

# Magnetismo cuántico

Javier Tejada Palacios

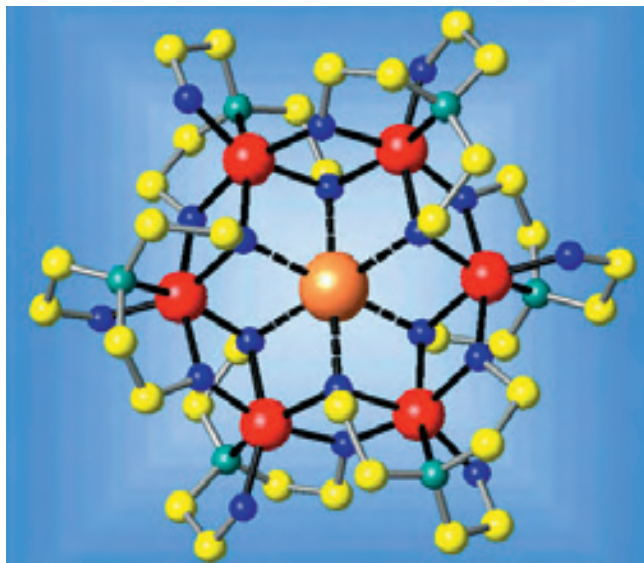
*Se discuten algunos fenómenos magnéticos que tienen lugar en la frontera entre la física clásica y la cuántica del momento angular. Los agregados de moléculas de alto spin constituyen el campo más adecuado para tratar con objetos cuánticos embebidos en sólidos. Aquí discutimos tres fenómenos relacionados con el efecto túnel de spin en estos materiales.*

## Introducción

Hablar de magnetismo cuántico puede parecer, a primera vista, algo redundante pues el origen del magnetismo es pura y exclusivamente cuántico. De hecho, la interacción de Coulomb entre dos electrones depende de la orientación relativa de sus espines y su cálculo “cuántico” da perfecta cuenta de la repulsión entre los dos electrones cuando el espín total es  $S = 1$  o  $S = 0$ . En otras palabras, el acoplamiento ferromagnético ( $S = 1$ ) o antiferromagnético ( $S = 0$ ) se corresponden con una diferente energía cuántica de la repulsión electrostática entre electrones.

El origen cuántico del magnetismo que se manifiesta a nivel atómico y molecular se pierde cuando tratamos de explicar los efectos magnéticos de los sólidos. Esto es así a pesar de que la metáfora físico-matemática más correcta para visualizar un sólido magnético sea la de una colección muy grande de giróscopos cuánticos interactuando entre sí. Así pues, ya de entrada nos podemos dar cuenta de la enorme complejidad de los fenómenos magnéticos.

El magnetismo a nivel atómico intenta explicar la llamada interacción de intercambio que, por ejemplo, orienta paralelamente entre sí los espines atómicos. Curiosamente, la mayoría de los problemas que se nos plantean a este nivel no tienen solución matemática, tal es el caso, por ejemplo, de los Hamiltonianos de Ising y Heisenberg. Por otra parte, las propiedades macroscópicas de un sólido magnético que se manifiestan en su ciclo de histéresis no pueden ser explicadas con teorías microscópicas pues dichas teorías lo único que predicen es la existencia de una densidad de espín en el interior de los sólidos. Para explicar las propiedades de los sólidos magnéticos debemos abordar problemas tales como, por ejemplo, discernir la configuración magnética en el equilibrio o explicar el movimiento de las paredes de dominio. Para ello necesitamos “echar mano” de otras interacciones mucho más débiles que están asociadas a la anisotropía magnética o a la interacción dipolar o las interacciones de los



espines con defectos, electrones itinerantes o impurezas. Para todas estas situaciones reales no hay modelo cuántico simple al que recurrir.

En este artículo pasaré revista al sólido magnético de tamaño nanométrico y veremos que al estudiar dicho sólido podemos recuperar las esencias cuánticas del magnetismo a la vez que poner en paz las visiones clásicas y cuánticas del mismo.

Para comenzar lo obvio, el portador elemental del magnetismo en los sólidos es el electrón, cuyo momento mag-

nético, predicho por la teoría cuántica, recibe el nombre de magnetón de Bohr. En un sólido no magnético, el cobre por ejemplo, los momentos magnéticos de los electrones están orientados aleatoriamente en el espacio y se contrarrestan entre sí. En un sólido magnético, el hierro, muchos electrones tienen sus momentos magnéticos orientados en una misma dirección; sumados originan un momento magnético macroscópico y constituyen el fenómeno del ferromagnetismo.

***El origen cuántico del magnetismo que se manifiesta a nivel atómico y molecular se pierde cuando tratamos de explicar los efectos magnéticos de los sólidos.***

En los sólidos magnéticos existen los llamados dominios que tienen tamaños comprendidos entre el micrómetro y décimas de milímetro. Los momentos magnéticos de los electrones en el interior de un dominio son paralelos entre sí. Entre cada par de dominios existe una pared de anchura comprendida entre 0.01 y 0.1 micrómetros. La teoría electromagnética exige que aparezcan dominios para que el sólido alcance la mínima energía. En otras palabras, el estado de mínima energía de un sólido magnético, en ausencia de campo, se da cuando el momento magnético neto del sólido es cero, lo que se consigue con la existencia de dominios de orientación dispar. Así pues, un sólido magnético con un

momento magnético neto es un imán que genera un campo magnético en el espacio que lo rodea y que desaparecerá con el transcurso del tiempo. La variación del momento magnético de los sólidos se hace por movimientos de las paredes de dominio que se anclan en los defectos e impurezas que existen en los sólidos.

Un sólido magnético de tamaño nanométrico se comporta como un imán con un único dominio magnético cuyo momento,  $\mathbf{M}$ , satisface la regla de conmutación

$$M_i M_j - M_j M_i = 2i\mu_B \epsilon_{ijk} M_k \quad (1)$$

Siempre que el valor de  $M$  sea mucho mayor que el magnetón de Bohr, podremos asumir que se cumple la conmutación de las componentes de  $M$  entre sí y consecuentemente su orientación se puede determinar con gran precisión con medidas macroscópicas. El caso de  $M$  de unas pocas decenas de magnetones de Bohr entra de lleno en el campo de la complementariedad entre la física clásica y la cuántica. La posición de los polos norte y sur del imán nanométrico viene determinada por la anisotropía magnética que marca la dirección del eje de fácil imanación. Como consecuencia de la invariabilidad de las leyes de la física ante una inversión temporal, el imán mesoscópico posee, en ausencia de campo externo, la misma energía en cualquiera de los dos estados obtenidos del intercambio de los polos. Es decir,  $E(\mathbf{M}) = E(-\mathbf{M})$  porque aunque  $\mathbf{M}$  cambia de signo en la transformación  $t \rightarrow -t$ , la energía no se modifica. Además, las energías  $E(\mathbf{M})$  y  $E(-\mathbf{M})$  son mínimas y entre las dos orientaciones  $\mathbf{M}$  y  $-\mathbf{M}$  existe la denominada barrera de anisotropía magnética.

El valor del momento magnético  $\mathbf{M}$  viene determinado por la energía de acoplamiento entre espines  $\epsilon_{\text{exch}}$  la cual tiene su origen en los elementos de matrix no diagonales de la interacción de Coulomb entre electrones de átomos vecinos,  $\epsilon_{\text{exch}}$ . Esta interacción es del orden de la temperatura de Curie. Así pues, la probabilidad de que un espín invierta su orientación es proporcional a  $\exp(-\epsilon_{\text{exch}}/T)$ , por lo que si el sólido poseyera, por ejemplo, una temperatura de Curie de 300 K y se enfriara hasta 1 K, dicha probabilidad sería nula a todos los efectos. Es decir, a bajas temperaturas el momento magnético de un sólido nanométrico ferromagnético es un

vector de módulo constante. Así pues, la rotación de dicho momento magnético como un todo se puede producir sin modificar la energía del acoplamiento magnético entre espines, pero se necesita una energía para vencer la de anisotropía magnética. Si el momento magnético del imán nanométrico es de unas pocas decenas de magnetones de Bohr podremos utilizar tanto la descripción clásica como cuántica para explicar la dinámica del momento magnético  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ . Vaya por delante que el aspecto más novedoso e importante de los imanes nanométricos es que la reorientación de sus polos magnéticos tiene lugar, a bajas temperaturas, por efecto túnel (1). Siendo un poco más rigurosos habría que decir que el efecto túnel del espín electrónico acarrea la inversión de los espines de los núcleos atómicos, por lo que hay que tener en cuenta el acoplamiento hiperfino. Pero es que además, el imán nanométrico debe estar firmemente acoplado a una matriz para que así se absorba, sin pérdida de energía, la transferencia de momento angular que conlleva el paso por efecto túnel de  $\mathbf{M}$  a  $-\mathbf{M}$ . Es decir, si cambia el espín debe variar el momento angular orbital para que el momento angular total se mantenga constante y consecuentemente la matriz es la que absorbe el cambio en la energía de rotación permitiendo así la conservación de la energía en el efecto túnel.

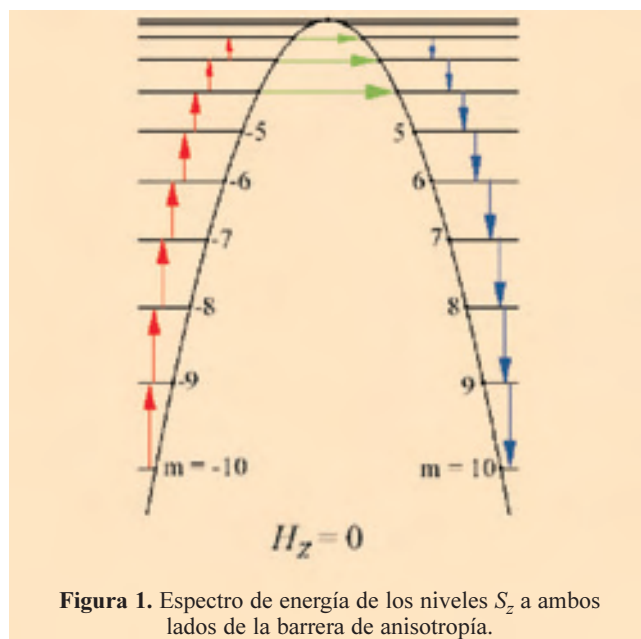
***El aspecto más novedoso e importante de los imanes nanométricos es que la reorientación de sus polos magnéticos tiene lugar, a bajas temperaturas, por efecto túnel.***

Estudiar el efecto túnel del momento magnético de un imán mesoscópico en el que hay decenas o centenares de átomos y miles de electrones entra dentro del ámbito de lo que Caldeira y Leggett (2) denominaron efecto túnel macroscópico. Es decir, dado el tamaño "nada cuántico" del objeto hay que lidiar con el estudio de efectos cuánticos en presencia de disipación. La Mecánica Cuántica nos dice que la probabilidad de efecto túnel de un objeto decrece como  $\exp(-A/\hbar)$  siendo  $A$  la acción asociada al "tuneleo". Para objetos muy másicos,  $A \gg \hbar$  y en consecuencia la probabilidad de que ocurra el efecto túnel de un objeto grande es muy pequeña. En el caso del momento magnético, la cantidad análoga a la masa es el momento de inercia asociado con la rotación de  $\mathbf{M}$  y en algunos casos es lo suficientemente pequeño como para permitir que ocurra el efecto túnel del momento magnético aunque éste sea un vector clásico.

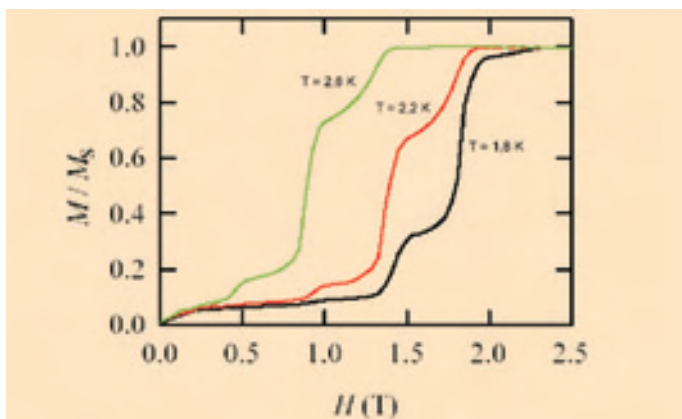
Los mejores ejemplos de imanes nanométricos los tenemos en las llamadas partículas monodominio y en los clusters moleculares de alto espín. Los clusters moleculares contienen moléculas que se pueden caracterizar por un Hamiltoniano de espín cuyos términos se determinan por medidas de resonancia paramagnética electrónica. En primera aproximación dicho Hamiltoniano tiene la forma

$$H = -DS_z^2 + H' + g\mu_B \mathbf{S} \cdot \mathbf{H} \quad (2)$$

El primer término de este hamiltoniano corresponde al de anisotropía uniaxial dominante que fija la dirección del eje de fácil imanación, eje  $z$ , y además determina, en una visión clásica, la altura de la barrera de energía,  $U = DS^2$  que existe entre las dos orientaciones de espín, la de arriba o  $S_z = +$  y la



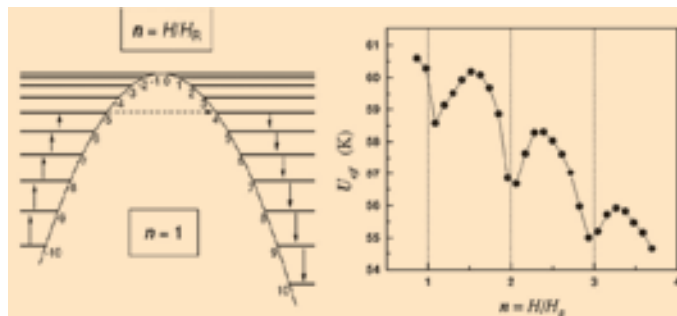
**Figura 1.** Espectro de energía de los niveles  $S_z$  a ambos lados de la barrera de anisotropía.



**Figura 2.** Curvas de magnetización a diferentes temperaturas de un monocristal de  $\text{Mn}_{12}$ . Los saltos de magnetización se producen en los campos magnéticos resonantes. Así pues, el efecto túnel de espín se hace "visible" macroscópicamente.

de abajo o  $S_z = -$ . En otras palabras, este primer término genera una serie de niveles de espín degenerados en energía a ambos lados de la barrera de anisotropía magnética, ver Figura 1. El segundo término  $H'$  responde a desviaciones respecto a la anisotropía uniaxial dominante y posee, en general, potencias pares de los operadores  $S_x$  y  $S_y$ . El último término representa la interacción Zeeman entre el espín  $S$  de las moléculas y el campo magnético resultante del aplicado, de la interacción hiperfina con los espines nucleares y el resultante de la interacción dipolar entre diferentes moléculas. El campo magnético  $\mathbf{H}$  tiene pues, en general, componentes longitudinal, en la dirección del eje de fácil imanación, y transversal, en dirección perpendicular al eje fácil. Así pues, los dos últimos sumandos de (2) poseen operadores de espín que no conmutan con  $S_z$  y son, en consecuencia, los responsables del efecto túnel de espín entre los estados de  $S_z$  con la misma energía a ambos lados de la barrera. Clásicamente una molécula de éstas es pues como un imán nanométrico cuyo momento magnético sólo posee  $2S + 1$  orientaciones respecto al eje de fácil imanación y cada orientación se corresponde con un nivel de energía en uno de los dos en uno u otro pozo que separa la barrera de anisotropía. La separación energética entre los niveles de espín dentro de cada pozo es  $D(2S-1)$  y el llamado campo magnético de anisotropía magnética que es el que cierra el ciclo de histéresis es  $H_{an} = 2DS/g\mu_B$ . Así pues, el Hamiltoniano de espín nos sirve para tratar el problema cuánticamente pero a la vez recuperar la visión clásica vectorial del momento magnético. Un monocristal de estas moléculas posee la simetría de la molécula lo que supone disponer del número de Avogadro de imanes nanométricos iguales poseyendo todos ellos la misma dirección de cuantización que es la del eje de fácil imanación. Los resultados experimentales deben, así pues, poderse explicar cuantitativamente y sin ayuda de parámetros de ajuste. En otras palabras, los clusters moleculares son objetos únicos en la Física de los sólidos pues es posible llegar a una correlación total entre teoría y experimento y constituyen, en consecuencia, uno de los mejores laboratorios para explorar la complementariedad entre la Física Clásica y la Cuántica.

Las dos primeras evidencias experimentales de que el espín electrónico de estas moléculas se invierte por efecto túnel se obtuvieron de medidas de imanación versus campo



**Figura 3.** Variación periódica de la barrera de anisotropía por efecto túnel a través de diferentes niveles  $S_z$  del pozo metastable.

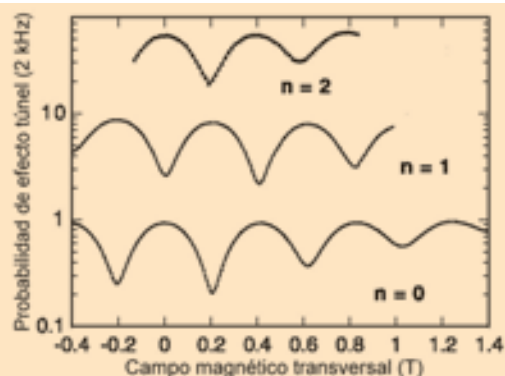
magnético y de relajación de la magnetización hacia el equilibrio al cambiar el campo a diferentes temperaturas (3, 4), ver Figura 2. Los saltos de magnetización ocurren a valores del campo aplicado que son múltiplos enteros de  $H_0 = H_{an}/2S$  y se corresponden con los valores del campo magnético para los cuales los niveles de  $S_z$  de los dos pozos de potencial están degenerados. En otras palabras, por una parte tenemos la activación térmica que es la responsable de que existan moléculas en los diferentes estados de  $S_z$  y por otra tenemos la acción del campo magnético externo que se desequilibra los dos pozos. El efecto túnel del espín aparece para los valores de campo resonante  $nH_0$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) y se produce por el nivel para el cual la probabilidad de efecto túnel es mayor que la probabilidad de que se pueble térmicamente el nivel justo encima de él, ver Figura 3.

*Estamos en el inicio de un nuevo campo de investigación que en el futuro extenderá sus redes a diversos aspectos de la Mecánica Cuántica y de las aplicaciones tecnológicas.*

La relajación de la magnetización de un monocristal al pasar, por ejemplo, de la magnetización de saturación al estado de magnetización nula, sigue una ley exponencial análoga a la desintegración nuclear siendo la constante del decaimiento la probabilidad de transición entre niveles  $S_z$  de los dos pozos a ambos lados de la barrera de anisotropía. Cuando la transición ocurre por efecto túnel tiene lugar por un nivel inferior de lo que correspondería térmicamente. Pues bien, de medidas de relajación a diferentes temperaturas y campo se puede determinar la barrera efectiva del cambio de espín, ver Figura 3. Como puede verse en dicha figura, la barrera efectiva de anisotropía es menor para los valores de campo resonante  $nH_0$  lo que se corresponde con un tránsito más rápido.

En los últimos años han sido muchos los trabajos publicados por experimentales y teóricos buscando la "estructura fina" de este nuevo efecto (5-12). Desde el punto de vista teórico, existen trabajos que explican cuantitativamente "todo" lo encontrado experimentalmente. Así pues y por ejemplo, se conoce, casi exactamente, el nivel por el que se produce el efecto túnel a diferentes temperaturas y campos resonantes, la influencia de los espines nucleares y de la absorción y emisión de fonones en dicho efecto y además se ha teorizado y demostrado experimentalmente que la exis-





**Figura 4.** Variación de la probabilidad de efecto túnel entre los niveles  $S_z = -10$  y  $S_z = 10-n$  de un monocristal de  $\text{Fe}_8$ .

tencia de defectos en los monocristales afecta la probabilidad de efecto túnel a través del acoplamiento elástico espín-fonón. En una palabra que el efecto túnel de espín en clusters moleculares está bien conocido y verificado. Pero no por eso se ha llegado al final del camino, más bien estamos en el inicio de un nuevo campo de investigación que en el futuro extenderá sus redes a diversos aspectos de la Mecánica Cuántica y de las aplicaciones tecnológicas.

Pero volviendo al efecto túnel y a lo que se ha hecho desde su descubrimiento (3, 4), me gustaría destacar tres trabajos por sus enormes repercusiones físicas. Por orden cronológico, el primero versa sobre interferencia cuántica (13), el segundo sobre la coherencia cuántica de espín (14) y el tercero sobre la llamada "superradiancia" (15, 16). En el trabajo de interferencia cuántica se estudió la probabilidad de efecto túnel en un cluster molecular de  $\text{Fe}_8$  de espín  $S=10$  en función del valor campo magnético aplicado en la dirección del eje de fácil imanación. En el trabajo de coherencia se midió la absorción de fotones en función del valor del campo magnético aplicado perpendicularmente al eje de fácil imanación. En el caso de la superradiancia, se ha sugerido teórica y experimentalmente que los clusters moleculares puede emitir radiación de forma coherente:

El Hamiltoniano de espín del cluster de  $\text{Fe}_8$  es

$$H = -DS_z^2 + ES_x^2 - g\mu_B \mathbf{S} \cdot \mathbf{H} \quad (3)$$

$z$  y  $x$  son los ejes de fácil y difícil imanación. Los valores de  $D = 0.31$  K y  $E = 0.092$  K se conocen de medidas de resonancia paramagnética electrónica. La probabilidad de efecto túnel depende de la rapidez como se varíe la componente longitudinal del campo  $\mathbf{H}$  y se puede calcular mediante la fórmula de Landau-Zener (17). En la Figura 4 se muestra como varía dicha probabilidad para diferentes valores de la componente transversal de dicho campo para las transiciones túnel entre los niveles  $S_z = 10$  y  $S_z = -10$  y  $S_z = 10$  y  $S_z = -9$ . Las oscilaciones observadas en la probabilidad de efecto túnel en los dos casos junto con las diferencias observadas entre las dos probabilidades, el máximo de una coincide con el mínimo de la otra, ponen de manifiesto la clara dependencia de la probabilidad de efecto túnel en la paridad y es equivalente al caso de la supresión del efecto túnel en un espín semientero.

El segundo experimento que quiero comentar es el de la detección de las oscilaciones cuánticas del espín asociadas al

efecto túnel entre los niveles  $S_z = 10$  y  $S_z = -10$ . Para aumentar la probabilidad de túnel entre los dos estados de espín hay que aumentar la componente transversal del campo magnético. Pues bien cuando dicha componente vale 2.25 T la separación energética entre los niveles obtenidos de la suma simétrica y antisimétrica de dichos estados es de 680 MHz. Pues bien, experimentalmente se ha visto que fotones con esta frecuencia son absorbidos por las moléculas sometidas al campo externo comentado y además se ha determinado con exactitud las funciones de onda de los estados simétrico y antisimétrico entre los que ocurren las oscilaciones cuánticas del espín  $S=10$ . En definitiva, el espín de un cluster molecular se comporta como el metafórico gato de Schrödinger.

***Los clusters moleculares pueden ser los mejores candidatos para observar la superradiancia en una muestra extensa de niveles cuánticos.***

La última "gracia cuántica" de los clusters moleculares es de reciente aparición (15,16). Se trata de la "superradiancia. La idea de la superradiancia la publicó Dicke (18) hace ya muchos años y desde entonces los físicos tratan de observarla, dominarla y hacerla tecnológicamente aplicable. En un experimento de fluorescencia de átomos con dos niveles se produce la emisión de radiación al producirse el decaimiento desde el estado excitado al fundamental siendo  $\hbar\omega_0$  la energía emitida. El fenómeno de la emisión espontánea se explica mediante la interacción de los átomos con el campo de radiación y se supone que los átomos son independientes entre sí. Sabemos que la emisión de radiación en este caso obedece la ley exponencial con un tiempo característico  $\tau_{sp}$  que es igual al inverso de la constante de decaimiento  $\Gamma$ . La potencia emitida es  $I = NI_0$  siendo  $I_0 = \hbar\omega_0/\tau_{sp}$  y  $N$  es el número de átomos.

En el caso de la superradiancia la emisión espontánea se produce de forma mucho más rápida e intensa. Como explicó Dicke, para que se produzca la superradiancia los átomos deben estar en fase lo que se puede conseguir si existe una interacción entre dichos átomos. Pues bien, en el caso de la superradiancia la potencia emitida es proporcional a  $N^2$  y además la energía se emite durante un corto periodo de tiempo del orden de  $\tau_{sp}/N$ . Está claro que la superradiancia recuerda mucho a la luz láser pero tiene la ventaja sobre él porque en principio no se necesitan "espejos", ni la inversión de población ni tampoco nos tenemos que preocupar de los mecanismos de relajación. Sólo hay que reflexionar sobre la coherencia de fase de los átomos por efecto de su interacción con el campo de radiación. Esta correlación atómica se asemeja mucho a la correlación espín-espín que aparece en los ferromagnetos. El origen de este orden fásico es genuinamente cuántico, pero la emisión de radiación de radiación obedece las leyes "clásicas" de forma análoga a la emisión de radiación en fase de una antena en un medio. En otras palabras, la superradiancia es un fenómeno que se origina a partir de un "orden cuántico macroscópico".

Los clusters moleculares pueden ser los mejores candidatos para observar la superradiancia en una muestra extensa de niveles cuánticos. En efecto, un monocristal de estos clusters posee unas dimensiones de  $1 \text{ mm}^3$  y los niveles de

energía de los diferentes estados de espín están separados por energías de decenas de meV. En otras palabras, la longitud de onda de los fotones emitidos es del orden del tamaño del cristal favoreciéndose así la posibilidad de tener una emisión en fase por una gran parte de las moléculas del monocristal.

Observar la superradiancia en clusters moleculares puede resultar, sin embargo, difícil pues es más probable que el decaimiento entre dos niveles  $S_z$  genere fonones que fotones. Este es uno de los inconvenientes de estudiar fenómenos cuánticos en los sólidos en los que "mandan" los fenómenos de decoherencia cuántica. Así que, ¿cómo observar la emisión de superradiancia por monocristales de clusters moleculares? En principio, dos son las opciones experimentales: 1) Producir una rápida variación periódica del campo magnético longitudinal en torno a un campo resonante con el fin de tener un gran número de transiciones túnel y así disponer del mismo número de moléculas en el mismo nivel de energía. El decaimiento coherente se puede dar al considerar el tamaño del cristal y la interacción entre sus moléculas, 2) aplicar un campo longitudinal resonante a un monocristal que está entre dos espejos de microondas, los pocos fotones que se emiten pueden vivir el suficiente tiempo como para que cooperen coherentemente entre sí y producir el orden fásico entre las moléculas.

Así pues, volvemos a enlazar con los fenómenos cuánticos macroscópicos a través de esa idea de sólido magnético hecho de osciladores cuánticos: la coherencia de fase de un número macroscópico de dichos osciladores puede dar lugar a la superradiancia. Este nuevísimo campo de investigación puede generar muchas alegrías a los científicos.

Para concluir, los imanes nanométricos representan, en mi opinión, el mejor campo de pruebas de cuantas ideas tengamos para ilustrar la física de ejemplos cuánticos a nivel nanométrico. En definitiva, el magnetismo no solamente es cuántico sino que además la variedad cuántica que muestra el comportamiento de los imanes nanométricos es una bendición para teóricos y experimentales y quién sabe si también lo será para los tecnólogos.

## Referencias

- [1] E. M. CHUDNOVSKY AND J. TEJADA, "Macroscopic Quantum Tunneling of the Magnetic Moment". Cambridge University Press 1998.
- [2] A. O. CALDEIRA AND A. LEGGETT, *Phys. Rev. Lett.* **A145**, **211** (1981).
- [3] J. R. FRIEDMAN, M. P. SARACHIK, J. TEJADA AND R. ZIOLO, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3830 (1996).
- [4] J. M. HERNANDEZ, X. X. ZHANG, F. LUIS, J. BARTOLOMÉ, J. TEJADA AND R. ZIOLO, *Europhys. Lett.* **35**, 301 (1996).
- [5] D. A. GARANIN AND E. M. CHUDNOVSKY *Phys. Rev.* **B56**, 11102 (1997).
- [6] F. LUIS, J. BARTOLOMÉ AND J. F. FERNÁNDEZ, *Phys. Rev.* **B57**, 5050 (1998).
- [7] N. V. PROKAEV AND P. C. E. STAMP, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5794 (1998).
- [8] A. GARG, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1513 (1998).
- [9] L. BOKACHEVA, A. D. KENT AND M. A. WALTERS, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4803 (2000).
- [10] E. M. CHUDNOVSKY AND D. GARANIN, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 187203 (2001).
- [11] K. M. MERTES, Y. SUZUKI, M. SARACHIK, Y. PALTIEL, H. STRIKMAN, E. ZELDOV, E. RUMBERGER, D. N. HENDRICKSON AND G. CHRISTOU, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 227205 (2001).
- [12] J. M. HERNANDEZ, F. TORRES AND J. TEJADA, *Phys. Rev.* **B 66**, 161407 (R) (2002).
- [13] W. WERNSDORFER AND R. SESOLI, *Science* **284**, 133 (1999).
- [14] E. DEL BARCO, N. VERNIER, J. M. HERNANDEZ, J. TEJADA, E. M. CHUDNOVSKY, E. MOLINS AND G. BELLESSA, *Europhys. Lett.* **47**, 722 (1999).
- [15] E. CHUDNOVSKY AND D. GARANIN, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 157201 (2002).
- [16] J. TEJADA, E. M. CHUDOVSKY, R. AMIGÓ AND J. M. HERNÁNDEZ, *Condmat/0210340*.
- [17] C. ZENER *Proc. R. Soc. London A* **137**, 696 (1932).
- [18] R. H. DICKE, *Phys. Rev.* **93**, 99 (1954).

Javier Tejada Palacios

está en el Dpto. de Física Fundamental de la  
Universidad de Barcelona.

## LIBROS Y PUBLICACIONES RECIBIDOS

- **Lee a Julio Verne-El amor en tiempos de criptografía.** Susana Mataix. Rubes Editorial, S.L. 2002. 157 pp.
- **El cambio global.** Martí Boada y David Saurí. Rubes Editorial, S.L. 2002. 144 pp.
- **Del flogisto al Oxígeno.** John Cartwright. Fundación Canaria Orotava de Historia de la Ciencia. 2002. 53 pp.
- **Electromagnetismo.** Victoriano López Rodríguez. UNED. 923 pp.
- **The European Physical Journal.** Vol. 22. nº 1. enero 2003.
- **Real Academia de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales.** Anuario 2003.
- **The European Physical Journal B.** Vol. 30. nº 3
- **Revue Etijdschrift.** Nº 2. 2002.
- **Física y Sociedad.** Revista del Colegio Oficial de Físicos. Nº 13. 2002.
- **Ibérica, actualidad tecnológica.** Nº 457. 2002.
- **Fismat.** Vol. IX. Nº 12. 2002.
- **Europhysics News.** Vol. 33. nº 6. 2002.
- **Canadian Journal of Physics.** Vol. 80. nº 9. 2002.
- **Physics Today.** Vol. 55. nº 12. 2002.
- **Journal of the American Ceramic Society.** Vol. 85. nº 12. 2002
- **Physics World.** Vol. 16. nº 1. 2003.