la circulación de la sangre es el siguiente. En los equipos de formación de imágenes por resonancia magnética, donde el paciente es sometido a campos magnéticos miles de veces más intensos que los que proporciona un imán permanente, nunca se ha reportado efecto colateral alguno sobre la circulación de la sangre. También se ha señalado que la sola presencia de una venda alrededor de un músculo, sin ningún aditamento magnetizante, es suficiente para hacer variar su temperatura y ejercer un efecto estimulante.

En otros casos (y no siempre por intereses comerciales, sino también a veces provenientes de personas con muy buena voluntad pero con mucha ingenuidad y escasos conocimientos científicos) se promueven los campos generados por imanes permanentes como útiles para aliviar el dolor. La idea de que sea posible reducir el dolor con sólo aplicar un imán sobre la parte afectada, sin utilizar aparatos complejos ni ingerir medicamentos, resulta muy seductora. De ser cierta resultaría ideal, pues sería un método que prácticamente no causa molestias, no produce efectos colaterales y no cuesta dinero, si se

exceptúa la inversión inicial. Por si esto fuera poco, el tratamiento mediante un agente intangible e invisible como el campo magnético posee un aura de "misterio" que le añade un atractivo adicional para muchas personas. Desdichadamente, no existen evidencias científicas concretas que apoyen estas suposiciones, ni se conoce el posible mecanismo mediante el cual el campo magnético de uno u otro tipo pudieran producir estos efectos. Por ejemplo, los cálculos demuestran que para aliviar el dolor mediante la disminución de la conductividad nerviosa (digamos, en un 10 %) se necesitarían campos miles de veces más intensos que los que proporciona el imán más potente.

Diversos estudios científicos muestran que cuando la aplicación del campo magnético va acompañada de masajes, no aparecen diferencias decisivas entre el empleo del masaje sin y con el campo magnético aplicado. Otros estudios han dado por resultado que la aplicación de collares o almohadillas magnéticas no tiene efecto alguno sobre los dolores en cuello y espalda. Algo similar ocurre con las supuestas aplicaciones en veterinaria, pues tampoco es posible encontrar estudios científicos debidamente comprobados confirmando que la terapia magnetostática sea útil en el tratamiento de dolencias animales. (Los tratamientos con radiación electromagnética parecen ser menos efectivos que en las personas,

pero no nulos). Una revisión reciente de revistas médicas y veterinarias con 65 referencias no ha logrado encontrar ninguna evidencia definitiva a favor de los campos magnéticos estáticos, y sí algunos resultados decididamente en contra⁶.

CONCLUSIONES

En resumen, los campos magnéticos alternos son una herramienta útil en el tratamiento terapéutico de diversas afecciones. No obstante, debe tomarse en cuenta que la frecuencia e intensidad de la señal aplicada y la duración del tratamiento pueden ser factores muy importantes a controlar para garantizar su efectividad, ya que la absorción de la radiación por diversas partes del organismo puede ser muy selectiva. Lamentablemente, no se puede decir lo mismo acerca de la aplicación de campos estáticos mediante imanes permanentes.

En la medida en que avanza la investigación científica en cualquier rama de la ciencia, van apareciendo evidencias cada vez más contundentes acerca de las propiedades del fenómeno estudiado, que a su vez dan origen a nuevas interrogantes. Pero en lo que se refiere a la aplicación terapéutica de los imanes permanentes, esta evidencia no ha aparecido aún, a pesar de los cientos de años transcurridos desde los tiempos de Paracelso y Mesmer.

REFERENCIAS

- [1] GONZALEZ ARIAS, A. (2001): "¿Qué es el magnetismo?", I.a Ed., Acta salmanticensia. **Biblioteca de las ciencias** 77, Ediciones Universidad de Salamanca.
- [2] ENCICLOPEDIA ENCARTA, 1998.
- [3] REITZ, J.R.; F.J. MILFORD and R.W. CHRISTY (1996): **Fundamentos de la Teoría Electromagnética**, Washington, Addison-Wesley Iberoamericana S.A., 1996.
- [4] RAMEY, D.W. (1998): **The Scientific Review of Alternative Medicine**, Spring Issue, Prometheus Books.

⁶Ver ref. 4. También se puede localizar en la World Wide Web: www.hcrc.org/contrib/ramey/magnet.html