
El electrón en la materia condensada

Juan Manuel Rojo

Arbor CLVIII, 622 (Octubre), 229-244 pp.

Se lleva a cabo una discusión sobre las características de los estados de los electrones en la materia condensada. Se analizan tres propiedades importantes de dichos estados: 1) el canje entre electrones, responsable del magnetismo, con énfasis en sistemas de interés actual como aglomerados pequeños y materiales amorfos; 2) el apareamiento entre electrones con una nota sobre la superconductividad a alta temperatura y 3) el túnel de electrones, mostrándose algunos ejemplos recientes de la aplicación del túnel al estudio a escala atómica de fenómenos de superficie.

Introducción: los electrones en los sólidos

Hace cien años, J.J.Thompson descubría el electrón, abriendo el camino a la identificación del conjunto de partículas que hoy día consideramos *elementales*. Aunque este conjunto es numeroso, el electrón adquiere una importancia singular por el hecho de ser uno de los elementos constitutivos básicos de la materia que nos rodea. En efecto, desde el año 1911 en que Rutherford propuso por primera vez el modelo atómico de la materia, sabemos que —al menos en esta región del universo— los ladrillos básicos del edificio (los átomos) responden todos a un mismo esquema: un núcleo formado por protones positivos y neutrones que ocupan sólo una cienmilésima del volumen total, pero que contiene prácticamente toda la masa, y unas nubes *electrónicas* que ocupan la casi totalidad del espacio pero contribuyen a menos de una milésima de la masa. ¿Cómo se modifican estos átomos al

pasar de estar aislados, por ejemplo en un vapor de sodio, a formar parte de un trozo de metal sodio? La respuesta a esta pregunta constituye, en último término, el objetivo central de la denominada Física de la Materia Condensada (FMC) ¹ y ya en 1942 el texto pionero de Seitz ² proporcionaba la idea correcta: los núcleos y los electrones pertenecientes a capas internas cerradas de los átomos no experimentan cambios significativos en el paso de vapor a sólido, estos electrones continúan *ligados* a su núcleo específico; en cambio, los electrones más externos (que corresponden, la mayoría de las veces, a los electrones de valencia) sufren transformaciones sustanciales pasando a ser *itinerantes*, compartidos comunitariamente por todos los núcleos del cristal. Esta reestructuración de las funciones de onda de los electrones itinerantes, con la disminución de energía que conlleva, es la responsable de la aparición de la cohesión, y en último término de la formación de los sólidos.

Un sistema físico de estas características es sin duda muy complejo. Baste pensar que en un centímetro cúbico de un metal existen aproximadamente 10^{23} núcleos y un orden de magnitud comparable de electrones *itinerantes*, todos ellos interactuando entre sí. No cabría esperar que las funciones de onda de los electrones de un sistema tal tuviesen el más mínimo parecido con la de un electrón libre. Sin embargo, una de las características más maravillosas de los sólidos es que, a pesar de esa gran complejidad, muchas de sus propiedades pueden entenderse basándose en un esquema extraordinariamente sencillo: el modelo *de un electrón*. En este modelo, el sistema de 10^{23} partículas antes aludido queda reemplazado por algo tan simple como un solo electrón moviéndose en un potencial periódico. Una consecuencia inmediata de este modelo es que los niveles electrónicos, muy estrechos en los átomos, se ensanchan, dando lugar a bandas continuas de energía, así como a intervalos prohibidos (en inglés, el *gap*) en los que no pueden existir estados electrónicos. Gracias a una ingeniosa combinación de teoría y experimento, en la actualidad conocemos con bastante precisión la estructura de bandas de la mayoría de los sólidos de interés. Con su ayuda pueden describirse fenómenos tan importantes como la distinción entre conductores y aislantes, las propiedades ópticas de los sólidos o incluso cuestiones tan de actualidad como los pozos cuánticos o los láseres de semiconductor. Quizás lo más asombroso de este modelo sea que funcione tan correctamente cuando desprecia en buena medida algo tan importante como las interacciones electrón-electrón que es de esperar sean fundamentales entre electrones itinerantes ³. Fue Landau ⁴, quien primero proporcionó un argumento para justificar este

hecho: su teoría del líquido de Fermi explica cómo las excitaciones de un sistema de electrones en interacción pueden describirse en términos de partículas cuasi-independientes. Las ideas anteriores son fundamentales porque siendo sencillas, nos sirven de fundamento y guía para entender los principios básicos que subyacen en la descripción de la materia condensada ⁵. Una última cuestión fundamental es la de preguntarse donde se encuentra el límite entre física atómica y física de la materia condensada, o en otras palabras ¿Cuántos átomos se necesitan para formar un sólido? Muy recientemente se ha podido responder a cuestión tan fundamental mediante medidas de fotoemisión en aglomerados de unos pocos átomos ⁶, en las que se detecta cuando los electrones se disponen en bandas en vez de en niveles atómicos estrechos; curiosamente el número de átomos no es muy elevado, a veces inferior a una docena.

A pesar de la importancia de conocer bien estos principios básicos, no se puede olvidar que la naturaleza es increíblemente diversa y para poder explorar esta diversidad de la materia hasta sus últimas consecuencias (tanto de aumento del conocimiento como de aplicaciones prácticas) se requieren cada vez técnicas experimentales más ingeniosas y procedimientos teóricos más eficaces con los que explorar sistemáticamente los materiales de interés. Mucha de la enorme actividad actual de la FMC tiene esta finalidad.

Además de esta cuestión fundamental de la aparición de nuevos estados deslocalizados, los electrones de un sólido poseen otras propiedades especiales, que se traducen en la aparición de fenómenos singulares, a veces hasta espectaculares. A algunos de ellos voy a referirme con motivo de la celebración actual. Discutiré brevemente tres ejemplos en los que el énfasis se produce respectivamente en el espín del electrón, en la formación de pares y en el túnel de electrones.

Canje entre electrones

Aunque la existencia de imanes es conocida desde la antigüedad, la explicación básica del origen del magnetismo en la materia tuvo que esperar a la llegada de la mecánica cuántica. En efecto, un cálculo trivial muestra que el ferromagnetismo a temperatura ambiente no puede ser debido a la interacción electromagnética clásica entre los momentos magnéticos asociados a los átomos del metal, que sería órdenes de magnitud más débil y que además tendería a orientar los momentos antiparalelamente. ¿Dónde debemos buscar el origen de esta

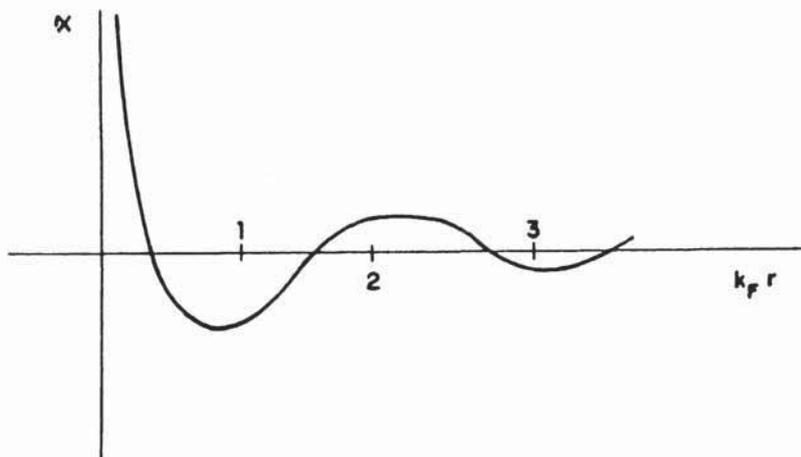
interacción *muy intensa* entre espines, responsable en último término del ferromagnetismo?

Como es bien sabido el electrón es un fermión de espín 1/2 y los sistemas de muchas partículas de este tipo en interacción presentan una propiedad singular de antisimetría: la función de onda *total* del sistema se multiplica por -1 cuando se intercambian las posiciones de dos de dichas partículas. Como la función de onda total es el producto de una parte espacial por una parte dependiente solo del espín, es evidente que una modificación en la disposición de los espines del sistema se traducirá en una modificación de la parte espacial de la función de onda. Por consiguiente, las energías correspondientes a la repulsión coulombiana electrostática de los dos electrones tienen un valor distinto en las diversas configuraciones de espín, y la diferencia entre dichas energías tiene el orden de magnitud adecuado para justificar el ferromagnetismo. Podemos decir, pues, que la energía depende de la orientación relativa de los espines; a esta energía se le llama energía de *canje*. El caso elemental más conocido es el de la molécula de hidrógeno, H_2 : es fácil demostrar que de las dos disposiciones posibles de los dos espines electrónicos de dicha molécula, la antisimétrica $\uparrow\downarrow$ tiene menor energía que la simétrica $\uparrow\uparrow$. A nivel intraatómico las energías involucradas son las responsables de la regla de Hund que, como es bien sabido, tiende a orientar paralelamente los espines de las capas electrónicas con menos del 50% de ocupación.

El razonamiento anterior es impecable desde un punto de vista general, pero deja abiertas algunas incógnitas. Por ejemplo, ¿por qué a temperatura ambiente, de todos los elementos de la tabla periódica solamente tres de ellos —el hierro, el cobalto y el níquel— son ferromagnéticos?. Esta pregunta parece sencilla pero su contestación ha desafiado a lo largo de la historia a algunas de las mentes más brillantes de la física⁷. El problema estriba en que no es posible calcular de forma realista el canje en un sólido y las distintas estimaciones difieren incluso cualitativamente. Entre otras razones, complica la situación el hecho de que los electrones 3d se comportan ora como si estuviesen localizados ora como si fuesen itinerantes. Hoy día se considera que el canje directo entre electrones localizados en distintos átomos es demasiado débil y se piensa que es el canje indirecto entre electrones s y d el responsable en los metales 3d del ferromagnetismo. El modelo más utilizado es el que se deriva de la denominada interacción RKKY⁸: en el seno de un gas de electrones un espín \uparrow situado en el origen polariza el gas de electrones de forma oscilante, de manera que un segundo electrón situado a una distancia

r tenderá a colocar su espín \uparrow o \downarrow dependiendo de dicha distancia (Fig. 1). La aplicación cuantitativa de la interacción RKKY a sistemas concretos se enfrenta, no obstante, a difíciles problemas y, como se dijo antes, es dudoso que se pueda asegurar una respuesta a la pregunta anterior.

FIGURA 1. La interacción RKKY. La gráfica muestra la susceptibilidad, como respuesta de la polarización de espín, en función de la distancia a un espín \uparrow situado en el origen



Con la interacción RKKY es posible describir cualitativamente el comportamiento de sistemas exóticos, como por ejemplo los *vidrios de espín*. No obstante, su aplicación cuantitativa dista aún de ser satisfactoria. Tomemos, por ejemplo el caso de las multicapas magnéticas, que tan enorme interés despiertan actualmente por sus posibles aplicaciones en tecnología de almacenamiento de información. Se trata típicamente de capas alternadas periódicamente de un material ferromagnético (p.ej. cobalto) y otro que no lo es (p.ej. cobre), siendo cada capa de unas pocas distancias atómicas de espesor. Desde que hace ahora diez años el grupo de Fert descubrió⁹ la magnetoresistencia gigante en multicapas con acoplo antiferromagnético entre las capas del material magnético y que se puso de manifiesto que el citado acoplo era ferro o antiferromagnético en función del espesor de la capa no-magnética, se han sucedido infinidad de estudios, tanto para descubrir nuevos comportamientos como para tratar de explicar los datos existentes. Aunque la interacción RKKY parece poder justificar

cualitativamente, la alternancia ferro-antiferro, los cálculos cuantitativos efectuados en sistemas concretos no parecen dar buena cuenta de la compleja fenomenología¹⁰. Por ejemplo, mientras la interacción RKKY prevé alternancias de signo cada 2-3 Å de separación, los experimentos arrojan valores típicos unas cuatro veces superiores.

Los casos anteriores muestran la sensibilidad del comportamiento magnético a pequeñas variaciones del entorno atómico. Otro ejemplo importante lo constituyen los materiales amorfos, de tan gran importancia práctica en tecnologías magnéticas, ya que en estado amorfo es posible obtener propiedades magnéticas singulares inalcanzables en cristales. La fenomenología de comportamiento magnético es aquí también muy rica y no es fácil encontrar principios generales que permitan explicar las diferentes situaciones. Tomemos como ejemplo la reciente observación de un metal ferromagnético (níquel) puro en fase amorfa¹¹, en el que las medidas magnéticas efectuadas proporcionan un momento magnético por átomo de $0,36 \mu_B$ (a comparar con $0,61 \mu_B$ en el cristal); baste señalar que distintos cálculos teóricos previos en níquel amorfo estimaban valores para el citado momento magnético que iban desde cero hasta valores superiores a los del cristal.

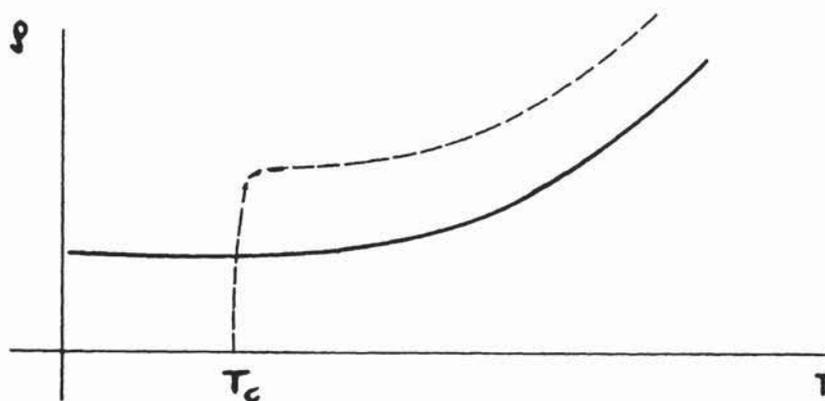
El magnetismo es un ejemplo de fenómeno cooperativo y hemos recalado la importancia del entorno local de los átomos magnéticos involucrados. Un último ejemplo lo constituye el análisis de los efectos relacionados con la dimensionalidad de dicho entorno. Así, recientemente se ha constatado¹² que para que un aglomerado de átomos de hierro adquiera un valor del momento magnético por átomo similar al del volumen se requieren del orden de 500 átomos. Asimismo es interesante preguntarse qué ocurre si dicho entorno es bidimensional o incluso de una dimensión. Hoy día se dispone de técnicas capaces de dar información del magnetismo de las primeras, o incluso de solo la primera, capas de la superficie. Con los datos obtenidos se han propuesto la existencia de «capas muertas», sin ferromagnetismo, en las primeras capas de algunos materiales ferromagnéticos o disminuciones de la temperatura de Curie en materiales magnéticos de unas pocas atómicas capas de espesor¹³.

Estos ejemplos muestran la complejidad del comportamiento de un conjunto de electrones en un sólido, particularmente cuando la interacción entre sus espines es el factor a considerar. Es probable que el creciente interés en multicapas, nanoestructuras y amorfos conduzca a nuevos planteamientos, quizás capaces de sistematizar de forma intuitiva la importancia relativa de las distintas contribuciones.

Electrones apareados

La superconductividad —caída brusca a baja temperatura de la resistividad eléctrica de ciertos materiales por debajo de cualquier valor medible— fue descubierta por Kammerlingh-Onnes en Leyden en 1911 y su explicación constituyó durante más de 40 años uno de los retos mayores de la física. Desde luego, era bien conocido que la resistividad estaba determinada por el *scattering* de los electrones de conducción (itinerantes) por las vibraciones de la red, por una parte, y por los defectos e impurezas del cristal, por otra. A temperaturas medias y altas las vibraciones dominaban, dando lugar a una dependencia (en primera aproximación lineal) de la resistividad con la temperatura. A temperaturas suficientemente bajas la influencia de las vibraciones quedaba prácticamente anulada y eran los defectos e impurezas existentes en la red cristalina los que determinaban la resistividad que, lógicamente, adquiriría un valor límite, prácticamente independiente de la temperatura. Este comportamiento, conocido como *regla de Matthiessen*, era común a casi todos los materiales (Fig. 2). Lo inesperado era que en algunos de ellos, por debajo de una temperatura crítica T_c (en el mercurio, que fue el primero descubierto $T_c = 4,15$ K), la resistividad se desplomaba por debajo de cualquier cota detectable: el material se hacía superconductor.

FIGURA 2. Esquema cualitativo del comportamiento de la resistividad eléctrica ρ en función de la temperatura T para un conductor normal (línea continua) y para un superconductor (línea de trazos) de temperatura crítica T_c .



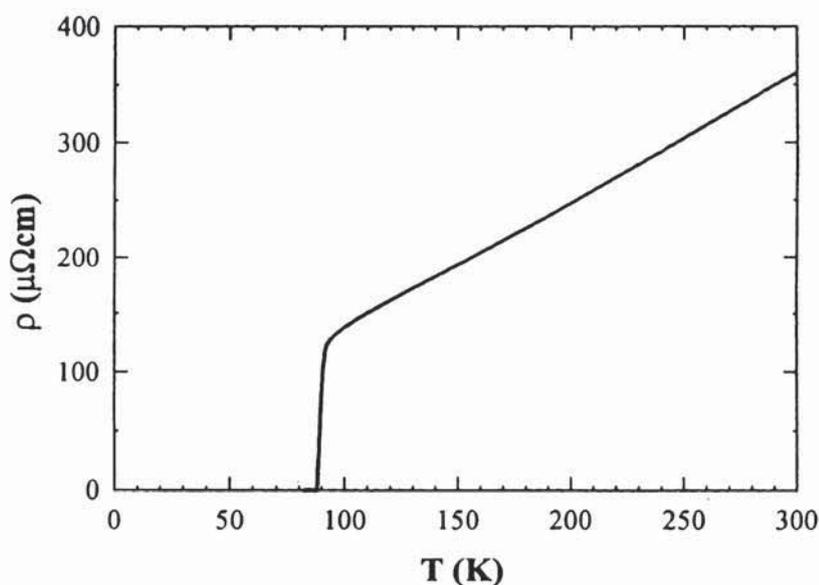
Las cosas sucedían como si, por algún mecanismo misterioso, los procesos de scattering de los electrones de conducción dejaran *súbitamente* de ser efectivos a T_c . Al mismo tiempo, aparecían otros efectos no menos espectaculares: los materiales al volverse superconductores, devenían perfectamente diamagnéticos (susceptibilidad $\chi = -1$), aparecía una absorción óptica nueva en el infrarrojo etc. Medidas de calor específico en torno a T_c mostraron, sin lugar a dudas, que la transición del estado *normal* al *superconductor* era una verdadera transición de fase, mientras que análisis paralelos con rayos X y otras técnicas estructurales revelaron que no existían modificaciones paralelas en la red cristalina. ¿Cuál podía ser la caracterización microscópica del nuevo estado superconductor?

La respuesta llegaba en 1957. Bardeen, Cooper y Schrieffer (que dan sus iniciales a la denominada teoría BCS) proponían la existencia de un nuevo estado constituido por *pares de electrones* (los denominados pares de Cooper). Por debajo de T_c el esquema de un electrón —en el que en primera aproximación cada electrón se comporta como una cuasipartícula independiente en un potencial periódico— se rompe. La deformación de la red debida a las vibraciones de la misma (fonones) provoca la aparición de una débil interacción *atractiva* entre dos electrones de espines opuestos y momentos \mathbf{k} y $-\mathbf{k}$, de forma que se producen estados ligados de dos electrones apareados¹⁴. Estos pares de electrones se comportan como bosones de espín cero y el estado fundamental superconductor, en el que todos estos pares están en el mismo estado, puede considerarse como un ejemplo singular de un estado cuántico macroscópico¹⁵. En estas condiciones el cuadrado de la función de onda $|\psi|^2$ ya no representa solamente una probabilidad sino una auténtica densidad de carga. No es preciso subrayar la peculiaridad y la belleza de este singular comportamiento.

En los años siguientes se produce un gran esfuerzo teórico y experimental tratando de comprender más precisamente los detalles del estado superconductor; por ejemplo se descubre el efecto Josephson que, aparte de su interés intrínseco, da lugar a métodos experimentales de gran precisión para medidas magnéticas. Al mismo tiempo se progresa lentamente en la lucha por descubrir superconductores con T_c más elevadas, sobrepasándose el umbral de la veintena de Kelvins. Sin embargo, pocos estaban preparados para la revolución de 1986. Ese año Bednorz y Müller¹⁶ descubren en los laboratorios de IBM de Zurich una nueva familia de superconductores: se trataba de materiales cerámicos, de la familia de las perovskitas (una composición típica es $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$) y cuyas temperaturas de transición T_c eran un orden de magnitud más altas que las de los superconductores tradicionales. La

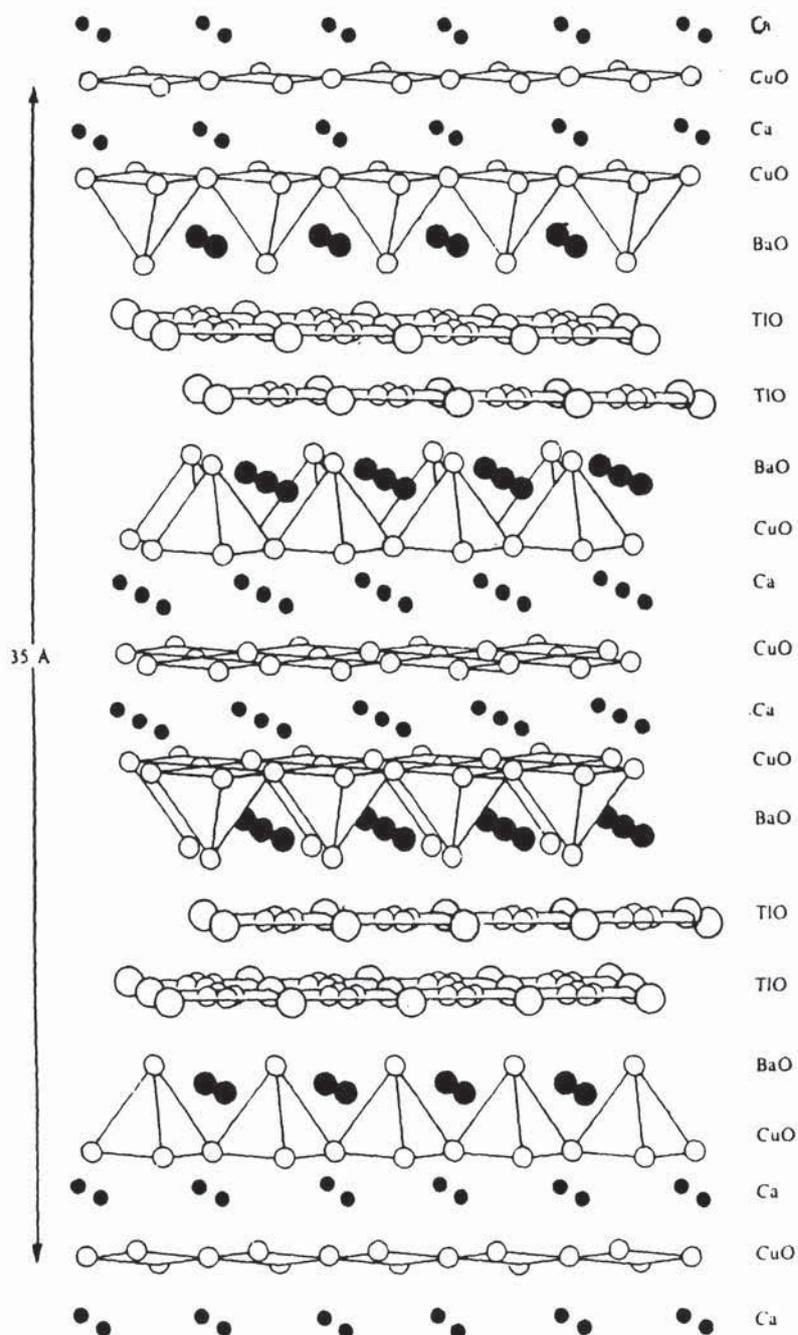
transición superconductor en estos materiales es asimismo abrupta, como puede verse en la Fig.3.

FIGURA 3. Medidas de resistividad eléctrica ρ en el superconductor $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Nótese la abrupta transición superconductor cerca de 90 K (Universidad Complutense, cortesía de J.L.Vicent)



La posibilidad de tener superconductores a la temperatura del nitrógeno líquido —con las perspectivas de transmisión de energía sin pérdidas y a coste muy bajo, generación de campos magnéticos altos y estables sin necesidad de helio líquido etc.— impulsó en estos últimos años una actividad febril tratando de comprender mejor estos materiales. La auténtica realidad es que en el momento presente este esfuerzo no ha conducido a todos los avances esperados. Por ejemplo, se constata que la práctica totalidad de los materiales de esta familia presentan planos cristalinos con átomos de cobre pero el papel preciso que desempeña el cobre está aún en discusión. Hay que reconocer que el programa general antes atisbado —la descripción de los estados electrónicos en el material— queda aquí muy lejos de su solución. Es interesante subrayar este caso porque constituye un ejemplo de una situación que se presenta con frecuencia: la complejidad de un sistema (compárese la estructura cristalina del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, Fig. 4, con la del niobio BCC, este último superconductor tradicional) hace que aparezcan comportamientos cualitativamente nuevos, que difícilmente se podrían explicar por un método reduccionista a ultranza¹⁷.

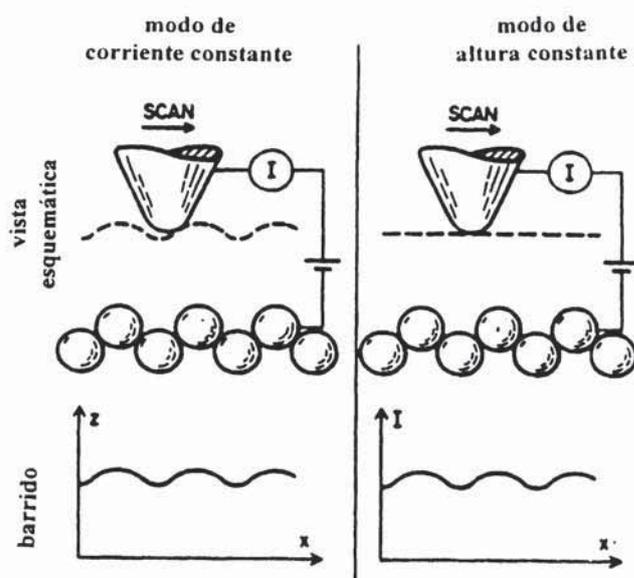
FIGURA 4. La compleja cristalografía de un superconductor de alta temperatura crítica: la estructura del compuesto $Tl_2Ca_2Ba_2Cu_3O_{10}$



Túnel de electrones

El efecto túnel es un efecto típicamente cuántico y, como es bien sabido, la corriente que «tunelea» es extraordinariamente sensible a la anchura de la barrera. Rohrer y Binnig supieron explotar inteligentemente este hecho para desarrollar una de las técnicas más importantes en la actualidad para el estudio de las superficies de los sólidos: el microscopio de barrido de efecto túnel (STM). Una punta muy afilada (de dimensiones atómicas en su extremo) se desplaza paralelamente y a corta distancia (del orden de 1 Å) de la superficie cuya estructura se desea estudiar, como se muestra en la Fig. 5. Entre la punta y la superficie se establece una diferencia de potencial del orden de 1 voltio. En esas condiciones se produce una corriente túnel del orden de algunos nA (10^{-9} A) que depende críticamente de la distancia punta-superficie (por cada Å que se separa la punta, la corriente decrece aproximadamente un orden de magnitud). Si se dispone de un mecanismo electrónico de retroalimentación que mantenga la corriente túnel constante (una posibilidad entre otras) es evidente que cuando

FIGURA 5. Esquema de un microscopio túnel en sus dos modos de operación habituales. A la izquierda, el sistema electrónico de retroalimentación mantiene la intensidad túnel constante; a la derecha la punta recorre la superficie a cota vertical constante.



efectúa un barrido paralelamente a la superficie, la punta irá subiendo o bajando perpendicularmente a esta última siguiendo su rugosidad. Este movimiento, convenientemente amplificado constituye la señal del microscopio. La Fig.6 muestra un ejemplo en la superficie del silicio (111) reconstruida 7x7; pueden verse claramente resueltos los átomos de silicio.

FIGURA 6. Imagen de la superficie del Si(111) reconstruida 7x7 obtenida con un STM. La escala de grises corresponde a la coordenada z; los colores más claros son los más elevados sobre la superficie (Universidad Complutense, cortesía de M.A.González)



El túnel de los electrones se convierte, pues, en un instrumento idóneo para la identificación de la estructura superficial. Con su ayuda se pueden obtener informaciones muy valiosas sobre distintos procesos de interés en la fisicoquímica de las superficies de los materiales (véase un ejemplo en la Fig.7). Una vez más, cuando se trata de profundizar en el análisis aparecen preguntas de difícil contestación. Por ejemplo, en la Fig. 6 se observan posiciones atómicas en que parecen «faltar» átomos. ¿Significa ello que estamos en presencia de defectos puntuales,

FIGURA 7. Imagen de una superficie de Au (100) bombardeada con iones Ar^+ de 4 keV con dosis altas ($>10^{16}$ iones cm^{-2}). Nótese los distintos niveles de las terrazas: cada uno de ellos tiene una altura de aproximadamente 2,0 Å. (Universidad Complutense, cortesía de M.A.González)



de tipo vacante? El hecho de que una serie de ellos estén situados periódicamente en el centro de los hexágonos hace dudosa esta interpretación. Se cree que, aunque presenten un contraste análogo, no todos estos «agujeros» tienen el mismo origen. Mientras los situados en los centros de simetría corresponden a átomos situados en un plano inferior al de la superficie, los otros corresponden a vacantes o, quizás, a impurezas. Al fin y al cabo, no hay que olvidar que lo que se está observando es un «mapa topográfico» de la densidad de estados electrónica cerca del nivel de Fermi (estados llenos o vacíos dependiendo del signo de la polaridad de la punta) y esta densidad de estados puede variar sustancialmente de una especie química a otra. De hecho, la limitación actual más importante para profundizar en la utilización del STM es la escasa información de que se dispone en forma precisa de la interacción punta-muestra. Ni siquiera es fácil contestar a la pregunta de cuál es, a nivel atómico la forma del extremo de la punta, aunque se sospecha que puede ser de unos pocos átomos.

La técnica de STM se emplea extensamente y está proporcionando información esencial en muchos materiales de interés, aunque los procesos físicos subyacentes a la técnica no se conozcan todavía en detalle. Un ejemplo lo constituye la reciente manipulación de Eigler y col.¹⁸, en la que los electrones de la superficie contenidos en un *rancho cuántico*—formado por un centenar de átomos de hierro en forma de estadio deportivo sobre una superficie plana de cobre— «decoran» de forma espectacular el perímetro del recinto mediante la generación de ondas de densidad de carga, que son observadas por STM.

Una variante de la STM, la denominada *microscopía de fuerzas* (AFM), está, a su vez, abriendo el camino al estudio de sistemas quizás más cercanos a la tecnología y de indudable interés. A esto contribuye el hecho de que esta última técnica puede usarse en ambientes muy cercanos a la realidad (no se requiere vacío, por ejemplo). Un caso paradigmático es el reciente estudio¹⁹ de gotas de agua en interacción con una superficie sólida, tema de gran importancia práctica en relación con problemas medioambientales y de electroquímica. Es posible plantearse ahora el estudio a nivel atómico de procesos tan básicos como la disolución de una superficie, la corrosión etc. Aunque debe, sin duda, proseguirse estos estudios sistemáticos sobre materiales de interés, no debe dejarse de lado la investigación sobre los procesos físicos que subyacen en la técnica, en la seguridad de que su conocimiento expandirá las posibles aplicaciones de la técnica a dominios hoy inimaginables.

Conclusión

He querido mostrar con el somero análisis de algunos fenómenos de interés actual en FMC el papel central que el conocimiento de los estados electrónicos desempeña en nuestra comprensión de la materia que nos rodea. Asimismo he querido dejar claro, en relación con estos problemas, cuan grande es aún el terreno por descubrir. Conviene no olvidar que, si medimos el esfuerzo al peso, la sección B (Materia Condensada), con cuatro gruesos volúmenes mensuales, constituye aproximadamente la mitad de todo el contenido del *Physical Review* y que en dicha sección quizás un 80% está dedicada a describir el comportamiento de los electrones en los sólidos. Seguramente a Thompson le hubiera gustado conocer la increíble sofisticación con que pueden comportarse cuando interactúan en el seno de la materia, un conjunto de partículas como las que él descubrió moviéndose libremente en un tubo de vacío.

Notas

¹ A partir de los años setenta esta terminología más general sustituyó a la más clásica de Física del Estado Sólido que todavía pervive. Los objetivos de esta rama de la Física no son muy distintos de la habitualmente denominada *Física de los Materiales*, siendo esta última nomenclatura especialmente popular a la hora de solicitar fondos.

² SEITZ, F. (1942): *Modern Theory of Solids* (McGraw-Hill, New York).

³ Nos referimos a la inclusión *explícita* en el hamiltoniano de términos del tipo e^2/r_{ij} , donde r_{ij} representa la distancia entre los electrones i y j . Por supuesto, la existencia de interacciones electrón-electrón se tiene en cuenta indirectamente a través del principio de Pauli al contar estados. Si no fuese así, conceptos como el de energía de Fermi carecerían de sentido.

⁴ LANDAU, L. (1957): *Soviet Physics JETP* **3**, 920.

⁵ La comprensión de tales principios es casi siempre más útil que los resultados de los denominados cálculos *ab initio*. A este respecto nada mejor que las palabras de P.W.Anderson en su lección de recepción del premio Nobel (1978): *Revs Mod. Phys.* **50**, n.º 2) «Muy frecuentemente un modelo simplificado arroja más claridad sobre los verdaderos mecanismos de la naturaleza que un sinnúmero de cálculos *ab initio* sobre situaciones individuales, ya que estos últimos, aunque sean correctos, contienen tanto detalle que más que descubrir la realidad, la ocultan. (...) Después de todo, un cálculo perfecto simplemente reproduciría la naturaleza pero no la explicaría».

⁶ WU, H., DESAI, S. R. y WANG, L-S. (1996): *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2436.

⁷ La dificultad del problema se ilustra con un ejemplo: hace pocos años, todavía se podía leer un artículo de referencia titulado «Why is iron ferromagnetic?» en el que se concluía que la respuesta era aún oscura; STEARNS, M. Beth, en *Physics Today*, (Abril 1978): p. 34.

⁸ Propuesta por Rudermann, Kittel, Kasuya y Yosida: véase p. ej. KITTEL, C. (1963): «Quantum Theory of Solids» (Wiley, New York), p. 360; El fenómeno es análogo a las denominadas *oscilaciones de Friedel* sin más que sustituir espín por carga.

⁹ BAIBICH, M. N., BROTO, J. M., FERT, A. A., NGUYEN, F., PETROFF, F., ETIENNE, P., CREUZET, G., FRIEDRICH, A. y CHAZELAS, J. (1988): *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 2472.

¹⁰ Una revisión muy asequible es la de FALICOV, L. M. (1992): *Physics Today* (Octubre 1992), p. 46.

¹¹ ROJO, J. M., HERNANDO, A., GHANNAMI, M. E., GARCÍA-ESCORIAL, A., GONZÁLEZ, M. A., GARCÍA-MARTÍNEZ, R. y RICCIARELLI, L. (1996): *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4833 (1996).

¹² BILLAS, I. M. L., BECKER, J. A., CHATELAIN, A. y DE HEER W.A. (1993): *Phys. Rev. Lett.* **71**, 4067.

¹³ Véase p. ej. THOMASSEN, J., MAY, F., ELDMANN, B., WUTTIG, M. y IBACH, H. (1992): *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3831.

¹⁴ Tratando de proporcionar una imagen sencilla, Mott describe esta interacción atractiva como la que experimentan dos personas que se sientan cerca una de otra sobre un colchón. La deformación del colchón atrae a una persona hacia la otra.

¹⁵ Una magnífica descripción elemental puede verse en FEYNMAN, R. P., LEIGHTON, R. B. y SANDS, M. (1965): «*The Feynman Lectures on Physics*» (Addison-Wesley, New York), Tomo III sección 21. Existe traducción española.

¹⁶ BEDNORZ, J. G. y MÜLLER, K. A. (1986): *Z. Phys.*, **B64**, 189. Bednorz y Müller recibieron el premio Nobel por este descubrimiento en 1989.

¹⁷ Sobre la inutilidad de los planteamientos reduccionistas en FMC, nada más esclarecedor que el famoso artículo «More is different» de P.W.Anderson (1972): *Science* **177**, 393.

¹⁸ CROMIE, M. F., LUTZ, C. P. y EIGLER, D. M. (1993): *Nature* **363**, 524; *Science* **262**, 218 (1993).

¹⁹ HU, J., XIAO, X-D., OGLETREE, D. F. y SALMERÓN, M. (1995): *Science*, **268**, 267.