

# LOS SUPER CONDUCTORES

**Autor:** LUIS FERNANDO MAGAÑA SOLÍS

- [COMITÉ DE SELECCIÓN](#)
- [EDICIONES](#)
- [PRÓLOGO A LA PRIMERA EDICIÓN](#)
- [PRÓLOGO A LA SEGUNDA EDICIÓN](#)
- [DEDICATORIA](#)
- [AGRADECIMIENTOS](#)
- [PREFACIO](#)
- [I. ¿QUÉ ES LA SUPERCONDUCTIVIDAD?](#)
- [II. LOS SUPERCONDUCTORES IDEALES](#)
- [III. LOS SUPERCONDUCTORES DUROS](#)
- [IV. ALGUNAS APLICACIONES DE LA SUPERCONDUCTIVIDAD](#)
- [LA SUPERCONDUCTIVIDAD EN IMÁGENES](#)
- [BIBLIOGRAFÍA RECOMENDADA](#)
- [COLOFÓN](#)
- [CONTRAPORTADA](#)



# COMITÉ DE SELECCIÓN

---

Dr. Antonio Alonso

Dr. Gerardo Cabañas

Dr. Juan Ramón de la Fuente

Dr. Jorge Flores Valdés

Dr. Leopoldo García-Colín Scherer

Dr. Tomás Garza

Dr. Gonzalo Halffter

Dr. Raúl Herrera

Dr. Jaime Martuscelli

Dr. Héctor Nava Jaimes

Dr. Manuel Peimbert

Dr. Juan José Rivaud

Dr. Julio Rubio Oca

Dr. José Sarukhán

Dr. Guillermo Soberón

**Coordinadora:**

María del Carmen Farías

---

**Inicio** |



Primera edición (la Ciencia desde México),1988

Tercera reimpresión,1995

Segunda edición (La Ciencia para Todos),1997

Portada: Demostración del efecto Meissner. La muestra superconductora puede verse en la parte inferior inmersa en nitrógeno líquido: en la parte superior, a causa de fuerzas magnéticas, se ve un imán "flotando". En segundo plano, la fotografía de una cerámica superconductora, la llamada 1-2-3, de irio, bario y cobre, tomada por un microscopio electrónico.

Fotografía de Alfredo Sánchez de una digitalización de imágenes preparada en el IFUNAM por el físico Lorenzo Juárez y el doctor José Reyes.

La Ciencia para Todos es un proyecto y propiedad del Fondo de Cultura Económica, al que pertenecen también sus derechos. Se publica con los auspicios de la Secretaría de Educación Pública y del Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología.

D.F. © 1997 FONDO DE CULTURA ECONÓMICA

Carretera Picacho-Ajusco 227, 14200 México, D.F.

ISBN 968-16-5329-7

Impreso en México



# PRÓLOGO A LA PRIMERA EDICIÓN

A finales de 1986, en la reunión de la Sociedad de Investigación en Materiales en Boston, EUA, la comunidad científica internacional notó por primera vez un trabajo que fue publicado con anterioridad en una revista alemana pero que había pasado casi inadvertido. En él se mencionaba la existencia de un compuesto superconductor cuya temperatura crítica era cercana a los 40K. Este trabajo, que le valió el premio Nobel un año después a sus autores, K. A. Müller y J. C. Bednorz del Laboratorio IBM de Zurich, constituyó el inicio de una verdadera revolución científica. Una buena cantidad de grupos de investigación ingresaron desde entonces a las filas de la superconductividad. Los resultados, hasta la fecha de escribir este prólogo, han sido realmente notables: se han obtenido ya superconductores a temperaturas críticas por arriba del nitrógeno líquido y las posibles perspectivas tecnológicas están a la vista y parecen ilimitadas. Desde el punto de vista científico, la superconductividad pasó de ser un tema de poco interés desde el punto de vista aplicado, para convertirse a un tema primordial. El libro del doctor Fernando Magaña es la primera obra en idioma castellano que trata, en forma accesible al gran público, el fenómeno de la superconductividad. La mayoría de las personas interesadas en temas científicos, y aun los miembros de la comunidad científica, se habían interesado poco en el tema de la superconductividad hasta que las noticias y reportajes internacionales al respecto despertaron su curiosidad. La superconductividad, que se había constituido en un tema de especialistas, de momento se convirtió en materia de interés para el gran público. El libro del doctor Fernando Magaña viene a ocupar un lugar muy importante en la bibliografía científica de habla hispana al presentar la superconductividad de manera amena y atractiva al lector interesado, lego en la materia. Magaña es un investigador que ha trabajado ya por muchos años en el campo de la superconductividad. El número y la calidad de sus trabajos le da la autoridad suficiente y la soltura en el tema que se demuestra en varias partes del libro. Asimismo, la alta calidad científica del autor le permite presentar, en términos sencillos, conceptos que podrían ser complicados. Sin duda el lector del presente libro encontrará un texto ameno, interesante, que le proporcionará gran cantidad de información sobre la superconductividad, desde su trayectoria histórica hasta su desarrollo actual. La superconductividad ha producido ya importantes cambios en la ciencia que aún no hemos podido valorar totalmente. Muchos de los hábitos de la comunidad científica se han transformado por la presencia de este nuevo fenómeno. Al momento no sabemos cuál va a ser la trayectoria futura, pero, por ejemplo, la superconductividad ha alterado la manera en que los científicos se comunican. De tal modo que la mayoría de los trabajos actuales se leen en forma de preimpreso en lugar del tradicional artículo publicado. Éste es un campo en el que los artículos son ya, de entrada, obsoletos. Al mismo tiempo, la superconductividad ha permitido que un experimento, que en 1987 le valió el premio Nobel a sus autores, lo hayan podido realizar en sus laboratorios, en el mismo año, estudiantes de preparatoria. Este es un caso sin precedente en la ciencia y seguramente nos coloca ante una nueva perspectiva: la posibilidad de que los estudiantes jóvenes se familiaricen, desde el principio de sus estudios, con experimentos e ideas científicas de frontera. Por eso, el libro del doctor Fernando Magaña es un instrumento invaluable para todos aquellos que se interesan en el tema de la superconductividad y que desean informarse de las posibilidades de realizar investigaciones sobre dicho tema. Escrito de manera estupenda, este libro seguramente interesará a muchos futuros investigadores en el desarrollo de esta importantísima área de la ciencia.

MIGUEL JOSÉ YACAMÁN



# PRÓLOGO A LA SEGUNDA EDICIÓN

A una década del *boom* causado por el descubrimiento de los superconductores de altas temperaturas (y aquí convendría aclarar que estamos hablando de temperaturas tan gélidas como  $-100^{\circ}\text{C}$ , lo cual sin embargo eliminó el prejuicio de que la superconductividad sólo podría existir muy cerca del cero absoluto) hemos aprendido algunas lecciones importantes. Una, que las teorías científicas tienen cada vez más corta duración, aun la famosísima y laureada de Bardeen, Cooper y Schrieffer no resultó aplicable a los nuevos semiconductores. Otra, que, como la lechera, no debemos vender las aplicaciones tecnológicas de un nuevo descubrimiento científico hasta haberlo "ordeñado" exhaustivamente, el maravilloso mundo que nos prometía trenes flotantes sobre campos magnéticos producidos por superconductores no ha arribado... todavía. Una tercera lección es que no debemos nunca limitarnos a seguir los caminos lógicos e iluminados por la ortodoxia reinante para intentar nuevos descubrimientos. Recuerdo que a principios de los años ochenta asistí a un coloquio en Florida, EUA, que impartía Mathias (un profeta de la superconductividad en esa época). Le pregunté entonces acerca de experimentos en los que no usaban metales sino óxidos como superconductores. Mathias los descartó con una sonrisa. Esto me recordó una anécdota de un testigo presencial del regaño de Wolfgang Pauli a sus alumnos Uhlenbeck y Goulsmidth cuando le anunciaron que iban a proponer el "absurdo" concepto de que el electrón tenía *spin*, o sea, un momento angular semientero. *Eppure...* el *spin* semientero de los componentes de la materia y los superconductores de alta temperatura se mueven. Y en el segundo caso estoy seguro que se descubrirán nuevos superconductores y cambiarán la tecnología (y la economía) del próximo milenio. ¿Dónde aparecerán?, tal vez donde menos los esperamos. La única predicción segura en la ciencia es que sus avances continuarán siendo impredecibles.

Me hago estas consideraciones al leer la segunda edición del libro de Luis Fernando Magaña a casi un decenio de aparecida la primera. El libro, que fue el primero en español acerca de este tema, no ha perdido ninguna de sus cualidades y sigue siendo esencial para la bibliografía de difusión científica en nuestra lengua. Con la misma frescura, interés y amenidad de la primera edición, Fernando Magaña combina dos cualidades: la del investigador original que contribuye al desarrollo de su disciplina y a del divulgador capaz de dialogar y atraer al público en general a un tema de alta complejidad técnica y científica. Lo consigue recurriendo a un estilo ameno y ligero, sin que esto signifique que se aleja del fondo real del tema. Si bien no es excepcional que un científico sea capaz de dialogar con personas ajenas a su disciplina y transmitir información útil en forma accesible, tampoco es del todo común. Esto requiere de dos cualidades que Fernando Magaña posee: la primera, conocer a fondo la materia, pues sólo puede presentar en forma correcta y sencilla un tema científico aquel que lo conoce en toda profundidad, y la segunda, el don de comunicar y presentar en forma atractiva los temas que desarrolla *Los superconductores* en su segunda edición continuará atrayendo y ayudando a nuevas generaciones de jóvenes a este fascinante campo de estudio.

OCTAVIO NOVARO PEÑALOSA



# DEDICATORIA

A la memoria de mi padre



# AGRADECIMIENTOS

Quiero expresar mi agradecimiento al doctor José Reyes por su colaboración para obtener, en el microscopio electrónico, las imágenes de una cerámica superconductora para la portada.

Al físico Lorenzo Juárez por su labor en el procesamiento digital de las imágenes del microscopio electrónico, que forman parte de la portada.

Al físico Javier Fuentes M., del IFUNAM, por preparar la pastilla superconductora.

Al señor Alfredo Sánchez por la realización de las fotografías de la portada y del interior del libro, tanto de la primera como de la segunda edición

Al cuerpo editorial del Fondo de Cultura Económica por su asistencia, muy cálida y eficiente.

De manera especial a María del Carmen Farías, coordinadora del Comité de Selección de esta colección, por su apoyo, por su enorme gentileza e infinita paciencia.

Finalmente, mi agradecimiento perenne a la inolvidable Alejandra Jaidar.

LUIS FERNANDO MAGAÑA SOLÍS

*México D. F., febrero de 1997.*



# PREFACIO

La superconductividad es uno de los descubrimientos más fascinantes de la ciencia del siglo XX. Pertenece a la familia de descubrimientos de la física capaces de cambiar la manera de vivir de la humanidad. Su gama de aplicaciones es amplísima, pero abarca esencialmente tres tipos: la generación de campos magnéticos intensos, la fabricación de cables de conducción de energía eléctrica y la electrónica. Dentro del primer tipo tenemos usos tan espectaculares como la fabricación de sistemas de transporte masivo *levitados*, esto es, trenes que *flotan* sobre sus rieles sin tener fricción con ellos, haciendo factible alcanzar las velocidades que desarrollan los aeroplanos. En el segundo está la posibilidad de transmitir energía eléctrica desde los centros de producción, como presas o reactores nucleares, hasta los centros de consumo, sin pérdidas de ningún tipo en el trayecto. Para el tercer tipo podemos mencionar la posibilidad de fabricar supercomputadoras extremadamente veloces.

Es muy probable que para los primeros años del siglo XXI atestigüemos, de nuevo, la influencia de un descubrimiento científico en la manera de vivir del ser humano. Esto se puede afirmar, en especial, a raíz del hallazgo en 1986 de los materiales superconductores cerámicos que tienen temperaturas de transición al estado superconductor superiores a la temperatura de ebullición del nitrógeno líquido (que es, aproximadamente, de 77 Kelvin o, lo que es lo mismo,  $-196^{\circ}\text{C}$ ). Se utiliza la palabra *Kelvin* para definir la temperatura absoluta, lo que significa una gran simplificación en la construcción de los aparatos en que se emplee el fenómeno de la superconductividad, al compararlas con las temperaturas de transición más altas conocidas anteriormente de 23 Kelvin. Pero, ¿qué es la superconductividad? Es un estado de la materia, como lo es el estado líquido o el estado sólido, en el cual no existe resistencia eléctrica. Esto significa que no hay disipación de energía al pasar corriente eléctrica por un material superconductor. Además, no permite que el campo de fuerza de un imán penetre en su interior (esto último se conoce como efecto Meissner). Esta combinación de efectos eléctricos y magnéticos recibe el nombre de *estado superconductor*.

Su descubrimiento se remonta a principios del siglo XX, en 1911, y está íntimamente ligado a la obtención de muy bajas temperaturas (cercanas al cero absoluto) en el laboratorio. Fue el doctor H. K. Onnes (quien nació en 1856 y murió en 1926), de la Universidad de Leyden, Holanda, su descubridor. El doctor Onnes obtuvo el premio Nobel de Física en 1913 "por sus investigaciones de las propiedades de la materia a bajas temperaturas que condujeron, entre otras cosas, a la producción de helio líquido". Había logrado, en 1908, licuar el helio y este hecho lo llevó a su descubrimiento de la superconductividad en el mercurio al enfriarlo a la temperatura del helio líquido ( $-269^{\circ}\text{C}$ , aproximadamente).

No fue sino hasta 1957 que pudo entenderse el origen del fenómeno, al menos en lo que respecta a lo que ahora conocemos como superconductores convencionales (para distinguirlos de los descubiertos más recientemente, los superconductores cerámicos), cuando J. Bardeen (fallecido en 1991), L. Cooper y R. Schrieffer enunciaron su teoría de la superconductividad, que ahora se conoce como teoría BCS, en su honor. A Bardeen, Cooper y Schrieffer se les otorgó el premio Nobel de Física en 1972 por su teoría, que se basa en la existencia de los llamados pares de Cooper, que son parejas de electrones ligados entre sí y que se forman, según la teoría BCS, por la interacción atractiva de dos electrones inducida por un fonón.

En 1986, J. C. Bednorz y K. A. Müller, en un laboratorio de investigación de la compañía IBM en Zurich, Suiza, hicieron el descubrimiento de los materiales superconductores cerámicos que han alcanzado ya temperaturas de transición superconductoras por arriba de la temperatura de ebullición del nitrógeno líquido (de hecho, ya se tienen temperaturas de transición por arriba de los 134 Kelvin) y que hace ya muy atractiva y factible la utilización de los materiales superconductores, con todas sus maravillosas propiedades, en la vida diaria del ser humano. Por su descubrimiento, a J.C. Bednorz y K. A. Müller se les otorgó el premio Nobel de Física de 1987.

Aunque ya se sabe con certeza que en estos materiales (como en los materiales superconductores convencionales) existen los pares de Cooper, que son los responsables del estado superconductor, todavía no se conoce el mecanismo (o combinación de mecanismos) de su formación.

En este trabajo se pretende describir, de manera sencilla, lo que es el fenómeno de la superconductividad, con sus principales características y aplicaciones. Las partes en forma de transcripción y en tipo menor tratan temas destinados a personas que saben un poco de mecánica cuántica o de física del estado sólido, y pueden ser

excluidas de la lectura sin perder continuidad. Por último, es necesario mencionar que el descubrimiento y estudio de los superconductores, con la secuela de todas sus enormes y fascinantes posibilidades de aplicación y su correspondiente efecto económico, constituye uno de los ejemplos más claros de que una de las inversiones más redituables que puede realizarse en cualquier país es la investigación.

LUIS FERNANDO MAGAÑA SOLÍS

*México, D.F., a 28 de febrero de 1997*

---

Inicio |



# I. ¿QUÉ ES LA SUPERCONDUCTIVIDAD?

## HISTORIA

EL DESCUBRIMIENTO de la superconductividad es uno de los más sorprendentes de la historia de la ciencia moderna. Está íntimamente ligado con el interés de los físicos del siglo XIX en licuar todos los gases conocidos en aquel tiempo. Era ya bien sabido que la inmensa mayoría de los gases sólo podrían licuarse a temperaturas muy por debajo de cero grados centígrados. La licuefacción de los gases permitiría estudiar los fenómenos que se presentan en los materiales a temperaturas muy bajas.

Un par de años antes de la guerra de EUA contra México, esto es, en 1845, Michael Faraday de la Royal Institution de Londres pudo, finalmente, perfeccionar una técnica para licuar gases que 23 años antes había encontrado en forma accidental. Sin embargo, esta técnica no resultaba fácil para la licuefacción del helio (**He**), del hidrógeno (**H**), del oxígeno (**O<sub>2</sub>**), del nitrógeno (**N<sub>2</sub>**), del metano (**CH<sub>4</sub>**), del monóxido de carbono (**CO**), ni del óxido nítrico (**NO**), que eran los únicos gases que faltaban por licuar de todos los que se conocían en aquella época y, en consecuencia, tampoco el aire había sido licuado. Sin embargo, para 1867 el francés Luis Cailletet fue el primero en licuar oxígeno (**90.2K o -182.96°C**) y realizar descubrimientos que mostraron la posibilidad de licuar el aire, que a la postre dieron origen al método que permitió licuar de manera sencilla y adecuada el gas helio.

En el mismo año de 1877, y siguiendo un método diferente del de Cailletet, el suizo Raoul Pictet también pudo licuar oxígeno. Para 1898, James Dewar de la Royal Institution de Londres pudo licuar hidrógeno, que tiene una temperatura de ebullición de **20.8K**, que corresponde aproximadamente a **-252.36°C**.

Fue diez años después, en 1908, cuando Heike Kamerlingh Onnes pudo, por primera vez en el mundo, obtener helio líquido que tiene una temperatura de ebullición de **4.22K**, recuérdese que el cero absoluto equivale a **-273.16°C**. Este logro se realizó en la universidad de Leyden, Holanda y abrió el paso a Onnes para su descubrimiento de la superconductividad.

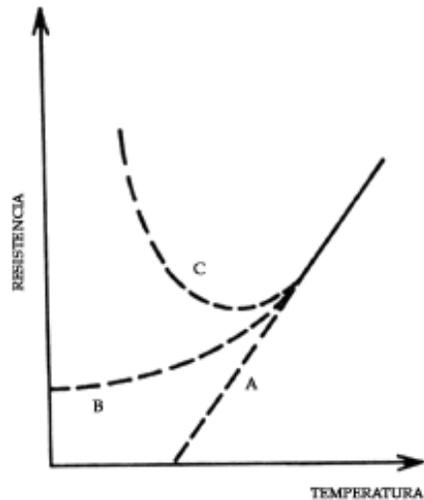


**Figura 1. Heike Kamerlingh Onnes. Descubridor de la superconductividad en 1911.**

Con el helio líquido Kamerlingh Onnes pudo ya disponer de un baño térmico a muy bajas temperaturas y se dispuso a investigar las propiedades de la materia a esas temperaturas. Seleccionó, como uno de los temas de sus

investigaciones a bajas temperaturas, el comportamiento de la resistividad eléctrica de los metales. Esto se debió a que la medición de esta propiedad se puede realizar con relativa facilidad a cualquier temperatura y, también, a que el tema de la resistividad eléctrica de los metales era, ya en aquel tiempo, de considerable importancia.

Las teorías existentes en esos tiempos sobre la resistividad eléctrica de los metales se encontraban en un estado bastante rudimentario. Se pensaba que eran probables cualquiera de las tres posibilidades mostradas en la figura 2 para el comportamiento de la resistividad al disminuir la temperatura.



**Figura 2. Comportamientos posibles del valor de la resistividad eléctrica de un metal al disminuir su temperatura, de acuerdo con las ideas prevalecientes alrededor de 1908.**

Se decía que la curva A de la figura 2 ocurriría si la resistencia eléctrica se debía completamente a la dispersión que los electrones sufrían por las vibraciones de la red atómica. Se esperaba que la curva B pudiera ocurrir si las dispersiones de los electrones por las impurezas que estuvieran presentes fuesen importantes. La curva C se produciría si los electrones de conducción, esto es, los electrones libres de moverse por el metal, disminuyeran rápidamente al disminuir la temperatura. Esto último sería posible, se pensaba, si al disminuir la temperatura, y con ella la energía de movimiento de los electrones, éstos pudieran ir quedando atrapados alrededor de los iones en el metal.

Kamerlingh Onnes se dispuso a averiguar, por medio de la experimentación, cuál era la verdadera variación de la resistividad con la temperatura. Para comenzar, decidió examinar la primera hipótesis. Para esto seleccionó el mercurio para estudiarlo, porque era el metal más puro que podía obtenerse en esa época. Cuando observó que la resistividad eléctrica del mercurio a una temperatura inferior a **4.22K** era menor, por un factor de  $10^{-11}$ , que su valor correspondiente a una temperatura un poco arriba de **4.22 K**, pensó que había verificado la validez de la hipótesis A de la figura 2.

Investigaciones posteriores le mostraron a Onnes que la resistividad no disminuía de manera continua, como se indica en la curva A de la figura 2, sino que desaparecía muy abruptamente a una temperatura de **4.15K**. Por otro lado, también observó que este comportamiento no se alteraba al introducir impurezas en la muestra de mercurio. Bien pronto se dio cuenta de la existencia de un nuevo estado del mercurio, en el cual no había resistividad eléctrica. A este nuevo estado lo llamó estado superconductor. Así nació el estudio de los superconductores.

## LOS MATERIALES SUPERCONDUCTORES

La transición del estado normal al estado superconductor puede ser tan bien marcada como que el cambio tenga lugar en un intervalo de un diezmilésimo de 1 K. En el cuadro 1 se muestra un conjunto e materiales

superconductores con sus correspondientes temperaturas de transición.

Nótese el enorme salto en el valor de  $T_c$  cuando empezaron a prepararse aleaciones con tierras raras (como el itrio), con cobre y oxígeno.

Hay algunas características de los materiales superconductores del tipo metálico (primera parte del cuadro 1, que no cambian con la transición al estado superconductor, entre ellas podemos señalar las siguientes:

- 1) El patrón de difracción de los rayos X no cambia. Esto indica que no hay cambio en la simetría de la red cristalina. Tampoco hay cambio en la intensidad del patrón de difracción, lo que indica que prácticamente no hay cambio en la estructura electrónica.
- 2) No hay cambio apreciable en las propiedades ópticas del material, aunque éstas están usualmente relacionadas con la conductividad eléctrica.
- 3) En ausencia de un campo magnético aplicado sobre la muestra, no hay calor latente en la transición.
- 4) Las propiedades elásticas y de expansión térmica no cambian en la transición.

Por otro lado, hablando de los materiales de la primera parte del cuadro 1, hay algunas propiedades que cambian en la transición al estado superconductor como: a) Las propiedades magnéticas (que cambian radicalmente). En el estado superconductor puro prácticamente no hay penetración de flujo magnético en el material; b) el calor específico, que cambia discontinuamente a la temperatura de transición. En presencia de un campo magnético se produce también un calor latente de la transformación; c) todos los efectos termoeléctricos desaparecen en el estado superconductor, y d) la conductividad térmica cambia discontinuamente cuando se destruye la superconductividad en presencia de un campo magnético.

**CUADRO 1.**

<i>Sustancia</i>	<i>Temperatura crítica (K)</i>
W ( wolframio )	~0.01
Ir ( iridio )	0.014
Ti ( titanio )	0.39
Ru ( rutenio )	0.49
Zr ( zirconio )	0.55
Cd ( cadmio )	0.56
Os ( osmio )	0.66
U ( uranio )	0.68
Zn ( zinc )	0.88
Mo ( molibdeno )	0.92
Ga ( galio )	1.09
Al ( aluminio )	1.19
Th ( torio )	1.37
Re ( renio )	1.70
In ( indio )	3.40
Sn ( estaño )	3.72
Hg ( mercurio )	4.15
Ta ( tantalio )	4.48
V ( vanadio )	5.30

La ( lantano )	5.91
Pb ( plomo )	7.19
Tc ( tecnecio )	8.20
Nb ( niobio )	9.46

---

*Aleación*

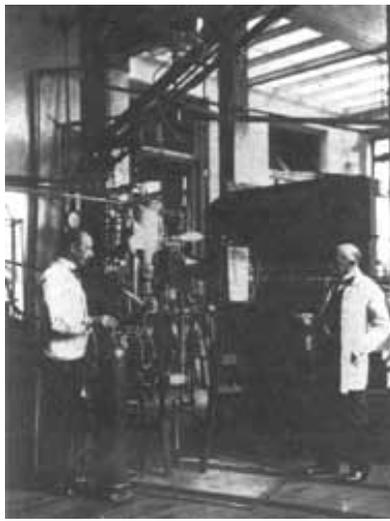
---

V <sub>3</sub> Ga	15.00
V <sub>3</sub> Si	17.10
Nb <sub>3</sub> Sn	18.30
Nb <sub>3</sub> Al	18.80
Nb <sub>3</sub> Ga	20.30
Nb <sub>3</sub> Ge	23.30
Ba La <sub>4</sub> Cu <sub>5</sub> O <sub>13.4</sub>	35.00
YBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7</sub>	90.00
YBa <sub>4</sub> Cu <sub>5</sub> O <sub>x</sub>	98.00
Tl <sub>2</sub> Ba <sub>2</sub> Ca Cu <sub>2</sub> O <sub>8</sub>	99.00
Bi <sub>2</sub> Sr <sub>2</sub> Ca <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>10</sub>	110.00
Tl <sub>2</sub> Ba <sub>2</sub> Ca <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>10</sub>	125.00
Hg Ba <sub>2</sub> Ca <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>8+x</sub>	133.00

---

La clase de aleaciones que se señalan en los últimos lugares del cuadro 1 son del tipo cerámico y de reciente descubrimiento. No se esperaba que materiales de este tipo pudieran tener temperaturas de transición al estado superconductor tan elevadas. Por ello es que no se habían explorado con anterioridad. A principios de 1987 comenzó a informarse sobre temperaturas de transición tan altas como las mostradas al final del cuadro 1, a partir del compuesto cerámico **BaLa<sub>4</sub> Cu<sub>5</sub> O<sub>13.4</sub>**, que había sido sintetizado y dado a conocer en 1986. Estos nuevos materiales son bastante complicados, en su estructura y propiedades. Su estudio y comprensión se ha ido realizando con bastante dificultad desde su descubrimiento. Aún, no se entiende claramente cómo ocurre la transición al estado superconductor. Hay indicios de que es posible lograr una temperatura de transición aún más elevada que las indicadas en el cuadro 1. Parece ser que el oxígeno desempeña un papel crucial en la aparición del estado superconductor y en el alto valor de la temperatura crítica, junto con el cobre. También se empieza a tener la certeza de que el efecto de dimensionalidad es muy importante. Esto quiere decir que en estos materiales los fenómenos dominantes para la superconductividad ocurren en dos dimensiones. Este espacio bidimensional corresponde a las capas de la estructura del material donde se encuentran el cobre y el oxígeno.

La obtención de este tipo de materiales superconductores se inició en Suiza, China y EUA, la tecnología que implica su preparación es sencilla y está al alcance de los países del llamado Tercer Mundo, esto es, países que, como México, no tienen gran desarrollo industrial. Sin embargo, la investigación relacionada con la creación de nuevos materiales cerámicos superconductores de una temperatura de transición al estado superconductor cada vez más alta requiere una gran inversión y un esfuerzo conjunto y coordinado de científicos de diversas especialidades. Esta conjunción y coordinación de esfuerzos es difícil de lograr en nuestro país por el número relativamente bajo de científicos que tenemos.



**Figura 3. Heike Kamerlingh Onnes en su laboratorio, frente a su licuefactor de helio**

En el Instituto de Investigaciones en Materiales y en el Instituto de Física, ambos de la Universidad Nacional Autónoma de México, se ha logrado la preparación de estos materiales muy poco después de su descubrimiento. Sin embargo, a diez años de este importante hallazgo, muy pocos investigadores en México permanecen trabajando en este campo. Las investigaciones en la aplicación de estos materiales ni siquiera se iniciaron (salvo por unos pocos casos de esfuerzos individuales que no han podido continuarse), a pesar de que el universo de las aplicaciones tecnológicas de los superconductores es amplísimo, como veremos con detalle más adelante.

#### SUS DIFERENCIAS

Existen diferencias importantes entre los superconductores que permiten clasificarlos en dos grandes grupos. Ciertos metales; en particular los que tienen bajas temperaturas de fusión y son mecánicamente suaves y de fácil obtención en un alto grado de pureza y libres de esfuerzos mecánicos internos, exhiben semejanzas en su comportamiento en el estado superconductor. Estos materiales superconductores reciben el nombre de *superconductores ideales*, *superconductores Tipo I*, o *suaves*.

Por otro lado, el comportamiento de muchas aleaciones y de algunos de los metales superconductores más refractarios es complejo e individual, particularmente con respecto a la forma cómo resultan afectados en el estado superconductor en presencia de un campo magnético. A estos superconductores se les ha dado el nombre de *superconductores Tipo II*, o si la superconductividad se conserva aun bajo la influencia de campos magnéticos intensos, se les conoce con el nombre de *duros* o de campo intenso.

Para entender mejor estas diferencias, veamos cómo un campo magnético aplicado afecta a cada uno de los tipos de superconductores que hemos mencionado. Para ello describiremos brevemente lo que es el efecto Meissner-Oschenfeld.

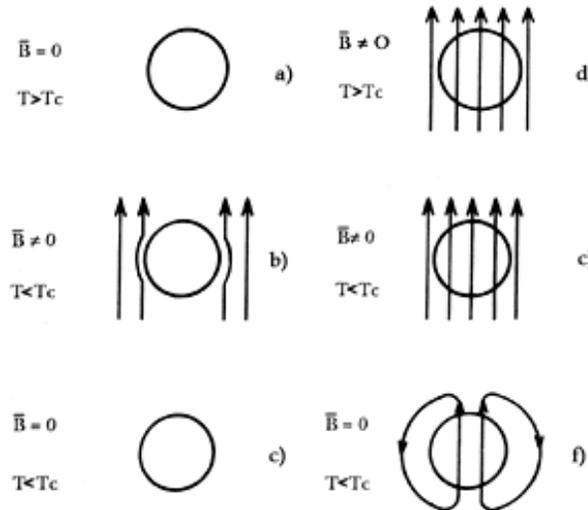
En 1933, W. Meissner y R. Oschenfeld encontraron experimentalmente que un superconductor se comporta de manera tal que nunca permite que exista un campo de inducción magnética en su interior. En otras palabras, no permite que un campo magnético penetre en su interior. El campo magnético en el interior de un superconductor no sólo está congelado, sino que vale siempre cero.

Una consecuencia inmediata de lo anterior es que el estado de magnetización del material que pasa por la transición superconductor no depende de los pasos que se hayan seguido al establecer el campo magnético. Esta consecuencia marca también la diferencia fundamental entre lo que es un conductor perfecto y lo que es un superconductor. Por conductor perfecto entendemos un material cuya resistencia eléctrica es igual a cero. En tanto que un superconductor, además de presentar resistencia cero, presenta también el efecto Meissner-Oschenfeld. Se puede demostrar fácilmente que, en un conductor perfecto, el campo magnético tiene un valor constante, esto es,

está congelado en su interior, pero no necesariamente vale cero, y esto trae como consecuencia que su estado de magnetización dependa necesariamente de los pasos, que se hayan seguido para magnetizarlo.

Para entender más claramente la diferencia entre un conductor perfecto y un superconductor; veamos qué ocurre cuando tratamos de magnetizar un conductor perfecto y cuando tratamos de magnetizar un superconductor.

Consideremos primero al conductor perfecto, esto es, pensemos que la transición nos lleva únicamente a un estado de resistencia cero sin el efecto Meissner-Oschenfeld.



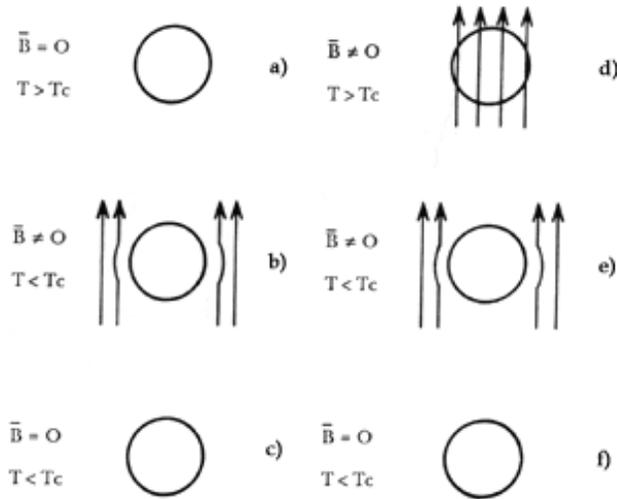
**Figura 4. Penetración del campo magnético  $B$ , en el interior de un material considerado solamente como conductor perfecto (es decir que sólo presenta resistencia eléctrica igual a cero, pero no el efecto Meissner), al pasar por la temperatura de transición.**

En ausencia de campo magnético externo, tomemos la muestra a una temperatura  $T$  mayor que la temperatura de transición.,  $T_c$  al estado de resistencia cero del conductor perfecto (figura 4(a)). Luego, enfriemos la muestra a una temperatura  $T < T_c$ , e introduzcamos un campo magnético (figura 4(b)). Como en el instante en que ocurrió la transición al estado de conductor perfecto el campo magnético en el interior de la muestra era cero, permanecerá con ese valor y, por tanto, el campo magnético será excluido del interior de la muestra. Finalmente, suprimamos el campo magnético aplicado, manteniendo la temperatura por debajo de  $T_c$ , (figura 4(c)). Obtendremos que el campo magnético en el interior de la muestra sigue siendo cero.

Ahora tomemos la muestra nuevamente a una temperatura  $T > T_c$  pero con un campo magnético externo aplicado distinto de cero (figura, 4(d)). Después, enfriemos la muestra a una temperatura  $T < T_c$  (figura 4(e)). El campo magnético en el interior de la muestra sigue siendo el mismo que había antes de enfriarla. Finalmente, suprimamos el campo magnético, aplicado (figura 4(f)). Lo que ahora ocurre es que se generan corrientes superficiales en la muestra de tal modo que el campo en el interior de ella tenga el mismo valor que tenía antes de bajar la temperatura a  $T < T_c$ .

Por lo anterior podemos afirmar que si la transición nos llevara simplemente a un conductor perfecto (esto es, a la ausencia del efecto Meissner-Oschenfeld en la transición), el estado de magnetización de la muestra dependerá de la manera en que se alcance el estado final.

Ahora consideremos que la transición, además de llevar la muestra a un estado de resistencia eléctrica cero, nos indica la existencia del efecto Meissner-Oschenfeld.



**Figura 5. Penetración del campo magnético,  $B$ , en el interior de un material que es un superconductor (es decir, que presenta resistencia eléctrica igual a cero y además el efecto Meissner), al pasar la temperatura de transición.**

Primeramente, tomemos la muestra a una temperatura  $T > T_c$  sin la presencia de un campo magnético aplicado (figura 5(a)). Después, enfriemos la muestra hasta  $T < T_c$  e introduzcamos un campo magnético, como se indica en la figura 5(b). Por el efecto Meissner-Oschenfeld se inducirán corrientes superficiales en la muestra de manera tal que el campo en su interior sea cero. Posteriormente, suprimamos el campo magnético aplicado (figura 5(c)). Las corrientes superficiales desaparecen y el campo magnético en el interior de la muestra es cero.

Intentemos ahora el otro camino. Tomemos la muestra a una temperatura  $T > T_c$  en presencia de un campo magnético aplicado, como se ve en la figura 5(d). Después, enfriemos la muestra hasta una temperatura  $T < T_c$  (figura 5(e)). Tendremos que, por el efecto Meissner-Oschenfeld, se inducirán corrientes superficiales en la muestra de manera que el campo en el interior de ella sea cero. Posteriormente, suprimamos el campo externo (figura 5(f)); Tendremos que las corrientes superficiales desaparecen y que el campo magnético en el interior de la muestra vale cero.

Como acabamos de ver, debido al efecto Meissner-Oschenfeld, el estado de magnetización de la muestra *no* depende de la manera en que se llegue al estado final.

Es claro que un superconductor es, además de un conductor perfecto, una sustancia en un estado en el que se presenta el efecto Meissner-Oschenfeld.



**Figura 6. Walter Meissner. Descubridor del efecto que lleva su nombre en los superconductores.**

Es necesario señalar que, si bien existe una clara diferencia entre lo que es un superconductor y un conductor perfecto, los únicos conductores perfectos que se han encontrado hasta ahora en la naturaleza son, precisamente, los superconductores. Aún no se descubren conductores perfectos solamente, es decir, materiales con resistencia cero y sin que presenten el efecto Meissner-Oschenfeld.



## II. LOS SUPERCONDUCTORES IDEALES

### EL CAMPO MAGNETICO CRÍTICO

TAMBIÉN correspondió a Heike Kamerlingh Onnes observar que a cualquier temperatura  $T$ , tal que  $T < T_c$  el estado superconductor podía ser destruido por la aplicación de un campo magnético con intensidad mayor que cierto campo magnético crítico. Por otro lado, también notó que a cualquier temperatura  $T < T_c$  en ausencia de un campo magnético, el estado superconductor podía destruirse aumentando la corriente por arriba de un valor crítico y, asimismo, que la temperatura de transición superconductor,  $T_c$  disminuía cuando la corriente que pasaba por el superconductor crecía. Los efectos de las corrientes eléctricas y de los campos magnéticos sobre el estado superconductor no son ajenos entre sí, ya que la disminución del valor de  $T_c$ , con el aumento de la corriente, se debe al campo magnético que la corriente produce.

Experimentalmente se encuentra que el valor del campo crítico depende de la temperatura, cayendo de un valor  $H_0$ , a temperaturas muy bajas, hasta un valor de cero para la temperatura de transición  $T_c$ . Los datos experimentales revelan que la variación del campo crítico con la temperatura queda bastante bien descrita (dentro de 2% o 3%) por una parábola de la forma:

$$H_c = H_0 \left[ 1.0 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right], \quad (1)$$

donde  $H_c$  es el campo magnético crítico y  $H_0$  es el campo crítico extrapolado al cero absoluto. Cada material puede ser caracterizado por sus valores de  $T_c$  y de  $H_0$  y, conociendo éstos, se puede utilizar la ecuación (1) para encontrar el campo crítico a cualquier temperatura.

Es de hacer notar que las curvas experimentales de la variación del campo crítico con la temperatura no son exactamente parábolas y para describirlas de una manera más precisa de la ya señalada se requeriría un polinomio en potencias de la temperatura, que en general es de grado diferente de 2. Para la mayoría de los cálculos es suficiente con utilizar la ecuación (1).

CUADRO 2.

<i>Sustancia</i>	<i>H<sub>0</sub> ( Gaus )</i>
Ir	20
Cd	30
Ga	51
Zn	53
Os	65
Ru	66
Al	99
Th	168
Tl	171
Re	199
In	293

Sn	309
Hg ( fase $\beta$ )	340
Hg ( fase $\alpha$ )	411
Pb	803
Ta	830
W	1070
V	1370
Te	1410
La	1600
Nb	1944
U	2000
V <sub>3</sub> Ga	20.8 x 10 <sup>4</sup>
V <sub>3</sub> Si	17.10 x 10 <sup>4</sup>
Nb <sub>3</sub> Sn	18.30 x 10 <sup>4</sup>
Nb <sub>3</sub> Al	18.80 x 10 <sup>4</sup>
Nb <sub>3</sub> Ge	36.0 x 10 <sup>4</sup>
Nb <sub>3</sub> ( AlGe )	41.0 x 10 <sup>4</sup>
YBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7</sub>	90.0 x 10 <sup>4</sup>
Bi <sub>2</sub> Sr <sub>2</sub> Ca <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>10</sub>	140.0 x 10 <sup>4</sup>
Tl <sub>2</sub> Ba <sub>2</sub> Ca <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>10</sub>	220.0 x 10 <sup>4</sup>

---

El cuadro 2 muestra los valores del campo crítico de algunas sustancias para el valor extrapolado a  $T = 0 \text{ K}$ .

#### LA ENERGÍA DE LA TRANSICIÓN

Hemos visto en el capítulo anterior que, en virtud del efecto Meissner-Oschenfeld, el estado de magnetización de un material en el estado superconductor depende sólo de la temperatura de la muestra y del campo magnético aplicado, y no de la manera en que se llega a esos valores.

Es posible, por tanto, aplicar argumentos termodinámicos al estudio del comportamiento de un material en el estado superconductor utilizando como variables la temperatura y el campo magnético.

Sabemos que para comprimir un gas en el interior de un cilindro a presión constante tenemos que realizar un trabajo  $\Delta W = P\Delta V$ , donde  $P$  es la presión y  $\Delta V$  es el cambio en el volumen del gas contenido en el cilindro. Del mismo modo, cuando aplicamos un campo magnético a una muestra el trabajo realizado por unidad de volumen de la muestra es  $\Delta W = -HdM$ , el signo menos sólo indica que cuando la magnetización aumenta ( $dM > 0$ ) el trabajo se está realizando sobre el sistema.

Con lo anterior se puede encontrar fácilmente el cambio en la energía libre del material al pasar de un estado a otro. Este cambio está dado por el trabajo realizado por el campo magnético aplicado a la muestra. Se encuentra que la cantidad requerida de energía, a temperatura constante, para destruir el estado superconductor, y cuando en el estado inicial existe un campo magnético aplicado, es:

$$\Delta G_{ns} = \mu_0 \left( H_c^2 - H_a^2 \right) / 2.0. \quad (2)$$

En la ecuación (2),  $\mu_0$ , es una constante que vale  $4\pi \times 10^{-7}$  henry / metro y es la constante de permeabilidad magnética del vacío;  $H_c$  es el campo magnético crítico para una temperatura dada y  $\Delta G_{ns}$  es el cambio en la energía de la muestra al pasar del estado superconductor al estado normal, por medio de la aplicación de un campo magnético.

Si inicialmente el campo magnético aplicado es cero,  $H_c = 0$ , y la ecuación (2) nos da, para este caso, la energía total requerida para destruir el estado superconductor, tendremos que, por unidad de volumen, la diferencia de energía entre el estado normal y el estado superconductor es  $\mu_0 H_c(T)^2 / 2$ . Para tener una idea de la magnitud de la energía, hallemos su valor para el plomo y el aluminio. Si suponemos  $T = 0$ , para plomo,  $H_c(0) = 803$  Gauss y

$$\Delta G_{ns} = 2.5 \times 10^4 \text{ erg/cm}^3 = 1.16 \times 10^{16} \text{ ev/cm}^3.$$

Es muy ilustrativo pasar esta energía a **ev / átomo**, para comparar con las energías típicas de las partículas en el material. Tenemos que hallar el número de partículas de plomo en  $1 \text{ cm}^3$ . Para esto, recordemos que **1 mole de Pb** tiene **207 gr** .y que la densidad del plomo es de **11.4gr/cm<sup>3</sup>**.

Por otro lado, el número de Avogadro es  $6.03 \times 10^{23}$  átomos/mole. Con estos datos encontramos que en, 1 mole de plomo hay  $3 \times 10^{22}$  átomos aproximadamente. De aquí que:

$$\Delta G_{ns} = 5 \times 10^{-7} \text{ ev / átomo.}$$

Ahora bien, la energía típica de un electrón en el interior de un metal se puede tomar como la energía de Fermi para ese metal. Para **Pb** es de aproximadamente **5 ev**. Por otro lado, la energía típica de un ion en el material se puede tomar como  $K_B \Theta_D$ , donde  $K_B$  es la constante de Boltzmann y  $\Theta_D$  es una constante típica del material que se llama la temperatura de Debye.

Para **Pb** la energía típica de un ion resulta ser de **10 ev**.

De lo anterior podemos darnos cuenta de que la energía involucrada en la transición superconductor es mucho menor que la energía típica de una partícula en el metal.

Veamos ahora el caso del aluminio. Para este metal la energía de transición al estado superconductor es de  $1.4 \times 10^{-9}$  **ev/átomo**. La energía de Fermi para aluminio es de **1 ev** aproximadamente y la energía típica de un ion resulta ser de  $5.91 \times 10^{-2}$  **ev/átomo**. Nuevamente vemos que la energía de transición al estado superconductor, por partícula, resulta ser mucho menor que las energías típicas de las partículas en el metal.

La magnitud de la energía para la transición al estado superconductor fue una de las pautas para el establecimiento de una teoría microscópica de la superconductividad.

## EL DESORDEN

Sabemos, a partir de la termodinámica, que una medida del orden o del desorden en un sistema, la da el valor de la entropía. Si un sistema en un estado dado tiene un valor para la entropía mayor que el valor para el mismo sistema en otro estado, se dice que el segundo estado es más ordenado que el primero. De este modo, si los iones de un metal presentan un arreglo periódico, este estado tendrá menor entropía (y por tanto mayor orden) que el metal en estado líquido.

Una de las primeras preguntas que surgieron cuando se descubrió la superconductividad fue si el estado superconductor es más ordenado (o desordenado) que el estado normal; se puede responder estimando el cambio en la entropía del material al pasar del estado normal al estado superconductor. Haciendo unos cálculos termodinámicos sencillos se puede demostrar que el cambio en el valor de la entropía por unidad de volumen al pasar del estado superconductor al estado normal,  $\Delta S_{ns}$ , está dado por:

$$\Delta S_{ns} = -\mu \frac{H_c dH_c}{dT}.$$

Ahora bien, podemos hacer uso de la expresión de la variación del campo magnético crítico en función de la temperatura para hallar  $dH_c/dT$ , ecuación (1) y obtenemos que:

$$\frac{dH_c}{dT} = 2.0 \left( \frac{H_0 T}{T_c^2} \right) < 0$$

y por tanto,  $\Delta S_{ns} > 0$ , lo cual significa que la entropía en el estado superconductor, es menor que la entropía en el estado normal.

En otras palabras, el estado superconductor es más ordenado que el estado normal del material. Sin embargo, ya vimos anteriormente que una de las propiedades del material que no cambia al pasar al estado superconductor es la estructura cristalina, lo que significa que el mayor ordenamiento que se presenta en el material al pasar al estado superconductor no se debe a un mayor ordenamiento de la red cristalina, ya que ésta no sufre cambio alguno. El ordenamiento tiene que ser de la otra componente del material, de la parte que corresponde a los electrones. Podemos esperar que los electrones lleguen a un estado de mayor ordenamiento del que tienen en estado normal. Este hecho también dio una pauta para el establecimiento de una teoría microscópica de la superconductividad.

#### EL CALOR ESPECÍFICO

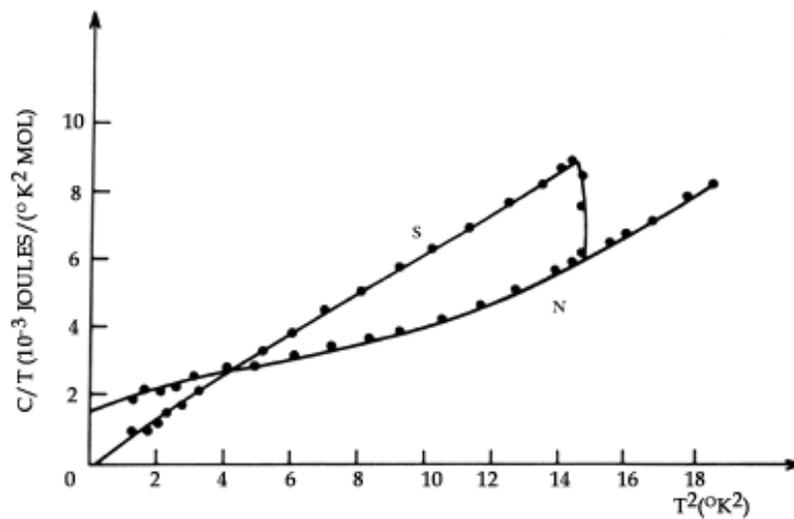
Al igual que en un metal en el estado normal, el calor específico de un metal en el estado superconductor consiste, básicamente, en una contribución de la red de iones del metal (o red cristalina),  $C_r$ , y una contribución electrónica,  $C_{el}$ . De este modo, si  $C$  es el calor específico de un metal en el estado normal:  $C = C_r + C_{el}$ . A bajas temperaturas se tiene que  $C_{el} = \gamma T$  donde  $\gamma$  es una constante para cada material,  $T$  es la temperatura medida en Kelvin y  $C_r = A(T/\Theta_D)^3$ , donde  $A$  es una constante numérica para todos los metales y  $\Theta_D$  es la temperatura de Debye.

Experimentalmente se encuentra que la contribución electrónica al calor específico en el estado superconductor está dada por:

$$C_{el} = B \exp\left(\frac{D}{T}\right),$$

donde  $B$  y  $D$  son constantes del material.

Esta variación exponencial de la contribución electrónica al calor específico es radicalmente distinta de la correspondiente en el estado normal y también, por cierto, típica de la contribución electrónica al calor específico de un material semiconductor. Ésta era otra indicación de que algo extraordinario estaba ocurriendo con los electrones al pasar el material al estado superconductor. Esta variación del calor específico, en su parte correspondiente a los electrones, también sentó una importante pauta para el establecimiento de una teoría microscópica de la superconductividad.



**Figura 7. Variación del calor específico del estaño. El campo magnético aplicado es cero para el caso superconductor, S. El campo magnético aplicado es mayor que el campo magnético crítico para el caso normal, N, como función de la temperatura. Nótese el salto en el valor del calor específico.**

#### LOS IONES Y LA TRANSICIÓN

Una indicación de que los iones del metal influyen de alguna manera en el cambio de comportamiento de los electrones al pasar al estado superconductor la dio el que fue llamado efecto isotópico. Para entenderlo, recordemos que un isótopo es una variedad de un elemento químico que, teniendo el mismo número de protones, en el núcleo atómico, difiere del elemento químico en el número de neutrones que se encuentran en el mismo núcleo. El efecto isotópico, descubierto en 1950, consiste en que, para un mismo elemento, la temperatura crítica varía de una manera que es inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la masa del isótopo de ese elemento. Así, aunque la red atómica misma no muestra ningún cambio en los superconductores ideales, resultó muy claro que debía desempeñar un papel importante en el cambio de comportamiento de los electrones de conducción en el metal.

#### SUPERELECTRONES

De lo que hemos visto anteriormente es claro que algo ha de ocurrir con los electrones del material en estado normal para que se dé el paso al estado superconductor, algo que los vuelva superelectrones, de manera que nada los disperse dentro del material. Pero es claro que no dejan de ser electrones, ya que al subir la temperatura por arriba de la temperatura crítica del material, al aplicar un campo magnético con una intensidad mayor que la del campo magnético crítico correspondientes, o al aplicar una corriente por arriba de la corriente crítica, el material vuelve a su estado normal y, por tanto, también los electrones.

Para entender cómo podemos tener superelectrones, imagine que va caminando por un sendero que presenta obstáculos a su paso: grandes pedruscos, agujeros, etc. Le cuesta trabajo avanzar pues cae al tropezar con los diversos obstáculos, o bien los tiene que rodear. Existe una resistencia a su avance, pues resulta lento y penoso y le cuesta mucha energía, tanto más como mayor número de obstáculos tenga que superar. Ahora suponga que no camina solo, sino en parejas. Así, cuando un miembro de la pareja caiga en un bache, el otro lo ayudará a salir y podrán reanudar su marcha. Así, brazo con brazo, será más fácil sortear los obstáculos del camino. Claro que puede darse el caso en que ambos caigan víctimas de sendos obstáculos y su avance se vea totalmente frenado, al menos por un tiempo breve. Ahora supongamos que en lugar de avanzar en parejas lo hace en tercetos, en cuartetos, en quintetos, etc. Será aún más difícil que el terceto, cuarteto, el quinteto, etc., sea detenido en su camino, porque tendrían que caer todos los elementos del conjunto simultáneamente, víctimas de los obstáculos. Como consecuencia, al trasladarse brazo con brazo los más que se puedan; disminuirá la resistencia a nuestro avance.

Lo señalado en el párrafo anterior puede considerarse válido para el caso de los electrones y la manera de disminuir la resistencia del material a su paso. Podemos pensar que los superelectrones son los electrones en un estado en el que se encuentran unidos entre sí en grandes conjuntos para su avance en el material, de manera que no pueden ser dispersados por nada dentro de él. Así, podemos decir que la transición al estado superconductor lleva a los electrones a amarrarse en grandes enjambres que no encuentran resistencia a su paso por el material, que nos lleva a un estado en el que los electrones se atraen mutuamente. ¿Es esta atracción entre dos electrones posible? La respuesta es sí y la analizaremos con más detalle en la siguiente sección.

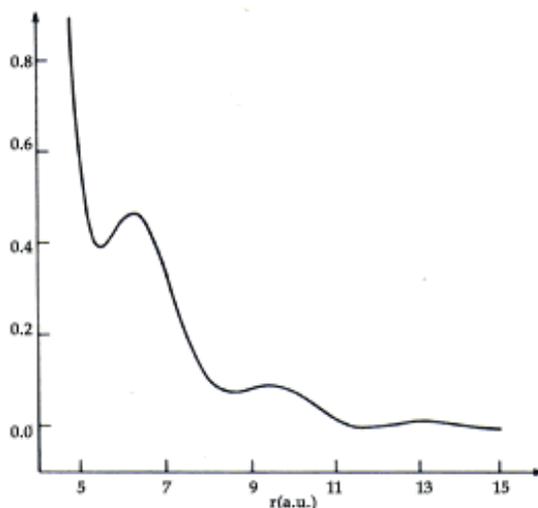
#### ELECTRONES QUE SE ATRAEN

En esta sección se dará un argumento de plausibilidad acerca de la ocurrencia de una interacción atractiva entre dos electrones en el metal y se presentará un resumen de lo que se conoce como el *Par de Cooper*, que constituyó el paso teórico que abrió el camino hacia la teoría microscópica de la superconductividad dada por Bardeen, Cooper y Schrieffer en 1957.

Veamos primero cómo está constituido el metal cristalino (recuérdese que el término cristalino se refiere al hecho de que existe en el metal un arreglo periódico de los iones que lo constituyen). Tenemos iones y electrones. Los iones son los átomos, inicialmente neutros, del elemento, pero desprovistos de sus electrones más exteriores, de manera que el resto, esto es, el núcleo y los demás electrones que permanecían ligados, constituyen los iones en el metal. Queda claro, por tanto, que los iones tienen carga positiva.

Surge la pregunta de cómo ese conjunto de iones positivos que presentan repulsiones de tipo coulombiano, por tener el mismo signo de carga, puede constituir una estructura estable. La respuesta radica en el papel de los electrones en el metal. Los electrones, que cada átomo cedió para formar el metal, son compartidos por todos los iones. De esta manera, los electrones pueden viajar libremente por el metal a través de los iones positivos.

Los electrones, que forman un gas dentro del metal enmascaran o *apantallan* la carga de cada ion positivo; de esta manera, cada ion positivo se siente atraído hacia una nube de carga negativa y la interacción efectiva entre los iones, mediada de este modo por los electrones; resulta de atracción. Claro que para separaciones muy cortas entre los iones, la nube electrónica que rodea a cada ion es muy delgada, de manera que la nube electrónica no alcanza a enmascarar (o a apantallar) la carga del ion, y la interacción, para estas distancias cortas entre dos iones, es de repulsión. En la figura 8 vemos una gráfica del potencial efectivo de interacción típico en función de la distancia, para dos iones en un metal. Existe un mínimo en la energía de interacción que es mucho más profundo que los demás mínimos presentes. Este mínimo corresponde usualmente a la separación de equilibrio de los iones. Alrededor de este mínimo se encuentran vibrando los iones del metal, en constante agitación.



**Figura 8. Potencial efectivo de interacción típico entre dos iones de metal. En este caso el metal es aluminio. El cálculo, de primeros principios de esta interacción se realizó en el Instituto de Física de la UNAM.**

Es usual, en el estudio de los sólidos, utilizar lo que se llama la aproximación armónica.

Esta consiste, fundamentalmente, en hacer un desarrollo en serie de Taylor del potencial de la interacción efectiva entre una pareja de iones en el metal. De esta manera, si  $V(\mathbf{R})$  es el potencial de interacción entre dos iones del metal y hacemos el correspondiente desarrollo, alrededor de la posición de equilibrio que llamaremos  $\mathbf{R}_0$ :

$$V(\mathbf{R}) = V(\mathbf{R}_0) + V'(\mathbf{R}_0) (\mathbf{R} - \mathbf{R}_0) + V''(\mathbf{R}_0) (\mathbf{R} - \mathbf{R}_0)^2 / 2 + \dots,$$

donde  $V'(\mathbf{R}_0)$ ,  $V''(\mathbf{R}_0)$  son, respectivamente, la primera y la segunda derivadas del potencial con respecto a la separación de los iones calculadas en la posición de equilibrio,  $\mathbf{R}_0$ . Si suponemos oscilaciones pequeñas alrededor de la posición de equilibrio (lo cual puede satisfacerse para temperaturas lejanas y por abajo de la temperatura de fusión del metal), podemos desprestigiar todos los términos de grado superior a 2. Por otro lado, dado que en  $\mathbf{R}_0$  existe un mínimo,  $V'(\mathbf{R}_0) = 0$ , obtenemos que:

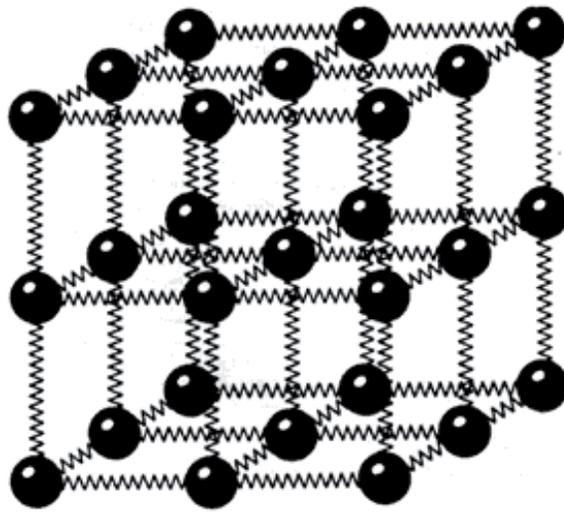
$$V(\mathbf{r}) \approx V(\mathbf{R}_0) + V''(\mathbf{R}_0) (\mathbf{R} - \mathbf{R}_0)^2 / 2.$$

Pero  $V(\mathbf{R}_0)$  es una constante y el origen de medición del potencial puede ser elegido a nuestro arbitrio. Escogamos el origen de modo que  $V(\mathbf{R}_0)$  sea cero. Así:

$$V(\mathbf{R}) = V''(\mathbf{R}_0) (\mathbf{R} - \mathbf{R}_0)^2 / 2$$

y esta expresión corresponde al potencial producido por un resorte, esto es, el potencial de un oscilador armónico.

Podemos decir que, a temperaturas convenientes (muy por debajo de la temperatura de fusión del material), la forma efectiva en que dos iones interactúan dentro del metal es semejante a si estuvieran unidos por un resorte. Con esto queda claro el significado de la aproximación armónica. Dentro de esta aproximación podemos imaginar al metal como un arreglo periódico de iones donde cada ion queda unido a otro por medio de un resorte, como se muestra en la figura 9. De este modo la red queda como un arreglo tridimensional de osciladores armónicos. Así, las propiedades dinámicas de la red de iones en el metal puede ser estudiada analizando las propiedades dinámicas de la red tridimensional de osciladores armónicos acoplados (figura 9). Se sabe, de la mecánica clásica, que este tipo de arreglos de osciladores, al igual que la cuerda vibrante de una guitarra, presenta modos normales de vibración. Recuérdese que un modo normal de vibración es una manera de vibrar del sistema en el cual todas las partículas oscilan con la misma frecuencia. Cuando se hace el análisis, siguiendo los métodos de la mecánica cuántica, de la dinámica de la red de osciladores armónicos, se encuentra que la energía de vibración está cuantizada. El cuanto (en latín *quantum*) de energía de vibración del arreglo tridimensional de osciladores recibe el nombre de *fonón*, en analogía al de *fotón*, que corresponde al cuanto de vibración del campo electromagnético que da origen a la radiación luminosa. De esta manera, cuando hablemos de fonones, nos estaremos refiriendo a la energía de vibración de la red de iones de la red cristalina



**Figura 9. Esquema que representa la aproximación armónica para un sólido.**

Resulta claro que cuando hablamos de la interacción electrón-fonón estaremos, en esencia, hablando de las colisiones de los electrones con los iones, puesto que al chocar los electrones con los iones se generan vibraciones en el arreglo tridimensional de osciladores.

Por otro lado, las oscilaciones en la gráfica de la interacción efectiva entre dos iones mostrada en la figura 8, para distancias grandes (mayores que la correspondiente al primer mínimo) tienen una frecuencia bien definida e igual a  $2K_F$  donde  $K_F$  es el vector de onda de Fermi.

Estas oscilaciones, que se deben al apantallamiento electrónico, reciben el nombre de oscilaciones de Friedel en honor a quien las estudió por primera vez.

De lo señalado anteriormente para la interacción efectiva entre iones, resulta muy claro cómo los iones de la red cristalina pueden llegar a tener una interacción efectiva de atracción por la acción de los electrones y presentar, de este modo una estructura estable para el metal.

Si ahora nos preguntamos cómo podemos llegar a tener una interacción de atracción entre los electrones de un metal para alcanzar el estado superconductor, de manera natural pensaremos que tiene que ocurrir por la acción de los iones de la red cristalina. Esta conclusión se ve reforzada por la existencia del efecto isotópico, que ya hemos mencionado en una sección anterior.

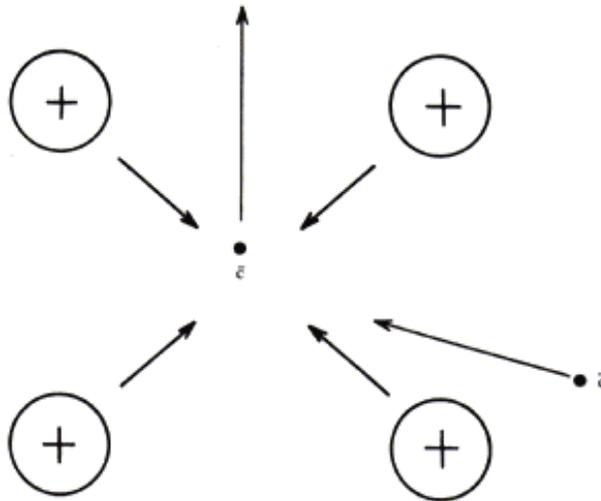
Sabemos que en el vacío existe una repulsión entre electrones. En el interior de un metal, como ya vimos, tenemos un gas de electrones. De esta manera la interacción electrón-electrón se da en presencia de todos los demás electrones de conducción (o sea, los que tienen libertad de desplazarse por el metal, los que no están ligados a los núcleos). La presencia de los demás electrones es tomada en cuenta, con razonable precisión al estudiar los sólidos, a través de las aproximaciones conocidas como teoría de perturbaciones y teoría de respuesta lineal, por la utilización de una función dieléctrica. La función dieléctrica sirve para tomar en cuenta el efecto de apantallamiento electrónico.

En el espacio físico, el de configuración, el potencial coulombiano de repulsión está dado por  $e^2/r$ , donde  $e$  es la carga electrónica y  $r$  es la separación entre los electrones. Esta repulsión coulombiana queda representada en el espacio de Fourier por  $4p/q^2$ . Cuando tomamos en cuenta la presencia de los demás electrones, la repulsión coulombiana entre un par de ellos pasa a ser  $4\pi/[q^2 \epsilon(q)]$ . Esto es, dividimos el potencial coulombiano entre la función dieléctrica,  $\epsilon(q)$ , del gas de electrones. Es

usual que tengamos  $e(q) > 1$ , lo que significa que la intensidad de la interacción entre los electrones se ve reducida en el espacio de Fourier.

Aunque el signo de la interacción, no cambia, sino que sigue siendo repulsiva. Así queda muy claro que si es posible una interacción de atracción entre dos electrones en el metal, deberemos examinar el efecto de la red de iones sobre los electrones.

Consideremos primeramente un electrón que viaja a través de la red cristalina, como se muestra en la figura 10. Este electrón va tirando de cada ion positivo a su paso, generando una onda de perturbación en la red. Ahora veamos con más detalle a un electrón dentro de la red cristalina (figura 10). Este electrón moverá hacia él a los iones vecinos creando, localmente, un aumento en la densidad de carga positiva, de manera tal que otro electrón que pase por la vecindad de esta región podrá ser atraído por el desbalance de carga positiva existente. Tendremos así que la interacción efectiva entre los dos electrones es de atracción, por la mediación de la red. Podemos pensar que la interacción electrón-fonón-electrón puede ser responsable de una interacción de atracción entre dos, electrones.



**Figura 10. Electrón que, al viajar, puede atraer a otro electrón por medio de la red de iones con lo cual puede dar lugar a un par de Cooper.**

De hecho, en 1956 L. N. Cooper demostró que, de existir una interacción atractiva entre dos electrones en un metal, estos electrones pueden permanecer ligados el uno con el otro. También demostró que el radio del estado ligado de los dos electrones es del orden de  $10^4$  (varios miles de distancias interiónicas en la red cristalina), que es, prácticamente, una magnitud microscópica.

Si pudiéramos llegar a un estado del material en que existieran pares de Cooper, es claro que tendríamos un superconductor ya que, por su enorme tamaño, habría una enorme cantidad de traslapes entre los pares de Cooper, creándose gigantescos enjambres de electrones unidos que no verían resistencia a su paso.

En relación con la atracción entre dos electrones como paso hacia el estado superconductor, en 1956 L. N. Cooper estudia y resuelve el siguiente problema, que marcó un paso muy importante en el entendimiento de la superconductividad y que es conocido actualmente como el par de Cooper.

Cooper se pregunta que ocurriría si a un sistema de electrones que se encuentra llenando el mar de Fermi (recordemos que el mar de Fermi se refiere al conjunto de

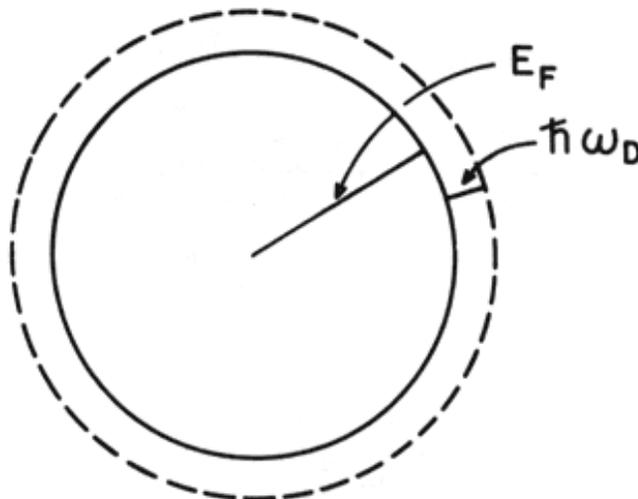
estados electrónicos ocupados hasta el nivel de la energía de Fermi), le añadiríamos dos electrones más, con la suposición de que los electrones del mar de Fermi se mantuvieran rígidamente en sus estados, de manera que estos estados no puedan ser accesibles; es decir, que están prohibidos a los dos electrones adicionales por el principio de exclusión de Pauli. En otras palabras, en este problema se toma un mar de Fermi pasivo, o sea, no se hace caso de todas las interacciones y perturbaciones que dos electrones adicionales pudieran tener en los electrones que ocupan el mar de Fermi.

El problema del par de Cooper constituye un problema ideal que, sin embargo, contiene todos los ingredientes importantes involucrados en el problema de la superconductividad. Constituye, esencialmente un problema de dos cuerpos que, sin embargo, toma en cuenta la presencia de los demás electrones.

Los dos electrones que se agregan se suponen con energías muy cercanas a la energía de Fermi; pero por fuera de la superficie de Fermi asociada al metal. De este modo, la energía del estado base del nuevo sistema de  $N+2$  partículas es  $E^0(N)+2E_F$ , donde  $E^0(N)$  es la energía del estado base del sistema original de  $N$  electrones.

Se hace la suposición de que los dos electrones adicionales interactúan a través de un potencial de dos cuerpos  $V(\mathbf{X}_1 - \mathbf{X}_2)$  y se hace la aproximación de un gas de electrones libres para el estado inicial del sistema, que es una representación razonable para el estado normal de un metal. Se impone la condición de que los dos electrones introducidos son tales que han de tener ímpetus lineales de igual magnitud pero de sentido contrario y que tengan espines opuestos. La conveniencia de esta condición es la siguiente: el estado base del metal normal tiene ímpetu lineal igual a cero y espín igual a cero (para metales simples) y si no se impusiera esta condición el sistema de  $N + 2$  partículas exhibiría corriente y espín netos diferentes de cero. La interacción entre los electrones se toma como atractiva sin averiguar ni interesarse, por el momento, en el camino que lleve a ella, en cómo puede llegarse a dar esta atracción entre dos electrones en el material.

Para entender mejor el modelo que se escoge para la interacción pasemos al espacio de Fourier, en donde denotaremos la interacción como  $V(\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2)$ . Consideremos la esfera de Fermi de radio  $K_F$  correspondiente a la energía de Fermi  $E_F$ , como se muestra en la figura 11 y alrededor de esta esfera, un cascarón esférico con un espesor de  $\hbar\omega_D$ , donde  $h$  es la constante de Planck dividida entre  $2\pi$  y  $\omega_D$  es la frecuencia de Debye. Nótese que el espesor del cascarón es mucho menor que el radio de la esfera de Fermi en virtud de las magnitudes de  $E_F$  y de  $\hbar\omega_D$ . El potencial se escoge de manera tal que  $V(\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2) = 0$ , cuando  $\mathbf{K}_1$  y  $\mathbf{K}_2$  están fuera del cascarón de espesor  $\hbar\omega_D$ , y  $V(\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2) = -V$ , donde  $V$  es una constante positiva, si  $\mathbf{K}_1$  y  $\mathbf{K}_2$  están dentro del cascarón. Nótese que así, si  $\mathbf{K}_1$  y  $\mathbf{K}_2$  están ambas dentro del cascarón esférico, la atracción entre los electrones del par es constante.



**Figura 11. Representación, en el espacio de Fourier, del problema del par de cooper.**

Con este modelo, resolviendo el problema cuántico de la función de onda del par y el problema de valores propios de la energía del par, se encuentra que siempre existe un estado ligado, sin importar qué tan débil sea la atracción entre los electrones, esto es, sin importar qué tan pequeña sea la constante  $V$

Se encuentra que la energía del estado ligado está dada por:

$$E = \frac{2\hbar\omega_D}{1 - \exp(-2/f)}$$

donde  $f = N(0)V$ , siendo  $N(0)$  la densidad de estados electrónicos para el nivel de Fermi. El valor de  $f$  puede ser aproximado como  $pn \times 10^{-6}$ , donde  $p$  es la resistividad de alta temperatura y  $n$  es la densidad electrónica del material. El valor típico de  $f$  resulta de **0.3** y así vemos que  $E$  resulta ser  $\ll \hbar\omega_D$ .

Es posible obtener, en el espacio físico, la separación promedio de los elementos del par de Cooper. La raíz cuadrática media del radio de un par,  $(p^2)^{1/2}$  se puede calcular por medio de la fórmula:

$$\langle p^2 \rangle = \frac{\int \Psi^*(R) R^2 \Psi(R) dV}{\int \Psi^*(R) \Psi(R) dV}$$

donde  $\Psi(R)$  es la función de onda del par. El resultado final es  $(p^2) = 8\hbar^2 E_F / (3m^2 E^2)$ , cuyo valor para un metal como el aluminio resulta de **10<sup>4</sup> angstroms (o 10<sup>-4</sup> cm)**. Nótese que ésta es una distancia muy grande comparada con una separación típica de electrones en el mismo material que es del orden de **1 angstrom**.

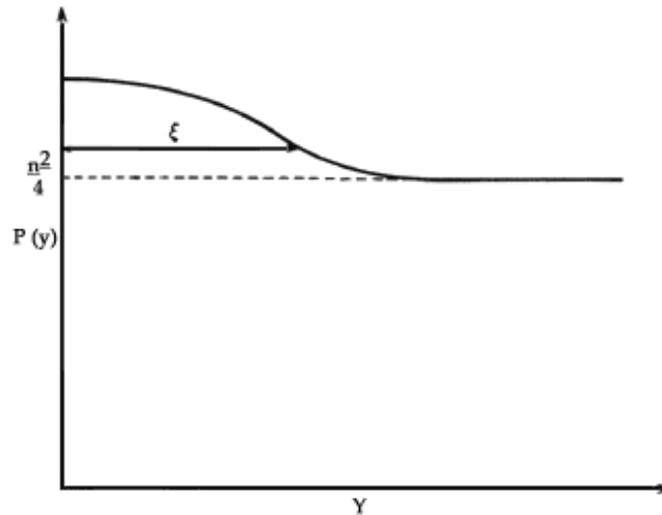
Así que si suponemos que en un material en estado superconductor existen pares de Cooper, habría entre ellos un traslape grande e importante. Tenemos también, como consecuencia de la existencia de los pares de Cooper y la separación macroscópica entre sus elementos, la posibilidad de efectos macroscópicos.

Puede decirse que el resultado más importante del análisis de Cooper es que al formar un par con electrones que tienen ímpetus de igual magnitud pero de signos opuestos, la disminución de la energía potencial debida a la interacción supera el aumento en la energía cinética que se tiene por arriba de  $2E_F$ . Es decir, si los dos electrones quedan representados por un estado  $\Psi$  en el cual son dispersados frecuentemente entre estados con ímpetus de la misma magnitud pero de sentido opuesto, dentro de un intervalo de  $\Delta p = \hbar\omega_D / PF$ , la energía total del sistema es menor de lo que sería si los electrones estuvieran en estados infinitesimalmente por arriba de la superficie de Fermi pero sin atracción entre ellos.

Del resultado obtenido para el par de Cooper tenemos que en el espacio físico (espacio  $R$ ), tomando en cuenta el problema de muchos cuerpos, un electrón con espín hacia arriba y vector de onda  $k$  está correlacionado con todos los electrones de vector de onda  $-k$  y espín hacia abajo, en un radio de **10<sup>4</sup> angstroms**. En el espacio de Fourier (espacio  $k$ ) está correlacionado solamente con otro electrón.

Considerando que en un material en el estado superconductor existen del orden de  $10^{23}$  electrones y considerando que existen también pares de Cooper, uno podría preguntarse cuál es la probabilidad de encontrar un electrón con vector de onda  $-k$  y espín para abajo en un elemento de volumen  $dV_2$  a una distancia  $r$  de un electrón con vector de onda  $k$  y espín para arriba contenido en un elemento de volumen  $dV_1$ .

En el metal en estado normal la probabilidad es independiente de  $r$  y la respuesta a la pregunta es  $n^2 dV_1 dV_2/4$ . Para el metal en el estado superconductor y valores muy grandes para la separación  $r$ , la respuesta sigue siendo la misma, pero para otros valores de  $r$ , la probabilidad es mayor, exhibiendo así el hecho de que es más probable encontrar cercanos entre sí a los electrones apareados que muy separados, como se muestra en la figura 12. Nótese que si le llamamos al radio del par de Cooper  $r_0$ , en un volumen dado por  $r_0^3$  existen del orden de  $10^7$  pares, de tal forma que las funciones de onda se traslapan considerablemente.



**Figura 12. Probabilidad  $P(r) dV_1 dV_2$  de encontrar a un electrón con vector de onda  $-k$  y espín para abajo en un volumen  $dV_2$  a una distancia  $r$  de un volumen  $dV_1$  que contiene a un electrón con vector de onda  $k$  y espín para arriba. Para el metal en el estado normal es  $n^2/4$ , donde  $n$  es la densidad electrónica clásica. Para el estado superconductor la probabilidad es mayor, como puede verse en la gráfica, dentro de un intervalo  $E \sim 10^{-4}$  eV.**

Es interesante hacer notar que el mismo Cooper, en su artículo del año de 1956, donde trata el problema del par de electrones, menciona que unos años antes, en 1952, V. L. Ginzburg publicó un trabajo en donde considera un problema semejante al par que considera Cooper. En palabras del propio Cooper, cuando hace referencia al trabajo de V. L. Ginzburg de 1952: "También ha sido sugerido que las propiedades superconductoras pueden resultar si se considera que los electrones pudieran combinarse en agrupamientos pares de tal manera que los agregados resultantes obedecen la estadística de Bose." De este modo podríamos decir que Ginzburg se anticipó en la idea algo así como cuatro años y medio (el trabajo de Cooper se publicó en el mes de diciembre de 1956).

A pesar de que el par de Cooper tiene espín total cero y corresponde a un par de electrones ligados y pudiera en algunos aspectos seguir la estadística de Bose no es, estrictamente hablando, un bosón.

Esto puede entenderse fácilmente si se recuerda que el par de Cooper está constituido por dos electrones ligados entre sí. De este modo, los elementos del par de Cooper tienen que satisfacer la estadística de Fermi, ya que deben seguir cumpliendo con el principio de exclusión de Pauli.

El mecanismo que brevemente hemos expuesto para tener la posibilidad de una atracción entre dos electrones es el que se tiene en los superconductores convencionales. Para los nuevos materiales superconductores cerámicos no se sabe con certeza el mecanismo que lleva a la formación de los pares de Cooper. Se tiene ya evidencia de que, al menos en parte, los fonones contribuyen a la formación de los pares de Cooper. Esto es por la presencia de

un débil efecto isotópico. También es claro ya que los fonones no son los únicos posibles responsables de la formación de los pares de Cooper y que todo parece indicar que hay varias contribuciones para la formación de éstos. Para los materiales cerámicos superconductores no existe aún una teoría satisfactoria acerca del origen de la superconductividad en ellos. Aunque hay varias propuestas, la controversia no está resuelta.

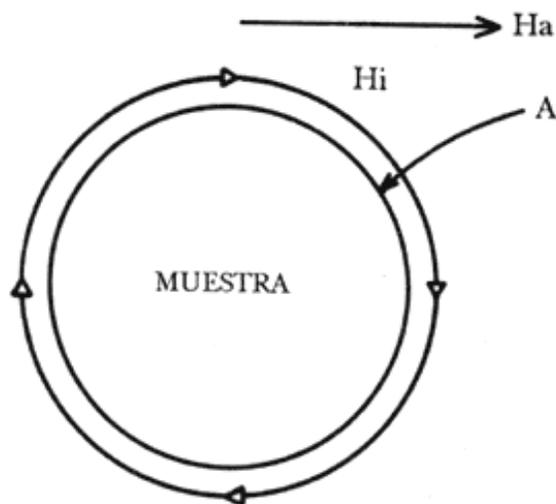
En 1957, J. Bardeen, L. Cooper, y R. Schrieffer, utilizando la idea del par de Cooper, se abocaron a la tarea de resolver el problema teórico desde el punto de vista de la mecánica cuántica, de la superconductividad en un metal. Supusieron que la interacción atractiva entre dos electrones era por medio de los iones del metal. Tuvieron un éxito rotundo para explicar el fenómeno, especialmente en lo que se refiere a los resultados experimentales de los superconductores ahora conocidos como de Tipo I. Por su teoría, ahora conocida como teoría BCS, Bardeen, Cooper y Schrieffer recibieron el premio Nobel de Física en 1972.

Actualmente se piensa que todos los metales, que son buenos conductores de electricidad, pueden en principio convertirse en superconductores a temperaturas suficientemente bajas.

En la siguiente sección veremos cómo la forma de la muestra de material afecta la presencia de la superconductividad; cómo la geometría de la muestra afecta al estado superconductor, llegándose a lo que se conoce como el *estado intermedio*.

#### EL ESTADO INTERMEDIO

En electromagnetismo es conocido el fenómeno de la desmagnetización, debido al cual la intensidad de campo magnético,  $H$ , en el interior de un cuerpo es un campo desmagnetizante. La forma en que este campo magnético se distribuye depende, en general, de la geometría de la muestra. Para una muestra que es un elipsoide de revolución, con un campo magnético aplicado,  $H_a$ , paralelo al eje de revolución de la muestra (figura 13), es posible demostrar que el campo interno es uniforme y paralelo al campo aplicado y que está dado por:  $H_{\text{int}} = H_a - nM$ , donde  $M$  es la magnetización y  $n$  es un factor conocido como factor de desmagnetización y que depende de la geometría del cuerpo.



**Figura 13. Muestra cilíndrica en el seno de un campo magnético perpendicular al eje del cilindro. En el interior del cilindro el campo magnético es mayor que fuera de él, por el factor de desmagnetización.**

Para un elipsoide alargado,  $n = (1/e - 1)[(1/2e)\ln((1 + e)/(1 - e)) - 1]$ , donde  $e$  es la excentricidad del elipsoide. Para una esfera,  $n = 1/3$ ; para un cilindro circular recto con su eje perpendicular al campo magnético aplicado  $n = 1/2$  y para el mismo cilindro, pero con su eje paralelo al campo aplicado,  $n = 0$ .

Para el caso de un superconductor:  $M = -H_{\text{int}}$  y así:

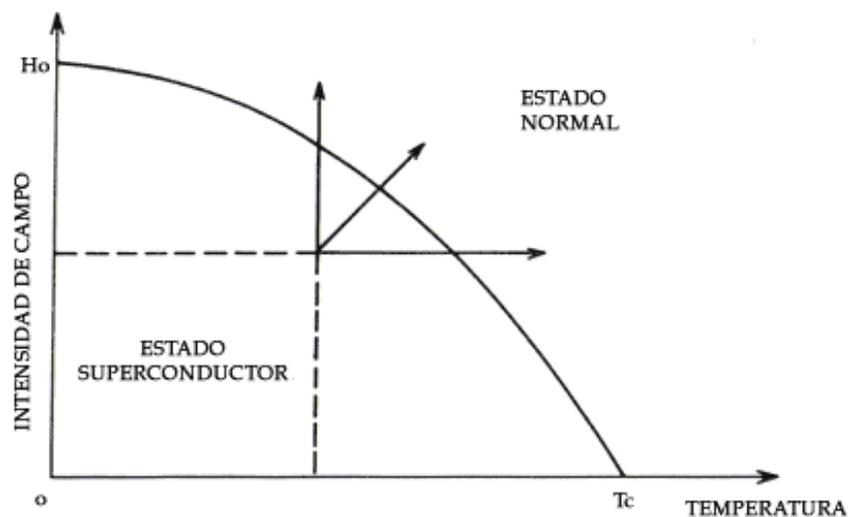
$$H_{\text{int}} = \frac{Ha}{1-n}$$

De este modo tendremos que el campo magnético en el interior de la muestra va a ser más intenso que en su superficie exterior y así, antes de que el campo aplicado externamente llegue al valor del campo crítico de la muestra tendremos que, en su interior, el valor del campo crítico ya ha sido alcanzado. Al imponer las condiciones de frontera que debe satisfacer el campo  $H$  (condiciones de frontera entre las regiones en estado normal y las regiones en el estado superconductor), se deduce que no existe una superficie con fronteras simples para la que se puedan satisfacer las condiciones para el campo  $H$ .

El problema puede resolverse notando que las fases normal y superconductoras pueden existir una al lado de la otra en equilibrio, de la misma manera que un líquido puede coexistir con su vapor si la presión es igual a la presión del vapor de saturación. Una posible configuración podría constar, por ejemplo, de zonas cilíndricas, delgadas, en estado normal, coexistiendo con la región superconductoras. Algunas líneas del campo magnético podrían penetrar la muestra por las regiones en estado normal.

Es posible demostrar que la energía libre del sistema, para una configuración como la mencionada, es menor que la correspondiente cuando toda la muestra se encuentre en el estado normal. También es posible demostrar que es menor que si toda la muestra se encuentra en el estado superconductor.

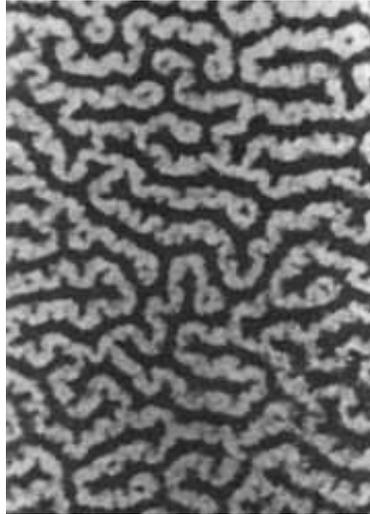
Al estado de una muestra en el que coexisten fases normales con fases superconductoras, por efectos estrictamente de la geometría de la muestra, se le denomina estado intermedio. Existe evidencia experimental de la existencia del estado intermedio gracias al trabajo de muchos investigadores. Dos de los primeros que informaron sobre la existencia del estado intermedio fueron Shalnikov y Meskovsky, quienes, en 1945, 1947 y 1949, realizaron experimentos muy interesantes al respecto. Lo que hicieron esencialmente en sus experimentos fue explorar la presencia del campo magnético en una pequeña separación entre dos hemisferios de estaño superconductor de un diámetro de unos **4 cm**. La exploración del campo magnético entre los dos hemisferios se hizo utilizando un alambre de bismuto muy pequeño.



**Figura 14. Diagrama de fases de un material superconductor Tipo I, en términos del campo magnético aplicado y la temperatura. Las regiones que quedan fuera del cuadro que corresponde al estado superconductor, pero que quedan fuera de la zona del estado normal, corresponden al estado intermedio.**

Se utilizó bismuto para aprovechar su resistividad, que es muy sensible a la presencia de un campo magnético. Por medio de la sonda de bismuto, se midió el valor del campo magnético adyacente a ella, el cual resultaba cero

en la vecindad de regiones superconductoras y era igual, a  $\mu_0 H_c$ , en las regiones normales. Desde luego que la distribución de regiones normales y superconductoras resultó mucho más complicada que la estructura que aquí se ha sugerido, pero lo más importante es que se demostró muy claramente la coexistencia de fases normales y superconductoras, esto es, la existencia del estado intermedio (figura 15).



**Figura 15. Fotografía que muestra la existencia del estado intermedio en un superconductor Tipo I. Las partes oscuras son las superconductoras y las claras son las que se encuentran ya en estado normal.**

Otros métodos para la observación del estado intermedio se basan en la tendencia de las partículas de material ferromagnético a acumularse en regiones de alta intensidad de campo magnético y de partículas de material superconductor (que es un diamagneto perfecto) a acumularse en regiones de baja intensidad de campo magnético.

#### EL HIDRÓGENO METÁLICO

Fue en 1935 cuando Eugene Wigner (premio Nobel de Física en 1963 por sus contribuciones al estudio del núcleo atómico y las partículas elementales), y Helen Huntington predijeron que el hidrógeno podría llegar a una fase metálica si se le aplicaba una presión hidrostática suficientemente alta. Desde entonces se ha intentado su obtención en el laboratorio para el estudio de sus propiedades.

En 1968 N. W. Ashcroft sugirió por vez primera que el hidrógeno metálico podría ser un material superconductor. Se interesó en este material al notar que Júpiter, planeta que está compuesto principalmente de hidrógeno, presentaba un campo magnético anómalamente intenso. A saber que las presiones en el interior de Júpiter eran enormes (del orden de millones de atmósferas), hizo la conjetura de que quizá el hidrógeno se encontraba allí en estado metálico. Con esta suposición y tomando el valor de algunos parámetros del hidrógeno en estado metálico, hizo una estimación del valor de la posible temperatura de transición superconductor. Obtuvo un valor, de alrededor de **100 Kelvin**, que es una temperatura comparable a la existente en el interior de Júpiter. Así sugirió Ashcroft que el campo magnético de ese planeta podría deberse a que el hidrógeno que lo compone se halla en estado superconductor.

Pero había que hacer cálculos mucho más serios y detallados antes de afirmarlo con toda certeza. Cálculos posteriores, sumamente detallados y precisos realizados en México (en el Instituto de Física de la UNAM) llevan a valores de una temperatura de transición para el hidrógeno metálico de alrededor de 300 Kelvin, reforzándose así la sugerencia hecha por Ashcroft. Los cálculos sobre la densidad del hidrógeno en Júpiter varían de  $0.1 \text{ gr/cm}^3$ , en la superficie a  $5 \text{ gr/cm}^3$  cerca del centro, lo que indica que el hidrógeno bien puede estar en estado sólido y que, además, pudiera ser metálico.

En el laboratorio, el hidrógeno metálico es difícil de obtener. Sin embargo, en 1972 un grupo de científicos soviéticos (Grigorev y colaboradores) lo obtuvo por vez primera. También en la URSS, en 1975, Vereshchagen y colaboradores lo obtuvieron nuevamente. Utilizaron una técnica de implosión de dos cilindros concéntricos para alcanzar las elevadas presiones que se requieren y observaron un cambio brusco en el valor de la conductividad eléctrica del hidrógeno. Desde luego que solamente se mantuvo por unas fracciones de segundo, insuficientes para detectar las propiedades de este material.

En Japón también, en 1980, se informó sobre la obtención de hidrógeno metálico con una técnica muy distinta, en la que las altas presiones se obtenían por medio de presiones ejercidas con un tornillo. Pero parece que este experimento no ha sido reproducible. Posteriormente se pudo obtener hidrógeno cristalino, pero sin llegar a establecer si era metálico, ejerciendo presión sobre el material por medio de yunques de diamante, a presiones de 2.5 millones de atmósferas. Esto fue a mediados del decenio 1980-1990. En marzo de 1996 se obtuvo hidrógeno metálico a partir de hidrógeno fluido utilizando un cañón de dos etapas para crear una onda de choque de enorme presión sobre un blanco que contenía hidrógeno líquido enfriado a 20 K. El experimento fue realizado en el Laboratorio Nacional Lawrence Livermore, de Estados Unidos. La presión requerida fue de 1.4 millones de atmósferas. El estado metálico del hidrógeno no duró lo suficiente como para determinar si se encontraba en el estado superconductor.

La posibilidad de obtener un superconductor de alta temperatura crítica ha sido muy atractiva desde el momento en que se descubrió la superconductividad. Los beneficios tecnológicos que se obtendrían son muy claros y nos referiremos a ellos en el último capítulo. Se ha desplegado un enorme esfuerzo, tanto teórico como experimental, hacia la consecución de un material superconductor de alta temperatura crítica, y no fue sino hasta 1987 cuando, con una clase totalmente nueva de materiales superconductores, los superconductores cerámicos, se lograron temperaturas del orden de 100 Kelvin. El manejo tecnológico de los materiales cerámicos es bastante problemático, pero no es imposible.

Los superconductores cerámicos pertenecen a la clase conductores denominados Tipo II o superconductores duros. Presentan elevados valores para el campo magnético crítico. En el siguiente capítulo nos ocuparemos de las principales características de los superconductores Tipo II.



### III. LOS SUPERCONDUCTORES DUROS

#### EL ESTADO MIXTO

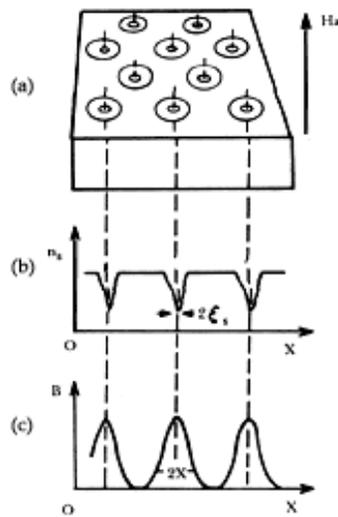
COMO ya se mencionó en el primer capítulo, existe otra clase de superconductores que recibe el nombre de superconductores Tipo II o superconductores duros. Estos presentan propiedades magnéticas muy diferentes a las del Tipo I que ya hemos analizado.

En 1957, por vez primera, el científico soviético Abrikosov publicó un estudio teórico en el que señalaba que podía haber otra clase de superconductores con propiedades diferentes de los estudiados experimentalmente hasta entonces. Daba como característica esencial de estos materiales el hecho de que presentan una energía superficial negativa para fronteras que separan la parte que se encuentra en estado normal de la parte que se encuentra en estado superconductor en el material. Recordemos que la energía superficial es la energía mínima que se necesita para crear una superficie en un material. De esta manera, la inmensa mayoría de los materiales conocidos en la naturaleza tienen una energía superficial positiva, lo que significa que es necesario invertir cierta cantidad de energía para formar una superficie en un material. Por ejemplo, si tenemos un trozo de metal, para crear una nueva superficie en él (por ejemplo, partiéndolo) tendremos que invertir cierta cantidad de energía. De este modo queda claro el significado de tener una energía superficial negativa entre una parte en el estado normal y una parte en el estado superconductor. Para un superconductor duro (o Tipo II) será más conveniente, porque disminuirá su energía total, tener la frontera más grande posible entre su parte en estado normal y su parte en el estado superconductor. Esta circunstancia explica la existencia del llamado estado mixto en los superconductores Tipo II.

Visto de una manera un poco distinta, se puede decir que, como un material toma siempre la configuración de energía libre total mínima, tendremos que para un valor de la energía superficial negativa suficientemente grande entre una parte normal y una parte superconductora del material, podrían formarse un gran número de regiones normales en él cuando se aplicara un campo magnético. La configuración que tomaría el material sería tal que el área entre la parte normal y la parte conductora sería lo más grande posible, lo que podría lograrse si el material superconductor se dividiera en una mezcla, a muy fina escala, de regiones normales y superconductoras cuyas fronteras fueran paralelas al campo magnético aplicado. De hecho, esta configuración existe y se le denomina estado mixto.

Es muy importante distinguir entre lo que es el estado mixto y lo que es el estado intermedio. Recuérdese que el estado intermedio aparece en los superconductores Tipo I en virtud de la forma geométrica de la muestra; que lleva a asignarle un valor del factor de desmagnetización diferente de cero. El estado mixto, por otra parte, es una característica intrínseca de los superconductores Tipo II y que aparece aun si la forma de la muestra es tal que lleve a asignarle un valor del factor de desmagnetización igual a cero. Además, la estructura del estado intermedio es relativamente *gruesa* y puede verse a simple vista. El estado mixto, en cambio, presenta una estructura mucho más fina, con una periodicidad de menos de  **$10^{-5}$  cm**.

El superconductor en el estado mixto está atravesado por finos cilindros de material en estado normal que son paralelos al campo magnético aplicado. Estos cilindros reciben el nombre de núcleos normales, los cuales quedan distribuidos en un arreglo periódico triangular. Al estudiar con detalle la energía libre del estado mixto del superconductor Tipo II, se obtiene que la estructura del estado mixto es como la que se muestra en la figura 16. También se encuentra que las propiedades del superconductor en el estado mixto varían de una manera periódica con la posición.



**Figura 16. Estructura del estado mixto. Éste sólo se presenta en los superconductores Tipo II y es muy diferente en su origen al estado intermedio.**

Hacia el centro de cada núcleo normal, el número de electrones en el estado superconductor tiende a cero.

El material, como un todo, es diamagnético. El campo magnético aplicado recibe la oposición de un campo magnético generado por corrientes superficiales que circulan alrededor del perímetro de la muestra.

Dentro de cada núcleo normal que atraviesa al material hay un flujo magnético que tiene la misma dirección que el flujo del campo aplicado. El flujo, dentro de cada núcleo normal, es generado por un vórtice de corriente persistente que circula alrededor de él, con un sentido de rotación opuesto al de la corriente en el perímetro de la muestra.

El flujo total generado en cada núcleo por la corriente que contiene es igual a un *flujón*, que es un cuanto de flujo magnético. El flujón tiene un valor de  $h/2e = 2.07 \times 10^{-15}$  Weber.

#### CÓMO SE MAGNETIZAN

Pasemos ahora a ver la manera como se magnetizan los superconductores Tipo II. El comportamiento de esta clase de superconductor al aplicar un campo magnético es el que se muestra en las figuras 17 y 18. Puede verse que para campos magnéticos aplicados,  $H_a$ , cuya intensidad está por debajo de un cierto valor  $H_{c1}$  el material se comporta como un superconductor Tipo I. El efecto Meissner (exclusión total del campo magnético en el interior de la muestra) está presente. Cuando el campo magnético aplicado alcanza el valor  $H_{c1}$ , la penetración de flujo magnético deja de ser cero. Esto ocurre en virtud de que se formaron los núcleos normales con sus vórtices asociados que permiten la penetración de flujo en la muestra. Para campos aplicados con intensidades entre  $H_{c1}$  y  $H_{c2}$ , el número de vórtices que ocupa la muestra está gobernado por el hecho de que se repelen entre sí.

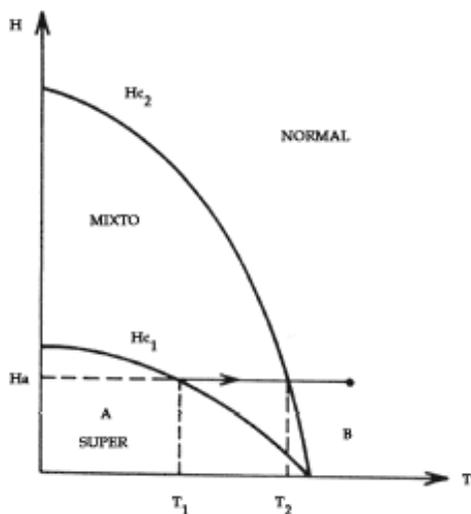


Figura 17. Fases de un superconductor Tipo II, en términos del campo aplicado y de la temperatura.

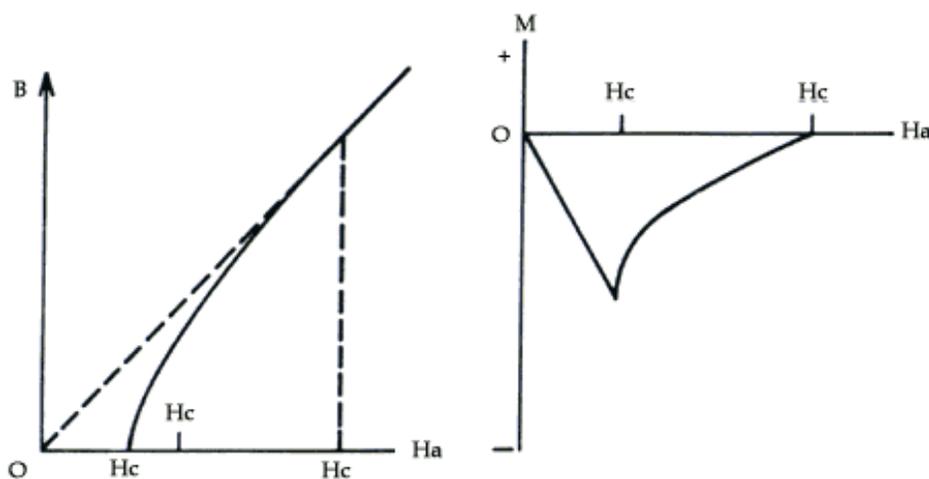
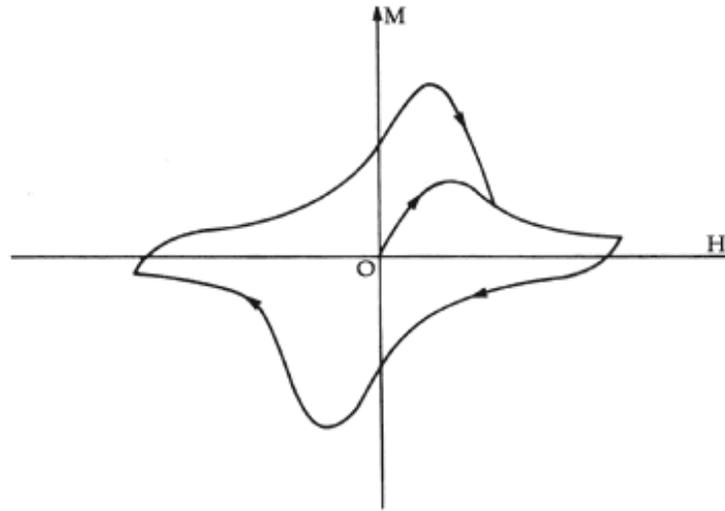


Figura 18. Magnetización de un superconductor Tipo II al aplicar un campo magnético.

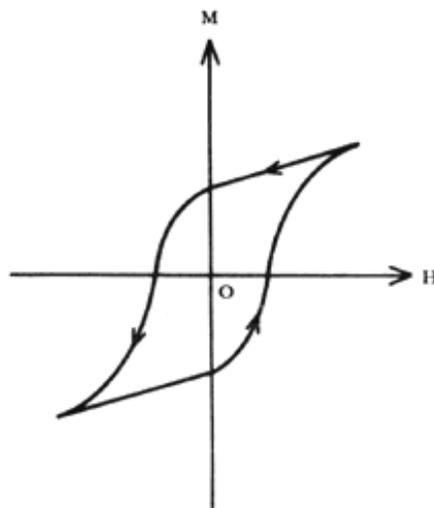
El hecho de que los vórtices se repelan entre sí puede ser entendido fácilmente al notar que, por las corrientes que circulan en ellos, son equivalentes a electroimanes normales con polaridades iguales. El número de núcleos normales, por unidad de área, para la intensidad dada de campo magnético aplicado, es tal que hay un equilibrio entre la energía libre del material debida a la presencia de cada núcleo no diamagnético (o lo que es lo mismo, cada núcleo de material en el estado normal) y la existencia de la repulsión mutua entre los vórtices.

Conforme aumenta la intensidad del campo magnético aplicado, los núcleos de material normal aumentan en número por unidad de área y de esta manera aumenta el flujo magnético que penetra la muestra. Así, a partir de  $H_{c1}$  la magnetización tiende a cero de una manera suave, lisa, como puede verse en la figura 18. Cerca del valor de  $H_{c2}$  la magnetización cambia linealmente con el campo aplicado. Sin embargo, cuando el campo llega al valor de  $H_{c2}$ , existe un cambio discontinuo en la pendiente de la gráfica con respecto al campo aplicado. Para valores de  $H_a$ , mayores que  $H_{c2}$ , la muestra pasa al estado normal.

Por otro lado, los superconductores Tipo II presentan también ciclos de histéresis de la magnetización con respecto al campo magnético aplicado. La figura 19 muestra un ciclo de histéresis típico de un metal superconductor duro. Este ciclo contrasta con el ciclo típico de un metal ferromagnético normal, como el que se muestra en figura 20.



**Figura 19. Ciclo de histéresis, para la magnetización, típica de un superconductor Tipo II.**



**Figura 20. Ciclo de histéresis para la magnetización, típico de un material ferromagnético. Difiere considerablemente del correspondiente al superconductor Tipo II.**

Los ciclos de histéresis para los superconductores duros se presentan cuando en las muestras se tienen defectos (impurezas, vacancias en la red cristalina, dislocaciones en la red, etc.). Estos defectos estorban el desplazamiento de los vórtices, anclándolos y restringiendo su movimiento.

En un material que esté casi libre de defectos y que se encuentre en el estado mixto, los vórtices pueden moverse muy fácilmente por el superconductor. Si se suprime el campo magnético aplicado, los vórtices desaparecen y la magnetización resulta reversible, lo que significa que no existe un ciclo de histéresis. Así, para materiales superconductores Tipo II en un estado muy puro y casi libre de defectos, no hay ciclos de histéresis.

Los defectos en el material superconductor al anclar los vórtices restringiendo o impidiendo su movimiento, retrasan la entrada del flujo magnético y también previenen parcialmente su salida. Esto resulta en curvas de histéresis.

Del mismo modo que existen corrientes críticas para los superconductores Tipo I, también existen corrientes críticas para los superconductores duros.

Bajo la acción de un campo magnético aplicado, de una intensidad menor que la del campo magnético crítico inferior, un material de Tipo II se encuentra en un estado en el que se da completamente el efecto Meissner y se comporta como un superconductor Tipo I. Claro que esto ocurrirá si el material es muy puro y con muy pocos defectos. Para valores del campo entre  $H_{c1}$  y  $H_{c2}$ , la corriente crítica es muy pequeña, pero distinta de cero. Sin embargo, la mayoría de las muestras no son perfectas y para éstas la corriente crítica es bastante grande aun para campos magnéticos aplicados entre  $H_{c1}$  y  $H_{c2}$ , siendo su valor mucho mayor que para el caso de los materiales del Tipo I.

La dependencia del valor de la corriente crítica con la perfección y pureza del material es de mucha importancia tecnológica porque, en la práctica, se requiere que los electroimanes superconductores soporten una corriente eléctrica lo más grande posible, manteniendo su estado superconductor.

## LOS ACOPLAMIENTOS

En la teoría de Bardeen, Cooper y Schrieffer sobre la superconductividad se hace un conjunto de suposiciones sobre la interacción electrón-fonón-electrón, ahora conocido como la aproximación del acoplamiento débil. Según ésta, los fonones que intervienen en la interacción electrón-fonón-electrón no son muy energéticos, comparados con las agitaciones térmicas de los electrones a la temperatura crítica.

Por otro lado, existe cierto número de metales superconductores para los cuales la aproximación de acoplamiento débil no es satisfactoria ya que no da predicciones correctas de las propiedades de estos materiales, por ejemplo el plomo (**Pb**) y el mercurio (**Hg**). A los superconductores cuyas propiedades no pueden ser predichas con la teoría BCS (de Bardeen, Cooper y Schrieffer) se les llama de acoplamiento fuerte. El nombre de acoplamiento fuerte proviene del hecho de que para estos materiales los fonones que intervienen en la interacción atractiva electrón-fonón-electrón son mucho más energéticos que en los otros casos.

Por otro lado, el modelo de interacción electrón-fonón-electrón que se utilizó en la teoría BCS es muy simple e involucró solamente un parámetro cuyo valor tiene que ser evaluado a partir de algunos datos experimentales. Por ejemplo, puede ser obtenido a partir del valor de la temperatura crítica. Una vez fijado el valor de este parámetro, la teoría BCS predice toda clase de propiedades de los superconductores. Claro que esta predicción sólo funciona en el caso de aquellos materiales en los que vale la aproximación del acoplamiento débil.

La teoría del acoplamiento fuerte va más allá de la teoría BCS. No se introduce ningún modelo para la interacción del par de electrones que constituyen el par de Cooper, sino que se considera el conjunto de interacciones que tienen o sufren los electrones, los fonones y el acoplamiento entre ellos. Después se busca una solución a las ecuaciones resultantes que lleve al estado superconductor. El conjunto de ecuaciones resultantes, para este caso, recibe el nombre de ecuaciones de Eliashberg, en honor al científico que por primera vez las propuso.

En este punto, es conveniente hacer notar que la idea básica de apareamiento entre los electrones de espines opuestos no se modifica sino, más bien, que el formalismo del acoplamiento fuerte se extiende para incluir interacciones realistas y evitar la utilización de la interacción tipo BCS. Así, en este formalismo, el estado superconductor está relacionado directamente (y en forma realista) con los parámetros que se tienen en el estado de conductividad normal. El precio que se paga por tomar este tratamiento realista de las interacciones es que las ecuaciones que relacionan los parámetros de las propiedades de estado normal con los parámetros de las propiedades en el estado superconductor se vuelven sumamente complicadas. Sin embargo, estas ecuaciones son

muy precisas.

Las propiedades de los superconductores pueden obtenerse resolviendo las ecuaciones de Eliashberg, así se explican muchos resultados experimentales que no quedarían claros con la teoría BCS. Finalmente, es conveniente señalar que para los superconductores convencionales (*no* para los nuevos materiales superconductores cerámicos) se entiende muy bien la naturaleza del estado superconductor.

#### EL EFECTO DE PROXIMIDAD

Este efecto, que había sido sugerido por Cooper en 1961, consiste en que las propiedades superconductoras de las películas metálicas delgadas pueden verse seriamente afectadas por el contacto directo con otros metales: si tenemos capas delgadas de material superconductor depositadas sobre un metal en estado normal podrían pasar al estado normal a pesar de estar a una temperatura inferior a la temperatura crítica y en ausencia de un campo magnético (que, como hemos visto, puede destruir el estado superconductor). Recíprocamente, si tenemos capas delgadas de material en estado normal depositadas sobre un material en estado superconductor podrían pasar al estado superconductor.

Los primeros experimentos que verificaron la existencia del efecto de proximidad fueron realizados por Meissner entre 1958 y 1960, quién encontró que una película de cobre depositada sobre estaño (encontrándose el estaño en estado superconductor) se volvía superconductora.

El argumento intuitivo para justificar la aparición del efecto de proximidad puede expresarse de la siguiente manera. Como explicó Cooper en 1961, es necesario distinguir entre el alcance de la interacción atractiva entre electrones y la distancia sobre la cual, como un resultado de esta interacción, los electrones están correlacionados en pares de Cooper. El alcance de la interacción atractiva es muy corto, del orden de 1 angstrom (del orden del tamaño de la celda unitaria en la red cristalina). La distancia de correlación para los pares de Cooper es del orden de  $10^4$  angstroms (o  **$10^{-4}$  cm**) En virtud de esta longitud de coherencia grande para los pares de Cooper, éstos pueden extenderse considerablemente dentro de una región en la cual la interacción entre electrones no es atractiva. Así, cuando una película delgada de material superconductor está en contacto con una película de material en estado normal, la formación de pares de Cooper puede extenderse a ambas capas.

Es interesante hacer notar que las teorías existentes sobre el efecto de proximidad sólo dan una concordancia cualitativa con los resultados experimentales.

También hay bastantes dificultades en lo que se refiere a la parte experimental del efecto de proximidad. Por una parte, es difícil obtener a nivel microscópico fronteras bien definidas entre los metales. Depositar películas delgadas a la temperatura ambiente puede llevar a que se produzca algo de difusión de un material en el otro y la formación de aleaciones si los materiales no se seleccionan adecuadamente. Por otra parte, depositar películas delgadas a bajas temperaturas dificulta mucho la determinación precisa del espesor de ellas.

#### LOS NUEVOS MATERIALES SUPERCONDUCTORES

Hemos mencionado ya que en abril de 1986 se anunció el descubrimiento de unos nuevos materiales superconductores que eran cerámicos y que presentaban una temperatura de transición superior a cualquiera de los materiales existentes en esas fechas. Al escribir estas líneas la temperatura crítica de transición superconductora más alta reportada es de alrededor de **135K**, bastante arriba de la temperatura de ebullición del nitrógeno líquido, que es un refrigerante de precio muy económico y fácil de obtener en México. También hay indicios muy prometedores de que se podrán lograr temperaturas de transición quizá por arriba de **200K**.

El descubrimiento de este nuevo tipo de superconductores fue realizado por J. C. Bednorz y K. A. Müller en un laboratorio de investigación de la compañía IBM en Zurich, Suiza. Por vez primera, después de más de 12 años fue posible encontrar una sustancia con una temperatura de transición superior a **23.3 Kelvin**. En su investigación leyeron un artículo científico que resulta pieza clave en su trabajo. Se debía a los científicos franceses C. Michel, L. Er-Rakho y B. Raveau, y en él se presentaba un nuevo material cuyas características de ser un óxido metálico nuevo de cobre de valencia mixta lo convertían en candidato ideal para presentar superconductividad, de acuerdo con las hipótesis de trabajo de Bednorz y Müller. La composición de este material es: **BaLa<sub>4</sub>Cu<sub>5</sub>O<sub>13.4</sub>**. Bednorz y Müller empezaron a explorar sus propiedades, variando la concentración de Ba. En la primavera de 1986 publicaron su artículo anunciando la superconductividad a una temperatura de **35 Kelvin** en esta clase de

compuestos. En éstos, el arreglo de los iones corresponde a una geometría típicamente conocida como perovskita y que es muy común entre los materiales llamados ferroeléctricos.

El rápido progreso que se ha alcanzado para encontrar materiales de este tipo, con temperaturas de transición superconductoras cada vez más altas, ha sido realmente sorprendente. Muy pocos avances científicos, si es que ha habido alguno, han generado tal flujo de actividad científica casi frenética en todo el mundo y, al mismo tiempo, un interés inmediato y muy grande entre el público en general. Lo que la inmensa mayoría pensaba ya como algo imposible es ahora algo real y palpable: tener superconductividad a temperaturas mayores que las del nitrógeno líquido.

El trabajo de Bednorz y Müller les valió el premio Nobel de Física de 1987. Es interesante notar que es la segunda vez que se otorga un premio Nobel a temas relacionados con la superconductividad.

Casi inmediatamente después del anuncio del descubrimiento de Bednorz y Müller, muchos grupos de científicos en el mundo se lanzaron a tratar de obtener temperaturas de transición más altas. Uno de los grupos más exitosos ha sido el del doctor Paul Chu, de la Universidad de Houston, uno de los primeros en darse cuenta de la importancia del descubrimiento de Bednorz y Müller, quien se dedicó de lleno a la investigación de este tipo de materiales. Pronto encontraron que la temperatura crítica podía ser aumentada a 57 Kelvin aplicando presión al material. Tanto la magnitud del cambio en  $T_c$ , como el hecho de que aumentara con la presión aplicada eran anormales si se comparan con los superconductores conocidos con anterioridad a estos nuevos materiales. Con esto en mente, Chu y sus colaboradores empezaron a buscar maneras de simular una "presión interna" en estos materiales reemplazando el lantano (**La**) con iones parecidos, como el de itrio (**Y**). A fines de febrero de 1987, Chu anunció que había encontrado un compuesto que tenía una temperatura de transición al estado superconductor mayor de **90 Kelvin**. La composición de este material está dada por **YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub>**. Casi simultáneamente se anunció la obtención de un material de composición semejante y propiedades similares en China. En unos pocos días, con composiciones que eran variantes de la reportada por Chu y sus colaboradores, una docena de grupos alrededor del mundo informaron sobre la obtención de materiales superconductores cerámicos con temperaturas de transición arriba de los **90 Kelvin**, que ya han sido preparados en la Universidad Nacional Autónoma de México; la manera de sintetizarlos es muy sencilla y puede efectuarse con la tecnología que está al alcance de los países del llamado Tercer Mundo.

Es muy claro que disponer de materiales superconductores de temperatura crítica por arriba del nitrógeno líquido es una realidad en nuestro país y en muchas otras naciones tercermundistas. También comienza a ser muy claro que con ellos el mundo no volverá a ser el mismo. Es muy probable que, una vez más, la física cambiará nuestra manera de vivir como ocurrió con el advenimiento del motor eléctrico, del transistor, etcétera.

Vale la pena señalar que las perovskitas de cobre y oxígeno, los nuevos materiales superconductores, habían sido muy estudiadas en la última década, especialmente por Raveau, Michel y colaboradores. Gran parte de su trabajo sentó las bases para alcanzar un rápido progreso inmediatamente después del descubrimiento de Bednorz y Müller. El interés inicial por estos materiales radicó en la alta movilidad del oxígeno a temperaturas elevadas, lo que altera su comportamiento eléctrico, de manera tal que se había sugerido, como una de sus posibles aplicaciones, la de sensor de oxígeno. Muchos estudios han dejado bien claro ahora que las propiedades superconductoras del compuesto de itrio (**Y**), bario (**Ba**) y cobre (**Cu**) (muy ampliamente conocido como el **1-2-3**, por su composición: **YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub>**) dependen críticamente en la cantidad y en el ordenamiento de oxígeno, que a su vez depende de los detalles del proceso para su obtención.

Por considerarlo de interés, general y para exhibir la sencillez de la preparación de estos materiales, vamos a dar un pequeño resumen de la manera más usual de prepararlos.

Se trata de una reacción de estado sólido que se prepara mezclando polvos de tres materiales: óxido de itrio (**Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>**), carbonato de bario (**BaCO<sub>3</sub>**) y óxido de cobre, (**Cu O**). Las proporciones de la mezcla son de **1:2:3**, tornadas en el orden que las hemos mencionado. Se muele la muestra en un mortero (de ágata, por ejemplo), hasta obtener un grano muy fino. Luego se procede a hornear este polvo para lograr una buena oxidación. Se pueden utilizar crisoles de cuarzo, alúmina o platino. La alúmina parece permanecer inerte, siempre que la temperatura no sobrepase los **1 000°C** durante demasiado tiempo. La reacción de estado sólido tiene lugar suavemente en un lapso de **10 a 12 horas**, manteniendo la temperatura constante en **900°C**. Posteriormente, el polvo se vuelve a moler y se preparan por compresión unas pastillas que luego son horneadas, volviendo a calentarlas por varias

horas. El proceso es simple y a veces ha de repetirse varias veces hasta conseguir la formación del compuesto. Hay que tener cuidado de que la presión parcial de oxígeno durante el calentamiento del polvo no sea demasiado baja, de que no se saquen las muestras del horno demasiado pronto, pues de ser así no se encontrará la superconductividad por arriba de la temperatura del nitrógeno líquido.

Las temperaturas de transición más altas y mejor definidas se obtienen cuando la muestra se calienta en una atmósfera de oxígeno y se deja enfriar lentamente desde **900°C** hacia la temperatura ambiente en un proceso de varias horas.

La preparación de la muestra **1-2-3** en el seno de una atmósfera inerte evita totalmente la obtención de una muestra superconductora.

En cuanto a las mediciones de las propiedades superconductoras de estas muestras es conveniente señalar lo siguiente.

Las caídas abruptas de la resistividad eléctrica a cero constituyen un indicador pobre, y además peligroso, de la presencia del estado superconductor. Este comportamiento, puede provenir de muchas situaciones que no corresponden a un estado superconductor y que tienen que ser cuidadosamente exploradas antes de emitir conclusión alguna acerca de si se tiene o no un superconductor. Por ejemplo, es común que se encuentre que las caídas abruptas del valor de la resistencia hacia cero se deban a problemas de corto circuitos o, en la técnica de las cuatro puntas que es tan usual para este tipo de mediciones, al problema de las fases eléctricas. En la práctica se encuentra que las muestras que han sido sobreprocesadas y que contienen muchas fases distintas del material son más susceptibles de presentar este tipo de problemas, ya que son tan heterogéneas en su comportamiento eléctrico que pueden llevar a trayectorias alternativas para la corriente entre los electrodos y a resistencias de contacto que varían grandemente con la temperatura.

Por otro lado, se sabe ya que en estos materiales se tienen pares de Cooper. En efecto, el 30 de abril de 1987 se tuvo la evidencia experimental de su presencia. El experimento se realizó en la Universidad de Birmingham, Inglaterra, siguiendo el mismo principio que se utilizó en un experimento realizado en 1961 con el mismo fin. Claro que se empleó equipo más refinado. En esencia, el experimento se refiere a la determinación de la cuantización del flujo magnético que está dada en términos de los portadores de carga del material, que resulta ser de dos veces la carga de un electrón, o lo que es lo mismo, la carga que corresponde a un par de Cooper. Sin embargo, no existe una teoría convincente, hasta el momento, de cómo se forman estos pares de Cooper.

Por otro lado, se ha reportado ya la manera en que el calor específico de estos materiales varía con la temperatura. Se produce de manera muy diferente de como sucede en el caso de los superconductores convencionales. En los superconductores cerámicos el calor específico varía linealmente con la temperatura. En tanto que en el caso de los superconductores convencionales, como ya hemos visto, se da una variación exponencial con la temperatura.

La estructura de estos materiales corresponde a la estructura conocida como perouvsquita, que es una estructura típica de los materiales ferroeléctricos. Además, el contenido, de oxígeno parece ser sumamente importante para las propiedades superconductoras.

Uno de los problemas más importantes a resolver en estos materiales y que se ha estudiado poco hasta el momento, es el que se refiere al deterioro del material, pues al transferir un cierto tiempo el material deja de presentar propiedades superconductoras. El tiempo para que esto ocurra es de semanas y depende mucho del tipo de atmósfera en que se conserven las muestras. La complejidad química de los materiales superconductores de alta temperatura crítica implica una estabilidad limitada. De los sistemas de alta  $T_c$ , el **1-2-3** es el más susceptible de deterioro, y los de lantano, bario, cobre y oxígeno son de los más estables. El deterioro se puede evitar dando a los materiales un recubierta de protección de un material que no reaccione con la atmósfera circundante.

Como ya se ha mencionado, existe en todo el mundo un enorme interés por estos nuevos materiales. Hay países tercermundistas que han emprendido proyectos nacionales de superconductividad que tienen como fin el estudio y las aplicaciones de estos nuevos materiales que van a tener una tremenda importancia económica en un futuro no lejano. Dentro de esos países contamos a la India y a China. Esta última ya tiene un programa muy competitivo en el ámbito mundial. Por otro lado, varios de los científicos que encabezan actualmente los estudios de fabricación y caracterización de estos materiales son de la India, país que ha decidido invertir una parte apreciable de su producto interno bruto en apoyar su proyecto nacional de superconductividad.

En México tenemos algunos especialistas en el tema de superconductividad, y aunque existen los expertos en metalurgia necesarios para la obtención de estos materiales, no se ha dado el trabajo conjunto entre ambos grupos. De este modo, la actividad en México sobre los nuevos superconductores se redujo, casi en su totalidad, a la obtención de muestras, caracterizándolas por la medición de algunas de sus propiedades. No se abordó el problema de su aplicación. En la actualidad prácticamente no existen grupos de investigación en superconductividad ni en la preparación de nuevos materiales superconductores cerámicos. Se mencionaba, por un tiempo, un plan nacional de superconductividad. Hasta ahora no se ha producido tal plan. Hay que tener en cuenta que es necesario emprender la formación de recursos humanos en este importante campo para poder abordar un proyecto de esta naturaleza con la seriedad adecuada.

Japón tiene un proyecto nacional de superconductividad desde la década de los setenta. Tal es la relevancia de estos materiales para este país. En 1987 Estados Unidos emprendió también, un programa nacional de superconductividad con un considerable apoyo financiero, tanto gubernamental, como privado.

Sin embargo, el esfuerzo económico más grande no proviene de los gobiernos de los distintos países, sino de la industria privada. Así, varias compañías industriales de Estados Unidos, Japón y naciones de Europa están realizando enormes esfuerzos por utilizar los nuevos materiales superconductores.

Cabe señalar que este descubrimiento científico, calificado ya varias veces de espectacular y esotérico, puede ahora reproducirse, con muy poco dinero (alrededor del equivalente de un salario mínimo mensual) prácticamente en cualquier laboratorio de química o física de una escuela preparatoria, o de nivel equivalente, en nuestro país. Es muy claro que, a lo largo y ancho del mundo (y ojalá nuestro México no se quede fuera de este movimiento) hay una actividad cada vez mayor de toda una generación de científicos e ingenieros que se están formando ya con un bagaje cultural que incluye el conocimiento y aplicación de nuevos materiales sobre los cuales volcarán toda su creatividad e ingenio para explotar todas sus posibilidades.

En el siguiente y último capítulo presentaremos algunas de las posibles aplicaciones de los materiales superconductores, tanto de los superconductores convencionales, como de las perspectivas que ofrecen los nuevos materiales cerámicos superconductores.



## IV. ALGUNAS APLICACIONES DE LA SUPERCONDUCTIVIDAD.

PUEDE decirse que existen tres tipos de aplicaciones de la superconductividad:

1) *La producción de grandes campos magnéticos.* Al decir grandes nos referimos tanto a una gran intensidad del campo magnético como al espacio en el cual se crea el campo.

2) *La fabricación de cables de transmisión de energía.* Aunque éstos ya se manufacturan a partir de los superconductores convencionales (no de los nuevos superconductores cerámicos), actualmente no son competitivos comercialmente con respecto a los cables aéreos normales, a menos de que cubran una gran distancia (de cientos de kilómetros). En los casos en que las líneas de transmisión deben ser subterráneas, habría cierta ventaja económica con la utilización de los cables superconductores.

3) *La fabricación de componentes circuitos electrónicos.* Estos dispositivos electrónicos fueron ideados originalmente con la intención de utilizar la transición de estado normal a estado superconductor como un interruptor, mas resultaron decepcionantes con respecto a los logros alcanzados por los transistores de películas delgadas y se ha abandonado su uso en este aspecto. Este panorama puede cambiar con el descubrimiento de los nuevos materiales superconductores cerámicos. Cabe mencionar que son de gran interés los dispositivos basados en la utilización del llamado efecto Josephson (que es el efecto de "tunelamiento" conocido por la mecánica cuántica, pero de corriente de superconductividad aun en ausencia de un voltaje aplicado). Resultan superiores a otras tecnologías y tienen un gran campo de aplicación que va desde la detección de señales del infrarrojo lejano que provienen del espacio exterior, hasta pequeñísimos campos magnéticos que se producen en el cerebro humano. También la corriente Josephson a voltaje cero depende fuertemente de un campo magnético aplicado, lo que lleva a la posibilidad de tener un interesante interruptor para circuitos lógicos en las computadoras.

La aplicación más importante, en cuanto a la cantidad de material empleado, es y será por mucho tiempo la producción de campos magnéticos, que se emplean, principalmente, en los laboratorios de física con fines de investigación, y es común ver pequeños electroimanes superconductores que sirven para producir campos magnéticos con intensidades del orden de  $10^3$  Oersted. Dentro de la investigación en el campo de la física, también se utilizan electroimanes superconductores para generar campos magnéticos altamente estables, útiles en los estudios de la resonancia magnética nuclear y la microscopía electrónica de alta resolución. Son muy utilizados en las cámaras de burbujas que sirven para la detección de partículas y que requieren campos magnéticos muy intensos.

Por otro lado, se espera que los motores y generadores superconductores tendrán enormes consecuencias en lo social y económico, en unos años más, pues para su elaboración se utilizan campos magnéticos intensos. También se desea utilizar electroimanes superconductores para la levitación de trenes de transporte de pasajeros o de carga.

Es conveniente señalar las propiedades que se requieren en los superconductores comerciales:

1) La mayor temperatura crítica posible. Esto se debe a que, cuanto mayor sea, más elevada podrá ser la temperatura de operación del dispositivo fabricado, reduciéndose de esta manera los costos por refrigeración requeridos para alcanzar el estado superconductor en operación.

2) El mayor campo magnético crítico posible. Como se pretende utilizar el superconductor para generar campos magnéticos intensos, mientras mayor sea el campo magnético que se quiere generar, mayor tendría que ser el campo crítico del material superconductor.

3) La mayor densidad de corriente crítica posible. A mayor densidad de corriente crítica que la muestra pueda soportar antes de pasar al estado normal, más pequeño podrá hacerse el dispositivo, reduciéndose, de esta manera, la cantidad requerida de material superconductor y también la cantidad de material que debe refrigerarse.

4) La mayor estabilidad posible. Es muy común que los superconductores sean inestables bajo cambios repentinos de corriente, de campos magnéticos, o de temperatura, o bien ante choques mecánicos e incluso por degradación del material al transcurrir el tiempo (como ocurre en muchos de los nuevos materiales superconductores cerámicos). Así que, si ocurre algún cambio súbito cuando el superconductor está en operación, éste podría perder

su estado superconductor. Por eso es conveniente disponer de la mayor estabilidad posible.

5) Facilidad de fabricación. Un material superconductor será completamente inútil para aplicaciones en gran escala si no puede fabricarse fácilmente en grandes cantidades.

6) Costo mínimo. Como siempre, el costo es el factor más importante para considerar cualquier material utilizado en ingeniería y deberá mantenerse tan bajo como sea posible.

### ALGUNAS APLICACIONES DE LOS ELECTROIMANES SUPERCONDUCTORES

Se han propuesto muchas aplicaciones industriales a gran escala de los imanes superconductores. En la actualidad existen algunos métodos alternativos que emplean campos magnéticos pero, si se aplica la superconductividad en estas áreas, se espera obtener un ahorro considerable en costos de operación. En algunas otras áreas el uso de electroimanes superconductores ha hecho la idea técnica y económicamente posible.

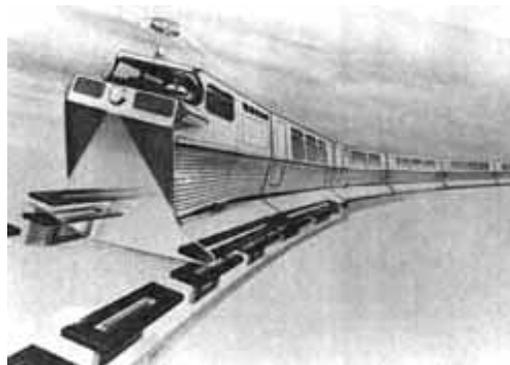
Algunas de las aplicaciones más importantes de los electroimanes superconductores, sin que la lista pretenda ser exhaustiva, es la siguiente:

1) *Aplicaciones biológicas.* Se sabe desde hace mucho tiempo que los campos magnéticos intensos afectan el crecimiento de plantas y animales. Así, se han utilizado electroimanes superconductores para generar campos magnéticos intensos y estudiar sus efectos en el crecimiento de plantas y animales y, además, analizar su efecto en el comportamiento de estos últimos.

2) *Aplicaciones químicas.* Es un hecho conocido que los campos magnéticos pueden cambiar las reacciones químicas y ser utilizados en la catálisis.

3) *Aplicaciones médicas.* Se han aplicado campos magnéticos para arreglar arterias, sacar tumores y para sanar aneurismas sin cirugía. También se estudia la influencia de los campos magnéticos en las funciones vitales del cuerpo humano.

4) *Levitación.* Una aplicación muy importante es en el transporte masivo, rápido y económico. La idea de usar una fuerza magnética para hacer "flotar" vehículos de transporte ha estado en la mente de los científicos por casi un siglo y la posible aplicación de la superconductividad a este problema lo ha renovado y actualizado. Hay, esencialmente, dos métodos posibles para conseguir la levitación. Uno corresponde a la utilización de un sistema atractivo y el otro a un sistema repulsivo. Describiremos muy brevemente los principios de funcionamiento de cada uno.

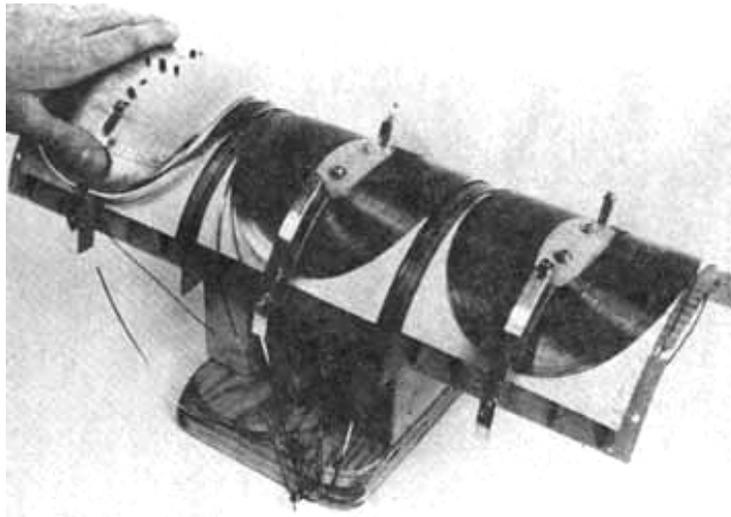


**Figura 21. Dibujo que muestra un tren *levitado* por campos magnéticos producidos por corrientes superconductoras.**

El sistema atractivo ha sido investigado, principalmente, en Alemania y Estados Unidos. Como es sabido, la

fuerza magnética entre un material ferromagnético colocado en el seno de un campo magnético y la fuente que genera al campo magnético es siempre atractiva. El peso del vehículo es sostenido por esta fuerza atractiva. Las características básicas de este sistema son:

- a) el campo magnético necesario puede ser generado por electroimanes convencionales hechos de metales normales, a causa de la presencia de material ferromagnético;
- b) el uso de electroimanes de metal normal requiere una pequeña brecha de alrededor de 1 cm entre el material ferromagnético y los electroimanes. Aun con un diseño óptimo, utilizando metal normal, el costo es mucho menor cuando se utilizan electroimanes superconductores;
- c) la fuerza magnética aumenta cuando la brecha se hace más pequeña y disminuye cuando aumenta, lo cual significa que el sistema es inherentemente inestable, y para lograr su estabilización es necesario que tenga un mecanismo de retroalimentación que le permita regular la corriente y, por tanto, la fuerza atractiva.



**Figura 22. Tipo de bobinas superconductoras para el transporte *levitado* (aplicación del Efecto Meissner).**

Aunque no se puede hacer ninguna conclusión negativa acerca del sistema atractivo, éste presenta, al menos, dos desventajas cuando se trata de velocidades superiores a **250 km/h**. La primera es la pequeña brecha en la cual debe operar. Una razón fundamental por la que el tren convencional de ruedas y rieles no puede viajar a velocidades superiores a **300 km/h** es que su posición vertical tiene que ser mantenida dentro de una variación no mayor de 2 milímetros sobre una distancia de 10 metros. La segunda razón es que el sistema es intrínsecamente inestable con respecto al movimiento vertical. Estas dos desventajas, si bien no hacen imposible la operación a alta velocidad, si requieren una gran cantidad de energía eléctrica para lograr mantener una brecha del tamaño adecuado para velocidades mayores que **250 km/h**. Se ha sugerido que los electroimanes de metal normal sean sustituidos por electroimanes superconductores para que sea posible construir una brecha de mucho mayor tamaño. La contraparte de este beneficio radica en la dificultad de controlar las corrientes necesarias para estabilizar la posición vertical.

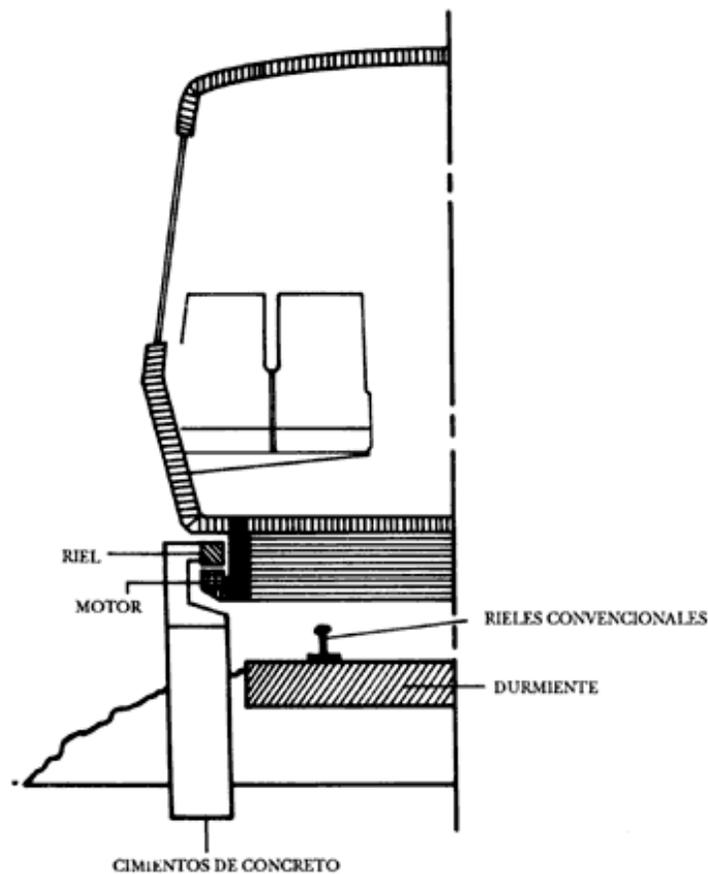


Figura 23. Esquema del sistema de levitación por atracción.

**Figura 23. Esquema del sistema de levitación por atracción.**

En lo que se refiere al sistema de levitación por repulsión se puede decir que presenta mejores perspectivas. Este sistema funciona como una aplicación de la ley de Lenz de inducción de corrientes eléctricas al tener campos magnéticos que varían con el tiempo, en cuyo seno existe una espira de material conductor. El campo magnético que genera la corriente inducida da lugar a un campo magnético que tiene una polaridad opuesta al campo magnético original, creándose una repulsión entre ambos campos magnéticos.

Un aspecto importante del sistema repulsivo es la disipación de energía que se da en el conductor; es una pérdida por la resistencia eléctrica del material conductor. Esta disipación depende de la frecuencia de excitación y tiene un máximo para cierto valor de la frecuencia. Sin embargo, tiende a cero conforme la frecuencia de excitación crece hacia valores más grandes.

La característica más importante del sistema repulsivo, en lo que se refiere a transportación masiva, es la utilización de electroimanes superconductores para proporcionar los campos magnéticos requeridos. Los electroimanes superconductores hacen posible generar un campo magnético intenso en un volumen grande y esto tiene profundos efectos en el diseño del sistema. Los puntos sobresalientes del sistema son:

- a) La brecha entre los electroimanes y el material conductor puede ser, al menos, de una magnitud mayor que para el caso atractivo. Esto es fundamental para el diseño de operación de vehículos de alta velocidad.
- b) Un campo magnético intenso, generado sobre un gran volumen por los electroimanes superconductores, puede incorporarse fácilmente a un mecanismo de propulsión y de esta manera los mecanismos de suspensión (o levitación) y los de propulsión son compatibles.

A menos que investigaciones posteriores indiquen lo opuesto, parece que no existen problemas técnicos

fundamentales con este sistema. Sin embargo, se requieren algunas innovaciones técnicas antes de poder completar un diseño comercial.

El descubrimiento de materiales superconductores cerámicos con una elevada temperatura crítica hace aún más atractiva la idea de la utilización de materiales superconductores para la transportación masiva. Cuando menos ya no se requerirá enfriar a temperatura de helio líquido, bastará con la refrigeración que proporciona el nitrógeno líquido. Claro que aún sigue la búsqueda de materiales cerámicos superconductores de temperatura crítica superior a la temperatura ambiente y, si se logra hallarlos, ya no será necesaria la refrigeración del sistema, reduciéndose así los costos de construcción y operación.

5) *Generación de energía.* Utilización de imanes superconductores para lograr "botellas magnéticas" que sirvan para la generación de energía nuclear por fusión que no presenta problemas de desechos radiactivos, como sucede con los actuales generadores de energía nuclear por fusión.

6) *Separación magnética.* Ésta se aplica comercialmente para separar materiales paramagnéticos y materiales ferromagnéticos: en la industria del caolín, para separar sustancias magnéticas de la arcilla; para la limpieza magnética selectiva del carbón, o sea, separar sustancias minerales de sustancias orgánicas.

7) *Limpieza de aguas contaminadas.* Por medio de campos magnéticos se pueden separar las impurezas que al estar disueltas en agua quedan ionizadas y al fluir a través de un campo magnético pueden ser desviadas por éste y ser apartadas del agua.

8) *Blindaje y modelaje de campos magnéticos.* Puede lograrse por medio de planos superconductores que ya han sido utilizados para este fin en sistemas de producción de energía.

9) *Aceleradores de mucha energía.* Se han podido desarrollar electroimanes dipolares y cuadrupolares oscilantes de materiales superconductores, capaces de generar los campos magnéticos más intensos de la historia para su utilización en aceleradores de partículas de energía muy grandes.

## SISTEMAS INDUCTIVOS DE ALMACENAMIENTO DE ENERGÍA

Un ejemplo de aplicación a gran escala de los electroimanes superconductores es el almacenamiento de energía, sistema que podría servir para una gran variedad de propósitos importantes. Para valores adecuados del campo magnético se pueden almacenar densidades de energía muy altas comparadas con otros sistemas de almacenamiento de energía. En esencia, en una bobina hecha de un material superconductor se deja circulando una corriente. Como no hay disipación de energía al no existir resistencia eléctrica, la corriente permanecerá circulando por mucho tiempo. Al momento de necesitarse la energía almacenada en la bobina, se toma. Dependiendo del tiempo en el que puede realizarse la descarga de energía eléctrica, los electroimanes pueden utilizarse en reactores de fusión o en sistemas de distribución comercial de energía eléctrica.

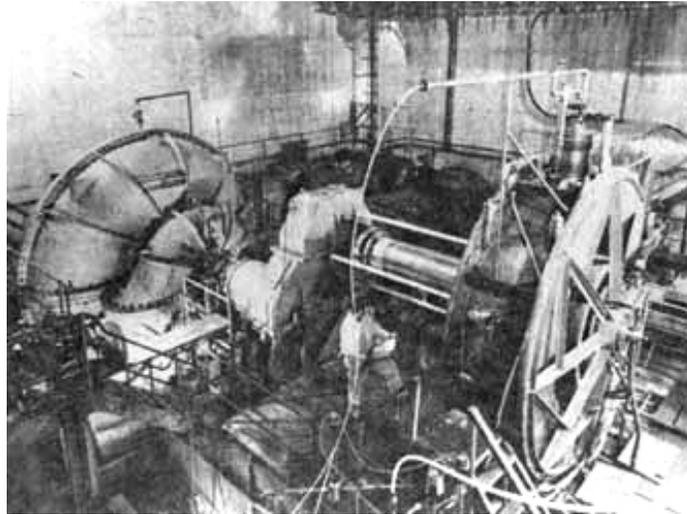
Las descargas de energía del orden de milisegundos pueden utilizarse para iniciar una reacción de fusión nuclear de deuterio-tritio o de deuterio-helio<sub>3</sub>. Aunque ya es posible construir con los superconductores convencionales (con los nuevos superconductores cerámicos todavía no) electroimanes superconductores capaces de almacenar **10 000 millones de Joules** (esto es del orden de **2 800 kilowatts-hora**), el interruptor que permite la rápida descarga de energía aun presenta muchos problemas en su funcionamiento. Realizar descargas de **2.8 kilowatts-hora en 0.1 seg** es posible con interruptores superconductores. De cualquier modo, el principal atractivo de la aplicación de estos sistemas sería su utilización en las redes comerciales de distribución de energía eléctrica, sobre todo para el consumo en las llamadas "horas pico".

La lista puede extenderse para incluir muchos otros usos, pero la confiabilidad, la facilidad en la operación de los electroimanes y las consideraciones económicas constituirán los factores más importantes en el diseño de sistemas electromagnéticos que utilicen superconductores. Para la mayoría de las aplicaciones técnicas, la operación de los electroimanes debe ser totalmente automática y esto requiere sistemas complicados de control y retroalimentación, así como sistemas de refrigeración de circuito cerrado interconectados con el sistema de alimentación de energía.

## ALGUNAS NOCIONES SOBRE CABLES SUPERCONDUCTORES

Actualmente, un cable superconductor necesita de una cubierta refrigerante a su alrededor para mantenerlo a una temperatura inferior a la temperatura crítica del material que lo forma. Es evidente que si se dispusiera de un superconductor que trabajara a la temperatura ambiente (o mayor) el sistema de refrigeración no sería necesario. Claro que si se tuviera un elemento conductor fabricado con los nuevos materiales cerámicos, el sistema de refrigeración se simplificaría muchísimo en su diseño y disminuiría mucho su costo de fabricación. Nos referimos a los actuales cables superconductores convencionales. Aunque la filosofía del diseño permanecerá con los nuevos materiales cerámicos superconductores.

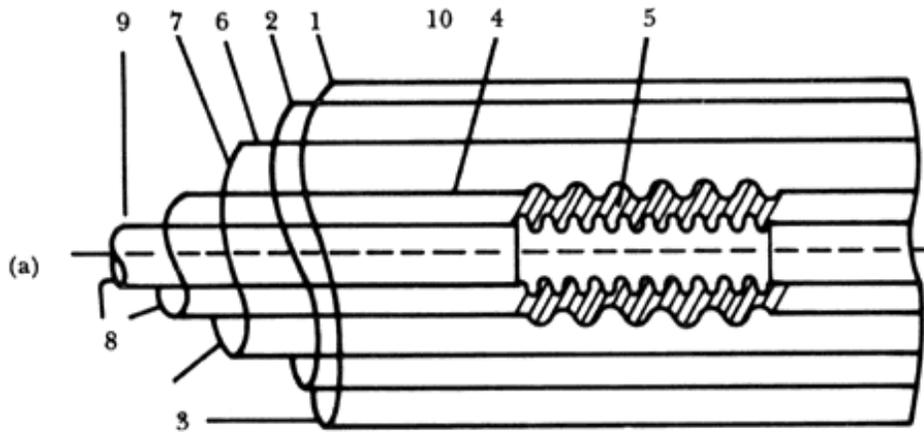
Puede hacerse, a grandes rasgos, una distinción entre las características de los cables superconductores a partir de sus componentes: el aislamiento térmico y el sistema conductor eléctrico.



**Figura 24. El motor eléctrico Fawley. Un motor hecho con alambres superconductores. Se fabricó en la década de los setenta en Fawley, Inglaterra. Actualmente se utiliza como generador de energía.**

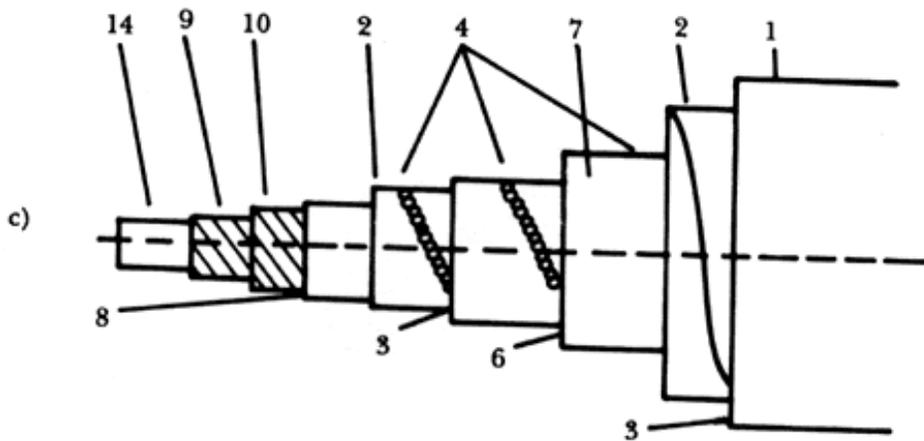
Por otro lado, con respecto a la construcción mecánica, se tienen tres tipos de cables superconductores:

*1) Rígidos.* El aislamiento y el conductor se fabrican con tubos rígidos. Una de las dificultades principales de este diseño es que la longitud máxima de manufactura transportable es de 20 metros aproximadamente, de lo que resulta un gran número de uniones. Se requieren, además, componentes corrugados para compensar las contracciones térmicas.



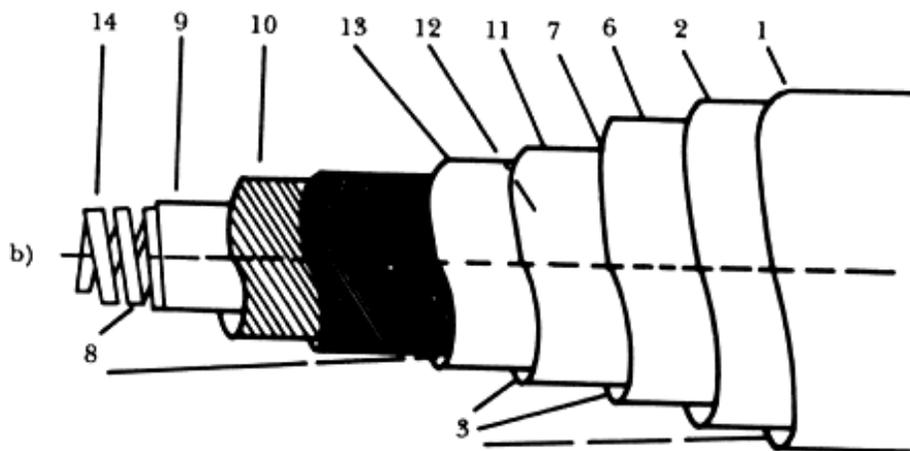
**Figura 25. Tipo de cable superconductor llamado rígido. Sus componentes son los mismos que los mostrados en las figuras 26 y 27: 1) tubo de protección, 2) superaislamiento, 3) vacío, 4) espaciadores, 5) fuelles, 6) nitrógeno líquido, 7) escudo frío, 8) helio líquido, 9) superconductor, 10) aislamiento eléctrico, 11) escudo frío, 12) retorno de helio, 13) tubo de helio y 14) soporte.**

2) *Semiflexibles*. En este caso también el sistema de aislamiento térmico consta de tubos rígidos con componentes corrugados para compensar las contracciones térmicas. Sin embargo, el conductor es flexible y puede consistir de un tubo corrugado, o de alambres doblados en forma helicoidal sobre un soporte cilíndrico hueco. Estos cables superconductores pueden fabricarse en longitudes de 200 a 500 metros y ser transportados en tambores.



**Figura 26. Cable superconductor del tipo semiflexible. Los componentes a que se refieren los números son los mismos que los de la figura 25.**

3) *Completamente flexibles*. En este tipo de cable el aislamiento térmico también es flexible. El cable está construido con tubos corrugados, de manera que no hay problemas con respecto al transporte o a las contracciones térmicas. El conductor puede ser, otra vez, un tubo corrugado o alambre doblado en forma helicoidal.



**Figura 27. Cable superconductor del tipo completamente flexible. Sus componentes son los mismos que los de la figura 25.**

En los tipos de cable rígido y semiflexible todos los conductores pueden acomodarse en una envoltura térmica rígida común, lo que tiene un efecto para evitar pérdidas térmicas.

Estos cables han sido utilizados hasta ahora, principalmente, para la construcción de electroimanes de gran intensidad de campo y en pocos casos para líneas de transmisión.

Es necesario mencionar que la tecnología de fabricación varía dependiendo de si el cable va a transportar corriente directa o corriente alterna. La diferencia se refiere a la disposición de los superconductores dentro del cable. Sin embargo, el esquema general permanece prácticamente sin cambio. Los materiales más utilizados hasta este momento siguen siendo **Nb<sub>3</sub>Sn** y **NbTi**.

Hay que mencionar que las cualidades mecánicas de los nuevos materiales superconductores cerámicos para la fabricación de alambres son muy pobres. Sin embargo, se está trabajando febrilmente en desarrollar una tecnología que permita hacer alambres con los nuevos materiales superconductores cerámicos; ya se están comercializando algunas pequeñas bobinas para diferentes usos, especialmente en las fábricas de componentes electrónicos muy pequeños (de los llamados microchips).



**Figura 28. Fotografía que muestra un cable superconductor del tipo completamente flexible.**

## ALGUNAS APLICACIONES EN LA ELECTRÓNICA

La primera sugerencia para utilizar la transición del estado normal al estado superconductor en la electrónica fue hecha en 1956. El dispositivo que se propuso recibió el nombre de criotrón. A continuación haremos una pequeña descripción de este dispositivo.

Consiste en un par de alambres superconductores, uno enrollado alrededor de otro. Usualmente un alambre de niobio se coloca alrededor de un alambre de tantalio, aislados eléctricamente entre sí.

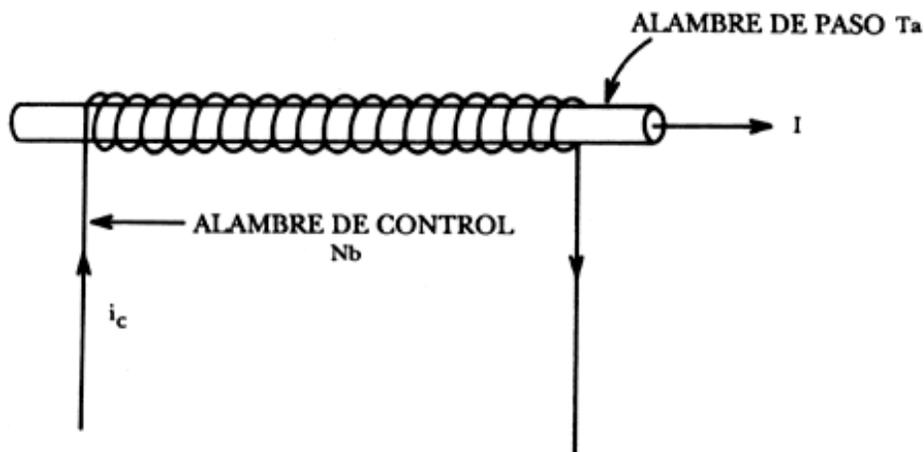
El campo magnético crítico del niobio es bastante mayor que el del tantalio. Ambos alambres se encuentran inicialmente en un estado superconductor. Supongamos ahora que una corriente,  $I$ , pasa por el alambre de tantalio que, al ser superconductor, no ofrece resistencia al paso de la corriente. Si hacemos pasar una corriente  $I_C$ , a través del alambre  $Nb$ , se genera un campo magnético dentro del cual el alambre de tantalio ( $Ta$ ) queda inmerso. Si la corriente es suficientemente intensa se puede generar un campo magnético que lleve al tantalio a su estado normal. Si esto ocurre, aparece una resistencia eléctrica en el tantalio al paso de la corriente, reduciéndose así el valor de esa corriente. Sin embargo, el alambre de  $Nb$  puede permanecer en el estado superconductor ya que el campo magnético crítico del  $Nb$  es mayor que el del  $Ta$  para la misma temperatura. Por tanto, el valor de la corriente en el alambre del tantalio puede controlarse con una corriente menor.

El alambre de tantalio recibe el nombre de alambre de paso o paso. El alambre de niobio recibe el nombre de alambre de control, o control.

Por lo general el calibre del alambre de paso se toma lo más grande posible para así tener en él la mayor cantidad de corriente.

Al principio se utilizaron criotrones como interruptores rápidos para su posible uso en computadoras. Incluso, existen criotrones de películas delgadas. En general, hubo bastante esfuerzo dedicado al desarrollo de circuitos superconductores de criotrones. Sin embargo, a mediados de los años sesenta, estos dispositivos habían perdido ya terreno respecto a los dispositivos de transistores que funcionan a la temperatura ambiente.

La razón más importante, quizá, es que el criotrón no fue tan eficiente comparado con las versiones mejoradas del transistor. Sin embargo, con los nuevos materiales superconductores cerámicos los criotrones podrían ser de nuevo competitivos, ya que en ellos las temperaturas de refrigeración son mucho más grandes. Por otro lado, el criotrón se ha utilizado y se utiliza para controlar corrientes en circuitos de imanes superconductores.



## Figura 29. Esquema que muestra al criotrón o relevador superconductor.

También ocurrió que el descubrimiento del llamado efecto Josephson y el desarrollo alcanzado en el campo de los circuitos integrados trajeron como consecuencia una perspectiva espléndida de aplicaciones de la superconductividad en la electrónica.

El efecto Josephson consiste en el paso de corrientes superconductoras (pares de Cooper) a través de una unión que, normalmente y desde un punto de vista clásico, no debería dejar pasar ningún electrón. Es un fenómeno típicamente cuántico, explicable por la mecánica cuántica.

La corriente Josephson está presente aun en ausencia de un voltaje aplicado a la unión (que recibe el nombre de unión túnel). Esta corriente de voltaje cero depende fuertemente de un campo magnético aplicado. Estas características permiten disponer de un interesante interruptor para circuitos lógicos. Este efecto también se observa, desde luego, en los nuevos materiales superconductores cerámicos.

Es evidente que si tenemos pequeñas espiras de material superconductor por las que circula una corriente, se contará con información almacenada, pues la corriente permanecerá circulando en la espira sin pérdida y, como sabemos, toda corriente que circula genera un momento magnético. Si la corriente circulara en sentido contrario, el momento magnético generado sería opuesto al inicial. Estos dos sentidos de circulación pueden constituir dos estados de una célula de memoria.

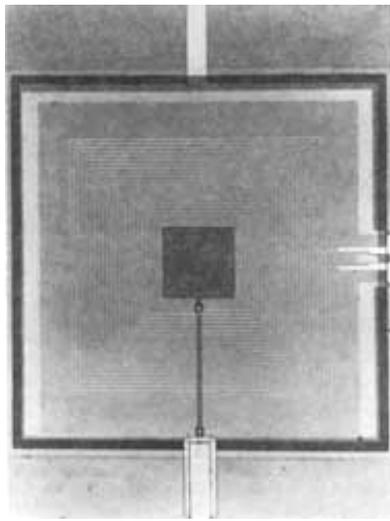
Para las computadoras, el uso de dispositivos de efecto Josephson lleva a tiempos de transferencia de corriente extremadamente breves. Los tiempos de respuesta de un interruptor de efecto Josephson son de **5 a 10 picosegundos** (un picosegundo es igual a  **$10^{-12}$  segundos**).

La dificultad de la aplicación del efecto Josephson radica en la elaboración de la unión en donde se da este efecto. Dicha unión ha de construirse con capas de óxido de unos **30 angstroms** y, además, las características han de ser estables ante ciclajes térmicos y almacenamiento. Sin embargo, su utilización parece muy ventajosa y polifacética.

El SQUID (dispositivo superconductor de interferencia cuántica, por sus siglas en inglés) es uno de los dispositivos superconductores más utilizados. Existen dos tipos de este dispositivo: el SQUID de corriente directa (**cd**) y el SQUID de radio frecuencia (**rf**). Son los instrumentos más sensibles que existen para medir una gran variedad de cantidades físicas: campos magnéticos, cambios espaciales de campos magnéticos, susceptibilidades magnéticas, voltajes muy pequeños y desplazamientos microscópicos.

El SQUID de corriente directa está formado por dos uniones de tipo Josephson conectadas en paralelo en un circuito de superconductores. Cuando aplicamos una pequeña corriente, **I**, ésta fluye a través de las uniones como una supercorriente sin ocasionar una caída de potencial, esto es, sin requerir un voltaje aplicado a través de la barrera. Sin embargo, cuando esta corriente excede cierto valor crítico, **I<sub>C</sub>**, se genera un voltaje **V** en la unión y la corriente, **I<sub>C</sub>**, es una función oscilatoria del flujo magnético  $\phi$  que atraviesa el circuito (véase la figura 19 de la sección "La superconductividad en imágenes"). El periodo de esta función es de un flujón, que es un quantum de flujo magnético,  $\phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-15}$  weber. La naturaleza oscilatoria de la corriente se debe a la interferencia de las dos ondas que describen los pares de Cooper en las uniones, de manera análoga a la interferencia de dos ondas electromagnéticas coherentes (o sea dos ondas de luz). Por esto, al SQUID se le llama algunas veces interferómetro.

El SQUID puede utilizarse como un magnetómetro extremadamente sensible, ya que es posible detectar un cambio de flujo,  $\delta\phi$ , mucho más pequeño que un flujón, utilizando un circuito de *flujo magnético bloqueado* que genera una corriente en la espira acoplada. al SQUID de manera que se genera un flujo  $-\delta\phi$  para mantener el flujo magnético total del SQUID en un valor constante. El voltaje de resultante de salida es proporcional a  $\delta\phi$  y éste es proporcional al campo magnético



**Figura 30. SQUID cd.** Está formado por películas delgadas. Las dos uniones Josephson que lleva están abajo del cuadro oscuro, que es de Nb, en la región del borde inferior. La espiral cuadrada de 20 vueltas también es de Nb y está eléctricamente aislada del cuadro, pero muy acoplada a él magnéticamente. El cuadro es de 1 mm por lado aproximadamente.

El SQUID de radio frecuencia, es un diseño anterior al del SQUID cd. Consta de una unión Josephson incorporada a un circuito superconductor. El circuito está acoplado a la bobina de un circuito enfriado LC (bobina-condensador) que está excitado a su frecuencia de resonancia, típicamente de **30 MHz**. La amplitud del voltaje oscilante de radio frecuencia a través del resonante es periódico en el flujo magnético, con periodo de un flujón. Después de desmodular la señal de radiofrecuencia, la salida se utiliza para bloquear el flujo del SQUID, de la misma manera que en el SQUID cd. Este tipo de SQUID es mucho menos sensitivo que el SQUID cd, pero ha permanecido en el mercado hasta muy recientemente.

Aunque, por ahora, es demasiado pronto para que estos dispositivos tengan una gran repercusión en aplicaciones prácticas, dentro de la próxima década se espera un gran auge, tanto en la variedad de estos dispositivos superconductores como en la variedad de sus aplicaciones. Una de las más novedosa es en biomagnetismo, donde se utilizan para detectar especialmente las fuentes de los pequeñísimos campos magnéticos generados por el cerebro.



**Figura 31. SQUID rf. Está hecho en un configuración toroidal a partir de una barra sólida de Nb. La unión Josephson está en una plaqueta en la parte media.**

Para finalizar, existen computadoras que tienen muchos elementos y dispositivos superconductores y que son mucho más rápidas que las construidas con materiales normales. En general las utilizan los departamentos de defensa de las grandes potencias para procesar la información de los satélites espías sobre un posible ataque con proyectiles. Se requiere procesar muchísima información sobre las trayectorias de los proyectiles para repeler un ataque y dar una respuesta rápida y contundente. También se utilizan para detectar y cuantificar los movimientos militares cotidianos de todos los países del mundo. Desafortunadamente el mundo científico todavía no tiene acceso de manera plena a estas computadoras para realizar trabajos de investigación.

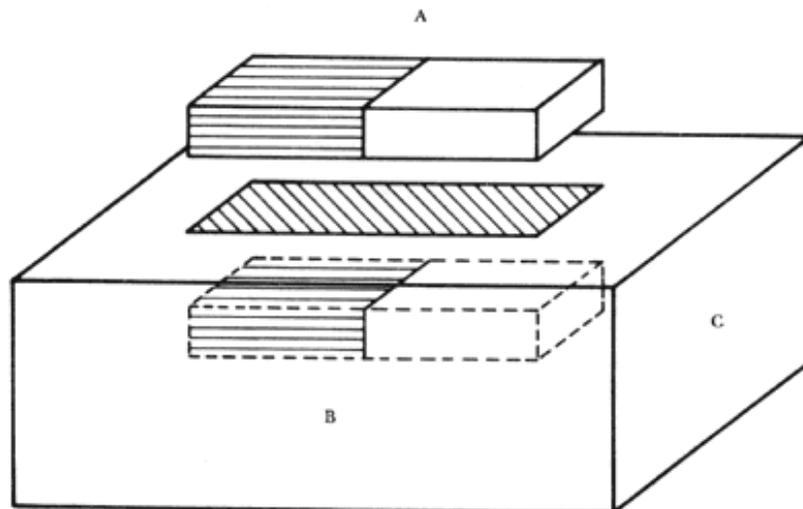
En México se han dado ya los primeros pasos para entrar a la era de los nuevos materiales superconductores cerámicos de alta temperatura crítica que ofrecen tantas aplicaciones pacíficas para el mejoramiento de nuestras condiciones nacionales de vida. Sin embargo, el esfuerzo deberá no sólo mantenerse sino también incrementarse.



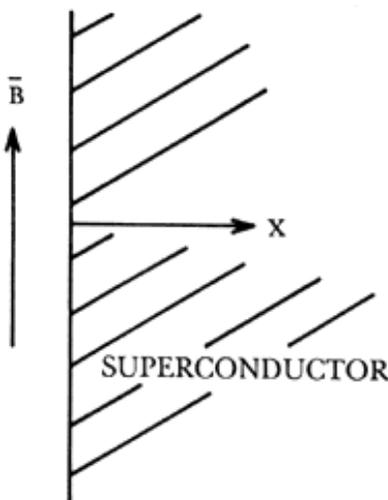
# LA SUPERCONDUCTIVIDAD EN IMÁGENES



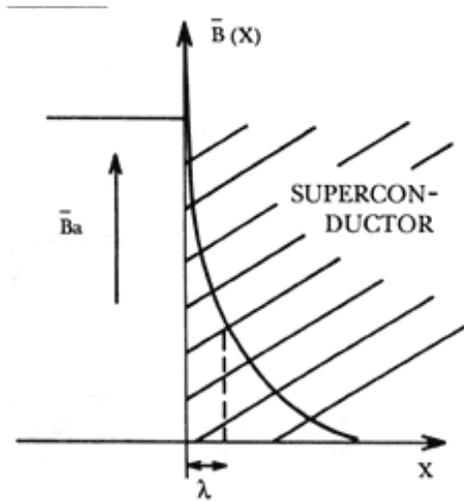
**FIGURA I.** El efecto Meissner. En esta figura se muestra la "levitación" de un imán por la presencia de un superconductor. Esto ocurre debido al efecto Meissner. El imán, que en la fotografía tiene la forma de una moneda, se encuentra suspendido por fuerzas magnéticas. La pastilla cerámica se encuentra en la parte inferior y esta inmersa en nitrógeno líquido para mantenerla a una temperatura por debajo de su temperatura de transición y para que pueda así encontrarse en el estado superconductor. El efecto Meissner consiste en lo siguiente : al acercar un imán a un material superconductor se genera, magnéticamente, una imagen de él como si el superconductor fuera un espejo. De esta manera, el imán es siempre repelido por su imagen o lo que es lo mismo, por el superconductor. La fuerza de repulsión es capaz de contrarrestar el peso del imán, produciendo la levitación. Una aplicación de este efecto se da en vehículos de transporte masivo que "flotan" sin fricción con el piso y que reciben el nombre de magneplanos, porque virtualmente se desplazan volando. La pastilla cerámica es del compuesto 1-2-3 de itrio, Bario y cobre con una temperatura de transición de 89 Kelvin . La pastilla se preparó en el Instituto de Física de la UNAM en donde se tomó también la fotografía.



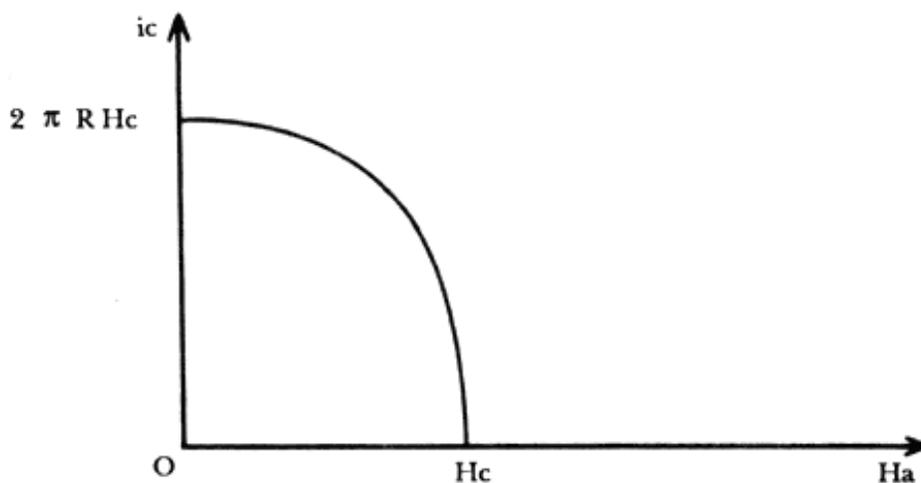
**FIGURA II.** Aquí se presenta un esquema de cómo se produce el efecto Meissner. Al acercar un imán (A) a un superconductor (B), se produce en este una imagen magnética (C) que lo repele. La intensidad de la fuerza de repulsión determina la altura a la que puede "flotar" el imán. Conforme más poderoso sea el imán, mas poderosa será su imagen y mas intensa será la fuerza de repulsión, produciendo una flotación a mayor altura . todo esto ocurre sin importar si el imán esta quieto, trasladándose o girando sobre si mismo. Siempre aparece una imagen instantánea de el en el superconductor, que lo repele y lo hace flotar. Por el efecto Meissner sabemos que el estado superconductor es un estado de la materia en el que no existe resistencia al paso de la corriente eléctrica y en el que los electrones se hallan en un estado muy especial de gran poder y correlación de unos con otros. En virtud de este estado, los campos magnéticos no pueden penetrar al superconductor. La manera en que el superconductor genera la imagen del imán es moviendo a los electrones, generando corrientes superficiales que , a su vez, generan un campo magnético que corresponden exactamente a la imagen del imán , produciéndose así la repulsión y, por lo tanto, la levitación.



**FIGURA III.** Un superconductor en presencia de un imán. El imán queda representado por un campo de fuerzas magnéticas simbolizadas por  $B$ . Cabe señalar que un campo magnético puede ser generado no solamente por materiales ferromagnéticos, sino también por cualquier corriente eléctrica. Esto es, cualquier corriente eléctrica es equivalente a un imán y capaz de desviar a una brújula colocada en su vecindad. La respuesta del superconductor ante la presencia del campo magnético se ilustra en la figura IV.



**FIGURA IV.** Cuando el campo magnético  $B$  intenta penetrar al superconductor, éste genera corrientes eléctricas superficiales que producen un campo magnético que se opone a  $B$ , cancelándolo en el interior del superconductor después de una distancia de la superficie del material que es, típicamente, del orden de un angstrom. Este fenómeno, que es el efecto Meissner, constituye una de las características esenciales de un superconductor. Sin el efecto Meissner, no podemos decir que tenemos un superconductor. Hay que hacer notar que cuando un material no tiene resistencia eléctrica recibe el nombre de *conductor perfecto*. Así, todo superconductor es un conductor perfecto, ya que tiene resistencia eléctrica cero. Pero el ser un conductor perfecto no es suficiente para ser un superconductor. Es necesario agregar el efecto Meissner. En otras palabras, aunque un superconductor es un conductor perfecto, no todo conductor perfecto es un superconductor. La diferencia estriba en el efecto Meissner. Puede demostrarse que las propiedades magnéticas de un conductor perfecto no llevan al efecto Meissner, son propiedades distintas de las de un superconductor. En esencia, en un conductor perfecto el campo magnético siempre debe ser constante y en el superconductor siempre debe ser cero, que es un requerimiento mucho más fuerte.



**FIGURA V.** Las corrientes críticas para un superconductor Tipo I. La corriente crítica se define como aquella para la cual se destruye el estado superconductor. En virtud de que cuando un alambre porta una corriente eléctrica se genera a su alrededor un campo magnético, las corrientes críticas y los campos críticos están íntimamente relacionados. Por eso esperamos que exista un valor máximo de la corriente que

un superconductor puede llevar y que esta corriente máxima depende del campo magnético aplicado a la muestra. En ausencia de campo magnético, las corrientes críticas de los superconductores pueden ser muy altas. Por ejemplo, para el caso de plomo, si tenemos un alambre de 1 mm de diámetro, enfriado a la temperatura de ebullición del helio líquido (4.2 K) el alambre puede llevar hasta 140 amperios de corriente superconductor, esto es, sin resistencia eléctrica. En un campo magnético la corriente crítica es menor. La figura muestra la forma en que la corriente crítica se reduce por la presencia de un campo magnético aplicado externamente. Aquí, el campo magnético está en dirección paralela al eje del cilindro, de manera que el factor de desmagnetización por la forma es cero. La expresión algebraica de esta variación está dada por:

$$H_c^2 = H_a^2 + \frac{I_c^2}{4\pi^2 R^2},$$

donde  $H_c$  es el campo crítico para una temperatura dada,  $H_a$  es el campo aplicado,  $I_c$  es la corriente crítica y  $R$  es el radio del alambre.

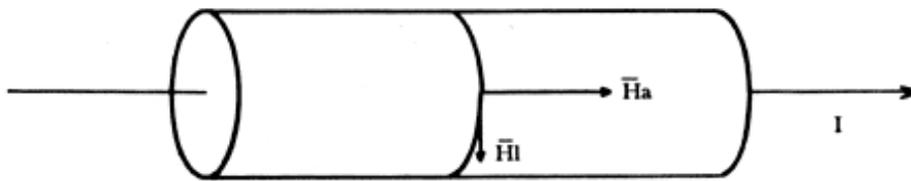
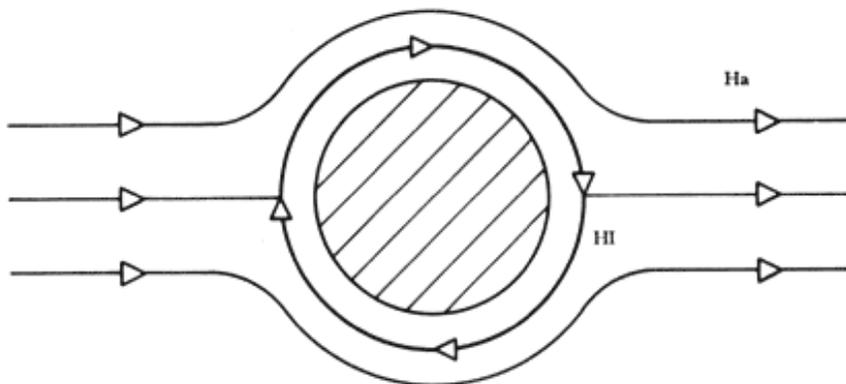


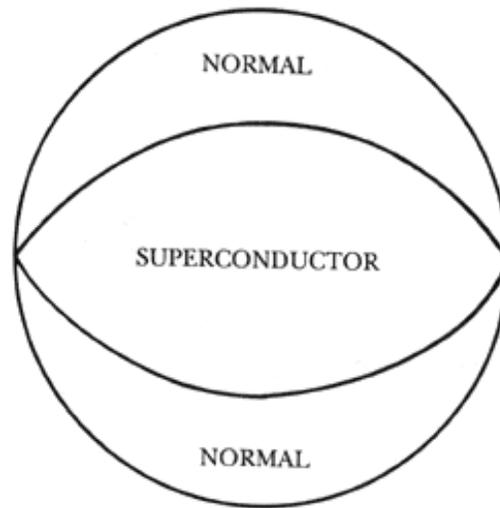
FIGURA VI. Alambre superconductor cilíndrico Tipo I que lleva una corriente  $I$ , con un campo magnético,  $H_a$  aplicado a lo largo del alambre. Al pasar una corriente por el alambre se genera un campo magnético perpendicular a él,  $H_l$ . El campo magnético resultante es la suma vectorial de estos dos. En este caso el factor de desmagnetización por la forma es cero. Los dos vectores están formando un ángulo recto, de manera que la magnitud del campo resultante se halla por el teorema de Pitágoras y lleva a la relación entre el campo crítico, campo aplicado y corriente crítica dada en la figura V y que corresponde al arco de una elipse.



**FIGURA VII.** Muestra cilíndrica superconductora Tipo I en el seno de un campo magnético perpendicular al eje del cilindro. En este caso, el factor de desmagnetización es  $\frac{1}{2}$ . La corriente fluye en una dirección perpendicular al plano de la página. De este modo, el campo aplicado,  $H_a$ , y el campo generado por la corriente que circula por el alambre se suman en la parte superior de la sección transversal del alambre y se restan en la parte inferior. Si suponemos campos suficientemente débiles, que no lleven a la muestra al estado intermedio, la corriente crítica para este caso está dado por:

$$I_c = 2\pi(H_c - 2H_a)R,$$

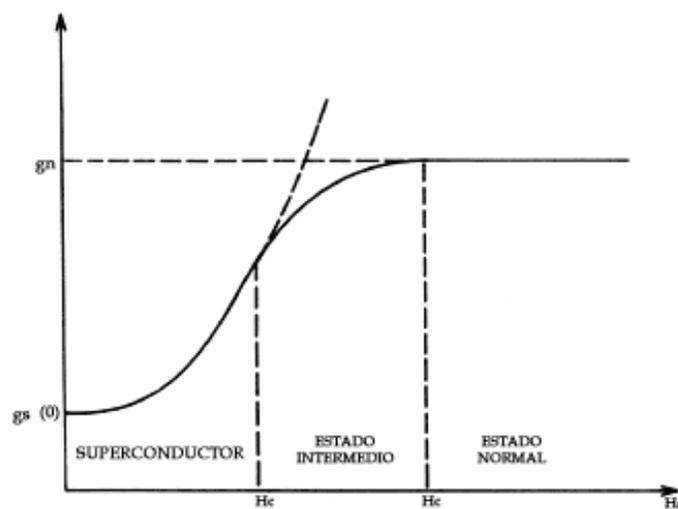
donde la notación es la misma que en la figura V.



**FIGURA VIII.** El estado intermedio es una consecuencia de la forma geométrica del superconductor. Es sabido en electromagnetismo que el campo resultante en el interior de un cuerpo puede ser mayor que el campo aplicado externamente debido al factor de desmagnetización por la forma (véase el capítulo II, "El estado intermedio"). Como consecuencia, existen en la periferia de la muestra, regiones sometidas al campo crítico aun antes de que el campo externo llegue al valor del campo crítico para la sustancia correspondiente. A primera vista uno pudiera esperar que toda la muestra pasara al estado normal tan pronto se llegara al campo crítico en su periferia, pero caeríamos en el absurdo de que toda la muestra pasara al estado normal con un campo aplicado inferior al campo crítico de la sustancia. Como consecuencia, tendríamos un cuerpo con regiones en el estado normal cerca de su periferia y en estado superconductor cerca de su centro, tal como se muestra. Esta configuración resulta imposible de sostener, en virtud de que se puede aplicar el mismo razonamiento a la porción de material que queda en el estado superconductor, hasta transformar toda la muestra al estado normal. La solución a este problema se halla dándose cuenta de que las fases normales superconductoras pueden coexistir una junto a la otra del mismo modo que coexiste un líquido con su vapor. De esta manera se puede tener, alternadamente, regiones en el estado superconductor y regiones en el estado normal, llegándose de este modo a una configuración de equilibrio.



**FIGURA IX.** Evidencia experimental del estado intermedio. Uno de los métodos para la observación del estado intermedio se basa, como en este caso, en la tendencia de las partículas de material ferromagnético (limaduras de hierro, por ejemplo) a acumularse en regiones de alta densidad de campo magnético, y de partículas de material superconductor (que es un diamagneto perfecto, ya que no permite el paso de ningún campo magnético a su interior) a acumularse en regiones de baja intensidad de campo magnético. La fotografía, tomada de un trabajo realizado en 1957 y publicado por B. M. Baloshova e I. W. Sharvin en el vol. 4, p. 54 de la revista *Soviet Physics. JETP*, también de 1957, muestra una esfera de plomo de 3 cm de diámetro por debajo de su temperatura de transición superconductor, cubierta de un polvo de niobio (que se vuelve superconductor a una temperatura mayor que la temperatura de transición del plomo y es un diamagneto perfecto en la fotografía). La alternancia de las zonas claras y oscuras muestra la alternancia de zonas en estado normal con zonas en el estado superconductor. El factor de desmagnetización por la forma para la esfera es de  $1/3$  y se encuentra en el estado intermedio. Las zonas oscuras son superconductoras.



**FIGURA X.** Valores de la energía libre de un superconductor sometido a un campo magnético externo y con un factor de desmagnetización distinto de cero. La línea continua muestra la evolución de la energía libre del material conforme aumenta la intensidad del campo magnético aplicado externamente. Se puede

ver claramente que para el estado intermedio la energía del material es menor que si permaneciera totalmente en el estado superconductor y que también es menor que la energía que tendría el material si pasara todo al estado normal. En la naturaleza todas las cosas tienden a un estado de energía mínima. Así, el superconductor con un factor de desmagnetización por la forma distinto de cero "prefiere" encontrarse en el estado intermedio para valores del campo aplicado comprendidos entre  $H'_C$  y  $H_C$ , que ser totalmente superconductor o totalmente normal.

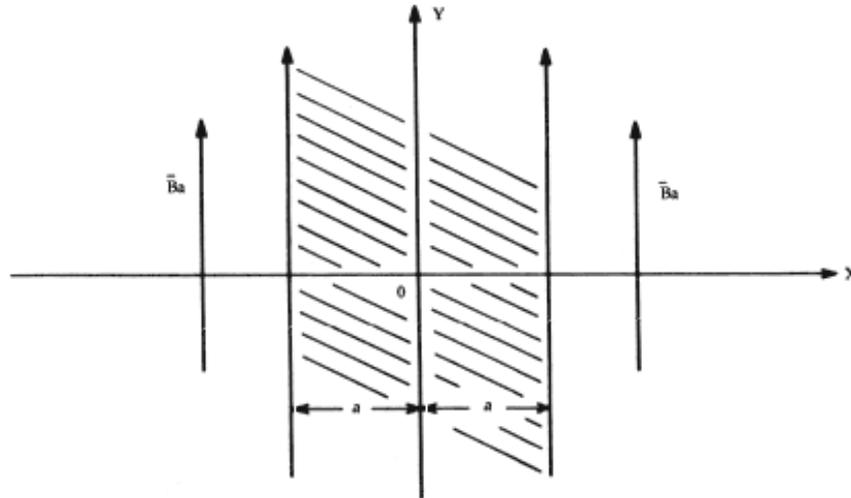


FIGURA XI. Película delgada superconductora en el seno de un campo magnético. Ya hemos visto que un campo magnético externo penetra unos cuantos angstroms en el interior de un superconductor. Este hecho tiene consecuencias relevantes en el caso de las películas delgadas. El campo magnético crítico para un material aumenta si éste se presenta en forma de película delgada. La magnitud del aumento depende de las dimensiones de la muestra con respecto a la profundidad de penetración del campo a partir de la superficie. El efecto es notable solamente si el volumen contenido dentro de la profundidad de penetración del campo magnético es comparable con el volumen total de la muestra. Se puede demostrar que para temperaturas no muy cercanas a la temperatura de transición (desde luego, por debajo de ésta) el aumento del campo crítico será mayor de 10% si el espesor de la película es inferior a 5 000 angstroms. Para el caso de una película muy delgada, digamos de 100 angstroms o menos, el campo crítico puede crecer por un factor de 10, especialmente si la temperatura de la muestra es cercana a la temperatura crítica del material. De aquí la importancia tecnológica de obtener películas delgadas superconductoras, especialmente con los nuevos materiales cerámicos superconductores de alta temperatura crítica.

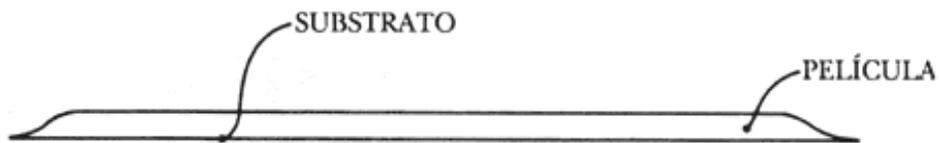
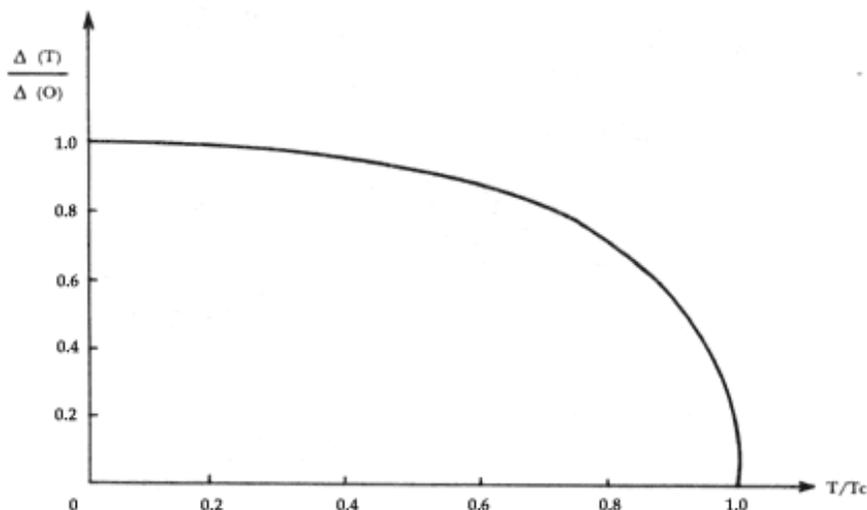
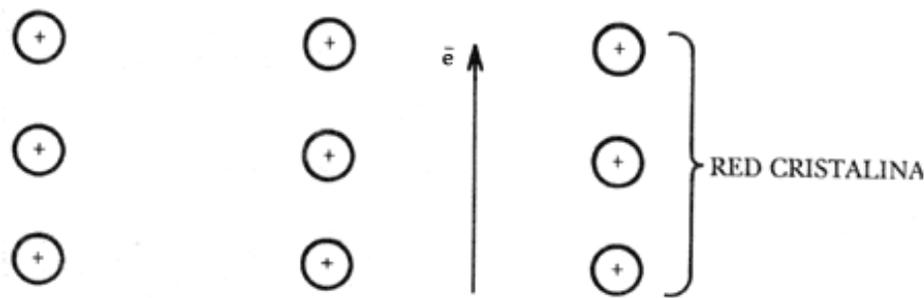


FIGURA XII. Sección transversal típica de una película delgada obtenida por evaporación. Nótese la disminución gradual del espesor en los bordes. Una consecuencia importante de la dependencia del valor del campo crítico en el espesor de la película del material es que la definición de la transición magnética de

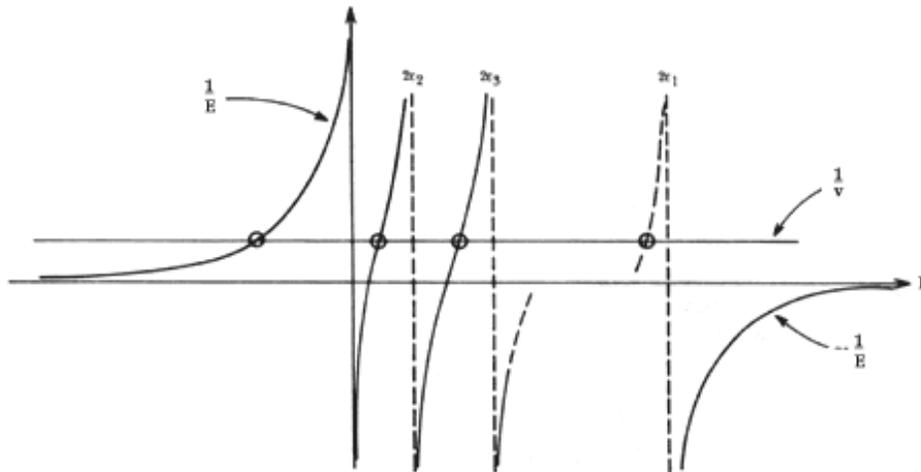
una película delgada depende mucho de la naturaleza de sus bordes. Por regla general, los bordes de las películas preparadas son como se muestra. Al ser los bordes más delgados que el resto de la película, tienen un campo crítico mayor. Si la prueba para verificar que la película delgada es superconductor consiste en pasar una corriente a través de ella y ver si aparece una diferencia de potencial en sus bordes, éstos permanecerán en el estado superconductor y darán lugar a una resistencia cero aun si el resto de la película ya se encuentra en estado normal. Esto tiene dos consecuencias inmediatas: primero, la intensidad de campo magnético al cual aparece un voltaje (esto es, transición al estado normal) puede ser considerablemente mayor que el verdadero campo crítico de la película; segundo, como es muy poco probable que los bordes sean perfectamente uniformes a lo largo de la película, la transición del estado de resistencia cero al estado normal puede ser muy ancha con respecto al campo magnético aplicado externamente. Para obtener una transición mucho mejor definida, lo que generalmente se hace es recortar los bordes para tener los extremos del mismo grosor que el resto de la película.



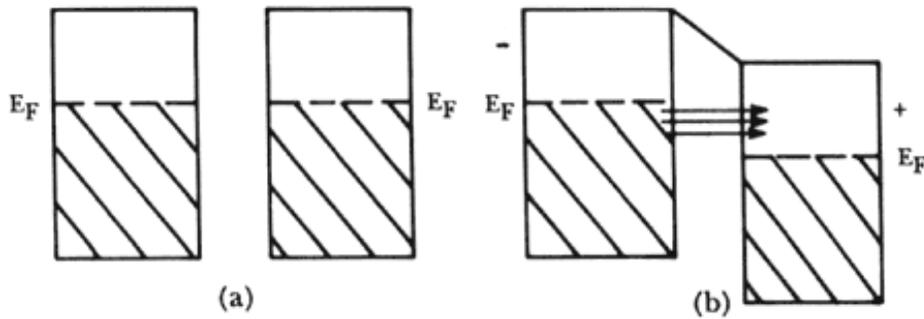
**FIGURA XIII.** Variación de la banda de energía prohibida a los electrones superconductores con respecto a la temperatura. Una de las características más importantes de un superconductor es la presencia de una banda de energía prohibida a los electrones, situación semejante a la que se tiene en un semiconductor. La presencia de esta banda hace que los electrones superconductores requieran, al menos, la energía que corresponde a la anchura de esta banda para pasar al estado normal. Conforme crece la temperatura, disminuye la energía para hacer que un electrón pase al estado normal, esto es, para que se rompa un par de Cooper. Cualquier teoría que explique la superconductividad tendrá que predecir la variación de esta banda correctamente. La figura muestra la predicción que se realiza, por la teoría de BCS (teoría de Bardeen, Cooper y Schrieffer, formulada en 1957). Los resultados experimentales para los superconductores convencionales (no para los nuevos superconductores cerámicos de alta temperatura crítica) se apegan muy bien a las predicciones de la teoría BCS. Para los nuevos materiales cerámicos aún hay mucha controversia sobre la manera en que esta banda cambia con la temperatura, mas hay indicaciones de que la variación de esta banda con la temperatura se parece mucho a la predicción que se hace con la teoría BCS, pero todavía se requieren más verificaciones.



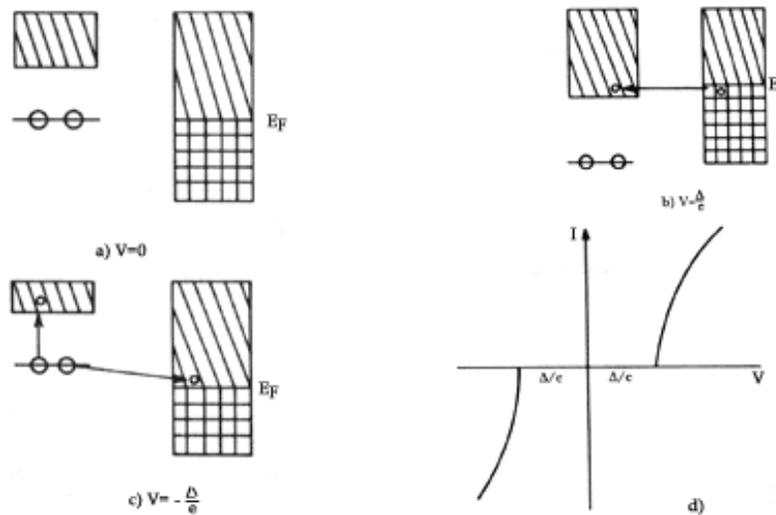
**FIGURA XIV.** Esquema de un electrón viajando a través de la red cristalina. En los materiales superconductores convencionales, la red cristalina de iones desempeña un papel importantísimo en la aparición de la superconductividad. Puede demostrarse que cuando existe una fuerza efectiva de atracción entre dos electrones, pertenecientes a un metal, estos electrones quedan ligados entre sí, sin importar la intensidad de la fuerza. A la pareja de electrones ligados entre sí se les conoce como par de Cooper. Actualmente es muy claro que para los superconductores convencionales el origen de la fuerza de atracción es la interacción electrón-electrón mediada por la red cristalina. A esta interacción se le conoce comúnmente como de electrón-fonón-electrón. Para los nuevos superconductores cerámicos se tiene ya muy claro que existen los pares de Cooper. Sin embargo, aún no es claro el mecanismo o mecanismos que llevan a su formación. Hay evidencias de que la red cristalina interviene en la formación de los pares de Cooper, pero no como el único mecanismo.



**FIGURA XV.** Esquema de la solución numérica de las ecuaciones que resultan para la energía de un par de Cooper. El valor de la energía de los dos electrones en el metal que interactúan atractivamente queda dada por la intersección de la recta señalada como  $1/V$  y las curvas verticales en la figura. Puede verse que existen muchas respuestas posibles para el valor de la energía, sin embargo, solamente existe una solución de valor negativo para la energía que implica que los electrones quedan ligados el uno al otro. La letra  $V$  representa a la intensidad de la fuerza de atracción. Nótese que sin importar que tan débil sea la atracción entre los electrones del par, siempre existirá una intersección del lado de energías negativas. Esto significa que siempre se podrá obtener una pareja de electrones ligados entre sí cuando exista una interacción efectiva de atracción entre ellos, sin importar que tan débil sea esta.

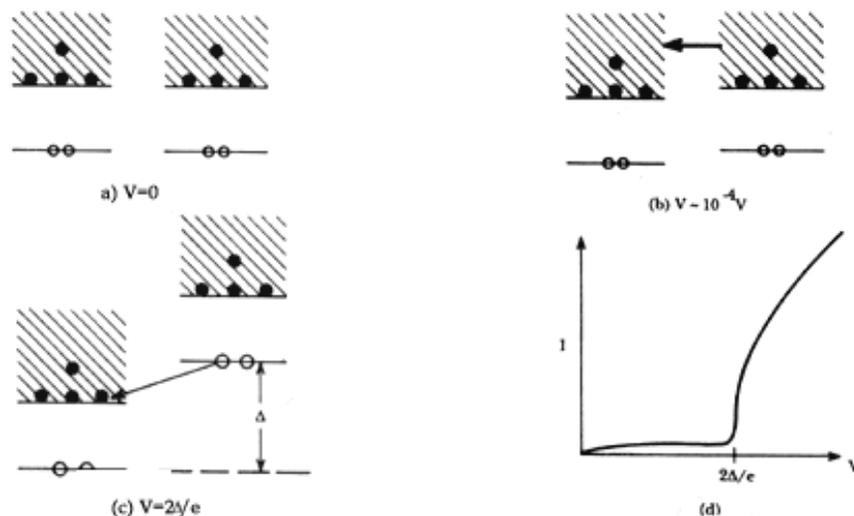


**FIGURA XVI.** Diagrama de niveles de energía de dos metales normales a través de los cuales se da el llamado *efecto túnel* de los electrones para pasar de un metal a otro. La zona representa estados electrónicos ya ocupados por los electrones en cada metal. La parte blanca muestra los estados disponibles. A temperatura cero, el paso de los electrones de un metal a otro queda completamente prohibido por el principio de exclusión de Pauli. Cuando se aplica un voltaje positivo al metal de la derecha, de manera tal que los niveles de energía de Fermi,  $E_F$ , ya no coinciden, hay estados ocupados en el metal de la izquierda al mismo nivel que estados desocupados en el metal de la derecha y el efecto túnel puede ocurrir, como se indica por las flechas. Es evidente que el número de estados que quedan disponibles para el proceso dependen del voltaje aplicado, y si la probabilidad de tunelamiento es constante, como ocurre por voltajes aplicados muy pequeños, la corriente resultante varía linealmente con el voltaje aplicado.



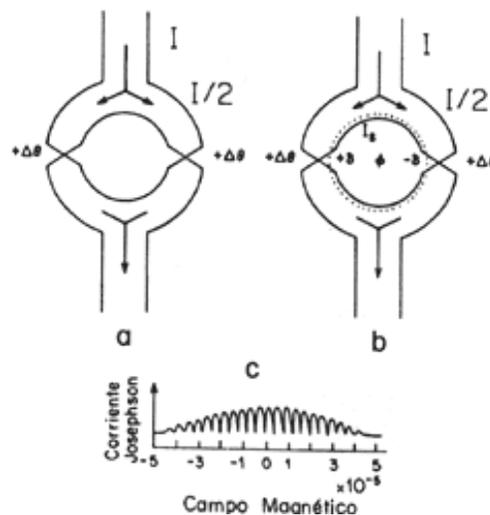
**FIGURA XVII.** Esquema que muestra el tunelamiento de electrones entre un metal normal y un superconductor. Las figuras a), b) y c) muestran las relaciones entre los niveles de energía a temperaturas muy cercanas a 0 Kelvin, para varios valores de la diferencia de potencial,  $V$ , aplicada al superconductor con respecto del metal normal. Si  $V$  es positiva el proceso de tunelamiento comienza cuando  $V$  alcanza el valor  $\Delta/e$ , donde  $\Delta$  es la anchura de la banda de energía prohibida y  $e$  es la magnitud de la carga de un electrón, lo que se puede ver en la parte d) de la figura. Esto ocurre porque en estas circunstancias la parte mas baja de los valores de las energías de los estados excitados de los pares de Cooper en el superconductor coincide con el nivel de Fermi del metal normal, como se muestra en la parte b) a partir de este momento es posible, para los electrones en el metal normal, pasar por tunelamiento a los estados disponibles en la

banda de energía de estados excitados del superconductor. Al aumentar el voltaje aplicado al superconductor, aumenta el número de partículas que pasan a él por el efecto túnel. Si el voltaje aplicado al superconductor es negativo, el tunelamiento comienza cuando el voltaje alcanza el valor de  $-\Delta/e$ . Aquí, comienza a ocurrir un proceso nuevo, el rompimiento de un par de Cooper. Este proceso está descrito en la parte c). Puede verse como un par de Cooper se rompe y uno de los electrones pasa por tunelamiento a un estado del metal normal por arriba de la energía de Fermi. El otro electrón del par salta a la banda de energía prohibida del superconductor y queda en uno de los estados excitados. El número de pares que pueden romperse de esta manera aumenta en relación al voltaje aplicado. Nótese que una manera de medir la anchura de la banda de energía prohibida en el superconductor es midiendo el voltaje al cual comienza la corriente de tunelamiento. Hay que señalar que a temperaturas mayores puede ocurrir que una corriente muy pequeña fluya para voltajes entre  $\Delta/e$  y  $-\Delta/e$ . Esto ocurre en virtud de que a estas temperaturas hay unos cuantos electrones excitados en estados por arriba del nivel de Fermi en el metal normal que pueden, si existe un voltaje positivo aplicado, pasar por tunelamiento a la banda de estados excitados del superconductor. También existen por la excitación térmica, algunos estados vacíos por debajo del nivel Fermi en el metal normal que quedan disponibles para el tunelamiento de los electrones del material superconductor que provengan del rompimiento de un par de Cooper, si existe un voltaje aplicado con un signo negativo. De cualquier manera, es muy marcado y notable el aumento en la corriente de tunelamiento cuando el voltaje aplicado es  $\Delta/e$  o  $-\Delta/e$ .

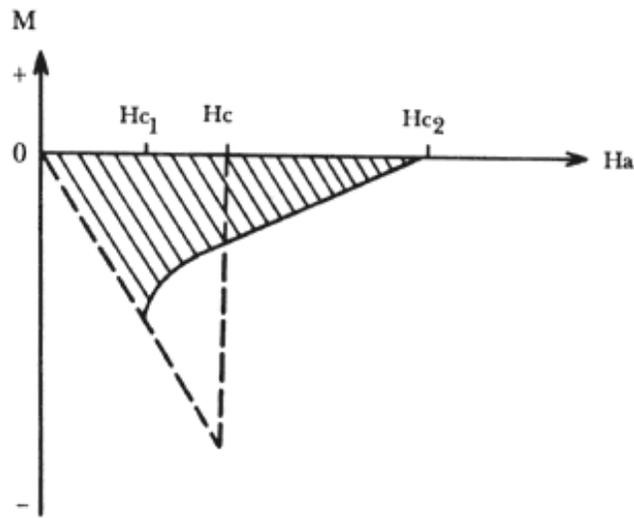


**FIGURA XVIII.** Tunelamiento de electrones individuales entre dos superconductores idénticos. Las partes a), b), y c) muestran la relación entre los niveles de energía. La parte c) muestra la corriente de tunelamiento electrónico resultante. A temperaturas cercanas al cero absoluto el tunelamiento se da tanto de izquierda a derecha como de derecha a izquierda, de modo que no hay un flujo neto de corriente. Supongamos que ahora aplicamos un voltaje positivo al superconductor de la izquierda con respecto al de la derecha. El diagrama de energías del de la izquierda se va a desplazar hacia abajo con respecto al de la derecha, por el signo negativo de la carga electrónica y por una cantidad de magnitud  $eV$ , como se ilustra en la parte b). Ahora tenemos un flujo neto de electrones por tunelamiento del superconductor de la derecha al de la izquierda, porque los electrones de la izquierda no tienen estados disponibles en el superconductor de la derecha a los cuales llegar por tunelamiento, en tanto que los de la derecha sí tienen estados accesibles en los de la izquierda a los cuales llegar por tunelamiento. La corriente aumenta con  $V$  hasta que los estados accesibles de la izquierda quedan por arriba de los estados ocupados por los electrones de la derecha, de manera que los electrones de la derecha ya no pueden pasar por tunelamiento a la izquierda. Puesto que las energías de todas las partículas están dentro de un intervalo de  $K_B T$ , a partir del nivel mas bajo, esta etapa se alcanza cuando  $eV \sim K_B T$ , o sea, cuando  $V \sim 10^{-4}$  Volts. Si  $V$  se aumenta

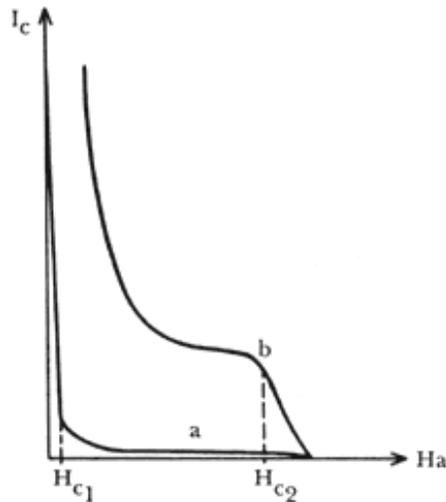
más, la corriente permanece prácticamente constante, porque los electrones que son capaces de pasar por el efecto túnel, que son los que están en el superconductor de la derecha, permanecen constantes en número. Sin embargo, cuando  $V$  alcanza la magnitud  $2\Delta/e$ , un proceso adicional, el rompimiento de un par de Cooper, empieza a ser posible, como se muestra en la parte c) de esta figura. Uno de los electrones que resulta del rompimiento del par puede pasar por tunelamiento al superconductor de la izquierda para ocupar el nivel mas bajo de la correspondiente banda de estados excitados. El segundo electrón pasa a la parte mas baja de estados excitados del superconductor de la derecha. Como resultado de este proceso se tiene un flujo de electrones adicionales de derecha a izquierda y la corriente aumenta rápidamente. Si  $V$  sigue aumentando mas allá de  $2\Delta/e$ , se sigue dando este proceso con la única diferencia de que ahora los electrones van a pasar a estados excitados. Existiran más combinaciones de estados excitados que pueden servir como estados finales y la corriente de tunelaje aumenta rápidamente, como se indica en la parte d) de la figura. Cuando se tienen superconductores diferentes el proceso de tunelamiento es completamente análogo.



**FIGURA XIX. Efecto Josephson.** Cuando los pares de superelectrones (esto es, los pares de Cooper) pasan por el efecto túnel a través de una unión túnel sumamente delgada, se da el efecto Josephson. Este resulta de la interferencia entre ondas macroscópicas de corrientes superconductoras. Si se genera una corriente a través de una unión túnel sumamente delgada, las ondas superconductoras son coherentes, pero difieren por algún desfase que depende del tamaño de la barrera túnel. Hay dos efectos principales: el efecto dc y el efecto ac. En el efecto dc, una corriente dc fluirá a través de la junta túnel aún en ausencia de voltaje aplicado o campo magnético aplicado. En el efecto Josephson ac, si existe un voltaje aplicado a través de la unión túnel, se observarán oscilaciones de corriente de radio frecuencia (rf). Si se aplica un voltaje oscilante de radio frecuencia, se puede reducir una corriente dc. En la figura se presenta un diagrama del efecto Josephson: a) es una supercorriente,  $I$ , que se divide a través de dos uniones y sufre un cambio de fase  $\Delta\theta$ , debido a un potencial aplicado. En b) el flujo magnético,  $\Phi$ , induce una supercorriente adicional,  $I_\Phi$ , que sufre un cambio de fase  $+\delta$  y  $-\delta$  en las uniones. En c) se tiene la medición de la supercorriente resultante en un SQUID de baja temperatura crítica, que muestra interferencia en el transporte de corriente.



**FIGURA XX.** Esquema utilizado para definir un campo termodinámico crítico para un superconductor tipo II. El triángulo rectángulo se traza de manera que tenga un área igual a la parte sombreada dentro de la curva de magnetización. Es posible demostrar, por un cálculo termodinámico, que el trabajo hecho por el campo magnético sobre la muestra para magnetizarla cambia la energía libre del material al pasar del estado superconductor al estado normal y que se da por la diferencia entre las energías libres del estado normal y el estado superconductor. Este trabajo está dado por el área encerrada en la curva de magnetización y es  $(1/2) \mu_0 H_{C2} V$ , donde  $V$  es el volumen de la muestra para un superconductor tipo I y  $H_C$  es el campo crítico. Esto también es válido para un superconductor tipo II, donde  $H_C$  queda definido a través de esta figura.



**FIGURA XXI.** Corrientes críticas para alambres fabricados con un superconductor tipo II. La gráfica a) se refiere a un alambre con muy pocas imperfecciones (muy pocas dislocaciones, vacancias, impurezas y cualquier otro tipo de imperfección) y en el seno de un campo magnético aplicado a lo largo del alambre. La gráfica b) se refiere a un material con un número apreciablemente grande de imperfecciones y con un campo magnético aplicado perpendicularmente al alambre. En un campo magnético cuya intensidad es menor que el campo crítico,  $H_{C1}$ , un superconductor tipo II se encuentra completamente en un estado superconductor y se comporta como un superconductor tipo I. Cuando el campo aplicado es mayor que

$H_{CI}$  pasa al estado mixto. El valor de la corriente crítica para campos menores que  $H_{CI}$  queda determinado del mismo modo que para el caso de los superconductores tipo I, donde  $H_C$  pasa a ser  $H_{CI}$ . De hecho, esto ocurre así sólo en el caso de muestras que presentan muy pocas imperfecciones, como se ve en la parte a) de esta figura. De otro modo, se tiene el comportamiento mostrado en la parte b). Es un hecho ampliamente conocido que cuando un superconductor pasa al estado mixto, el valor de la corriente crítica está controlado casi completamente por imperfecciones del material. Conforme mas imperfecto es el material, mas grande es el valor de la corriente crítica. Un alambre altamente imperfecto puede llevar hasta alrededor de  $10^5$  amperios/cm<sup>2</sup>. Recíprocamente un espécimen bastante perfecto tiene una corriente crítica pequeña, del orden de unos cuantos miliamperios/cm<sup>2</sup>, cuando se encuentra en el estado mixto. Esta dependencia de la corriente crítica con la imperfección del material es de una importancia tecnológica muy grande, puesto que los electroimanes superconductores requieren alambre de resistencia cero y una gran capacidad de portar corriente, esto es, de una corriente crítica muy grande. Cabe señalar que los nuevos superconductores cerámicos de alta temperatura corresponden a los superconductores tipo II.

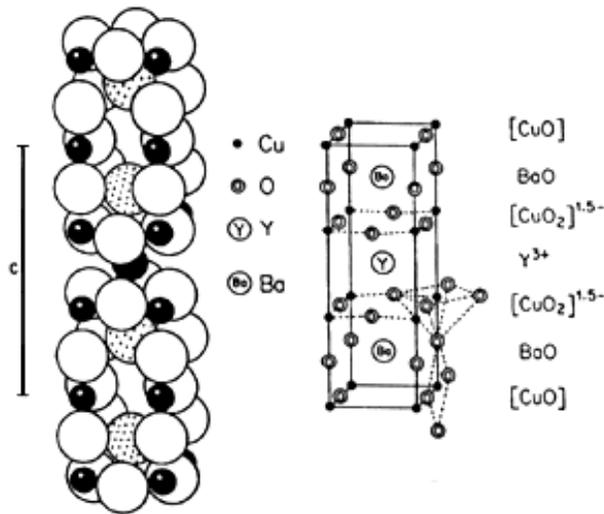


FIGURA XXII. Estructura cristalina del sistema Yba<sub>2</sub> Cu<sub>3</sub> O<sub>7</sub>. Este compuesto se descubrió en un intento de reemplazar al lantano en el compuesto de La-Ba-Cu-O. Con otra tierra rara, el itrio (Y). Se observó una temperatura de transición mucho más elevada, 93K. Éste fue el primer compuesto descubierto que tenía una temperatura de transición superconductora por arriba de la temperatura de ebullición del nitrógeno líquido. La figura muestra la estructura por capas del sistema Y-Ba-Cu-O, con el empaquetamiento (a) y la coordinación (b).



# COLOFÓN

Este libro se terminó de imprimir y encuadernar en el mes de agosto de 1997 en los talleres de Impresora y Encuadernadora Progreso, S.A. ( IEPSA ), calzada de San Lorenzo 244, 09830 México, D.F.

*Se tiraron 2 000 ejemplares*

## **La Ciencia para Todos**

es una colección coordinada editorialmente

por *Marco Antonio Pulido*

y *María del Carmen Farías.*



La materia, como se sabe, se presenta en la naturaleza en tres estados: sólido, líquido y gaseoso. A éstos hay que sumar uno nuevo: el estado de superconductividad, que puede definirse como aquel en que la materia no presenta resistencia eléctrica. Esto significa que no hay disipación de energía cuando, por ejemplo, la energía eléctrica pasa por un material superconductor. Además, la materia en estado de superconductividad no permite que penetre en su interior el campo de fuerza de un imán. Si a esto se añade que la superconductividad se obtiene a temperaturas cercanas al cero absoluto (**-273.16°C**), no sería difícil considerar que la cuestión se halla en manos de los físicos y que lo mejor es no meter la nariz en ese asunto.

Sin embargo, la superconductividad puede catalogarse entre los descubrimientos más fascinantes de la ciencia de nuestro siglo, pues pertenece a la familia de aquellos capaces de cambiar la manera de vivir de la humanidad. La gama de sus aplicaciones es amplísima y se extiende, esencialmente, en tres clases. *a)* La generación de campos magnéticos intensos; *b)* la fabricación de cables muy especiales transportadores de energía eléctrica y *c)* la electrónica. En el primer caso se le podría utilizar, en forma espectacular, en la construcción de ferrocarriles de nuevo tipo que "flotan" sobre los rieles evitando la fricción y permitiéndoles así alcanzar velocidades semejantes a las de un avión. En el segundo caso, sería factible transmitir energía eléctrica desde el centro de producción hasta el de consumo sin que se produzcan pérdidas de ningún tipo en el trayecto y en el tercer caso, entre muchas otras posibilidades, la de alcanzar aún mayor velocidad en las que ya serían supercomputadoras.

Tan importante es la superconductividad, que incluso países del llamado Tercer Mundo, la India y China, cuentan con un programa muy ambicioso en este campo. En México tenemos pocos especialistas en conductividad, mas contamos con infraestructura: expertos en metalurgia capaces de fabricar los materiales necesarios. Se habla incluso de crear un Plan Nacional de Superconductividad pues, pese a lo esotérico de sus enunciados, el proyecto no requiere de una inversión enorme. "¡Ojalá nuestro México no se quede fuera de este movimiento!", termina diciendo el doctor Magaña.

Luis Fernando Magaña Solís es doctor en física por la Facultad de Ciencias de la UNAM de la que es investigador titular "C" de tiempo completo, catedrático y decano. Pertenece al SNI (Sistema Nacional de Investigadores). Sus publicaciones ascienden a 64, entre artículos de investigación de circulación internacional, trabajos de divulgación y libros. Es miembro de varias instituciones nacionales e internacionales relacionadas con la física.



## BIBLIOGRAFÍA RECOMENDADA

Bourdillon, A. y N. X. Tan Bourdillon, *High Temperature Superconductors, Processing and Science*, Academic Press Inc., 1994.

Brechna, J., *Superconducting Magnet Systems*, Springer Verlag, 1973.

Bremer, J. W., *Superconducting Devices*, McGraw-Hill, Nueva York, 1962.

Dahl, Per Fridtjof, *Superconductivity*, American Institute of Physics. Nueva York, 1992.

Fishlock, D., *A Guide to Superconductivity*, McDonald Press, Londres, 1969.

Foner, S. y B. Schwartz (comps.), *Superconducting Machines and Devices: Large Systems Applications*, Plenum Press, Nueva York, 1974.

Lynton, E. A., *Superconductivity*, Methuen, Londres, 1964.

*Nature*, vol. 325, 19 de febrero de 1987. (Artículo acerca de los nuevos materiales superconductores. Es una colección interesante de alrededor de treinta trabajos con referencias en cada uno de ellos).

Orlando, Terry P. y Kevin A. Delin, *Foundations of Applied Superconductivity*, Addison-Wesley Publishing Company, 1991.

Solymer, L., *Superconducting Tunnelling and Applications*, Chapman and Hall, Londres, 1972.

