

# Efecte túnel ressonant del moment magnètic

E. del Barco,\* J. M. Hernández,† J. Tejada‡ i R. F. Ziolo§

Laboratori d'Investigació en Magnetisme UBX (Universitat de Barcelona-Xerox)

## Introducció

Tots hem experimentat moltes vegades alguns dels fenòmens que produeixen els materials magnètics. Sense anar gaire lluny, quan obrim la porta de la nevera podem sentir la força que produeix l'imant amagat dins la guia de plàstic. Hi ha molts més fenòmens magnètics que no notem i que constitueixen el nucli d'aplicacions tecnològiques importants. Entre aquestes noves tecnologies, n'hi ha una que ha omplert el mercat actual: l'emmagatzematge magnètic de la informació. Aquesta tecnologia, usada tant en informàtica com en l'enregistrament de so i d'imatges, s'ha convertit en imprescindible en la nostra vida quotidiana, i forma la base de molts dels aparells que utilitzem diàriament (ordinadors, electrodomèstics, vídeos, cintes de música, targetes de banc, etc.).

Els primers estudis de caràcter científic que versaven sobre el magnetisme daten del 1600. William Gilbert s'encarregà de treure el misticisme que envoltava els materials que creaven camp magnètic i portà a terme una gran tasca fenomenològica. Arribà fins i tot a suposar que la Terra havia de ser magnètica, fet que actualment tots coneixem, i per això parlem del pol nord i del pol sud, els pols magnètics de la Terra. Van haver de passar dos-cents anys fins que Hans C. Oersted, el 1820, trobà la *inducció magnètica* quan acostà una brúixola (imant) a un fil metàl·lic circular per on feia passar corrent elèctric. Va observar com la brúixola s'orientava en una direcció determinada. El corrent elèctric exercia una força desconeguda sobre l'imant. Més endavant, M. Faraday observà el fenomen contrari; quan s'acostava un imant a un circuit circular es detectava un corrent. Va ser el primer que donà una interpretació a aquesta força desconeguda que pareixia que emanava dels imants. Aquest camp que era creat en l'espai per

un imant es podia representar com un conjunt de línies que naixien en el pol nord i que morien en el pol sud. Una petita brúixola col·locada prop de l'imant s'orienta al llarg de les línies del camp magnètic i disposa els seus pols en el mateix sentit que els de l'imant. La densitat d'aquestes línies de camp marca la intensitat de la força magnètica que nota la brúixola.

## El sòlid magnètic

El magnetisme dels sòlids està relacionat amb els electrons atòmics. Cada electró té un moment magnètic  $\mu_B$  (unitat magnètica denominada *magnetó de Bohr*) que actua com una petita brúixola, amb pol nord i pol sud. Si introduïm un sòlid en el si d'un camp magnètic, els moments magnètics de tots els electrons del sòlid tendiran a orientar-se en la mateixa direcció, i el moment magnètic total del sòlid serà la suma de tots aquests. Si representem la magnetització del sistema en funció del camp magnètic  $H$  aplicat, podem observar perfectament aquest fet (figura 1). En augmentar el camp magnètic, els moments magnètics dels electrons es van orientant en la mateixa direcció i contribueixen al moment magnètic total del sistema. Arriba un moment en què el camp magnètic és suficient per alinear tots els moments magnètics dels electrons del sòlid, llavors obtenim la mateixa magnetització del sistema, que rep el nom de *magnetització de saturació*. L'efecte de la temperatura és una oposició per arribar a aquesta saturació, així, si augmentem la temperatura, necessitem un camp més intens per arribar a la saturació.

Fins ara només hem tingut en compte l'efecte de la temperatura ja que els moments magnètics dels electrons els hem considerat independents. Això és el que s'esdevé en els sòlids paramagnètics que compleixen la llei de Curie. Per contra, en els anomenats *sòlids magnètics, ferromagnètics o antiferromagnètics*, hi ha una interacció forta entre els moments magnètics dels electrons del sòlid. El fet important és que, per sota d'una determinada temperatura crítica  $T_c$  (temperatura de Curie), els moments magnètics s'ordenen entre si i es disposen de manera paral·lela (ferromagnetisme) o antiparal·lela (antiferromagnetisme). Els sòlids ferromagnètics tenen un moment magnètic net mentre que els antiferromagnètics no el tenen. En ambdós casos l'energia magnètica domina respecte de l'energia tèrmica

\*E. del Barco (Burgos, 1968) és llicenciat en Física per la Universitat de Barcelona i actualment és becari d'investigació en aquesta universitat.

†J. M. Hernández (Barcelona, 1969) és llicenciat en Física per la Universitat de Barcelona i actualment treballa de professor ajudant al Departament de Física Fonamental d'aquesta universitat.

‡J. Tejada (Castejón, 1948) és doctor en Física per la Universitat de Barcelona i actualment és catedràtic de Matèria Condensada d'aquesta universitat.

§R. F. Ziolo (Filadèlfia, 1945) és Senior Researcher Scientist de la Xerox Corporation.

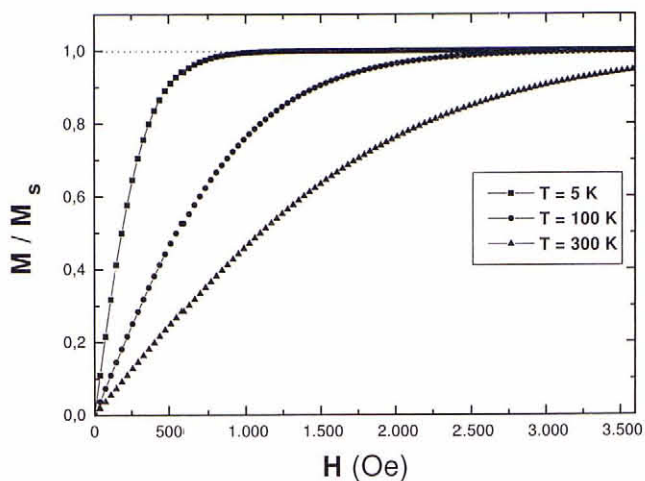


Figura 1: Corbes de magnetització en funció del camp magnètic aplicat a diferents temperatures

i per això hi ha alineament de moments magnètics. La direcció que adopta el moment magnètic net està marcada pel que es denomina *direcció d'imantació fàcil* o *anisotropia magnètica*, que molt sovint coincideix amb els eixos cristal·logràfics del material, és a dir, que depèn del tipus de material que tenim. D'altra banda, els materials ferromagnètics poden mantenir el seu moment magnètic net durant molt de temps i per aquest motiu s'usen, per exemple, com a suport per a l'emmagatzematge de dades. No obstant això, una temperatura elevada pot fer que es perdi aquest moment, com es pot comprovar amb la pèrdua de qualitat de so quan es deixa una cinta magnetofònica al sol. L'objectiu de la indústria de l'enregistrament és l'emmagatzematge de la màxima informació possible en l'espai útil mínim.

### Dominis i anisotropia magnètica

En els sòlids magnètics de mida macroscòpica hi ha els anomenats *dominis*, que són zones de mida micromètrica que tenen moment magnètic definit. Com que hi ha dominis amb moments magnètics orientats en diferents direccions, els sòlids magnètics ens apareixen, molt sovint, com a no magnètics. No obstant això, quan se'ls sotmet a l'acció d'un camp magnètic elevat, tot el sòlid és un sol domini amb el seu moment magnètic orientat segons el camp aplicat. En anul·lar el camp, el sòlid pot continuar mantenint un moment net, malgrat que apareguin alguns dominis, i continuar comportant-se com un imant.

En una partícula ferromagnètica petita (100-1.000 àngstroms) els moments magnètics dels àtoms que la formen estan ordenats paral·lelament entre si formant realment un únic moment magnètic total que actuarà com una entitat pròpia. En aquest cas, la configuració d'energia mínima correspon a la d'un sol domini magnètic. Així doncs, cadascuna d'aquestes partícules és una brúixola de mida nanomètrica amb el moment

magnètic orientat al llarg de l'eix d'imantació fàcil de la partícula. En absència de camp magnètic, el vector moment magnètic té la mateixa probabilitat de ser paral·lel o antiparal·lel a l'eix d'anisotropia perquè l'energia no depèn del sentit del vector. Això no obstant, hem de subministrar energia si volem girar-lo d'un sentit a l'altre, ja que per a això hauríem de treure'l de l'eix. Això es pot il·lustrar mitjançant dos pous d'energia separats per una barrera denominada *barrera d'anisotropia* (figura 2). La barrera d'anisotropia ( $U = KV$ ) és proporcional al volum de la partícula i a la constant d'anisotropia,  $K$ , que és diferent per a cada material. Aquest tipus de partícules amb un sol domini magnètic és el component de les cintes d'enregistrament magnètic. Disposades en un substrat no magnètic, les partícules són magnetitzades individualment cap amunt (*un*) o cap avall (*zero*) i després un lector magnètic (capçal del casset) recuperarà una col·lecció d'uns i de zeros que són la base de la informació que s'ha guardat.

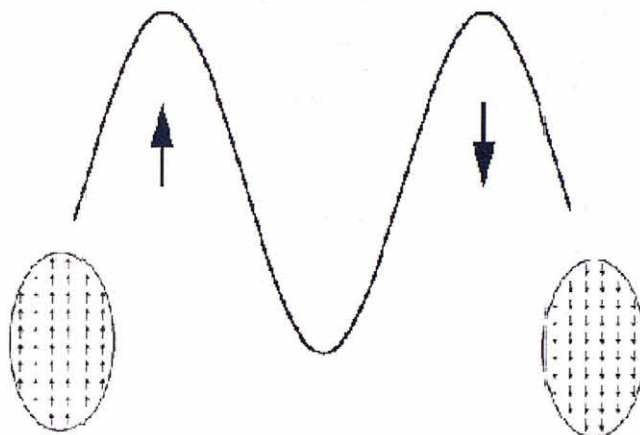


Figura 2: Barrera d'anisotropia entre les dues orientacions possibles del moment magnètic de la partícula. L'eix d'imantació fàcil marca la direcció en la qual s'alineen els moments magnètics individuals per formar el moment magnètic total de la partícula

L'energia necessària per produir un gir del moment magnètic pot ser proporcionada per la temperatura (energia tèrmica) i, com més alta és la temperatura, més alta és la probabilitat que s'esdevingui aquest gir i que es perdi la informació original. A temperatura ambient han de passar anys perquè s'esborri la informació d'una cinta de música bona, no obstant això, si augmentem la temperatura, podem perdre-la en pocs minuts. Quan baixem la temperatura, el temps de permanència de la informació magnètica és cada cop més elevat. Sembla obvi pensar que en absència de temperatura, la informació pot quedar preservada per sempre. Això no obstant, aquest fet no s'esdevé així. El 1988, Eugene M. Chudnovsky de la City University de Nova York, teoritzà que hi podria haver canvis en la magnetització d'un sistema independentment de la temperatura. La seva teoria posava de manifest la possibilitat

d'inversió del moment magnètic fins i tot a temperatura nul·la ( $-273^{\circ}\text{C}$ ). El pas de la barrera d'anisotropia no es produïa per sobre, ja que no hi ha energia suficient, sinó a través d'aquesta. Aquest fenomen es coneix amb el nom d'*efecte túnel magnètic* i va ser descobert en partícules mesoscòpiques per un dels autors (Tejada), a Barcelona el 1991.

## Efecte túnel

L'efecte túnel és la manifestació més espectacular dels fenòmens quàntics. Quànticament hi ha una indeterminació en la posició d'una partícula microscòpica. En altres paraules, un electró d'un metall està en una superposició de dos estats (dins i fora del metall), amb certa probabilitat efectiva de trobar-lo fora, en efectuar un mesurament. En el naixement de la teoria quàntica, un dels seus fundadors, E. Schrödinger, va posar de manifest una paradoxa de la teoria quàntica que s'esdevé en traslladar la superposició de dos estats d'un sistema microscòpic a un de macroscòpic. Aquesta paradoxa és la coneguda paradoxa del gat de Schrödinger, en la qual hi ha la contradicció que un gat dins una capsa tancada pugui estar en la superposició de dos estats alhora (viu i mort). A. Leggett, el 1980, va resoldre la paradoxa atribuint la contradicció a la interacció, la dissipació d'energia entre el gat i la capsa. No obstant això, va deixar les portes obertes per a l'observació d'aquest fenomen en sistemes macroscòpics sense interacció entre l'objecte quàntic i el medi. Chudnovsky recuperà aquesta superposició quàntica en la teoria per a materials magnètics i teoritzà sobre l'efecte túnel del moment magnètic. La superposició dels estats de moment magnètic amb orientacions cap amunt i cap avall, provoca que, en l'instant de mesurar, puguem trobar aquest moment amb qualsevol de les dues orientacions.

Els camins que prengueren els físics experimentals per intentar descobrir l'efecte túnel del moment magnètic van ser dos. Físics d'IBM de York Town cercaren els nivells d'energia associats a la superposició quàntica dels estats spin cap amunt i spin cap avall. Els resultats encara són, actualment, objecte de controvèrsia, ja que no estan d'acord amb les prediccions teòriques. Nosaltres cercàrem l'efecte túnel en els fenòmens de relaxació magnètica, és a dir, cercàrem fenòmens temporals que no depenguessin de la temperatura.

## Processos temporals

Si introduïm o traiem un material ferromagnètic del si d'un camp magnètic, observarem que el seu magnetisme depèn del temps. Aquest fenomen temporal es denomina *relaxació magnètica*, i no és més que l'evolució del sistema cap a l'estat d'equilibri. En el cas, per exemple, d'un sistema de partícules magnètiques, si apliquem el camp magnètic en la direcció cap amunt, disposem el

nostre sistema amb tots els moments magnètics de les partícules orientats en la mateixa direcció (situació de saturació), amb un valor de la magnetització total del sistema  $+M$  (suma de tots els moments magnètics de cada partícula). Si a continuació invertim la direcció del camp magnètic extern, el sistema es relaxarà cap al nou estat d'equilibri, que és l'estat de saturació  $-M$  (tots els moments magnètics de les partícules en sentit cap avall). Si representem gràficament la variació de la magnetització en funció del temps, observarem una dependència lineal amb el logaritme del temps. En la descripció d'aquests processos, se sol utilitzar el que s'anomena *viscositat magnètica*, que es defineix de la magnetització respecte del logaritme del temps. La viscositat ens dona, doncs, una idea de la rapidesa de la relaxació. La viscositat magnètica  $S$  depèn de la temperatura del material. Com més petita sigui aquesta temperatura, més petita serà la viscositat, és a dir, més temps li costarà, al moment magnètic de cada partícula, girar el seu, girar el seu valor i sobrepassar la barrera d'anisotropia. Si repetim l'experiment a temperatures diferents, obtindrem valors diferents de la viscositat, la qual, a baixes temperatures, varia linealment amb la temperatura. Si la temperatura fos molt propera al zero absolut, es podria esperar una viscositat nul·la perquè cap partícula tindria energia suficient per canviar el moment magnètic. En els experiments duts a terme a Barcelona en diferents sistemes de partícules petites, es va poder observar com, a partir d'una temperatura crítica (temperatura de *crossover*), la viscositat es tornava independent de la temperatura (figura 3). Era la primera evidència experimental de l'efecte túnel macroscòpic de la magnetització, que més endavant fou recuperada i repetida per altres grups d'investigació internacionals com ara el de Bernard Barbara, del CNRS de Grenoble, el de J. I. Arnaudas, de la Universitat de Saragossa, o el de M. Sarachick, de la City University de Nova York.

## L'efecte túnel resonant

Després d'aquest descobriment i de la gran repercussió internacional que va tenir, ens fixàrem un objectiu nou: trobar el material que tingués el mateix efecte, però que, a més, tingués totes les partícules idèntiques. Era clar que havíem de *fugir* dels sistemes de partícules i que ens havíem d'endinsar en el món clònic de les molècules magnètiques amb anisotropia alta. La preparació d'aquestes molècules es va fer gràcies a Ron Ziolo de Xerox i al grup del professor Joan Ribas, del Departament de Química Inorgànica de la Universitat de Barcelona, i les mesures físiques les vam fer conjuntament amb M. Sarachick i J. Friedman de la City University de Nova York, i amb J. Bartolomé i F. Luis de la Universitat de Saragossa. La primera molècula que vam estudiar fou la de  $\text{Mn}_{12}$ -acetat, que és una molècula composta per dotze àtoms de manganès disposats de tal manera que vuit

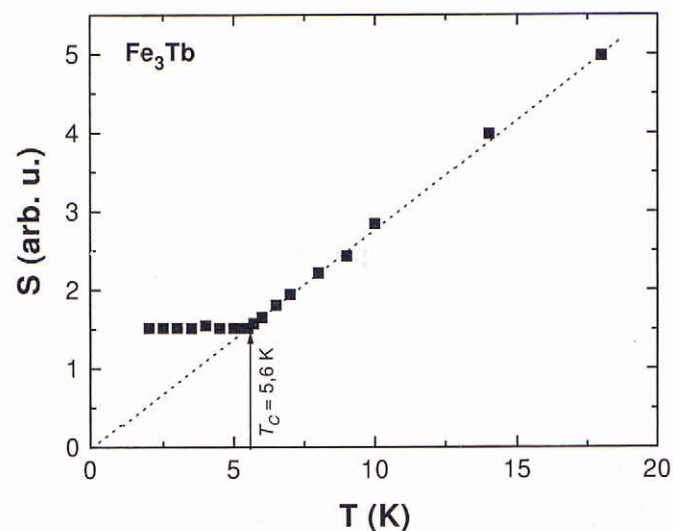


Figura 3: Viscositat magnètica en funció de la temperatura. A temperatures per sota de la  $T_c$ , la viscositat es fa independent de la temperatura

d'aquests àtoms estan a la perifèria i embolcalen els altres quatre, que queden en el centre (figura 4). Els vuit manganesos de l'exterior tenen spin 2 i interacció ferromagnètica, amb la qual cosa estan ordenats entre si, en una direcció determinada (per exemple, cap amunt). Els quatre ions interiors tenen spin  $3/2$ , també amb interacció ferromagnètica, però antiferromagnètica respecte dels exteriors, i queden, així, orientats en direcció oposada (cap avall). Així doncs, tenim una molècula que actua com una entitat de spin  $S = 10$ . El valor del moment magnètic de la molècula és proporcional al producte de l'spin pel magnetó de Bohr ( $\mu_B$ ).

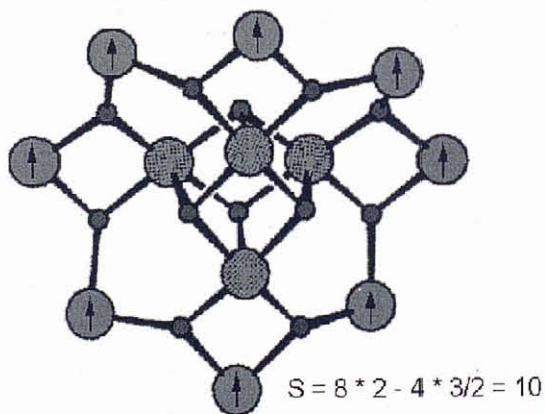


Figura 4: Estructura de la molècula de  $Mn_{12}$ -acetat

Quan ens endinsem en l'estudi d'entitats microscòpiques, com ara el  $Mn_{12}$ -acetat, hem de tenir en compte la teoria quàntica. Una característica important de la matèria, posada de manifest per aquesta teoria, i que és més important com més petites siguin les escales en les quals treballem, és la quantització de l'energia. Aquest fet es tradueix, en el nostre cas, en una quantització dels estats intermedis que pot tenir l'spin de la

molècula entre l'estat cap avall ( $m = -10$  en el  $Mn_{12}$ -acetat) i l'estat cap amunt ( $m = 10$ ) (figura 5). En un sistema clàssic (gran), el vector moment magnètic pot recórrer totes les posicions infinites, respecte de l'eix d'imantació fàcil, des d'amunt fins avall. En canvi, en un sistema quàntic (petit), el vector spin només pot recórrer algunes posicions entre ambdues direccions. En el cas d'una molècula spin 10, com ara el  $Mn_{12}$ -acetat, aquestes posicions són  $2S + 1 = 21$ . Aquest sistema el podem representar amb dos pous de potencial separats per una barrera d'anisotropia, igual que el que feiem amb les partícules de mida nanomètrica. No obstant això, hem de tenir en compte els estats discrets de la posició del vector spin en el seu recorregut. Aquest fet es representa amb diversos nivells (fileres), que representen l'energia corresponent a cada projecció del vector spin sobre el denominat *eix de quantització*, que en el nostre cas coincideix amb l'eix d'imantació fàcil de la molècula. Si tenim spin 10, tenim 21 valors d'energia de les projeccions, que van des del -10 fins al +10, passant pel -9, -8, -7, etc. Els nivells superiors tenen energia màxima i, per tant, són més estables. Els estats del fons dels pous, el -10 i el +10, són els més estables de tots. Aquests són els estats als quals tendirà a posar-se l'spin de cada molècula en absència de forces externes que variïn aquesta situació, com ara les produïdes per la temperatura i pel camp magnètic.

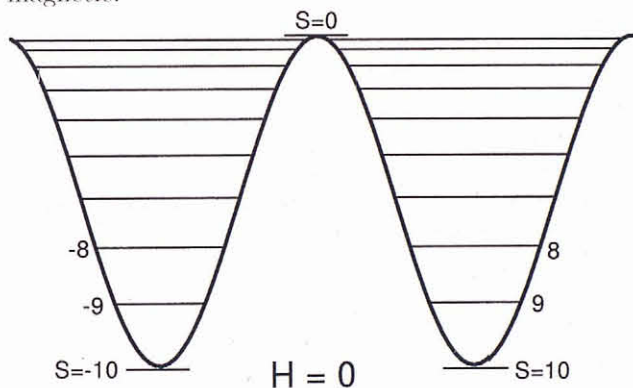


Figura 5: Representació de l'estructura de nivells corresponent a les  $(2S + 1) = 21$  orientacions de l'spin del  $Mn_{12}$ -acetat

En absència de temperatura, totes les molècules estan en els estats més baixos a un costat i a l'altre de la barrera. A mesura que s'augmenta la temperatura es van poblant estats excitats, és a dir, l'spin adopta altres orientacions respecte de l'eix d'anisotropia. Com més alta sigui l'energia tèrmica, més excitats són els nivells poblats i més fàcil ho tindrà l'spin per canviar el seu sentit, per saltar la barrera. Quan apliquem un camp magnètic en un dels sentits (per exemple, el positiu) els nivells corresponents a les projeccions positives de l'spin són afavorits i minimitzen la seva energia respecte de les projeccions negatives. Això es tradueix en una

davallada del pou positiu en detriment del pou negatiu, amb una disminució efectiva de la barrera que senten els estats del pou negatiu. Si ara invertim el camp magnètic, la situació és la recíproca, és a dir, el pou negatiu davalla i el positiu puja. Les molècules giraran els moments magnètics fins a arribar a l'equilibri amb una magnetització neta negativa. En aquest cas el procés de la relaxació magnètica segueix una llei exponencial perquè, com que totes les molècules són idèntiques, la barrera d'energia és la mateixa per a totes.

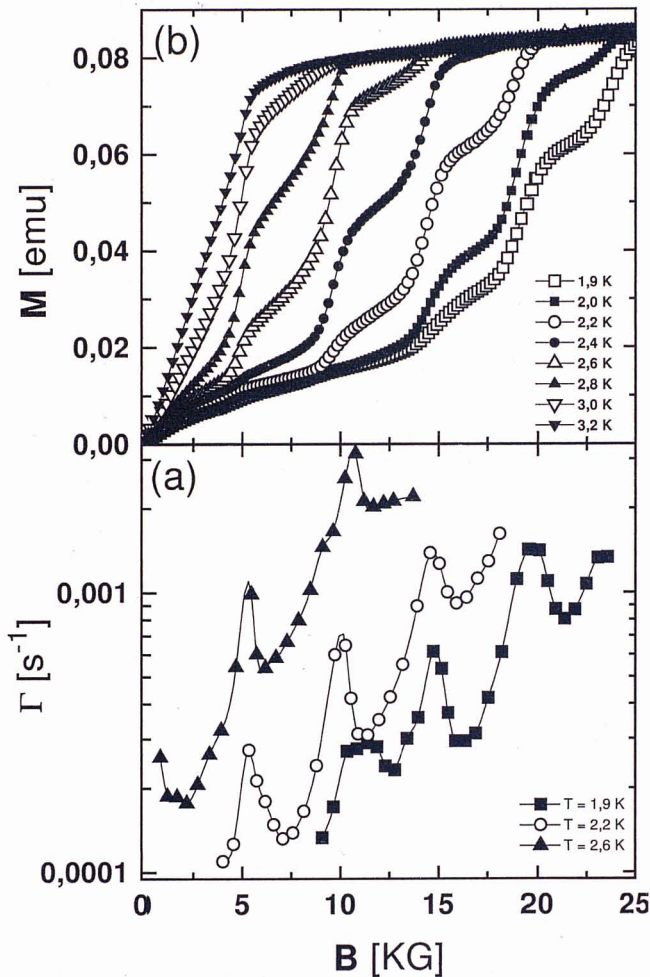


Figura 6: Mesures experimentals del  $Mn_{12}$ -acetat, on s'observen els salts en la magnetització (B) i en el temps de relaxació (A)

### El primer cicle quàntic d'histèresi en la història del magnetisme

La peculiaritat que trobem en aquest sistema es manifesta en el comportament de la magnetització en funció del camp magnètic aplicat. Quan mesurem la magnetització del sistema mentre es varia el camp magnètic, esperem, en principi, trobar un augment d'aquesta cap a un valor de saturació del mateix tipus que el que mostrava qualsevol material ferromagnètic, i que s'ha indicat en la figura 1. No obstant això, en l' $Mn_{12}$ -acetat observarem que la magnetització augmentava més del que

és normal per a determinats valors de camp magnètic. Vam poder observar uns salts sorprenents en la corba de magnetització que no tenien explicació coneguda (figura 6). Ben aviat ens cridà l'atenció un fet interessant del fenomen: tots els salts apareixien, a totes les temperatures, per als mateixos valors equiespaiats del camp magnètic. L'increment del camp corresponent a la distància entre salts era d'uns 4.600 gauss (unitat de mesura de camp magnètic en el sistema internacional). El centenari cicle d'histèresi deixava, per primer cop, de ser continu.

Ja hem comentat abans que, en aplicar el camp magnètic, els pous d'energia es desplacen respecte de si mateixos i queden desalineats els nivells a ambdós costats de la barrera. No obstant això, si continuem augmentant el camp aplicat, arriba un moment en el qual els nivells a ambdós costats de la barrera coincideixen novament (figura 7). A més a més, quan s'esdevé això, tots els nivells coincideixen alhora i el canvi de sentit del moment magnètic es pot fer, per sota de la barrera, entre nivells amb la mateixa energia. Aquest fenomen ha estat denominat *efecte túnel ressonant de la magnetització*. Fins i tot quan no hi ha temperatura suficient en el sistema per passar per damunt de la barrera, el gir del moment magnètic es pot produir travessant la barrera quànticament, i la probabilitat que es produeixi aquest salt quàntic és màxima quan els nivells a ambdós costats de la barrera posseeixen la mateixa energia. Imaginem que partim de l'estat no magnetitzat en el qual els pous tenen la mateixa energia i que comencem a aplicar el camp. Observarem que la magnetització de la mostra augmenta a mesura que el camp canvia com a conseqüència del desnivellament dels dos pous. És a dir, comença a haver-hi més molècules amb el moment magnètic paral·lel al camp com a conseqüència dels salts clàssics del moment magnètic per damunt de la barrera. Quan el camp magnètic és tal que els nivells a un costat i a l'altre de la barrera coincideixen (ressonància), la probabilitat d'efecte túnel s'incrementa sobtadament i l'spin canvia la seva direcció i travessa la barrera, amb la qual cosa s'accelera el procés de relaxació. Com que aquest procés es produeix simultàniament en moltes molècules, la magnetització del sistema experimenta un increment notable per a aquests camps i es fa visible el canvi quàntic. Aquest procés es repeteix quan es va augmentant el camp més i més, fins a arribar a la saturació, moment en el qual totes les molècules han alineat els seus moments en la direcció del camp magnètic.

La probabilitat d'efecte túnel augmenta en pujar de nivell en el pou. Els nivells superiors són els que tenen una probabilitat més alta, i els inferiors, més baixa. D'altra banda, els nivells superiors estan molt poc poblats tèrmicament, ja que són d'energia major i, per tant, menys estables. Hi ha una compensació entre la

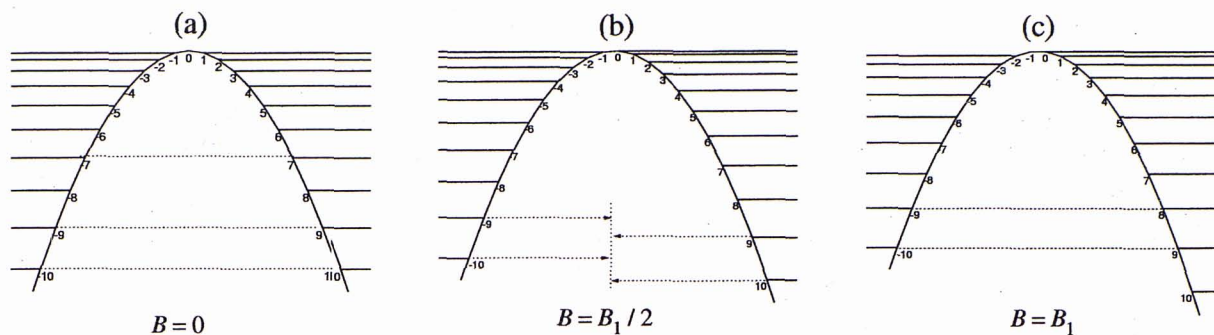


Figura 7: Efecte del camp magnètic sobre l'estructura de nivells del  $Mn_{12}$ -acetat. Els nivells coincideixen a camp zero i tornen a coincidir amb el primer camp de ressonància

major facilitat de pas a través de la barrera per als nivells més energètics i la menor població d'aquests. Aquest fet, descobert pel nostre grup l'any passat, indica que l'efecte túnel ressonant només es produeix per activació tèrmica. Si no tinguéssim energia tèrmica suficient per poblar nivells superiors dels pous, no es podria produir aquest fenomen, ja que la probabilitat d'efecte túnel per als nivells inferiors és molt baixa. Aquest comportament ens permet sintonitzar amb el camp magnètic i la temperatura per quin nivell es realitza l'efecte túnel, i obre importants portes al futur de la utilització d'aquest tipus de materials en aplicacions diferents.

### Efecte túnel ressonant macroscòpic

Després del descobriment d'aquest fenomen nou en materials constituïts per molècules macroscòpiques, ens demanem per què no podem observar el mateix en partícules de spin macroscòpic, com ara la ferritina.

La dificultat d'observar aquest tipus de fenomen tan fi en sistemes com ara la ferritina rau en el fet que en aquest cas les partícules no són iguals entre si, amb la qual cosa l'spin tampoc no ho és. A més a més, en la ferritina, les partícules estan orientades a l'atzar. Això, afegit al fet que l'spin de la ferritina és de l'ordre de 100 (els nivells dels pous estan molt junts), fa que quan el camp alinea els nivells d'una de les partícules, els de l'altra puguin estar desalineats. Mentre que en una partícula es podria produir l'efecte túnel ressonant, en altres es necessitaria un altre valor de camp perquè es produís. En definitiva, els salts en la magnetització serien tan amples que es confondrien amb la mateixa corba de magnetització.

Haviem de cercar un altre mètode per trobar l'efecte ressonant. Sabíem que, sense camp magnètic aplicat, tots els nivells en totes les partícules coincideixen a un costat i a l'altre de la barrera. Per això havíem de treballar amb algun mètode que ens ajudés a discernir el que passava per a valors petits del camp magnètic.

Ens animà en la nostra tasca el fet de saber que, dos anys abans, S. Gider i J. R. Friedman havien descobert una anomalia en el comportament de la *temperatura de bloqueig* amb el camp magnètic que no tenia explicació amb les teories conegudes. La temperatura de bloqueig apareix com un paràmetre característic en

un mètode utilitzat freqüentment en la caracterització magnètica de partícules petites. Aquest mètode es denomina ZFC, de l'anglès *zero field cooled* (refredament a camp zero). Consisteix a posar la mostra a temperatura ambient sense aplicar cap camp magnètic i, tot seguit, refredar-la fins a una temperatura pròxima al zero absolut. El moment magnètic de cada partícula no tindrà una orientació privilegiada, ja que no hi ha camp aplicat en cap direcció i la magnetització total de la mostra serà nul·la. Un cop fet això, s'aplica un camp magnètic petit i es comença a pujar la temperatura. Al principi, quan la temperatura és baixa, les partícules que tenien el seu moment magnètic orientat de manera oposada al camp aplicat tendeixen a girar-lo per minimitzar l'energia. No obstant això, no totes ho poden fer. Només els moments de les partícules més petites poden saltar la barrera d'anisotropia i orientar-se en la direcció del camp (hem de recordar que la barrera d'anisotropia és més gran com més gran és la partícula). Així doncs, a temperatures baixes, la magnetització mitjana serà petita ja que només hi contribueixen un nombre petit de partícules. A mesura que augmentem la temperatura, la magnetització mitjana augmenta perquè l'energia tèrmica, cada cop més alta, ajudarà al fet que partícules cada cop més grans puguin girar el moment magnètic per alinear-se amb el camp aplicat. Així, la magnetització continuarà augmentant fins que s'entri en el règim supermagnètic i l'evolució de la magnetització del sistema segueixi la llei de Curie. En aquest rang de temperatures és on l'energia tèrmica es torna dominant respecte de l'energia d'anisotropia, i els moments magnètics de les partícules es comporten com si fossin lliures. En aquestes temperatures la magnetització de la mostra tindrà un comportament decreixent amb la temperatura, inversament proporcional a aquesta (figura 8). La temperatura corresponent al màxim de magnetització es denomina *temperatura de bloqueig*, i correspon a la temperatura mitjana, per sota de la qual estan bloquejats la majoria dels moments magnètics de les partícules.

Si repetim el mateix procés, però amb un camp més elevat, esperem trobar una disminució de la temperatura de bloqueig. Com hem exposat abans, el camp magnètic redueix la barrera d'anisotropia, així doncs, de mitjana, es necessita menys temperatura per alli-

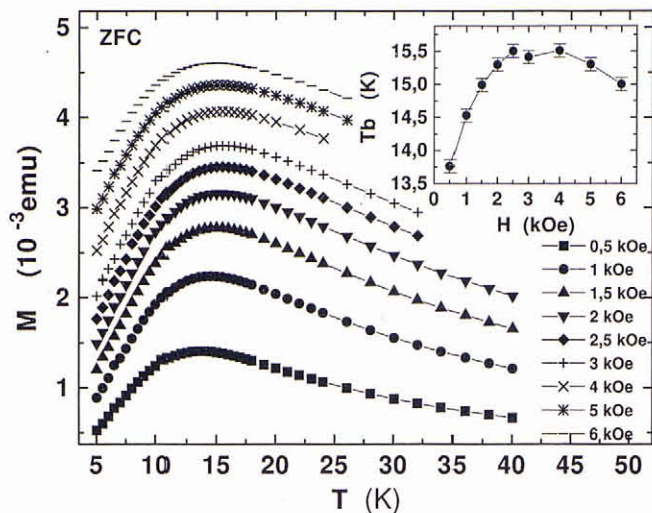


Figura 8: Corbes experimentals de la magnetització ZFC. S'observa el comportament anòmal de la temperatura de bloqueig amb el camp magnètic fins a camp 3.000 Oe, on  $T_B$  augmenta

berar els moments magnètics dels pous d'anisotropia. Doncs bé, en els experiments duts a terme amb aquest mètode sobre la ferritina natural, inesperadament, s'esdevé el contrari. La temperatura de bloqueig augmenta a mesura que augmenta el camp magnètic, com es pot veure en el gràfic inserit de la figura 8. No obstant això, aquest fenomen estrany només s'observa en la proximitat del camp zero. Arriba un moment en el qual la temperatura torna a decreïxer amb el camp magnètic. Això s'esdevé normalment al voltant dels 3.000 oersteds (unitat de mesura del camp magnètic en el sistema cegesimal).

L'explicació d'aquest comportament anòmal la tinguérem clara després d'observar els fenòmens de l'efecte túnel ressonant en el  $Mn_{12}$ -acetat. Hauria de passar el mateix amb la ferritina. Si els moments magnètics de les partícules no tenen energia tèrmica suficient per saltar la barrera, la temperatura de bloqueig serà alta, si no és que poden saltar la barrera en un nivell inferior gràcies a l'efecte túnel. La barrera efectiva que sentirien en aquest cas seria òbviament més petita que la barrera total (corresponent a l'anisotropia); per tant, es necessitaria menys temperatura per invertir l'orientació i la temperatura de bloqueig seria més petita que l'esperada. L'explicació de per què només s'observa un augment de la temperatura de bloqueig amb el camp magnètic per a valors petits d'aquest, també la teníem clara. Com sabíem pel cas del  $Mn_{12}$ -acetat, l'efecte túnel ressonant només es produïa quan els nivells dels pous estaven alineats i coincidien en energia. Aquest fet s'esdevenia per a certs valors de camp magnètic equiespaiats, un dels quals era el zero. En el cas de la ferritina s'esdevé el mateix a camp zero, totes les partícules tenen els nivells alineats. No obstant això, el valor de camp següent amb el qual hi ha ressonància ja no és el mateix per a totes les partícules del sistema, a causa de la diferència de

dimensions que hi ha.

## Viscositat magnètica

Això no obstant, necessitàvem corroborar la nostra explicació d'aquest fenomen amb mesures experimentals directes de la ressonància a camp zero, de manera que fos inqüestionable enfront d'altres explicacions. La solució va arribar novament de la relaxació magnètica. Recordem que en el procés de relaxació magnètica, en l'evolució des d'un estat d'equilibri (que correspon a un camp magnètic aplicat) fins a un altre de diferent (al qual s'arribarà després d'un temps de canviar el camp), el paràmetre característic és la viscositat magnètica. Aquesta ens indica amb quina rapidesa es produeix el procés de relaxació magnètica, rapidesa que està directament relacionada amb l'energia disponible perquè les partícules del sistema puguin girar el moment magnètic en el sentit del camp aplicat, i superar així la barrera d'anisotropia. Per a una temperatura donada, sabem que la barrera és més petita com més gran és el camp magnètic aplicat. D'aquesta manera, podem assegurar que, si en el procés no intervé el fenomen de pas per un nivell inferior de la barrera per efecte túnel, la rapidesa (és a dir, la viscositat) disminuirà a mesura que disminuïm el camp magnètic. Si, per contra, en el procés hi ha efecte túnel, aquest accelerarà la relaxació i farà que augmenti corresponentment la viscositat magnètica. Si, com esperem, hi ha efecte túnel ressonant a camp zero, la viscositat hauria d'augmentar sobtadament en les proximitats del camp zero.

Les mesures que hem fet enguany (1998), a Barcelona, corroboren indiscutiblement aquest fenomen (figura 9). Hem pogut comprovar l'augment de la viscositat quan ens apropem al valor de camp nul. Les mesures s'han efectuat a diverses temperatures. Les més baixes no mostren aquest fenomen. Lluny d'enterbolir el descobriment, aquest fet corrobora les afirmacions que, ara fa sis anys, va exposar un dels autors (Tejada) amb referència al fet que, per sota de 3° Kelvin, l'efecte túnel s'esdevenia en l'estat fonamental de la ferritina, ja que no hi havia temperatura suficient per poblar nivells superiors. En el nivell fonamental la superposició d'estats es destrueix per a variacions petitíssimes de les energies dels nivells a ambdós costats de la barrera. Per això, un camp de l'ordre de 100 Oe (primer punt de la nostra mesura) és suficient per rompre la ressonància. Això es tradueix, en el nostre cas, en el fet que la pujada de la viscositat s'ha de produir per a valors molt més pròxims a zero que 100 Oe. Això no obstant, quan la temperatura és més alta, es poden poblar nivells superiors, i l'efecte túnel es produeix per un nivell superior. El camp que necessiten aquests nivells perquè el desalineament sigui suficient per rompre la ressonància és d'uns 600 Oe, aproximadament. Aquest camp coincideix amb els mínims de viscositat magnètica detectats en el nostre

experiment i que estan reflectits en la figura 9. Podem parlar de la primera evidència experimental directa de l'efecte túnel ressonant de la magnetització en un sistema macroscòpic.

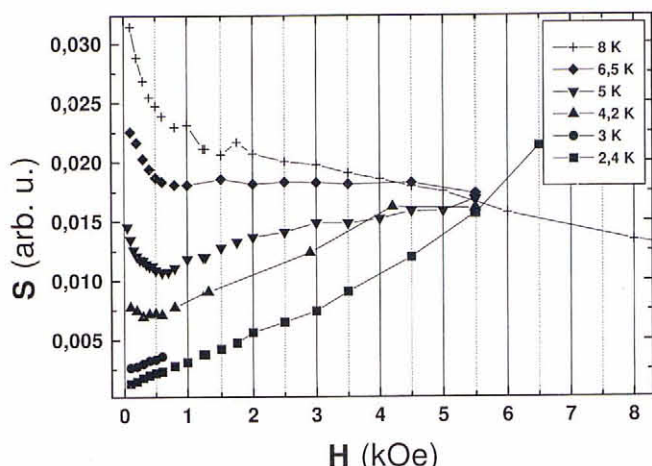


Figura 9: Viscositat de la ferritina en funció del camp magnètic. S'observa el creixement de la viscositat en les proximitats de camp zero absolut a causa de l'efecte túnel ressonant

## Perspectives de futur

Actualment estem treballant en col·laboració amb J. M. Ruíz, de l'Institut de Ciències de la Terra de Granada (CSIC), en la preparació de cristalls de ferritina en els quals totes les partícules siguin idèntiques. El nostre objectiu és trobar aquest mateix fenomen en materials amb partícules de spin macroscòpic. Per a això necessitem que totes les partícules tinguin el mateix volum i el mateix valor de spin. A més a més, les partícules han d'estar igualment orientades en una direcció única, perquè el camp magnètic aplicat tingui el mateix efecte en totes. Pensem que totes aquestes peculiaritats les podem trobar en un monocristall sintetitzat a través de la ferritina natural. D'aquesta manera esperem observar l'efecte túnel ressonant en tots els camps magnètics en els quals es produeix. Això és d'importància vital en una de les aplicacions més prometedores que deixa entreveure aquest fenomen: la computació quàntica.

## Computació quàntica

La lògica que utilitzen els ordinadors actuals és binària. En una cinta magnètica es magnetitzen actualment zones que inclouen diverses partícules. Segons com estigui magnetitzada cada zona, en una direcció o en una altra, un lector podrà enregistrar un *zero* o un *u* quan passi per aquesta zona. Les expectatives de miniaturització de la informàtica passen pel fet que l'entitat base de l'enregistrament sigui una única partícula, magnetitzada en l'un o l'altre sentit. D'aquesta manera es poden emmagatzemar grans quantitats d'informació en espais molt reduïts.

A mesura que el progrés demana un descens en l'escala de longituds per a l'emmagatzematge, és més evident que haurem de tenir en compte els efectes quàntics que comencen a manifestar-se en contra dels nostres propòsits. Sabem que quan la partícula que serveix com a substrat en un bit d'informació és petita, necessitem baixar la temperatura per evitar la pèrdua de la informació per efecte túnel. Sabem que, encara que poguéssim anul·lar la temperatura, els efectes quàntics sobreviuen. És un problema realment? Pot la quàntica posar límits a la mida mínima que podem usar per guardar informació? Per als ordinadors que utilitzin la lògica binària hem d'afirmar que, efectivament, és així. Malgrat tot, això no s'esdevindria en un ordinador quàntic.

Un ordinador quàntic operaria amb lògica quàntica. Les partícules, a causa de l'efecte túnel, es trobarien en la superposició dels estats clàssics (amunt) i (avall). Realment, els estats base de la lògica quàntica serien la superposició [amunt+avall] i [amunt-avall], que ja han estat batejats amb el nom de *qbits*. Només en mesurar, el sistema interaccionarà amb l'aparell de mesura (lector magnètic) i la superposició col·lapsaria, i donaria com a resultat de la mesura un dels antics estats quàntics (amunt) o (avall), amb la mateixa probabilitat.

El Mn<sub>12</sub>-acetat sembla que és un bon candidat per a l'inici d'aquesta tecnologia. El problema actualment rau en el fet que és impossible construir un lector que sigui capaç de llegir molècules tan petites. D'altra banda, en el cas que fos possible, es dubta de la seva rapidesa. Si aconseguíssim obtenir el mateix amb la ferritina, on les partícules són molt més grans, o amb altres materials semblants, no hi ha cap dubte que es facilitaria considerablement el camí de la construcció del desitjat ordinador quàntic.

Les aplicacions que s'atribueixen al possible ordinador quàntic són nombroses. Tindria una capacitat enorme per a la descomposició de nombres primers. Serviria per generar nombres aleatoris reals, i no simulats per un algorisme, com es fa actualment. Acceleraria enormement, evitant els processos de prova i rebuig, els programes de simulació numèrica utilitzats en una gran part de les branques d'investigació, tant en les enginyeries (fluids, aerodinàmica, etc.) com en les ciències bàsiques (física, química, matemàtiques, etc.).

## Referències

- CHUDNOVSKY, E. M. i TEJADA, J., *Macroscopic Quantum Tunneling of the magnetic moment*, Cambridge University Press (Cambridge, 1997).  
 FRIEDMAN, J. R., SARACHIK, M. P., TEJADA, J. i ZIOLO, R. F., *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 3830 (1996).  
 HERNÁNDEZ, J. M. et al., *Phys. Rev.*, **B55**, 5858 (1997).  
 TEJADA, J., ZHANG, X. X., BARCO, E. del i HERNÁNDEZ, J. M., *Phys. Rev.*, **79**, 1754 (1997).