

# SUPERCONDUCTORES DE ALTA $T_c$ : UNA INTRODUCCION\*

R. Baquero

Departamento de Física (ICUAP), Universidad Autónoma de Puebla  
Apartado Postal J-48. Puebla, Pue.

y

J.P. Carbotte

Departamento de Física, U. McMaster, L8S 4M1, Hamilton  
Ontario, Canadá

(recibido junio 7, 1982; aceptado agosto 29, 1983)

## RESUMEN

Estudiamos los parámetros microscópicos que gobiernan la superconductividad basándonos en la teoría de Eliashberg. Establecemos la importancia del momento cero de la función  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  como parámetro que gobierna  $T_c$ . Concluimos, con base en este análisis, que los espectros fonónicos conocidos no permiten esperar un cambio dramático en la magnitud de  $T_c$ . Mostramos, a continuación, cómo algunos nuevos superconductores han venido presentando propiedades anómalas, diferentes, que no han sido explicadas y mencionamos recientes progresos teóricos y experimentales que están dando lugar a nuevos puntos de vista sobre la superconductividad, cuyo análisis requiere un conocimiento más exacto de las propiedades del estado normal. Finalmente, presentamos un panorama parcial de la investigación actual.

---

\* Trabajo apoyado por Conacyt (México).

## ABSTRACT

We make use of Eliashberg theory of superconductivity to point to the importance of the zero moment of the Eliashberg function as a parameter (called  $A$ ) that controls  $T_c$ . On that basis we conclude that the slow change in  $T_c$  with  $A$  excludes the possibility of considerable changes in the magnitude of  $T_c$ . Nevertheless new superconductivity systems with anomalous properties have been discovered and no convincing explanation has been offered. Recent theoretical studies suggest that there are subtleties in the superconducting mechanism that might change to some extent our present point of view. It is pointed out that a quantitative explanation of superconductivity requires the precise knowledge of some normal state properties for which theoretical techniques have been only recently developed. We give a partial account of the trends in current research in this field.

## 1. INTRODUCCION

La superconductividad es un fenómeno que ocurre solamente a temperaturas del orden de unos cuantos grados Kelvin. Si queremos aplicar tecnológicamente algunas de las propiedades especiales mostradas por los superconductores, es necesario trabajar a muy bajas temperaturas. Aunque esto origina problemas especiales, existen muchos proyectos para la aplicación en gran escala de la superconductividad en la tecnología. Estas aplicaciones serán tanto más importantes cuanto mayor sea la temperatura crítica que se logre en la realidad. La magnitud de  $T_c$  es lo importante y el primer objetivo de este artículo es dar una idea de cuáles son los parámetros microscópicos que controlan  $T_c$  y de cómo entran éstos dentro de la teoría de la superconductividad.

Para comenzar queremos recordar dos de las manifestaciones macroscópicas más sorprendentes de la superconductividad<sup>(1)</sup>. Estas son las propiedades útiles en la tecnología. La primera es la desaparición de la corriente eléctrica. La corriente puede fluir sin disipación de energía eléctrica en forma de calor. Esta propiedad es útil para líneas de conducción y convierte a los superconductores en materiales ideales para el bobinado de electroimanes. La segunda propiedad es el diamagnetismo perfecto: la magnetización en el interior de un superconductor crece para oponerse y cancelar completamente cualquier campo magnético externo (siempre y cuando no sea demasiado grande). Esto significa que

un imán permanente suspendido sobre un superconductor experimentará fuerzas magnéticas repulsivas debido a la magnetización inducida en el superconductor y, bajo circunstancias apropiadas, flotará sobre él. Podemos usar esta propiedad para suspender un tren sobre la tierra mediante levitación magnética.

La producción de energía puede hacer uso de potentes imanes superconductores para confinar un plasma. En lo relacionado a la transmisión de energía, las líneas de conducción superconductoras compiten con los cables subterráneos pero no con los aéreos. En cuanto al transporte veloz de personas, el problema convencional es que los rieles imponen un límite sobre la máxima velocidad posible de un tren y la levitación magnética tiene que ser usada para alcanzar velocidades muy altas. Los rieles por levitación magnética con imanes superconductores están siendo usados ya en el Japón.

La superconductividad puede también contribuir en la purificación del agua. En este caso, se diseminan en el agua partículas finas de óxido de hierro. Las partículas de desperdicio se adhieren al óxido de hierro y todas las impurezas son removidas por un potente imán. La superconductividad también se aplica en medicina, en astrofísica, en metrología, y en muchas otras áreas<sup>(2)</sup>. Quizás la aplicación futura más esperada sea la computadora superconductor<sup>(3)</sup>. Esta computadora podría llegar a ser cincuenta veces más rápida que la mayoría de las mejores entre las existentes hoy en día, diez veces más rápida que la CRAY-1, uno de los modelos más perfeccionados que se han construido.

Bern Matthias<sup>(4)</sup> hizo una búsqueda casi exhaustiva de posibles compuestos superconductores. Curiosamente, los de más alta temperatura crítica no fueron encontrados por él. Sin embargo, este trabajo debe tenerse muy en mente antes de predecir grandes augurios a la superconductividad.

Matthias señalaba que en 1957 el intervalo conocido de valores para la temperatura crítica de los superconductores era de 0.4 a 16 grados Kelvin, mientras que dos décadas después, en 1971, éste se había extendido de 0.002 a 21 grados Kelvin. Es un aumento de dos órdenes de magnitud: ...pero no en la dirección apropiada para favorecer las aplicaciones tecnológicas. En esta dirección la situación sólo cambió en un

25%. El superconductor con mayor temperatura crítica conocido hoy (abril 1982) es el  $\text{Nb}_3\text{Ge}$  con  $T_c = 23.2^\circ\text{K}$ . En general, los elementos tienen una  $T_c \leq 9^\circ\text{K}$  (Nb es el de mayor  $T_c$  con  $9.2^\circ\text{K}$ ). Entre los compuestos, como superconductores de  $T_c$  alta, tienen importancia los A-15<sup>(5)</sup> (como el  $\text{Nb}_3\text{Ge}$ ), los nitratos y carbonatos de algunos metales de transición<sup>(6)</sup> (como VN con  $T_c = 17^\circ\text{K}$ ) y los hidruros de paladio<sup>(7)</sup> ( $\text{PdH}$  con  $T_c = 8^\circ\text{K}$  o  $\text{PdD}$  con  $T_c = 9.8^\circ\text{K}$ ). En la Ref. 8 aparece una gráfica con la historia de los descubrimientos de alta  $T_c$  y una lista de la  $T_c$  de algunos elementos y de algunos compuestos A-15.

## 2. LA SUPERCONDUCTIVIDAD A NIVEL MICROSCOPICO

### a) Descripción de un metal.

La superconductividad ocurre, esencialmente, sólo en metales. Intentaremos presentar, por medio de modelos, las ideas esenciales acerca de lo que es el fenómeno de la superconductividad a nivel microscópico y de los parámetros que controlan en forma más directa el valor de  $T_c$ . Usaremos modelos simplificados que sirven sólo para ilustrar puntos y algunas veces son solamente analogías. Si los forzamos demasiado dejan de funcionar e incluso pueden ser engañosos. A pesar de esto, pensamos que serán útiles para adquirir una idea del modelo real. Conforme avancemos iremos cuantificando las ideas desarrolladas más importantes y seremos más y más precisos en nuestra descripción. Un metal consiste de un sistema de iones, cada uno con carga  $+Z$ , condensados de manera regular formando la red del cristal. Para tener un sistema neutro, necesitamos agregar  $Z$  electrones por ion. Estos son los electrones de conducción que, en una buena aproximación, pueden moverse libremente a través del espacio definido por el sistema de iones.

Un campo eléctrico externo pequeño  $\underline{E}$  los arrastrará fácilmente en la dirección definida por él. En un cristal real,  $\underline{E}$  no acelerará indefinidamente los electrones puesto que siempre existen imperfecciones que lo van a impedir: un electrón arrastrado en la dirección  $\underline{E}$  será desviado por una impureza (o un fonón) y expulsado de la corriente. De esta manera se alcanza una situación de estado estacionario con una co-

rriente finita para un campo  $\vec{E}$  dado.

El modelo que hemos presentado se aplica sólo al estado normal. La idea de una resistividad finita se introduce de manera natural en él. Desarrollaremos, ahora, un modelo ligeramente diferente aplicado al estado superconductor y en el cual la resistividad eléctrica desaparece.

b) *Modelo para un superconductor: los pares de Cooper.*

En ciertos metales es posible que la interacción efectiva electrón-electrón sea, en un sentido limitado al menos, atractiva.

Más tarde mostraremos cómo se presenta esta interacción atractiva. Por el momento tomaremos esta información como cierta. Como resultado de esta interacción efectiva de atracción entre dos electrones se forman pares ligados que se conocen con el nombre de pares de Cooper. Dado que para obtener atracción entre dos electrones necesitamos vencer la repulsión coulombiana entre ellos, esperamos que los pares se encuentren sólo débilmente ligados. Como consecuencia, la extensión de un par será muy grande. A esta distancia de coherencia,  $\xi_0$ , se le puede relacionar con la energía de amarre de un par,  $\Delta$ , por medio de

$$\xi_0 \cong \frac{\hbar v_F}{2\sqrt{2} \Delta} ,$$

donde  $\hbar$  es  $\frac{1}{2\pi}$  veces la constante de Planck y  $v_F$  es una velocidad típica para los electrones de conducción en un metal.  $\xi_0$  aumenta cuando  $\Delta$  disminuye y, en el límite en que  $\Delta \rightarrow 0$ ,  $\xi_0 \rightarrow \infty$  y, por lo tanto, dejamos de tener un estado ligado. En un superconductor típico,  $\Delta$  es del orden de unos cuantos meV ( $10^{-3}$  eV) y  $\xi_0 \approx 10^4 \text{ \AA}$ . Esta es una magnitud enorme comparada con la distancia promedio entre electrones en un metal que es  $\sim 1 \text{ \AA}$ . Existirá entonces una cantidad tremenda de pares traslapados. Este traslape es una característica crítica al estado superconductor. Para aclarar un poco usaremos una analogía introducida primero por Mat-tuck<sup>(9)</sup>.

Consideremos un conjunto de vacas que se conducen de un lugar a otro a lo largo de un camino. Si cada vaca actúa independientemente de las otras, y si una de ellas se golpea con un obstáculo y cae en un

hoyo, habrá una vaca menos en el flujo de vacas.

Si las apareamos no aparece ningún cambio importante. Sin embargo, traslapando los pares como se muestra en la Fig. 1 ocurren cambios cualitativos, pues si una vaca se rompe una pata será arrastrada por el resto. ¡La resistividad eléctrica desaparece!

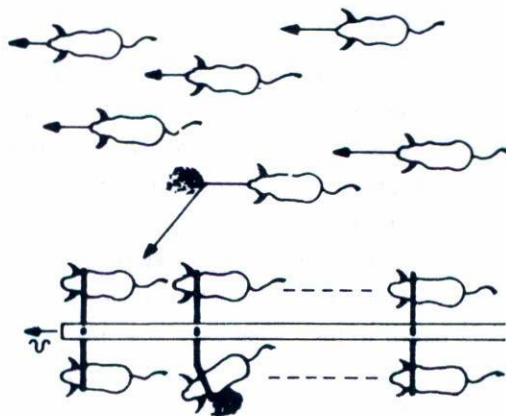


Fig. 1 Flujo de vacas (de la Ref. 9).

### c) Pares de Cooper y altas $T_c$ .

¿Cómo está relacionada  $T_c$  con las propiedades de los pares? Esperaríamos primero que entre más grande sea la atracción entre dos electrones más grande será la energía de amarre  $\Delta$ .

Entre más grande sea  $\Delta$  serán más estables los pares y se necesitará más energía térmica para destruirlos, es decir, se tendrá una  $T_c$  más grande. De hecho,  $\Delta \approx 1.76 k_B T_c$  donde  $k_B$  es la constante de Boltzman.

Así, el problema de obtener altas temperaturas críticas está en alguna forma relacionado al problema de obtener la interacción efectiva de atracción electrón-electrón más grande posible.

Sabemos muy bien que en el espacio libre la fuerza entre dos electrones es una fuerza de repulsión coulombiana. Sin embargo, en un metal estamos dentro de un medio y, en particular, los iones pueden ser polarizados por los electrones. En general, el acoplamiento electrón-electrón es muy complicado pero podemos tomarlo, en una primera aproxima

ción, como una fuerza coulombiana atractiva de intensidad  $-Z$ .

La Fig. 2 muestra un electrón atrayendo los iones de su vecindad hacia él e incrementando la densidad iónica en esa región. Un segundo electrón tenderá a moverse hacia dicha región de alta densidad de carga positiva. Ciertamente esta imagen simple no es completamente correcta, pero hace plausible que la interacción electrón-electrón, a través de los iones, sea atractiva.

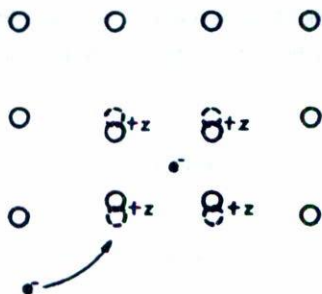


Fig. 2 Electrón atraído por otro electrón a través de los iones.

Mattuck ha presentado otra analogía que encontraremos útil<sup>(9)</sup>: Si una pelota de tenis es colocada sobre una red, causa una depresión a su alrededor. Una segunda pelota no muy lejos de la primera se moverá hacia la región de la depresión. Es la presencia de la red la que proporciona el mecanismo de atracción entre las dos bolas de tenis.

La intensidad de la atracción que puede establecerse entre dos electrones está relacionada de alguna manera con la facilidad con que los electrones puedan polarizar a los iones. A mayor polarización, mayor atracción. Dos factores son importantes a primera vista. Debido a que cada ion se encuentra en un pozo de potencial, la dinámica del sistema de iones se reduce a la de un conjunto de osciladores armónicos acoplados.

Estamos intentando polarizar estos osciladores armónicos utilizando la fuerza electrón-ion. Siendo iguales todos los otros factores, sería deseable contar con una gran fuerza de arrastre. Pero dentro de nuestro modelo, esto equivale a tener una  $Z$  grande. También una red sua

ve sería útil, pues los resortes débiles pueden ser estirados fácilmente. En un sólido es más convencional hablar de la frecuencia ( $\omega$ ) que de la constante de resorte ( $K$ ). Ambas variables están relacionadas por  $\omega = \sqrt{K/M}$ , donde  $M$  es la masa de un ion. Así, modos de baja frecuencia y números de valencia grandes serían buenos para obtener un acoplamiento fuerte y una alta  $T_c$ .

Por supuesto, estamos conscientes de haber simplificado la realidad.

En la Tabla I mostramos cómo las dos ideas simples (y necesariamente vagas) mencionadas antes, trabajan razonablemente bien en casos simples, bien escogidos.

TABLA I

|    | Z | $T_c$                 |
|----|---|-----------------------|
| Na | 1 | 0                     |
| Cu | 1 | $\ll 1^\circ\text{K}$ |
| Al | 1 | $1.2^\circ\text{K}$   |
| Pb | 4 | $7.2^\circ\text{K}$   |

Tabla I. La valencia  $Z$  y  $T_c$ .

El sodio, con  $Z = 1$ , debe tener una interacción electrón-ion débil y se piensa que no es superconductor. El cobre tiene también  $Z = 1$  y no se ha observado superconductividad en él, aunque pudiera ser superconductor a temperaturas extremadamente bajas.

Es interesante comparar el aluminio ( $Z = 3$ ,  $T_c = 1.2^\circ\text{K}$ ) con el plomo ( $Z = 4$ ,  $T_c = 7.2^\circ\text{K}$ ). La diferencia apreciable en  $T_c$  puede explicarse notando que el Al tiene una red más rígida que el Pb. Las frecuencias de la red en el Al alcanzan hasta 40 meV, mientras que en el Pb só-



lo llegan hasta 10 meV.

Desarrollaremos ahora algunos conceptos que necesitaremos para cuantificar (y modificar) algunos de los modelos que hemos presentado hasta el momento.

Necesitaremos entender en forma más completa la dinámica de la red, la naturaleza de la interacción electrón-red y las propiedades de los electrones de conducción.

d) *Los fonones.*

La dinámica de los iones se reduce a la dinámica de un sistema de  $3N$  osciladores armónicos acoplados, que corresponden a  $N$  iones, cada uno con tres grados de libertad translacionales. Las frecuencias ( $\omega$ ) asociadas con los  $3N$  modos de vibración (fonones) se denotan usualmente mediante un índice  $\lambda = 1, 2, 3$  que especifica la rama y por un momento  $\underline{k}$  restringido a una región alrededor de la llamada primera zona de Brillouin (P.Z.B.), la cual contiene exactamente  $N$  puntos  $\underline{k}$  discretos.

Una curva típica de dispersión de fonones se ilustra en la Fig. 3, en la cual hemos graficado la frecuencia  $\omega_\lambda(\underline{k})$  como una función de  $|\underline{k}|$  a lo largo de una dirección en la P.Z.B. Afortunadamente, para muchas aplicaciones, no es necesario conocer las curvas de dispersión en detalle. Es suficiente conocer la distribución de frecuencias de los fonones  $F(\omega)d\omega$  la cual da el número de fonones que tienen energías entre  $\omega$  y  $\omega + d\omega$ .  $F(\omega)$  está dada por

$$F(\omega) = \frac{1}{N} \sum_{\lambda \underline{k}} \delta(\omega - \omega_\lambda(\underline{k})) \quad . \quad (2)$$

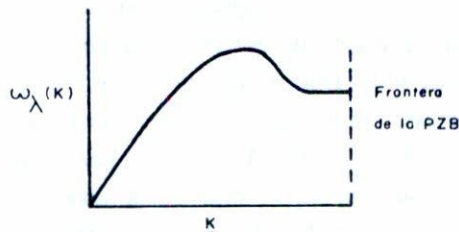


Fig. 3 Gráfica de la frecuencia fonónica contra  $k$  en una dirección de la primera zona de Brillouin.

En la Fig. 4 mostramos una curva de  $F(\omega)$  para el plomo<sup>(10)</sup> basada en medidas exactas de las curvas de dispersión de fonones llevadas a cabo utilizando dispersión inelástica de neutrones. Para discutir la termodinámica de los fonones en el plomo es suficiente conocer  $F(\omega)$  sin necesidad de referirnos a las curvas de dispersión (esto es verdad para la energía interna).

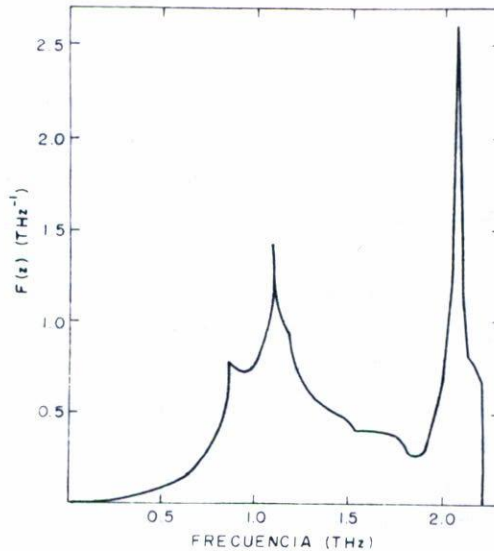


Fig. 4 Gráfica de  $F(\omega)$  contra la frecuencia (de la Ref. 10).

e) *Los electrones.*

Ahora discutiremos brevemente la dinámica de los electrones. Si, en una primera aproximación, suponemos que están completamente libres, cada electrón estará en un estado descrito por una onda plana de momento  $\underline{k}$ . Debido al principio de exclusión de Pauli no podemos poner más de 2 electrones por estado  $\underline{k}$ . Esto significa que el estado base del sistema de  $3N$  electrones consistirá de todos los estados ocupados cercanos a  $k=0$  hasta un radio  $k_F$  en el espacio de momentos. Queda definida así la esfera de Fermi con todos los estados interiores ocupados y los exteriores vacíos (ver Fig. 5). En una teoría más sofisticada el estado de los electrones se describirá mediante una superposición de varias on-

das y la superficie de Fermi será la de una esfera distorsionada<sup>(11)</sup>. No necesitamos tomar en cuenta estas complicaciones, ya que pueden incorporarse trivialmente en el programa general que presentaremos brevemente. Antes, necesitamos todavía considerar el acoplamiento entre electrones y fonones.

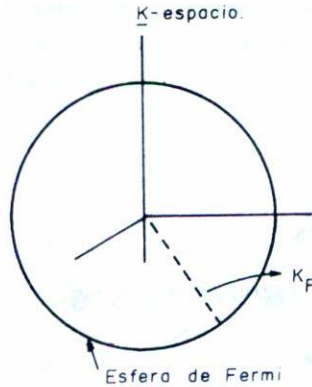


Fig. 5 Esfera de Fermi.

En el modelo más simple, el acoplamiento electrón-ion puede pensarse como una atracción coulombiana de intensidad  $-Z$ , como ya mencionamos. En realidad, la fuerza real es más complicada y se describe frecuentemente usando un factor de forma empírico.

f) La función  $\alpha^2(\omega) F(\omega)$  y el parámetro  $\mu^*$ .

Toda esta información se resume en una función  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ <sup>(12)</sup> que contiene:

- 1) la dinámica de la red
- 2) la estructura electrónica
- 3) el acoplamiento electrón-fonón.

Esta es una situación similar a la descrita previamente en el caso de  $F(\omega)$ , en el cual condensamos toda la información necesaria sobre los fonones para describir la termodinámica. Del conocimiento de  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  y del parámetro de repulsión coulombiana  $\mu^*$  podemos determinar muy exactamente muchas de las propiedades de un superconductor dado. Es sólo a través de variaciones en  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  y  $\mu^*$  que se manifiestan dife-

rencias entre los diversos materiales superconductores. La función  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  contiene en detalle la información de la interacción atractiva electrón-electrón, mediada por fonones. Esto puede visualizarse como se muestra en la Fig. 6 en términos de dos electrones interaccionando a través del intercambio de un fonón. Un electrón polariza los iones, la polarización de la red afecta entonces el movimiento de un segundo electrón.  $F(\omega)$  da información sobre el tipo de fonones que pueden intercambiar dos electrones mientras que  $\alpha(\omega)$  representa la intensidad en el vértice.

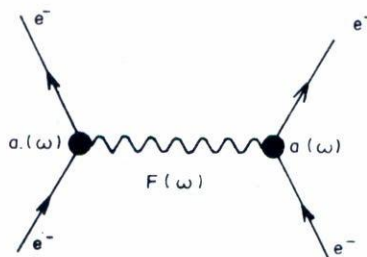


Fig. 6 Diagrama que representa la interacción de dos electrones mediante el intercambio de un fonón.

Es útil recordar la fórmula completa para  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  sin aproximaciones ni simplificaciones. No es importante apreciar la fórmula en todos sus detalles. Quisiéramos simplemente hacer algunas observaciones de carácter general. Además un poco más adelante les mostraremos cómo es posible medir directamente  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  en experimentos que miden las características del efecto túnel. La fórmula para  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  es

$$\alpha^2(\omega)F(\omega) = \frac{\int \frac{dS_{\underline{k}'}}{hV_{\underline{k}'}} \int \frac{dS_{\underline{k}}}{hV_{\underline{k}}} \sum_{\lambda} |g_{\underline{k}, \underline{k}', \lambda}|^2 \delta(\omega - \omega_{\lambda}(\underline{k}' - \underline{k}))}{\int \frac{dS_{\underline{k}}}{hV_{\underline{k}}}}, \quad (3)$$

donde  $V_{\underline{k}}$  es la velocidad de Fermi en el punto  $\underline{k}$  de la superficie de Fermi real y  $dS_{\underline{k}}$  es un elemento de área de esa superficie.

El factor  $g_{\underline{k}, \underline{k}', \lambda}$  es el vértice electrón-fonón que describe la dispersión de un electrón del estado  $\underline{k}$  al estado  $\underline{k}'$  por medio de la crea

ción o la destrucción de un fonón  $\omega_\lambda(\mathbf{k}' - \mathbf{k})$ . Hacemos hincapié, dado su importancia, en que la Ec. (2) vale aún cuando la estructura de las bandas es muy complicada. No existe ninguna aproximación en esa ecuación. La ventaja de esta función  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  está en que, para cualquier material, no es necesario ya más volver a tomar en cuenta las complicaciones de la descripción detallada de los electrones y los fonones.

Permítannos recordarles una cantidad física muy simple que puede ser calculada conociendo  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ . Esperamos que esto les ayude a entender su significado. En la Fig. 7 se ve un electrón que se propaga a través de un cristal polarizando, en cualquier tiempo  $t$ , los iones a su alrededor, polarización que lo sigue en su movimiento. Desde el punto de vista de la mecánica, consideramos al electrón como revestido de una nube de fonones, de tal manera que su masa cambia del valor  $m$  que tiene en el vacío a otro valor, la masa efectiva  $m^*$ . Una fórmula exacta para la relación  $m^*/m$  es

$$\frac{m^*}{m} = 1 + \lambda \quad \text{con} \quad \lambda = 2 \int_0^\infty \frac{\alpha^2(\omega)F(\omega)}{\omega} d\omega, \quad (4)$$

donde  $\lambda$ , que es dos veces el primer momento inverso de  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ , mide la renormalización debida a la interacción electrón-fonón. En el Al,  $\lambda \cong .5$ , mientras que en el Pb,  $\lambda \sim 1.5$ . Si tomamos  $\lambda$  como una medida de la interacción electrón-fonón tal como entra en  $T_c$ , esperaríamos que el plomo tuviera una temperatura crítica mayor que el aluminio, lo cual es cierto. Un criterio aproximado que se encuentra con frecuencia en la literatura para el paso al estado superconductor, es que sea más grande que la repulsión coulombiana caracterizada por el parámetro adimensional  $\mu^*$ :

$$\lambda > \mu^*, \quad (4a)$$

donde  $\lambda$  y  $\mu_c^*$  dan respectivamente la medida de la atracción entre los electrones mediada por los fonones y de la repulsión coulombiana. El factor  $\frac{1}{\omega}$  que aparece en la expresión para  $\lambda$  da mayor peso a las frecuencias pequeñas. También,  $\lambda$  crece con  $\alpha^2(\omega)$ . Todo esto es consistente con la imagen simple que dimos previamente.

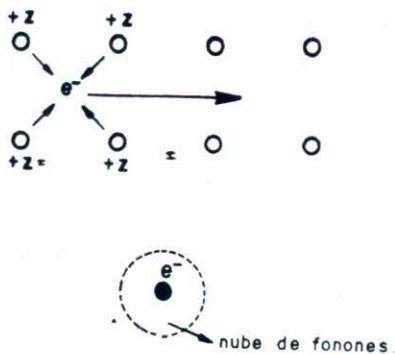


Fig. 7 Electrón rodeado por una nube de fonones.

g) Cómo medir experimentalmente  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  y  $\mu^*$ .

Describiremos enseguida muy hermosos e importantes experimentos en los cuales la función  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  y el parámetro  $\mu^*$  se miden directamente.

Se trata del efecto túnel entre un metal normal y un superconductor. La idea básica se ilustra en la Fig. 8.

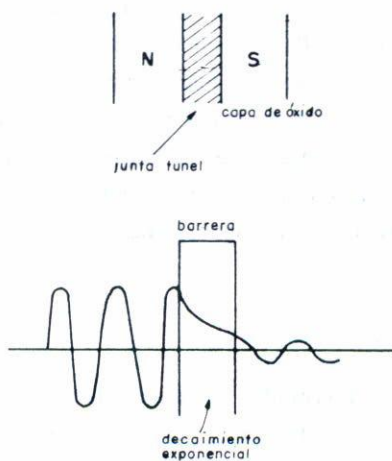


Fig. 8 La parte superior representa una juntura para efecto túnel. La inferior muestra el decaimiento exponencial de la función de onda a través de la barrera de potencial.

Una película superconductor se deja oxidar hasta obtener una capa de unos 20 Å. Luego se deposita sobre el óxido una capa de metal normal. El resultado es lo que se conoce como una junta-túnel. La capa de óxido debe ser lo suficientemente gruesa para que no haya difusión de electrones entre una capa y otra. En la Fig. 11 la barrera de potencial la representa la capa de óxido. En un lado de la barrera, la onda plana representa el electrón incidente. La amplitud decrece a través de la barrera, pero la onda alcanza a traspasarla: existe una probabilidad finita para que el electrón pase por efecto túnel, desde un lado de la barrera al otro. Este es un efecto cuántico.

La función  $I(V)$ , la corriente que corre a través de la juntura en función del potencial de la misma, contiene una clara y detallada imagen de  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ <sup>(13)</sup> y de  $\mu^*$ . Este hecho nos permite medir esos dos parámetros y obtener así información muy valiosa acerca del comportamiento microscópico de los metales estudiados.

La relación exacta entre  $I(V)$  y  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  se determina por medio de la teoría de la superconductividad<sup>(14)</sup>; más concretamente a través de las ecuaciones de Eliashberg para la banda prohibida. Estas son dos ecuaciones integrales no lineales acopladas para la función compleja  $\Delta(\omega)$ , la banda prohibida, y una función de renormalización  $Z(\omega)$ . Para el propósito de este artículo, es suficiente saber que  $\Delta(\omega)$  y  $Z(\omega)$  pueden usarse para calcular muchas de las propiedades importantes de los superconductores. Entre ellas, pueden calcularse las curvas características  $I(V)$  del efecto túnel a través de las juntas mencionadas. Probablemente sea útil escribir en este momento las ecuaciones de Eliashberg<sup>(14)</sup>, así sea solamente para dar una idea de su complejidad. Estas son:

$$\Delta(\omega) = \frac{1}{Z(\omega)} \int_{\Delta_0}^{\omega_c} d\omega' \operatorname{Re} \left( \frac{\Delta(\omega')}{\sqrt{\omega'^2 - \Delta^2(\omega')}} \right) \{K_+(\omega, \omega') - \mu^*\} ,$$

$$(1 - Z(\omega))\omega = \int_{\Delta_0}^{\omega_c} d\omega' \operatorname{Re} \left( \frac{\Delta(\omega')}{\sqrt{\omega'^2 - \Delta^2(\omega')}} \right) K_-(\omega, \omega') , \quad (5)$$

$$K_{\pm}(\omega, \omega') = \int_0^{\infty} d\nu \alpha^2(\nu)F(\nu) \left( \frac{1}{\omega' + \omega + \nu + i0} - \frac{1}{\omega' - \omega + \nu - i0} \right) .$$

Como puede verse, los kernels en las Ecs. (5) son simplemente  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  y  $\mu^*$ , y es sólo a través de esos parámetros que pueden distinguirse unos materiales de otros. La estructura básica de las ecuaciones es universal. Otra característica importante de las Ecs. (5) es que puede mostrarse teóricamente que son exactas hasta un orden  $\sqrt{m/M}$ , la raíz cuadrada de la razón entre la masa del electrón y la masa del ion.

Como se mencionó anteriormente, teniendo un modelo para  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ , y suponiendo un valor para  $\mu^*$ , podemos resolver las ecuaciones de Eliashberg<sup>(15)</sup>. Con base en éstas, predecimos la función  $I(V)$ , la curva característica de la corriente en función del voltaje para el efecto túnel a través de una junta. Comparando con los resultados experimentales, los kernels  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  y  $\mu^*$  pueden ser ajustados hasta determinar los valores correctos de esos parámetros por comparaciones sucesivas. En la Fig. 9 mostramos la función  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  para el Pb<sup>(16)</sup>, obtenida mediante el procedimiento descrito. Vemos que  $\alpha^2F(\omega)$  es muy similar a la distribución de frecuencias de los fonones  $F(\omega)$  que vimos anteriormente:  $\alpha(\omega)$  es aproximadamente una constante.

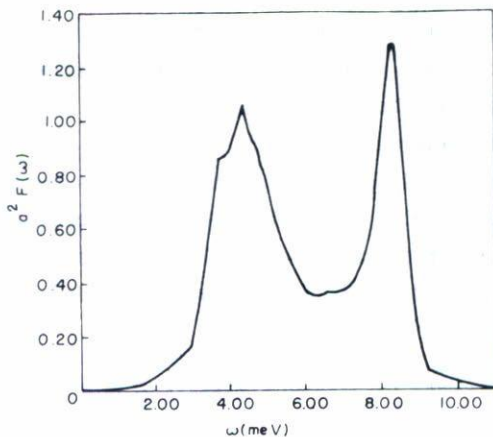


Fig. 9  $\alpha^2F(\omega)$  vs.  $\omega$  (de la Ref. 16).

La conductividad normalizada  $\sigma(V)$  de una junta para efecto túnel se define como  $\frac{dI}{dV}$  en el estado superconductor dividida por su valor en el estado normal. En la Fig. 13 se muestran resultados experimenta-



les de  $\sigma(\omega)$  contra  $\omega$  para una junta Pb-Pb<sup>(16)</sup>.

Como se dijo anteriormente, la estructura de esta función es una imagen de la estructura de  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ . Para invertir las ecuaciones de Eliashberg se necesita conocer  $\sigma(\omega)$  sólo para valores de  $\omega \lesssim 11$  meV. Este hecho nos permite verificar experimentalmente la exactitud de las ecuaciones de Eliashberg, puesto que una vez que  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  y  $\mu^*$  se conocen, uno puede predecir  $\sigma(\omega)$  para valores mayores de la frecuencia  $\omega$  y verificar estas predicciones con el mismo experimento (Fig. 10). (Hablando en forma estricta, no es  $\sigma(\omega)$  lo que aquí aparece sino otra función estrechamente relacionada<sup>(16)</sup>). El acuerdo entre la teoría (curva continua) y el experimento (círculos) es notable y deja muy poco margen para poder dudar de la exactitud de las ecuaciones de Eliashberg y, por tanto, acerca de la utilidad de los experimentos con juntas-túnel en la determinación exacta de  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  y  $\mu^*$ .

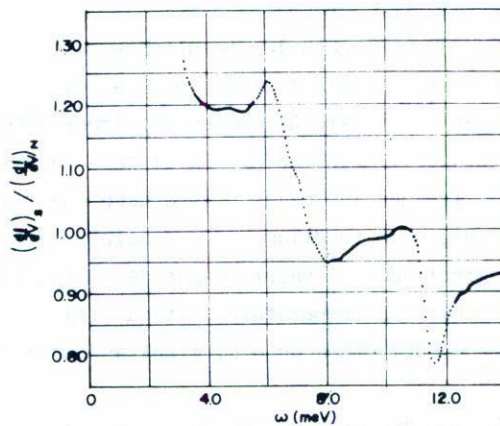


Fig. 10 Resultados experimentales para  $\sigma(\omega)$  vs.  $\omega$  (de la Ref. 16).

Estamos frente a unas ecuaciones que representan una solución esencialmente exacta para un problema de muchos cuerpos.

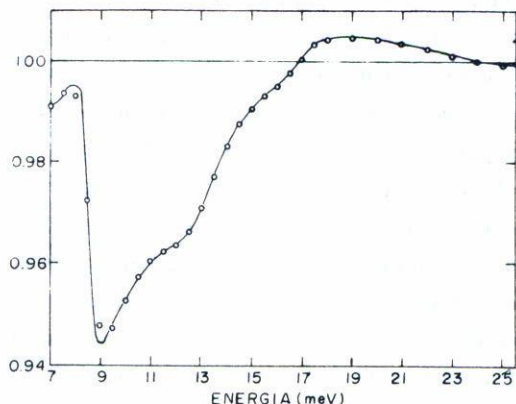


Fig. 11 Gráfica de la razón entre la densidad de estados y la densidad de estados de la teoría BCS (de la Ref. 16).

h) ¿Qué parámetros controlan  $T_C$ ?

En la Fig. 12 mostramos los resultados obtenidos para  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  por medio de experimentos de efecto túnel para el caso del In<sup>(17)</sup>, el Ga amorfo<sup>(18)</sup> y el Nb<sub>3</sub>Sn<sup>(19)</sup>. Este último es muy importante ya que el Nb<sub>3</sub>Sn tiene una temperatura crítica de 18°K. En el caso del Ga, vemos la gran cantidad de modos a frecuencias bajas. Esto hace que  $\lambda$  sea muy grande, del orden de 2.5. Si, como tendríamos que concluir de la imagen aproximada que hemos desarrollado, un valor grande de  $\lambda$  significa una  $T_C$  grande, el Ga debería tener una temperatura crítica alta. Este no es el caso. Para el Ga,  $T_C$  es del orden de 6°K, mientras que el Nb<sub>3</sub>Sn tiene  $T_C = 18^\circ\text{K}$  con  $\lambda = 1.5$ .

Vamos ahora a explorar de una manera más detallada la relación entre  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ ,  $\mu^*$  y  $T_C$ . En general, estas cantidades están relacionadas a través de las ecuaciones de Eliashberg (5) para la banda prohibida.

Desgraciadamente, esas ecuaciones son muy complicadas y sólo pueden ser resueltas en computadora. Esto no es muy satisfactorio, ya que tiende a oscurecer la relación funcional entre  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ ,  $\mu^*$  y  $T_C$ . Es decir, la relación funcional

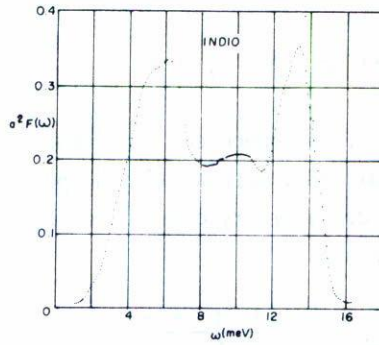


Fig. 12A  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  vs.  $\omega$  para el indio. Resultados obtenidos mediante efecto túnel. (De W. McMillan y J. Rowell, *Superconductivity*, editado por R. Parks, Marcel Dekker, N.Y., 1969).

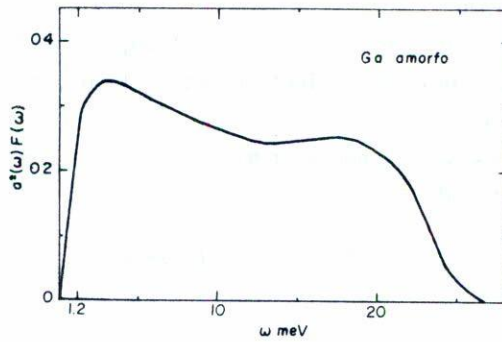


Fig. 12B  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  vs.  $\omega$  para galio amorfo. (De Chen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, 22 (1969) 526).

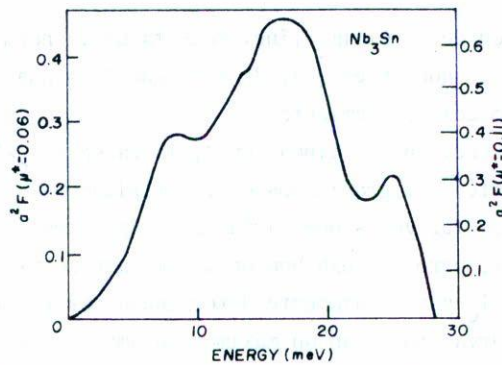


Fig. 12C  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  vs.  $\omega$  para  $Nb_3Sn$ . (De L.J.L. Shen, *Phys. Rev. Lett.*, 29 (1972) 1083).

$$T_C = F(\alpha^2 F(\omega), \mu^*) \quad , \quad (6)$$

en donde el funcional  $F$  se conoce con exactitud, pero sólo en forma numérica. Una forma aproximada, pero analítica, para el funcional sería muy útil. La sugerencia de mayor éxito es la ecuación de McMillan modificada por Dynes<sup>(20)</sup>. Esta es

$$k_B T_C = \frac{A}{0.6\lambda} e^{-\left| \frac{1.04(1+\lambda)}{\lambda - (1+0.62\lambda)} \right|} \quad , \quad (7)$$

donde  $A = \int \alpha^2(\omega) F(\omega) d\omega$ , es el área bajo la curva  $\alpha^2(\omega) F(\omega)$ . En esta aproximación, sólo los momentos de orden cero y menos uno de la función  $\alpha^2(\omega) F(\omega)$  participan.

El parámetro  $A$  es, en cierto sentido, una medida natural de la intensidad promedio del acoplamiento electrón-fonón, tal como entra en la superconductividad.

Decimos esto, ya que si reemplazamos  $\alpha^2(\omega)$  por su valor promedio  $\overline{\alpha^2}$ , podemos escribir

$$\alpha^2(\omega) F(\omega) \cong \overline{\alpha^2(\omega)} F(\omega) \cong \overline{\alpha^2(\omega)} \chi F(\omega)$$

y encontrar (8)

$$A = \int_0^\infty \alpha^2(\omega) F(\omega) d\omega \cong \overline{\alpha^2} \int_0^\infty F(\omega) d\omega = \overline{\alpha^2}(\omega) (0.3) \quad ,$$

donde la expresión de la última línea resulta de la normalización de  $F(\omega)$ . Concluiremos que  $\overline{\alpha^2}$  es  $\frac{1}{3} A$ , de modo que  $A$  es una medida de la intensidad promedio del acoplamiento.

Como la Ec. (6) es lineal en  $A$ , la razón  $k_B T_C / A$  es una función de  $\lambda$  y  $\mu^*$  solamente. Si graficamos curvas típicas para  $k_B T_C / A$ , como se muestra en la Fig. 12, vemos que varían muy rápidamente con  $\lambda$  para valores pequeños de  $\lambda$ , pero que exhiben un máximo amplio para  $\lambda \gtrsim 1$ . En el intervalo  $\lambda \ll 1$ ,  $T_C$  está claramente determinada por  $\lambda$ . Pero para  $1 \lesssim \lambda \lesssim 2.5$ , las curvas muestran un máximo tan amplio que  $\lambda$  ya no es realmente importante y, en ese intervalo,  $T_C$  será aproximadamente proporcional a  $A$ , con algunas fluctuaciones.

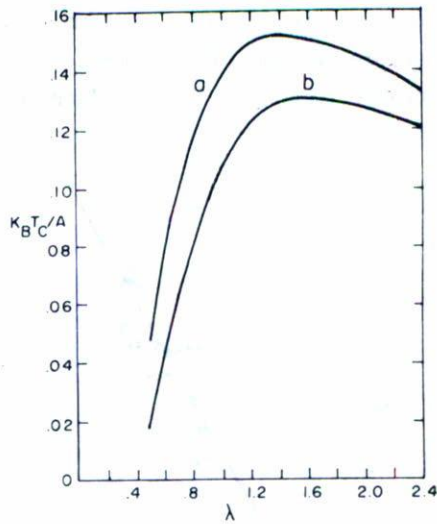


Fig. 13 Curvas típicas para  $k_B T_C / A$  vs.  $\lambda$ .

Sabemos que la ecuación de McMillan es aproximada y, por lo tanto, tomamos lo anterior sólo como la indicación de un plan a seguir. Esto nos conduce, sin embargo, a tratar de ajustar una línea recta a los datos experimentales sobre  $T_C$  contra  $A$  para aquellos superconductores con  $\lambda$  en el intervalo apropiado y para los cuales existen datos obtenidos mediante experimentos de efecto túnel.

El mejor ajuste con mínimos cuadrados da

$$k_B T_C = 0.1477 A \quad (9)$$

y se muestra en la Fig. 14 en la que los puntos están marcados de acuerdo a los valores para  $\lambda$ . Es sorprendente que las fluctuaciones sean tan pequeñas. Los datos sobre el  $Nb_3Sn$  no fueron tomados en cuenta, deliberadamente, para hacer el ajuste. Es alentador que el valor correcto de  $T_C$  en el  $Nb_3Sn$  sea predicho por la Ec. (8) dentro de un 10%.

En la Tabla II aparecen datos sobre  $A$ ,  $\lambda$  y  $T_C$  para 4 superconductores ordenados conforme a  $T_C$  creciente. Es excelente la correlación

entre  $T_C$  y  $A$ . Queda claro que éste es el parámetro importante cuando se está interesado en valores grandes de  $T_C$ . En comparación,  $\lambda$ , que ha sido asociada tradicionalmente con  $T_C$ , juega solamente un papel de menor importancia.

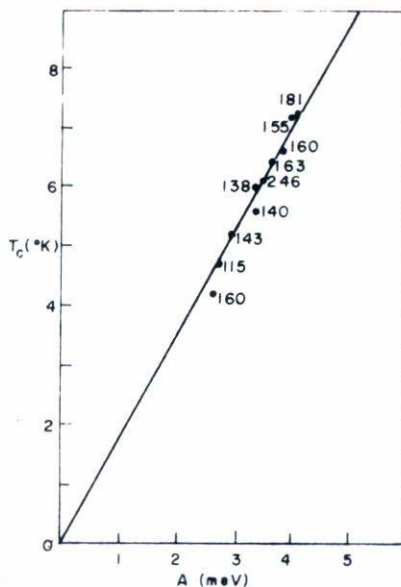


Fig. 14 La gráfica muestra la recta ajustada mediante el método de mínimos cuadrados a los datos experimentales de  $T_C$  vs.  $A$ .

TABLA II

|                        | $A(\text{meV})$ | $T_C(^{\circ}\text{K})$ | $\lambda$ |
|------------------------|-----------------|-------------------------|-----------|
| Hg                     | 2.64            | 4.2                     | 1.6       |
| Bi                     | 3.52            | 6.11                    | 2.46      |
| Pb                     | 4.03            | 7.2                     | 1.55      |
| $\text{Nb}_3\text{Sn}$ | 10              | 18                      | 1.55      |

Tabla II.  $T_C$  se alinea con  $A$  y no con  $\lambda$ .

i) Hacia un superconductor de alta  $T_C$ .

Dado que  $\lambda$  no es de mucha importancia, nos gustaría darle un valor fijo, digamos 1.4. Preguntémosnos ahora: ¿cómo cambiaríamos un espectro  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  dado, con  $\lambda = 1.4$ , para incrementar  $T_C$ , conservando  $\lambda$  constante? Lo que necesitamos es aumentar el valor de A sin cambiar el de  $\lambda$ . Recordando que depende del primer momento inverso de  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  mientras que A es el momento cero, es evidente que deberíamos transferir peso de la parte de baja frecuencia de la distribución  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  a la parte de frecuencia alta. Por ejemplo, podríamos quitar peso en  $\omega = \omega_0$  y añadir el doble en  $2\omega_0$ . Este corrimiento de peso que deberíamos llevar a cabo contradice la afirmación derivada a partir del modelo simple, sobre que las frecuencias bajas son favorables para la superconductividad. Más tarde veremos cómo puede ser modificada esta imagen simple; antes vamos a analizar un poco más este aspecto. La Fig. 15 muestra una imagen de la efectividad<sup>(21)</sup> de varios fonones, como función de la frecuencia, para varios materiales. Es una gráfica de la derivada funcional de  $T_C$  con respecto a  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ . Entre más grande sea el valor de la derivada funcional para un cierto valor de la frecuencia, más grande será el cambio en  $T_C$  que se consigue colocando peso adicional en  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  en esa misma frecuencia. Vemos que  $\delta T_C / \delta \alpha^2 F(\omega)$  va a cero cuando  $\omega \rightarrow 0$ . Esto significa que los fonones de baja frecuencia no juegan un papel importante en la determinación de la magnitud de  $T_C$ . Las curvas crecen luego rápidamente con  $\omega$  y muestran un máximo amplio alrededor de  $\omega \cong 7k_B T_C$ .

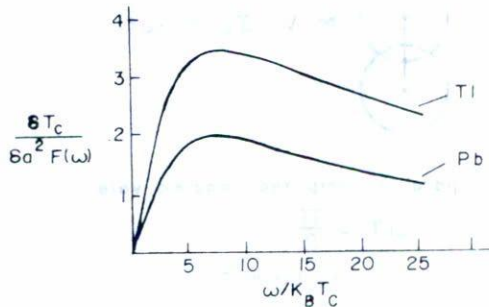


Fig. 15 La derivada funcional permite apreciar la efectividad de los diferentes fonones con respecto a la frecuencia (Ref. 21).

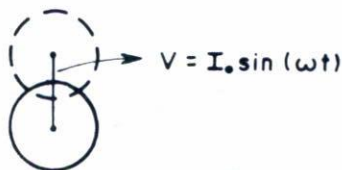
Estas curvas son importantes, pues nos indican con precisión el lugar en que deberíamos poner peso adicional en  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  para conseguir el efecto máximo. Así, nuestras ideas anteriores se clarifican más ahora: sabemos cuáles son las mejores frecuencias. Ni son los modos muy bajos ni los muy altos. Daremos ahora un argumento muy simple, aunque aproximado, de por qué es en una frecuencia intermedia donde cae el máximo de la derivada funcional. Consideremos un átomo, como se muestra en la Fig. 16, vibrando de acuerdo a

$$u = I_0 \sin(\omega t) \quad , \quad (10)$$

donde  $u$  es el desplazamiento con respecto a la posición de equilibrio,  $I_0$  la amplitud y  $t$  el tiempo. Un electrón que viaja con velocidad  $V_F$  permanecerá dentro de la distancia de coherencia durante un tiempo  $T$ , dado por  $T = \xi_0/V_F$ . Dentro de este tiempo queremos que el desplazamiento del átomo sea igual a la amplitud para obtener una polarización máxima. Esto implica que la frecuencia óptima  $\omega_{op}$  de los fonones, multiplicada por  $T$ , sería igual a  $\frac{\pi}{2}$ . Es decir,

$$\hbar\omega_{op} = \frac{\hbar\pi}{2T} = \frac{\hbar V_F}{2\xi_0} \sim 8 k_B T_C \quad (\text{usando la Ec. (1)}) \quad . \quad (11)$$

Así, incorporando la dinámica a la teoría, hemos logrado adquirir una idea aproximada acerca de por qué la frecuencia óptima no es ni muy grande ni muy pequeña.



para la amplitud máxima vale:

$$\omega T = \frac{\pi}{2}$$

Fig. 16 Átomo que oscila con amplitud  $I_0$ .

Leavens<sup>(22)</sup> ha demostrado que, para una intensidad  $A$  dada de



la interacción electrón-fonón, la forma óptima de  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  es una función delta localizada en el máximo de su propia función de efectividad: Una función de cualquier otra forma hará bajar el valor de  $T_c$ . Observando las curvas de la Fig. 15, se puede ver que la afirmación anterior tiene mucho sentido. Dichas curvas exhiben un máximo alrededor de  $7 k_B T_c$ . Parecería entonces completamente natural colocar todos los fonones en ese valor de la frecuencia. Con el espectro en la forma de una función delta<sup>(22)</sup>, se encuentra que, para  $\mu^* = .1$ ,  $k_B T_c = .176$  A con  $\alpha^2 F(\omega) = A\delta(\omega - \omega_0)$  y  $\omega_0 = 1.28$  A. También puede comprobarse<sup>(22)</sup> que si se ensancha la función delta conservando A constante, el valor de  $T_c$  no cambia apreciablemente. Esto ocurre gracias al máximo tan amplio que muestra la función de efectividad. Por esta razón, un espectro tipo función delta no es un concepto tan carente de significado físico para nuestro propósito.

Como se estableció anteriormente, para un valor fijo de A, cualquier otra forma de  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  disminuye la temperatura crítica; ésta será menor que 0.176 A. Ya hemos visto que para las  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  conocidas ahora, con  $\lambda$  en el intervalo 1.2 a 2.5,  $k_B T_c = 0.1477$  A. Optimizando la forma del espectro podemos aumentar este valor en un 20%. Aun con un espectro tipo función delta necesitaríamos que A tuviera un valor 50% más grande que el del Nb<sub>3</sub>Sn para obtener un superconductor con  $T_c = 30^\circ\text{K}$ . Realmente es una lástima que  $T_c$  sea una función que varía muy lentamente con A.

### 3. ALGUNAS PERSPECTIVAS DE LA SUPERCONDUCTIVIDAD DE ALTA $T_c$

En primer lugar, es adecuado situar el problema en su perspectiva real. La superconductividad como teoría se ha desarrollado con mucho éxito desde la teoría BCS<sup>(23)</sup> (1957), hasta lograr incluir los detalles de la interacción electrón-fonón en las ecuaciones de Eliashberg<sup>(24)</sup> (1960). Con base en el estudio detallado de las diferentes propiedades del estado superconductor, puede decirse que, en lo que atañe a la superconductividad en sí, todos los hechos esenciales están bien entendidos. Queda tal vez la pregunta muy importante de cuál es el límite teórico para la temperatura crítica, pero éste más bien depende de la información de entrada necesaria para resolver las ecuaciones de Eliashberg. Tam-

bién —con el mismo espíritu de situar el problema— debemos registrar el hecho de que ha habido una búsqueda prolongada y sistemática a la cual "el" superconductor de alta  $T_c$  —si es que existe— ha escapado. La perspectiva de la superconductividad se encuentra entonces en el estudio de los datos necesarios para comprender cuantitativamente el comportamiento de los materiales en ese estado. Desde el punto de vista de la tecnología, la superconductividad debe buscar posibilidades con los materiales que hay. ¿Cuál es el panorama entonces?

Las aplicaciones tecnológicas de la superconductividad se multiplican en inversión monetaria y en variedad. Para citar sólo un ejemplo, la computadora superconductor está siendo activamente desarrollada en base a la celda Josephson con características esperadas que quizás resulten inalcanzables para la tecnología de los semiconductores<sup>(3)</sup>.

Acerca de la actividad teórica en este campo, una buena fuente la constituyen las memorias de los congresos sobre superconductividad en metales con población electrónica en las bandas d y f<sup>(25)</sup>. El primer problema que vale la pena mencionar es obviamente la búsqueda de nuevos mecanismos, siempre dentro del ánimo de obtener un superconductor con  $T_c$  lo más alta posible. En este sentido cabe mencionar que las propiedades magnéticas anómalas encontradas en el compuesto  $CuCl$ <sup>(26)</sup> han dado lugar a la búsqueda de un apareamiento agujero-electrón en un régimen en el cual  $m_e/m_h \ll 1$ , y en el cual los agujeros cristalizan en una red. Este modelo fue propuesto por Abrikosov<sup>(27)</sup>. Dada la inestabilidad de la red de agujeros, no se espera una  $T_c$  mayor a un grado, tomando propiedades realistas. En un plasma de dos componentes con masas muy diferentes se generan modos colectivos que podrían dar lugar a pares de Cooper. En este caso los agujeros no formarían una red como en el caso anterior, pero la condición  $m_h \gg m_e$  prevalecería y daría lugar a modos acústicos análogos a los fonones acústicos. Tal como se ve el problema hoy en día, este tipo de interacción es demasiado débil para dar una  $T_c$  de magnitud relevante. Por otro lado, sin embargo, en un plasma donde existen dos tipos de electrones (como tipo s y tipo d) se desarrolla un modo acústico que se atribuye a los electrones d (Demon mechanism), y que también podría servir de fuerza de apareamiento para los electrones s. Este mecanismo es particularmente interesante, ya que fue recientemente sugerido

do<sup>(7)</sup> que podría ser predominante en algunos compuestos A-15, lo cual podría no ser cierto mientras éstos sean superconductores de la banda d<sup>(28)</sup>. El mecanismo, sin embargo, empieza a ser aceptado como un posible contribuyente en alto grado al apareamiento de electrones de la banda S.

Nuevos mecanismos para la superconductividad podrían dar luz para precisar cuáles son las propiedades que debería tener un material para ser de alta  $T_c$ . El proceso de la ingeniería de materiales, la ciencia que estudia la realización de un material con propiedades prefijadas, podría cambiar los términos en los cuales se plantea el estudio de compuestos de alta  $T_c$ . Desde este punto de vista el estudio detallado de las propiedades microscópicas de los materiales que permitan determinar con mayor precisión los parámetros que entran en la superconductividad basada en la interacción electrón-fonón, reviste un renovado interés<sup>(24)</sup>. Cálculos de la estructura electrónica para compuestos A-15 y otros metales de banda-d han dado, por primera vez recientemente, resultados que reproducen la superficie Fermi<sup>(30)</sup>, por ejemplo. Y el uso de esos cálculos en el análisis de las propiedades del estado superconductor comenzó tan sólo hace uno o dos años atrás. La relación entre el espectro fonónico y la superconductividad resulta mucho más sutil de lo que se aceptaba hace unos años<sup>(31)</sup>. El progreso en este tipo de cálculos permitirá obtener funciones  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  que reproduzcan más fielmente las propiedades experimentales y que permitan aclarar mejor los mecanismos que entran en las familias de compuestos que se estudian quizás con mayor interés (A-15, compuestos refractarios y los hidruros de paladio) y en la búsqueda de otro tipo de mecanismos.

Una reactivación reciente de nuevos aspectos también se registra en materiales ya estudiados con anterioridad, como, por ejemplo, el reciente cálculo de la función  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  para el aluminio<sup>(33)</sup> o el estudio detallado de la influencia de los paramagnones en la superconductividad<sup>(34)</sup> y de impurezas paramagnéticas en superconductores<sup>(35)</sup>. Las propiedades magnéticas anómalas de los compuestos terciarios son objetos de gran actividad<sup>(36)</sup>, en los cuales se ha predicho teóricamente la posibilidad de un apareamiento distinto de los electrones de la banda s. La interrelación magnetismo - superconductividad ha sido considerada en este caso, en forma especial.

No ha sido abordado aún de manera especial el problema del cálculo de  $\mu^*$ , el parámetro de repulsión coulombiana, debido a que la precisión en los métodos de cálculo de la estructura de bandas aún no es suficiente para ello. En este sentido, los experimentos de tunelamiento y —hasta cierto punto— el efecto isótopo constituyen el único método de conocer  $\mu^*$ . Pero este número no es de manera alguna preciso hasta el punto que muchos autores se contentan con obtenerlo por medio de las ecuaciones de Eliashberg<sup>(4)</sup> cuando se conocen  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  y  $T_c$ . Esto obviamente impide usar esas ecuaciones para predecir  $T_c$ . Incluso, se suele calificar la calidad de una muestra por "el buen valor" de  $\mu^*$  obtenido al invertir las ecuaciones de Eliashberg. "El buen valor" se sitúa cerca de 0.13. Otros autores simplemente prefieren poner en sus cálculos  $\mu^* = 0.13$  "por tradición". Ciertamente  $\mu^*$  es un parámetro por estudiar, aunque muchas funciones termodinámicas son menos sensibles a  $\mu^*$  que a  $A$  o a  $\lambda$ , por ejemplo. A manera de conclusión, puede decirse que hay gran actividad actualmente en el cálculo teórico de la función  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ , ya sea de primeros principios o fenomenológicamente. El desacuerdo entre experimentos y teoría es notorio en casi todos los casos y muchos puntos están aún por explicar. Uno de ellos<sup>(37)</sup> es, por ejemplo, el amortiguamiento que sufre el segundo pico principal en el  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  del Nb obtenido experimentalmente, con respecto tanto a  $F(\omega)$  (la densidad espectral de fonones, obtenida por dispersión de neutrones) como al cálculo teórico mismo de  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ . En experimentos de tunelamiento para obtener  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  —que están recibiendo gran atención también— se señalan dificultades en la obtención de muestras adecuadas y bien caracterizadas. En los cálculos teóricos, el manejo adecuado y la validez de los modelos empleados para describir la dinámica de la red, la interacción electrón-fonón y las bandas electrónicas, son el problema.

No cabe duda, sin embargo, que tanto las técnicas experimentales han ido elucidando varios difíciles problemas inherentes a la producción de muestras y su caracterización adecuada<sup>(38)</sup>, como también los cálculos teóricos han encontrado nuevos caminos más acertados<sup>(39)</sup>. Además de los mencionados, problemas como anisotropía<sup>(40)</sup>, paramagnones<sup>(34)</sup>,

impurezas magnéticas, no-magnéticas\*, plantean viejos y nuevos problemas sobre los cuales no hay aún acuerdo alguno<sup>(43)</sup>.

#### 4. CONCLUSION

Hemos presentado un análisis de los parámetros microscópicos que controlan la superconductividad, basado en las ecuaciones de Eliashberg, que son esencialmente exactas. Ese análisis nos llevó a la conclusión de que la temperatura crítica de los superconductores con atracción mediada por acoplamiento electrón-fonón, no debería tener ningún crecimiento dramático en el futuro. Registrando este hecho, hemos situado la investigación en superconductividad hoy en día en la búsqueda de nuevos mecanismos y en el entendimiento detallado de las propiedades de nuevos y viejos materiales cuyas técnicas teóricas de cálculo tan sólo ahora se están desarrollando. Desde el punto de vista experimental, la preparación de muestras por métodos que permiten su mejor caracterización ha acumulado, junto con nuevas predicciones teóricas (como en compuestos de tierras raras, por ejemplo), una cantidad de evidencia que podría cambiar muchas de las especulaciones aceptadas para la superconductividad. Los resultados de estos difíciles estudios explican el renovado entusiasmo de los investigadores de esta especialidad.

#### AGRADECIMIENTOS

Agradecemos la colaboración de Raúl Brito, al igual que el apoyo de Conacyt (México).

---

\* Así como el interesante problema de la influencia de la presión, que ha dado lugar a un cuidadoso estudio sobre el hidrógeno metálico<sup>(41)</sup> y el lantano, el elemento puro de mayor  $T_c$  bajo presión que se haya medido experimentalmente<sup>(42)</sup>.

## REFERENCIAS

1. Una buena introducción al fenómeno de la superconductividad es G. Ri  
cayzen, Theory of Superconductivity, John Wiley and Sons, Inc., New  
York (1965).
2. Ver, por ejemplo, S. Sonner and B.B. Schwartz, Superconducting Machines  
and Devices, Plenum Press, New York (1974). También, Applied Super-  
conductivity Conference 1974, Magnetics, 11 (2) 1975.
3. Una buena descripción puede hallarse en "The Superconducting Comput-  
er", Physics Today, February (1981). Acerca de computadoras por tec  
nología con semiconductores puede encontrarse en Ronald D. Levine,  
"Supercomputers", Sci. American, January (1982) 112. Un breve resu-  
men comparativo puede hallarse en R. Baquero y E. López, Ciencia (Re  
vista de la ECFM-UAP).
4. Un resumen interesante de parte de su trabajo apareció en B. Matthias,  
Phys. Today, 24 No. 8 (1971) 22.
5. Ver, por ejemplo, J.P. Carbotte, Superconductivity in A-15 Compounds,  
Memoirs of the 2nd Winter Meeting on Low Temp. Physics, Cocoyoc, Ja-  
nuary (1980) (en prensa). Reproducido en Introducción a la Supercon-  
ductividad III, editado por R. Baquero, Bol. Dpto. Fís-ICUAP 2  
(1982). Acerca de las inestabilidades estructurales puede leerse:  
L.R. Testardi, Rev. Mod. Phys., 47 (1975) 637.
6. H. Rietschel ha realizado trabajo reciente en estos compuestos. Ver  
H. Rietschel, Lectures on High-T<sub>c</sub> Superconductors, 1a. Escuela de Ve  
rano Avanzada, Dpto. de Física-ICUAP, U. Aut. Puebla, 1-15 Sept (1981)  
en Introducción a la Superconductividad II, editado por R. Baquero,  
Bol. Dpto. Fís-ICUAP 2 (1982).
7. Un estudio reciente es: L.E. Sansores et al., JLTP, 43 (1981) 205.
8. R. Baquero, Introducción de la Superconductividad I, Boletín Dept. de  
Física-ICUAP 2 (No. 2) 44 (1981). Esta es una introducción a nivel  
totalmente divulgativo que bosqueja en pocas páginas un panorama ge-  
neral de lo que es la superconductividad y las perspectivas que existen  
en algunos de sus aspectos.
9. R. Mattuck, Supraledning Saertryk AF. Foraknig, NR, 5 (1966) 120.
10. E.R. Cowley, Solid State Com., 14 (1974) 587.
11. Ver, por ejemplo, Lilia Meza, Tesis de Licenciatura, Dpto. de Física-  
ICUAP (para el caso del Al) y referencias allí citadas.
12. Detalles sobre cómo se calcula esta función pueden encontrarse en las  
Refs. 6 y 15, por ejemplo.
13. Dos experimentos de este tipo muy recientes son: para vanadio: J.  
Zsadzinski et al., Phys. Rev., B (1982); para Nb<sub>3</sub>Al: J. Kwo, T.H.  
Geballe, Phys. Rev., B23 (1981) 3230. Nótese que se menciona el "efec  
to de proximidad", que es el culpable de que algunos experimentos tu-  
vieran resultados ambiguos y se dudara de la validez general de las  
ecuaciones de Eliashberg. Esto testimonia el cuidado con que es ne-  
cesario preparar las muestras.
14. Un artículo muy completo sobre teoría de acoplamiento fuerte es D.  
Scalapino en Superconductivity, R. Parks, editor, Marcel Dekker, N.Y.  
(1969).
15. J.P. Carbotte and R.C. Dynes, Phys. Rev., 172 (1968) 476.
16. W. McMillan and J. Rowell in Superconductivity, R. Parks, editor,

- Marcel Dekker, N.Y. (1969).
17. Véase la Ref. 16.
  18. Chen et al., Phys. Rev. Lett., 22 (1969) 526.
  19. L.J.L. Shen, Phys. Rev. Lett., 29 (1972) 1083.
  20. R.C. Dynes, Solid State Commun., 10 (1972) 615.
  21. G. Bergmann and D. Rainer, Z. Phys., 263 (1973) 59. El análisis de un sistema binario superconductor por derivadas funcionales puede verse en J.M. Daams, J.P. Carbotte y R. Baquero, JLTP, 35 (1979) 547.
  22. C.R. Leavens, Solid State Commun.
  23. J. Bardeen, L.N. Cooper and J.R. Schrieffer, Phys. Rev., 108 (1957) 1175.
  24. G.M. Eliashberg, Sov. Phys., JETP, 11 (1960) 696.
  25. Este año (1982) en Karlssuhe, Alemania Federal, tendrá lugar la cuarta reunión de esta serie. Las memorias se publican siempre bajo el mismo título (ver Ref. 25). Agregamos sólo el editor, la editorial y el año:
    - i) D.H. Douglass, Inst. of Physics, New York (1972).
    - ii) D.H. Douglass, Plenum Press, New York and London (1976).
    - iii) H. Suhl and M.B. Maple, Academic Press, Inc. (1980).
  26. N.B. Brandt et al., JETP Letters, 27 (1978) 33; C.W. Chu et al., Phys. Rev., B18 (1978) 2116.
  27. J. Ruvalds (1979), citado en la Ref. 28.
  28. M.L. Cohen en la Ref. 25(iii) p. 20.
  29. T.H. Geballe en la Ref. 25(iii) p. 1.
  30. W.E. Pickett et al. en la Ref. 25(iii) p. 99.
  31. W. Weber en la Ref. 25(iii) p. 131.
  32. P.B. Allen en la Ref. 25(iii) p. 291.
  33. H. Winter, J. Physics F: Metal Phys., 11 (1981) 2283.
  34. R. Baquero, J.M. Daams and J.P. Carbotte, JLTP, 42 (1981) 585.
  35. E. Schachinger, J.M. Daams and J.P. Carbotte, Phys. Rev., B22 (1980) 263; E. Schachinger and J.P. Carbotte, J. Low Temp. Phys., 42 (1981) 81.
  36. International Conference on Ternary Superconductors, Lake Geneva, Winsconsin, Sept. (1980).
  37. Cálculo teórico: W.H. Butler et al., Phys. Rev. Lett., 39 (1977) 1004; Phys. Rev., B19 (1977) 3708. Experimento: E.L. Wolf y colaboradores, comunicación privada.
  38. Ver. por ejemplo, para el caso del Nb, J. Bostock et al. en la Ref. 25(iii) p. 153.
  39. Ver, por ejemplo, A.T. van Kessel et al. en la Ref. 25(iii) p. 21.
  40. Ver, por ejemplo, G.W. Crabtree et al. en la Ref. 25(iii) p. 113.
  41. M.D. Whitmore, J.P. Carbotte and R.C. Shukla, Can Jour. Phys., 57 (1979) 1185; F. Magaña, M.D. Whitmore and J.P. Carbotte, Can J. Phys., 60 (1982) 424; F. Magaña, Phys. Lett., 80A (1980) 193.
  42. R. Baquero and J.P. Carbotte, Jour. Low Temp. Phys., 51 (1983) 135; R. Baquero and E. López O. (por publicarse); R. Baquero, Resumos do VII SLAFES, p. II.7 (1981) Gramados, Brasil; R. Baquero y E. López O., Boletín Soc. Mex. Fis.; R. Baquero and E. López (enviado al Congreso de la Soc. Americana de Física, Los Angeles, California, marzo 1983).
  43. Está en vía de aparecer el libro Superconductividad, R. Baquero, editor, que se publicará con motivo del VIII SLAFES (julio 1983) por la Universidad Autónoma de Puebla. Contiene las Memorias de las Escue-

Las de Verano que sobre superconductividad se han llevado a cabo aquí. Aparecen, entre otros artículos, los siguientes: "Teoría BCS", "Acoplamiento fuerte", "Compuestos A-15", "Superconductividad y ondas de carga", "Paramagnones".