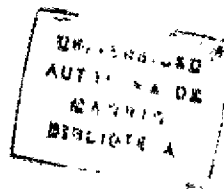


R. Bc. 60-010

SC/C/935



CONDUCCIÓN ELÉCTRICA EN UNIONES NANOSCÓPICAS SUPERCONDUCTORAS

JOSÉ GABRIEL RODRIGO RODRÍGUEZ

Departamento de Física de la Materia Condensada
Universidad Autónoma de Madrid

CONDUCCIÓN ELÉCTRICA EN UNIONES NANOSCÓPICAS SUPERCONDUCTORAS

Junio 1994

Memoria presentada por D. JOSÉ GABRIEL RODRIGO RODRÍGUEZ
para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas

Departamento de Física de la Materia Condensada, C-III
Universidad Autónoma de Madrid
Cantoblanco, 28049 Madrid

Agradecimientos

Este trabajo es el resultado de varios años de trabajo pasados en el Laboratorio de Bajas Temperaturas, pero más importante que el trabajo son las personas que he conocido en el Laboratorio, en el Departamento, en la Universidad, y fuera de ella. Y esta es una buena ocasión para mostrar mi gratitud a todos los que habéis conseguido hacer que mi vida científica, docente y personal haya sido cada día más interesante, llevadera y agradable.

Quiero expresar mi profundo agradecimiento a mi director de Tesis, el Prof. Sebastián Vieira Díaz, quien ha estado en todo momento ofreciéndome su ayuda y confianza, y animándome a seguir en el mundo científico.

También quiero agradecer de forma especial a Andrés Buendía, Nicolás Agraït y Carlos Sirvent la imprescindible colaboración, ayuda y enseñanzas que me han prestado día a día y han hecho posible la realización de este trabajo.

A todos los miembros antiguos y actuales del Laboratorio, por sus enseñanzas, ayudas e interés, y por hacer que el trabajo tenga sus ratos agradables y divertidos (Raúl, Miguel Ángel R., Miguel Ángel A., Marco Antonio, Manuel, Gabino, Silvia, Ana, Jerónimo, Juan, Marisela, Hassan, Eloy, Farkhad, etc.). También quiero darles las gracias a los técnicos que trabajan con nosotros, especialmente a Santiago y Jose.

Este agradecimiento es extensivo también a todos los miembros y compañeros del Departamento, que a lo largo de estos años me han ayudado en multitud de temas, desde el uso de los ordenadores hasta las más provechosas discusiones científicas, mostrando siempre su interés y apoyo en mi trabajo.

Quiero darle las gracias a Elsa, por su paciencia y ayuda en todos los trámites burocráticos a los que me he enfrentado.

También es el momento de acordarme de los buenos amigos y amigas como Mar, Paloma, Fernando, Pachi, Begoña, Montse, Jose, Emilia, Miguel Angel,... por los buenos ratos que hemos pasado, y seguiremos pasando, juntos entre cafés, cines, conciertos, cervezas, viajes y cariño.

Y por último, gracias a mi familia, porque sin su esfuerzo, apoyo y cariño, seguro que esto no habría sido posible.



Indice

1	Introducción.	9
2	Sistema experimental	13
2.1	Microscopio de efecto túnel operable a bajas temperaturas	13
2.2	Vacío y criogenia.	16
2.3	Sistema electrónico de control.	16
2.4	Realización de las medidas	20
3	Las uniones túnel	23
3.1	Distintas técnicas de espectroscopía túnel	24
3.1.1	Diodo túnel	24
3.1.2	Uniones planas	24
3.1.3	Uniones por fractura	25
3.1.4	Contacto puntual	25
3.1.5	Bicapas/Multicapas	25
3.1.6	Puentes	25
3.1.7	STM	27
3.2	Influencia del estado de la unión en los resultados.	27
4	Espectroscopía túnel en superconductores	29
4.1	El estado superconductor	29
4.2	El estado superconductor visto con espectroscopía túnel	33
4.2.1	Gap superconductor y estructura de fonones	33
4.2.2	Efecto Josephson	35
4.2.3	Reflexión de Andreev	39
4.2.4	Efecto de proximidad.	44
4.2.5	Rotura de pares	47
4.2.6	Efecto Josephson inducido por proximidad	50
4.3	La espectroscopía con STM en superconductores	51
4.3.1	Influencia de la geometría en los resultados	51
4.3.2	¿ Cómo será la conductancia túnel al estudiar sistemas superconductores con STM?	52

5	Experimentos en el sistema S-S: Plomo	55
5.1	Determinación de la condición de las superficies	56
5.2	Conductancia de la unión	59
5.2.1	Túnel	59
5.2.2	Salto al contacto y colapso de la barrera túnel	60
5.2.3	Contacto	62
5.3	Análisis y modelización de la transición de túnel a contacto . . .	64
5.4	Formación y caracterización de un cuello conector	68
5.5	Conducción en contacto: régimen Josephson	71
5.6	Unión plomo-plomo con barrera aislante	77
5.7	Análisis de la estructura de fonones	80
5.8	Uniones metal normal-plomo	83
6	Espectroscopía túnel en los HTS.	87
6.1	Características de los HTS.	88
6.2	Resultados en los HTS.	89
6.2.1	Conductancia en el régimen de túnel	90
6.2.2	Anomalías en la conductancia	92
6.2.3	Conductancia en la transición de túnel a contacto	94
6.3	Discusión de los resultados	97
6.3.1	El fondo de conductancia.	97
6.3.2	La anisotropía del gap	99
7	Modelos usados en el análisis de los resultados	103
7.1	Cálculo unidimensional de la transmisión a través de una barrera.	103
7.2	Cálculo de la corriente Josephson.	107
8	Conclusiones	113
	Referencias	115
	Lista de publicaciones	123



Lista de Figuras

2.1	Unidad STM inercial	14
2.2	Dispositivos empleados para trabajar con el STM a bajas temperaturas	15
2.3	Esquema del modo de operación del STM.	17
2.4	Equipo instrumental del sistema de medida actual	19
3.1	Modelo semiconductor: transmisión túnel	23
3.2	Distintos tipos de uniones túnel	26
4.1	Densidad de estados electrónicos y energía de las excitaciones en los estados normal y superconductor.	32
4.2	Diversas magnitudes termodinámicas en relación con el estado superconductor.	33
4.3	La estructura de fonones y la densidad de estados de un superconductor	35
4.4	Esquema de una unión Josephson	36
4.5	Comportamiento de la corriente túnel Josephson con la temperatura	38
4.6	Circuito RSJ equivalente de una unión Josephson real	38
4.7	Esquema de un weak-link	39
4.8	Comportamiento de la corriente de pares según distintas teorías	40
4.9	Excitación elemental en un superconductor	40
4.10	Diagrama del proceso de transmisión túnel S-S	41
4.11	Diagrama del proceso de transmisión Andreev S-S	42
4.12	Diagrama del proceso de transmisión Andreev N-S	43
4.13	Curvas $I - V$ en los regímenes de conducción túnel y Andreev para el sistema S-S.	44
4.14	El parámetro de orden Δ en las uniones S-N (a) y S-N-S (b).	46
4.15	El parámetro de orden Δ en las uniones S-I-N-S.	46
4.16	El parámetro de orden Δ en el caso N-NS.	47
4.17	Densidad de estados en función del parámetro de rotura de pares	49
5.1	Topografía de una superficie Pb	57
5.2	Curvas corriente-distancia en túnel	58
5.3	Curvas corriente-distancia alcanzando el contacto	58
5.4	Regímenes de conductancia en el sistema Pb-Pb	60
5.5	Conductancia en túnel	61

5.6	Conductancia en el colapso de la barrera túnel	61
5.7	Espectro de fonones en el colapso de la barrera túnel	62
5.8	Curvas I-V en el colapso de la barrera túnel	63
5.9	Dos series sucesivas de conductancia	63
5.10	Comparación entre teoría y experimento en los regímenes de túnel y contacto	65
5.11	Diversos resultados del análisis según OTBK.	66
5.12	Curvas I-z en el cuello conector	68
5.13	Histograma de la longitud de los escalones observados en las curvas I-z del cuello conector.	69
5.14	Esquema del cuello conector en distintas etapas.	70
5.15	Topografía en plomo	71
5.16	Topografía en plomo	72
5.17	Curvas I-V con corriente Josephson	72
5.18	Derivada numérica de las curvas de la figura 5.17	73
5.19	Efectos del calentamiento en las curvas I-V.	74
5.20	Evolución experimental del voltaje crítico	75
5.21	Voltaje crítico Josephson calculado a partir del formalismo OTBK	76
5.22	Serie de curvas de conductancia obtenidas en uniones con barrera aislante.	77
5.23	Curvas I-V del sistema Pb-I-Pb	78
5.24	Curvas de conductancia del sistema Pb-I-Pb que muestran efecto Josephson	79
5.25	Curvas I-V con corriente Josephson en el sistema Pb-I-Pb	79
5.26	Curvas de conductancia normalizadas para la unión con barrera aislante en el régimen de túnel.	80
5.27	Espectros de fonones en el caso Pb-Pb	81
5.28	Esquema de los distintos procesos de transmisión a través de la unión S-S.	81
5.29	Cálculos de la conductancia de uniones Pb-Pb	82
5.30	Serie de conductancia Pb-Au	83
5.31	Curvas I-V de una unión Pb-Au mostrando PJE.	84
5.32	Conductancia túnel en los casos N-S y S-S	85
5.33	Curvas de conductancia de una unión W-Pb mostrando PJE.	86
6.1	Conductancia túnel en $\text{Bi}_4\text{Sr}_3\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_{16}$	90
6.2	Conductancia de tipo N-I-S en $\text{Tl}_2\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$	91
6.3	Conductancia de tipo S-I-S en $\text{Tl}_2\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$	92
6.4	Conductancia túnel con efectos de carga obtenida en un monocristal de $\text{Tl}_2\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$	93
6.5	Conductancia anómala obtenida en $\text{Bi}_4\text{Sr}_3\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_{16}$	93
6.6	Serie de curvas de conductancia obtenida en un monocristal de $\text{Tl}_2\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$	94

6.7	Serie de curvas de conductancia obtenida en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	95
6.8	Conductancia con dos gaps en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	96
6.9	Serie de conductancia que muestra la evolución del gap pequeño en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	96
6.10	Serie de conductancia que muestra la evolución del gap grande en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	97
6.11	Conductancia calculada para el sistema N-sm/HTS	98
7.1	Esquema del sistema N-NS, y de las excitaciones involucradas en el proceso de transmisión	104
7.2	Parámetro de orden superconductor complejo	105
7.3	Cálculos de la conductancia de uniones N-N'S	107
7.4	Cálculos de la conductancia de uniones Pb-Pb	108
7.5	La corriente de pares en función de la diferencia de fase para distintas barreras y temperaturas.	110
7.6	Resultado teórico del voltaje crítico Josephson	110

Introducción.

En 1958, los trabajos de Esaki en uniones de semiconductores [1] y los de Giaever en estructuras evaporadas de metal-aislante-metal [2], supusieron el nacimiento de la espectroscopía túnel. Esta técnica ha demostrado ser de gran utilidad en el estudio de todo tipo de espectros de estados electrónicos de materiales (semiconductores, superconductores, metales, vibraciones moleculares,...) debido a su alta resolución en energía. Los desarrollos iniciales culminaron con la comprobación experimental por parte de Giaever de la existencia en el estado superconductor de un *gap* en la densidad de estados electrónicos al nivel de Fermi tal como había sido predicho por la teoría de Bardeen, Cooper y Schrieffer (BCS) [3]. Estos resultados, junto con la predicción teórica hecha en 1962 por Josephson [4] de la existencia de supercorrientes entre los dos electrodos superconductores en diodos de barrera túnel, verificada experimentalmente poco después, supusieron el reconocimiento de la espectroscopía túnel como una herramienta poderosa para el desarrollo tanto de la física fundamental como de la tecnología en el campo de la materia condensada. Podemos considerar que la espectroscopía túnel alcanza su mayoría de edad cuando en 1973 se concede el Premio Nobel de Física a Esaki, Giaever y Josephson.

En el campo del estudio de materiales superconductores mediante espectroscopía túnel se ha conseguido, en general, un acuerdo muy bueno entre la teoría y los resultados experimentales. Una exposición de diversos aspectos relacionados con la espectroscopía túnel y su aplicación al estudio de superconductores se puede encontrar en las monografías de Wolf [5] (espectroscopía túnel), Parks [6] (superconductividad) y Barone [7] y Likharev [8] (efecto Josephson).

Hace pocos años ocurrieron dos hechos muy importantes en este campo de la ciencia de materiales. A partir de 1986 con los trabajos de Berdnos y Muller [9] empezó la fabricación de los nuevos materiales superconductores de alta temperatura crítica, HTS, con valores de temperatura de transición, T_c , y parámetro de orden superconductor o *gap*, Δ , decenas de veces superior a las de los superconductores clásicos, con estructura y propiedades mucho más complejas, y de gran interés en el campo aplicado. Por otro lado, en 1982 Binnig y Rohrer [10] desarrollaron el microscopio de barrido de efecto túnel (*Scanning Tunneling Microscope, STM*) una herramienta capaz de obtener una representación de la densidad electrónica de la superficie de cualquier material conductor con resolución atómica. El STM es además una sonda espectroscópica casi ideal, pues permite variar las condiciones de los electrodos, la barrera túnel y sondear dis-

tintas regiones del material. En 1986 se consiguió en la Universidad de Stanford [11] el primer STM operable a bajas temperaturas. A partir de ahí la línea de trabajo parecía bastante clara: utilizar el STM para caracterizar la estructura y las propiedades electrónicas de los HTS.

Los resultados obtenidos de la unión STM-HTS, a pesar de presentar algunas características comunes en los distintos materiales estudiados (manifestación del *gap* superconductor en la densidad de estados alrededor del nivel de Fermi, fondo de conductancia túnel no constante para voltajes grandes, etc.), muestran una serie de fenómenos poco comprendidos según las teorías habituales en superconductividad, pero que parecen ser muy comunes en estos materiales como se puede ver en la literatura sobre el tema [12, 13, ?]. Sobre algunos de estos resultados de la conductancia de los superconductores de alta temperatura (anomalías a voltaje cero, valor relativo muy alto del fondo de conductancia, estructura de múltiples picos, etc.) hay cierta diversidad de interpretaciones, algunas comúnmente aceptadas y otras aún en controversia.

Entre ellas se puede mencionar la posibilidad de que la superconductividad de alta T_C tenga un carácter de onda *d*, a diferencia del carácter de onda *s* que se tiene dentro de la teoría BCS; el origen y el valor, si existe, del acoplamiento electrón-fonón; la obtención de espectros más "ensanchados" que en los estudios de superconductores clásicos; y la posibilidad de que otras técnicas espectroscópicas (uniones planas, uniones por fractura) sean más apropiadas que el STM para el estudio de los superconductores de alta T_C .

Cuestiones como estas provocaron que, en cierto modo, las aplicaciones del STM se centraran en la caracterización topográfica de propiedades de superficies sobre todo en el campo del ultra alto vacío, dejando un poco de lado su uso como sonda espectroscópica, capaz de determinar la densidad de estados de los materiales, y en particular en el estudio de superconductores.

Nosotros también nos encontramos con este tipo de problemas al interpretar los primeros resultados espectroscópicos obtenidos con el STM en los HTS, pero en vez de recurrir a otras técnicas para estudiarlos (uniones por fractura, o usar el STM como un contacto puntual clásico) decidimos averiguar cómo puede influir el STM (una sonda local, superficial y de tamaño atómico) en los resultados obtenidos al estudiar materiales superconductores en general.

Con este objetivo decidimos iniciar el estudio del plomo, un superconductor clásico con propiedades muy bien conocidas y estudiadas con otras técnicas espectroscópicas, para poder determinar cómo el uso una sonda local (ya sea de metal normal o superconductor), que en un mismo punto del material puede pasar dinámicamente desde una situación de unión túnel a una de contacto y que puede estudiar distintas zonas del material, afecta a las curvas características corriente-voltaje que se obtienen y, en cada caso, dentro de qué situación clásica análoga se puede englobar.

No hay que olvidar tampoco un nuevo campo abierto por el STM como es el de la creación y modificación de nanoestructuras. El estudio de las propiedades

electrónicas de estas estructuras, que pueden estar formadas por materiales distintos tiene gran interés por su potencial aplicación en la creación de nanodispositivos electrónicos.

Sistema experimental

2.1 Microscopio de efecto túnel operable a bajas temperaturas

La principal característica de los modelos de microscopio de efecto túnel construidos en este laboratorio y que actualmente se emplean en nuestros experimentos es el sistema de aproximación punta-muestra de tipo inercial, capaz de operar con el microscopio en cualquier posición, incluso vertical [14]. Gracias a esto se consigue una unidad túnel muy compacta, cuyo aspecto exterior es el de un cilindro de 2cm. de diámetro y de 5 a 10cm. de longitud según las versiones. Si a esto se une el tipo de materiales empleados en su fabricación (latón, cobre, vidrio, cerámicas piezoeléctricas), el cableado coaxial apantallado para las diferentes señales de control y conectores pasamuros que permitan un aislamiento total del exterior, resulta un microscopio de efecto túnel apto para ser utilizado en casi cualquier sistema experimental (criostatos de ^4He y ^3He , sistemas de alto vacío, criostatos con imán superconductor, etc.) y en un amplio rango de temperatura (desde 1.5 K hasta 350 K).

A continuación se describen en detalle las diferentes partes de que se compone nuestra unidad túnel mostrada en la figura 2.1:

1. Cilindro piezoeléctrico interno (Modelos EBL-2 de EBL y Navy II de Channel Industries) encargado del movimiento X,Y y Z de la punta.
2. Cilindro piezoeléctrico externo encargado del movimiento de aproximación inercial del portamuestras. También es utilizado para el posicionamiento en los ejes X,Y y Z.
3. Tubo de vidrio, pegado con 'Araldit' al piezotubo 2, dentro del cual se desplaza el móvil portamuestras 4.
4. Móvil portamuestras. Es un cilindro de latón dividido en dos partes y entre ellas hay un muelle que las presiona y las fija contra la pared del tubo de cuarzo. Están rematadas con unas bolitas o barras de acero que facilitan el deslizamiento cuando se realiza el movimiento inercial. La parte más grande del móvil sirve de base para la muestra (6) -fijada con una chapita y tornillos- y para un termómetro (9). La temperatura de la muestra se puede variar gracias al calentador (10) arrollado en la base justo bajo la muestra.
5. Portapuntas pegado al piezo 1 y punta.

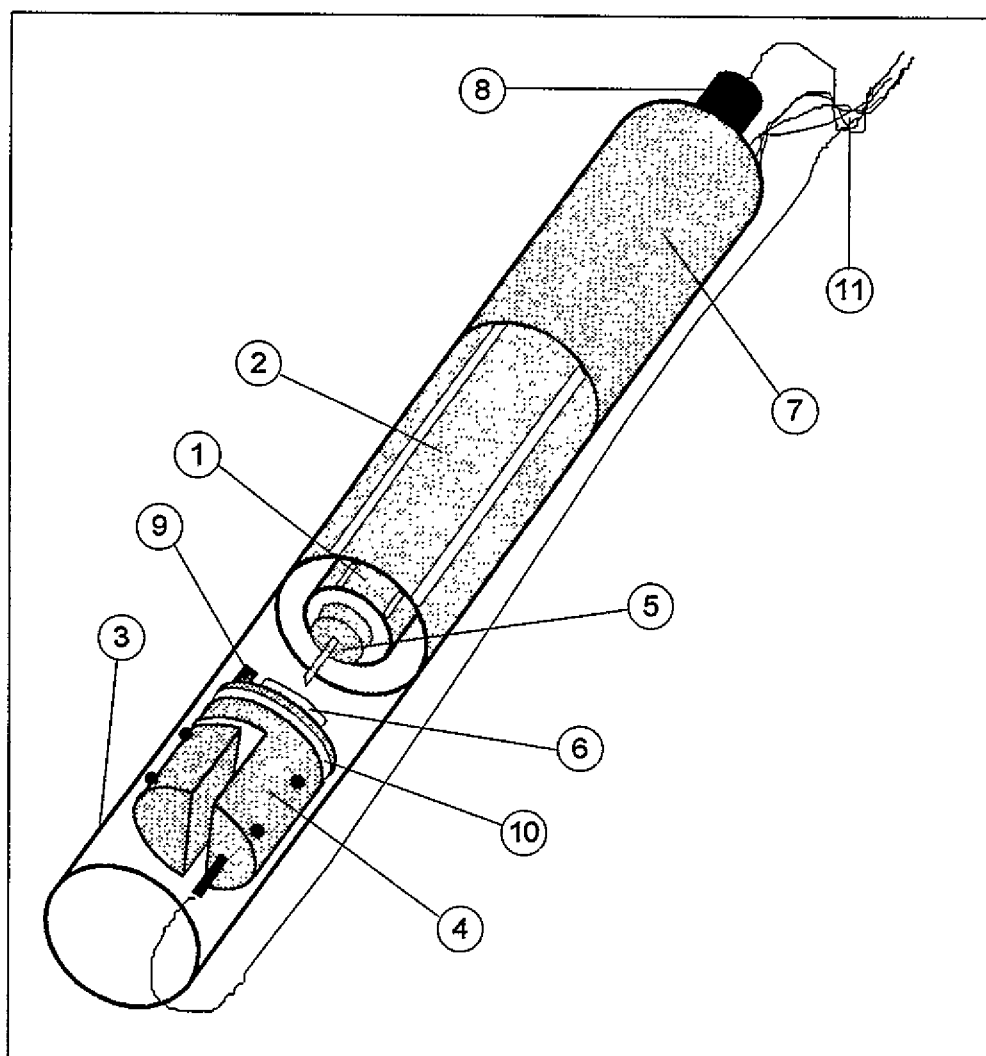


FIGURA 2.1. Unidad STM inercial

6. Muestra.
7. Bloque metálico de cobre o latón. Tiene dos funciones, mantener la temperatura global del microscopio y, debido a su masa, optimiza los movimientos del piezo 2 que producen el desplazamiento inercial del móvil (4).
8. Termómetro que indica la temperatura del entorno de la unidad túnel.
9. Termómetro del portamuestras.
10. Calentador.
11. Finalmente, todo el cableado necesario para el funcionamiento de los diferentes componentes del microscopio pasa a través del bloque 7 hacia los conectores que comunican con el equipo electrónico del exterior.

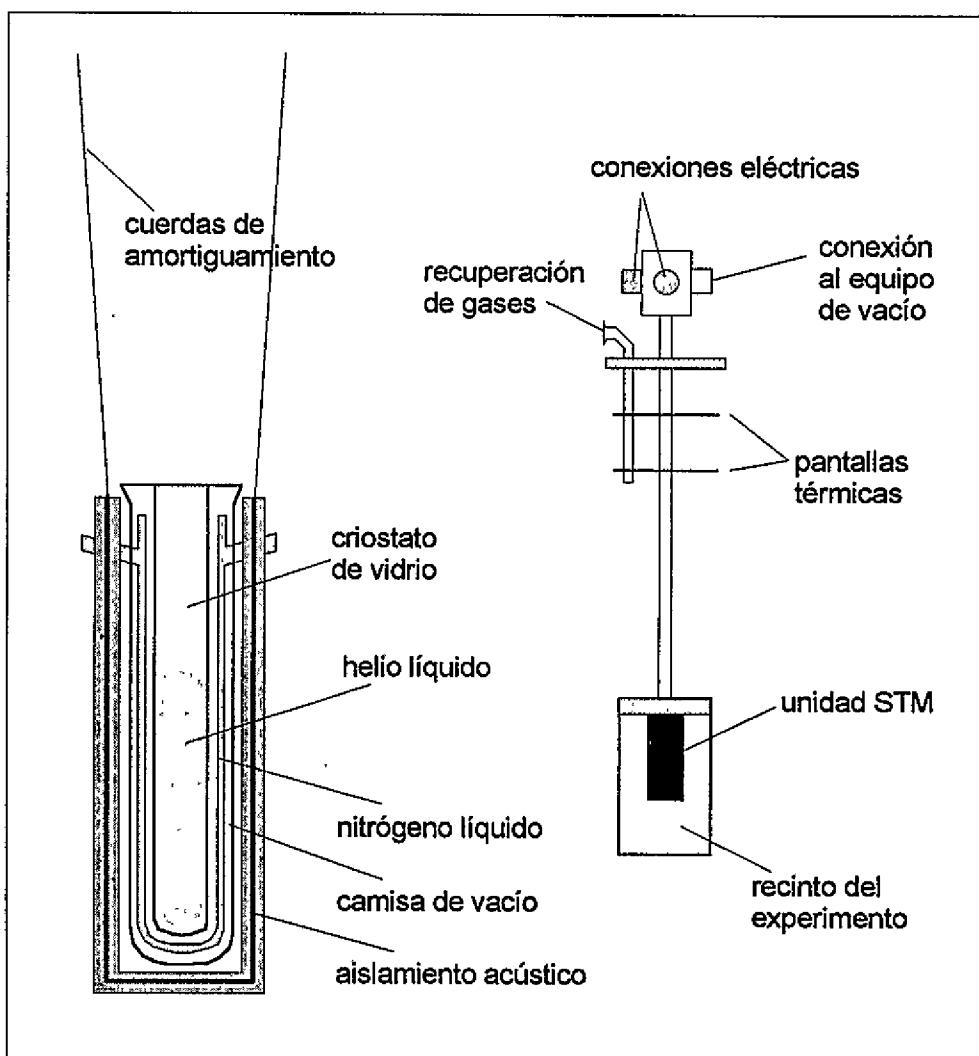


FIGURA 2.2. Dispositivos empleados para trabajar con el STM a bajas temperaturas

En cuanto al cableado conviene notar que se utiliza cable coaxial de cobre. Esto da solidez a las conexiones además, por supuesto, del apantallamiento eléctrico adecuado de todas las señales de voltaje. Los cables que llevan las señales de corriente y voltaje a la punta y a la muestra tienen conectores tipo BNC independientes, al ser cable de cobre minimizamos la resistencia en serie que hay con la unión túnel, de forma que su valor no excede 1.5Ω .

En la figura 2.2 se representa la unidad túnel dispuesta para ser usada dentro de un criostato. Esto lo podemos hacer de dos formas, metiendo el microscopio en un tubo de vidrio para sumergirlo en helio líquido, o bien usando un 'insert' metálico del tipo usado habitualmente en experimentos de bajas temperaturas.

En ambos casos el cableado de la unidad túnel parte de los conectores situados en la parte superior del 'insert', y transmite las señales de control de los piezos,

termómetros y calentador. También se dispone de dos conectores BNC independientes para suministrar las señales de voltaje y corriente entre punta y muestra, y de una válvula de conexión con el sistema de vacío.

En la configuración habitual, el 'insert' que contiene al microscopio se introduce en un criostato de vidrio que está suspendido de unas cuerdas para evitar las vibraciones de baja frecuencia y forrado con corcho, plomo y gomaespuma como aislamiento acústico.

El uso del 'insert' de tubo de vidrio hace que el proceso de su introducción o extracción del criostato sea bastante sencillo y rápido, incluso si este está lleno con helio líquido. De este modo no es necesario esperar a que el helio se evapore si, por ejemplo, deseamos cambiar la punta o la muestra, o ha surgido algún imprevisto durante la medida. Esto resultó de gran utilidad durante el proceso de puesta a punto de la unidad túnel inercial vertical y los diferentes tipos de móviles usados. Una vez terminada la etapa de puesta a punto del STM se utiliza habitualmente el 'insert' metálico, pues permite un mayor control térmico del experimento.

2.2 Vacío y criogenia.

El sistema y las técnicas de criogenia y vacío son las conocidas y habituales en estos casos y ya han sido convenientemente detalladas en otros trabajos [15]. Aquí haré un breve repaso y enunciación de dicho sistema. Se trabaja con un criostato de vidrio que dispone de una camisa de vacío no estático y una camisa externa que habitualmente se llena con nitrógeno líquido (77 K) a modo de pantalla térmica del recinto interior (helio líquido a 4.2 K).

El equipo de vacío está compuesto de bombas difusora y rotatoria, alcanzandose vacíos del orden de 10^{-6} - 10^{-7} mbar.

Generalmente se opera la unidad túnel en atmósfera de helio gas (del orden de 100 mbar) a fin de tener un buen intercambio térmico con el foco frío.

2.3 Sistema electrónico de control.

En la figura 2.3 están representados de forma esquemática los componentes eléctricos básicos de un equipo de microscopio de efecto túnel:

- fuente de voltaje encargada de suministrar la polarización punta-muestra,
- convertidor corriente-voltaje, que permite conocer el valor de la corriente túnel,
- generadores y amplificadores de voltaje encargados de los movimientos en los ejes X, Y y Z de los piezoeléctricos,

- controlador PID (proporcional, integral y diferencial) que dirige el ciclo de realimentación corriente-distancia entre punta y muestra, necesario en modo topográfico.

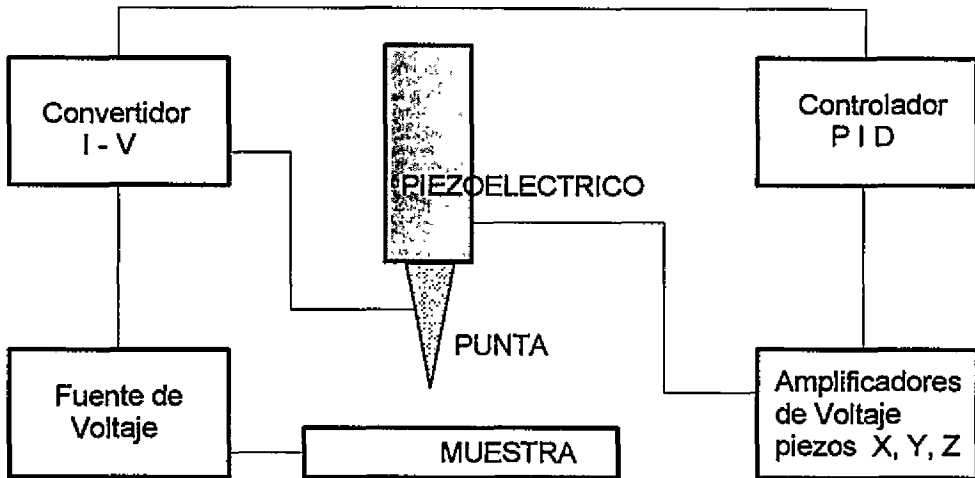


FIGURA 2.3. Esquema del modo de operación del STM.

El objetivo perseguido durante la realización de esta tesis ha sido conseguir un equipo de microscopio de efecto túnel capaz de operar a temperatura de helio líquido y, aunque centrado en el campo de los estudios espectroscópicos, capaz de obtener una relación entre dichos estudios y las características topográficas de los diferentes materiales.

Inicialmente los estudios de topografía y espectroscopía se realizaban de forma independiente. Partiendo del equipo desarrollado por M.A. Ramos [15] se hicieron una serie de cambios encaminados sobre todo a dar mayor versatilidad y capacidad de obtener información a la parte espectroscópica. El sistema de adquisición de datos de las curvas características $I - V$ fue sustituido con el fin de poder observar la evolución de dichas curvas $I - V$ en tiempo real, reduciendo el tiempo de adquisición de curvas de 1024 puntos a 20 ms.

El nuevo sistema presentaba las siguientes diferencias respecto del anterior: el electrómetro Keithley 642 (encargado de registrar el valor de la corriente túnel) fue sustituido por un convertidor I-V, con ganancia de 10^8 V/A, usado habitualmente al hacer topografía. Este cambio se debió a que el electrómetro, a pesar de tener resolución de hasta 10^{-17} A, tiene un tiempo de respuesta bastante elevado (del orden de 100 ms para corrientes del orden de 1 nA) y obviamente mayor cuanto menor es la corriente que deseamos medir.

Así mismo, se dejó de generar las rampas de voltaje mediante una fuente de voltaje programable Keithley 230, pues el tiempo mínimo para suministrar cada uno de los puntos que componen la rampa es de 3 ms. Este instrumento fue sustituido por un generador de funciones programable Hewlett Packard 3314A,

con el que se genera una onda triangular para el voltaje de polarización punta-muestra, en modo continuo para observar dinámicamente la evolución de las características $I - V$, o ciclo a ciclo para registrarlas y analizarlas.

La toma de los datos de corriente de cada curva pasó a hacerse con un voltímetro digital de alta velocidad Keithley 194A, controlado por ordenador, capaz de muestrear la señal procedente del convertidor I-V a una frecuencia de 100 kHz con resolución de 16 bits.

Un complemento imprescindible a este instrumental es el osciloscopio, pues permite un seguimiento directo, en tiempo real, de la evolución de las curvas $I - V$ en función de los diferentes parámetros involucrados en el experimento. Se utiliza un osciloscopio digital de dos canales Philips PM 3350, con frecuencia de muestreo de 50 MHz, que permite fijar, comparar y memorizar la información. Estos instrumentos estaban controlados con un ordenador personal del tipo PC-8086.

Para la realización de experimentos con este sistema y el posterior estudio e interpretación de los resultados ha sido necesario desarrollar una serie de programas de ordenador. En la parte experimental permiten la adquisición de curvas características $I - V$ de forma individual o en grupos en una determinada posición sobre la muestra estudiada. También se pueden registrar promedios de cientos de curvas en un mismo punto (el tiempo necesario para tomar un promedio de cien curvas es de unos 10 segundos). Otro tipo de información de interés espectroscópico son las curvas de corriente túnel en función de la variación de la distancia entre punta y muestra. Estas curvas nos permiten determinar el valor de la barrera túnel y estudiar su evolución. En cuanto al análisis de los resultados, los programas que desarrollé y que continúo ampliando incluyen todo tipo de operaciones (como derivación, integración, suma, multiplicación de los distintos datos espectroscópicos, series de uniones túnel en serie y en paralelo, filtrado de ruido en los datos, etc.) con los distintos tipos de curvas experimentales (corriente-voltaje ($I - V$), corriente-distancia ($I - z$), conductancia-voltaje ($dI/dV - V$), etc.) y las calculadas de acuerdo con los distintos modelos y teorías existentes en nuestro campo de investigación.

Con el equipo anteriormente descrito se realizó la primera fase de experimentos sobre superconductores de alta temperatura crítica [16, 17, 18]. En esta primera etapa, la parte correspondiente a los estudios topográficos apenas sufrió cambios respecto de su disposición original [15].

En una etapa posterior se atacó el problema de la combinación y correlación de los datos topográficos y espectroscópicos. Esto implicó el desarrollo de un 'software' bastante complejo que permitiese dirigir completamente desde un ordenador todas las variables de funcionamiento del microscopio túnel. Para ello se utiliza un ordenador más potente, del tipo PC-80386, junto con una serie de tarjetas analógicas y digitales instaladas en él encargadas de generar las señales de los barridos de los piezos X e Y (a los que llegan a través de amplificadores de voltaje), así como de tomar las lecturas de la corriente túnel y de la posición

del piezo Z procedentes de la unidad de control. La unidad de control también sufrió una serie de mejoras con el fin de mejorar la calidad de respuesta del PID y de la señal de corriente túnel. En el laboratorio se construyeron varios convertidores I-V con los que se pudieran cubrir corrientes desde mA hasta pA. En este punto quiero destacar el gran trabajo realizado en este laboratorio por el Dr. Nicolás Agrait, y continuado por Carlos Sirvent, con el fin de mejorar, desarrollar y construir muchos de los elementos electrónicos utilizados en nuestros experimentos.

De este modo dejaron de ser independientes los estudios de topografía y de espectroscopía. Estas mejoras en la parte electrónica coincidieron con el cambio en la unidad túnel usada. Se dejó de utilizar un sistema de aproximación macroscópico punta-muestra mediante un tornillo micrométrico, para usar un método de aproximación por movimiento inercial producido por un piezoeléctrico. Así, prácticamente todos los parámetros modificables en el experimento pudieron quedar unificados y controlables desde un único programa por ordenador. Con este equipo se realizaron una serie de estudios preliminares en grafito[19], oro, superconductores cásicos y de alta temperatura que sentaron la base para los últimos resultados obtenidos en nuestro grupo.

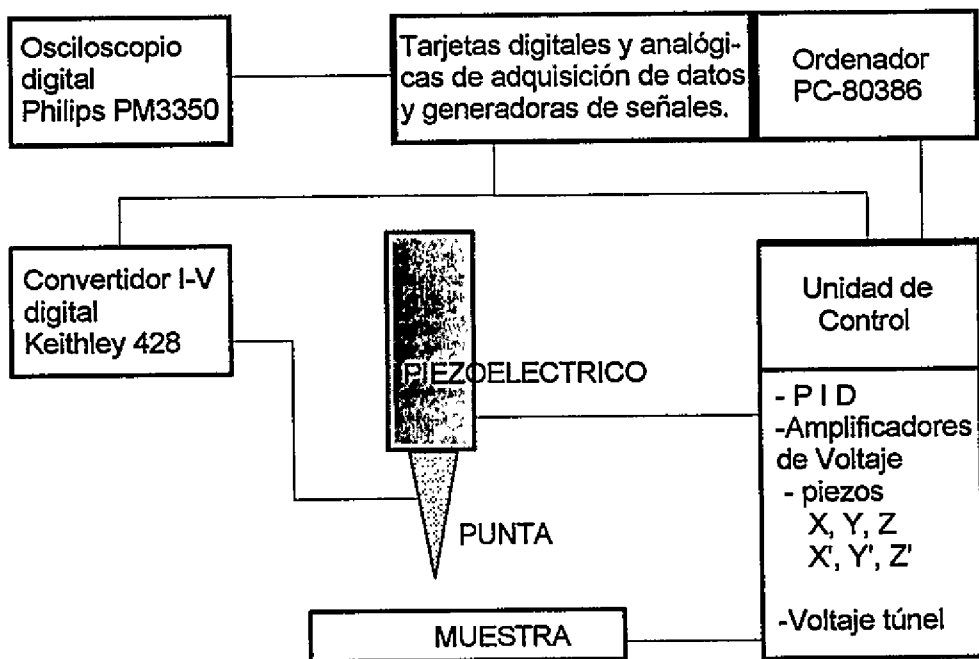


FIGURA 2.4. Equipo instrumental del sistema de medida actual

En la última etapa de mejoras en el equipo, se sustituyeron los instrumentos usados en las medidas espectroscópicas por tarjetas digitales (varias de ellas desarrolladas en el laboratorio) encargadas de suministrar el voltaje de polarización y las señales de control de los piezoeléctricos así como de registrar el valor de la

corriente túnel, con lo que aumentó la facilidad de obtención y el control de los datos experimentales. Para mejorar la calidad y el rango de trabajo en la señal de corriente túnel se adquirió un convertidor I-V digital Keithley 428 capaz de operar con ganancias desde 10^3 V/A hasta 10^{10} V/A. Este es el equipamiento actual (ver figura 2.4) con el que se han completado los estudios en plomo y en superconductores de alta temperatura.

2.4 Realización de las medidas

Aunque el método seguido para realizar los estudios espectroscópicos y topográficos sea básicamente el mismo para los diferentes materiales, es fundamental saber de antemano qué peculiaridades tiene el material en cuestión. Recordemos que la corriente túnel contiene información de la densidad de estados electrónicos de los dos electrodos, punta y muestra, así como de la barrera túnel. Es esta última la que más problemas puede dar a la hora de interpretar los resultados del experimento. Por tanto, parte del proceso experimental tiene por objetivo la caracterización de la barrera túnel. Poder saber mediante espectroscopía túnel si la superficie de la muestra está razonablemente libre de óxido o de cualquier tipo de contaminación no deseada, y aprender a “verla” en el caso de que exista, es muy importante ya que cuando operamos nuestro STM a bajas temperaturas no disponemos de las técnicas de caracterización y limpieza de superficies que pueden usarse en sistemas de ultra alto vacío.

En un experimento típico se hace un análisis completo del material a diferentes temperaturas. Principalmente se trabaja a 300 K, 77 K y 4.2 K, pues son las temperaturas más fáciles de estabilizar (temperatura ambiente, punto de ebullición del nitrógeno líquido y punto de ebullición del helio líquido a una atmósfera).

Una vez estabilizada la temperatura se comienza con una exploración topográfica de la superficie de la muestra. Se toman imágenes a diferentes escalas para comprobar la reproducibilidad, estabilidad y resolución que se pueden conseguir en el experimento. Con esta exploración también se comienza a determinar la “calidad” de la superficie de la muestra: si está limpia o presenta algún tipo de contaminación u óxidos. También se puede obtener información sobre la superficie acercando la punta progresivamente hacia la muestra. Es conocido [20] que cuando la punta y la muestra, con superficies limpias, están próximas al contacto se observa una inestabilidad y un salto en la corriente túnel indicativos de que punta y muestra han pasado a tocarse. Cuando se tiene un contacto limpio monoatómico este “salto” de la corriente se produce hasta alcanzar una resistencia máxima equivalente cercana a 12900Ω , que es valor de la resistencia de un canal cuántico de conducción [21].

Por tanto, si al variar la separación entre punta y muestra observamos inestabilidades o saltos repentinos en la corriente túnel para resistencias mucho mayores de $10 \text{ k}\Omega$, es bastante probable que la punta se haya encontrado con algún tipo

de material no conductor (o al menos no demasiado bueno) que evidentemente estará presente en la barrera túnel y afectará en alguna forma a los resultados.

Frecuentemente se “da un chispazo” si se desea quitar esa barrera aislante. Se aplica un voltaje razonablemente grande (unos 5 V) entre punta y muestra de forma que de lugar a un campo eléctrico capaz de “arrancar” material de la punta o la muestra y desprenderse de la capa de contaminación.

Una vez hecha la exploración topográfica se elige la zona deseada y para realizar el estudio espectroscópico. En primer lugar se determina el tamaño de la punta. Esto se hace aproximándola lentamente a la superficie y detectando el primer salto al contacto anteriormente descrito. La resistencia a la que ocurre este salto permitirá estimar el área del contacto como se verá más adelante.

A continuación se toma una serie de curvas características $I - V$ que puede cubrir un rango de resistencias entre punta y muestra desde $100 \text{ M}\Omega$ a 1Ω . La evolución de las curvas de conductancia ($dI/dV - V$) a lo largo de esta serie es fundamental para proporcionar más información sobre la barrera túnel (aparte de otras variaciones relacionadas con las propiedades particulares del material en función de la barrera túnel, como es el caso del fenómeno de reflexión de Andreev en la transmisión de corriente entre electrodos superconductores).

Para dar validez al resultado de una curva $I - V$ se toman varias consecutivas en una misma posición para determinar su estabilidad, y a continuación se toma un promedio de unas cien, esta es la curva experimental con la que se trabaja.

Estas series de curvas $I - V$ se repiten en distintos lugares de la muestra, dando así información sobre la homogeneidad o la variación de las propiedades electrónicas del material en la región estudiada.

Conviene destacar que cada una de estas series se toma sobre un único punto en la muestra, y que antes y después de la serie se toman imágenes topográficas que determinan si se ha perturbado o no la superficie. De esta forma se puede tener la certeza de que las características que se observen y se puedan deducir del estudio espectroscópico se deben exclusivamente a cómo es el material y la unión en la zona estudiada. Creo que este es el mayor avance que supone el STM aplicado a un estudio profundo de distintos materiales mediante espectroscopía de efecto túnel, frente a las posibilidades de métodos clásicos como son las uniones planas, las uniones por fractura o los contactos puntuales.

3

Las uniones túnel

La técnica de espectroscopía túnel se basa en la posibilidad de que haya paso de corriente eléctrica entre dos electrodos separados por una barrera de potencial cuando hay una determinada diferencia de potencial entre ellos, como se muestra de forma esquemática en la figura 3.1.

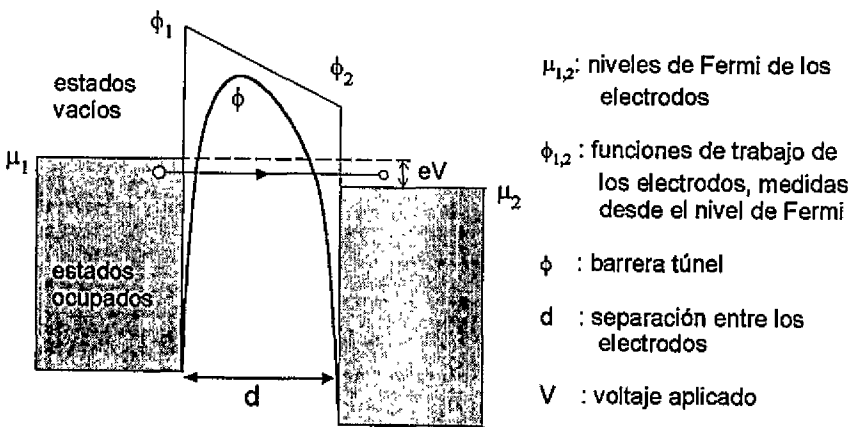


FIGURA 3.1. Esquema del proceso de transmisión de corriente por efecto túnel a través de una barrera de potencial

La expresión empleada tradicionalmente para determinar la corriente túnel es la conocida como modelo semiconductor,

$$I(V) = \frac{2\pi eA}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} |T|^2 N_1(E - eV) N_2(E) [f(E - eV) - f(E)] dE$$

donde A es el área de la unión túnel, $|T|^2$ representa la probabilidad de transmisión a través de la barrera túnel, $N_1(E - eV)$ y $N_2(E)$ son las densidades de estados de los electrodos, y $f(E)$ es la función de distribución de Fermi a la temperatura de trabajo, $f(E) = [1 + \exp(E/k_B T)]^{-1}$. Para valores pequeños del voltaje de polarización, la probabilidad de túnel viene determinada por los valores de la función de trabajo de los electrodos y la separación entre ellos.

El análisis de la corriente túnel en función del voltaje aplicado permitirá por tanto obtener información acerca de las densidades de estados electrónicos de los electrodos y del material, si lo hubiera, que constituye la barrera de potencial. El punto más importante será cómo fabricar dicha barrera de potencial, que

debe ser suficientemente grande para que no haya conducción eléctrica directa y suficientemente pequeña como para que la corriente túnel sea medible.

3.1 Distintas técnicas de espectroscopía túnel

A continuación haré un breve repaso de algunas de las técnicas utilizadas en los experimentos de espectroscopía túnel.

3.1.1 DIODO TÚNEL

Es la estructura con que Esaki realizó los primeros experimentos de espectroscopía túnel [1]. Es una unión semiconductor del tipo pn . El dopaje da lugar a un nivel de Fermi en el semiconductor de unos 50 meV. Si la unión se polariza en directa con un voltaje comparable a dicho nivel de Fermi, se creará una barrera de potencial directamente proporcional al valor del gap semiconductor e inversamente proporcional al campo eléctrico creado. Esto permite el proceso de túnel de electrones entre la banda de valencia del electrodo tipo p y la banda de conducción del electrodo tipo n .

Estructuras similares a esta son las uniones de barreras Schottky, formadas por el contacto entre un metal y un semiconductor tipo n . En este caso la barrera está constituida por la zona de inflexión de carga en el semiconductor, y su tamaño se puede controlar variando la concentración de impurezas dadoras oceptoras.

3.1.2 UNIONES PLANAS

Este fue el sistema usado por Giaever en sus primeros trabajos sobre efecto túnel entre metales superconductores [2]. La unión túnel se crea mediante evaporación de dos películas metálicas delgadas, una sobre otra, dejando que la primera se oxide, dando así lugar a una barrera aislante entre ellas. La precisión con que se pueden realizar estas evaporaciones y oxidaciones permitió obtener gran cantidad de resultados sobre la variación de la conductancia túnel en función del grosor de la barrera aislante. La posibilidad de conseguir resultados reproducibles junto con la verificación de los formalismos teóricos desarrollados por Brinkman, Dynes, Rowell, Simons, Stratton, etc. [22, 23] permitió mostrar la validez de la conocida expresión para la corriente a través de una barrera túnel:

$$I(V) = AV e^{-1.025\phi^{1/2}d}$$

donde d es la distancia entre los electrodos (grosor de la barrera) en Å, ϕ es el valor, en eV, de la barrera de potencial (su altura), y está relacionado con los valores de la función de trabajo de los electrodos, y la constante A (que luego resultará no ser tan constante) es proporcional al área de la unión y a las densidades de estados de los electrodos alrededor del nivel de Fermi.

3.1.3 UNIONES POR FRACTURA

En este caso la barrera túnel está entre los dos trozos que resultan de partir un material conductor. Usando instrumentos de precisión (tornillos micrométricos, piezoeléctricos, etc) se puede regular casi a voluntad la separación entre los dos electrodos, y si la rotura se realiza en alto vacío permite evitar la existencia de contaminación u óxido entre ellos. Esta técnica es muy útil en el caso de estudiar materiales no evaporables (algunos metales, cerámicas,...) o fácilmente oxidables o contaminables. Un buen ejemplo de su utilización son los trabajos de Moreland y Ekin [24] con materiales superconductores de alta temperatura crítica.

3.1.4 CONTACTO PUNTUAL

Se tiene un contacto puntual al presionar un electrodo en forma de aguja contra otro plano. Si en uno de ellos se deja crecer una capa de óxido de unas decenas de ångström, entonces, regulando la presión ejercida sobre ellos se puede variar el valor de la corriente túnel obtenida y por tanto de la barrera de potencial. Presentan el inconveniente de que la barrera no suele ser homogénea, el área de la unión es varios órdenes de magnitud menor que en el caso de uniones planas, y fácilmente se producen microcontactos, con lo cual la conductancia medida será un promedio de la conducción en distintos regímenes de túnel y contacto poco definidos. Esta técnica ha sido ampliamente utilizada para el estudio del régimen balístico de conducción y de la estructura de fonones de diversos materiales, destacando los trabajos de Yanson[25] y Jansen *et al.*[26].

3.1.5 BICAPAS/MULTICAPAS

Estas estructuras, en las que uno de los electrodos es un metal normal y el otro consta de dos o más metales distintos en contacto directo, se utilizan cuando se desea conocer cómo interaccionan distintas propiedades relacionadas con la densidad de estados de los materiales que forman la multicapa. El contraelectrodo y la barrera pueden ser del tipo de unión plana o de contacto puntual. Un ejemplo de sus aplicaciones es el estudio del efecto superconductor de proximidad. En este caso se fabrica una estructura de tipo C-I-NS (C=contraelectrodo, I=barrera aislante, NS=bicapa formada por un metal normal, N, y un superconductor, S), y se estudia cómo varía el tamaño del *gap* observado en la curva de conductancia en función del grosor de la capa normal [27]. Otro ejemplo es el estudio de la evolución de la estructura de fonones en sistemas C-I-N₁N₂ en función de distintos grosores de las capas de los dos metales[28].

3.1.6 PUENTES

Esta estructura con conducción por efecto túnel tiene la peculiaridad de que la barrera surge debido a un estrechamiento producido entre dos electrodos en contacto. Habitualmente a los electrodos son mucho más grandes que la franja

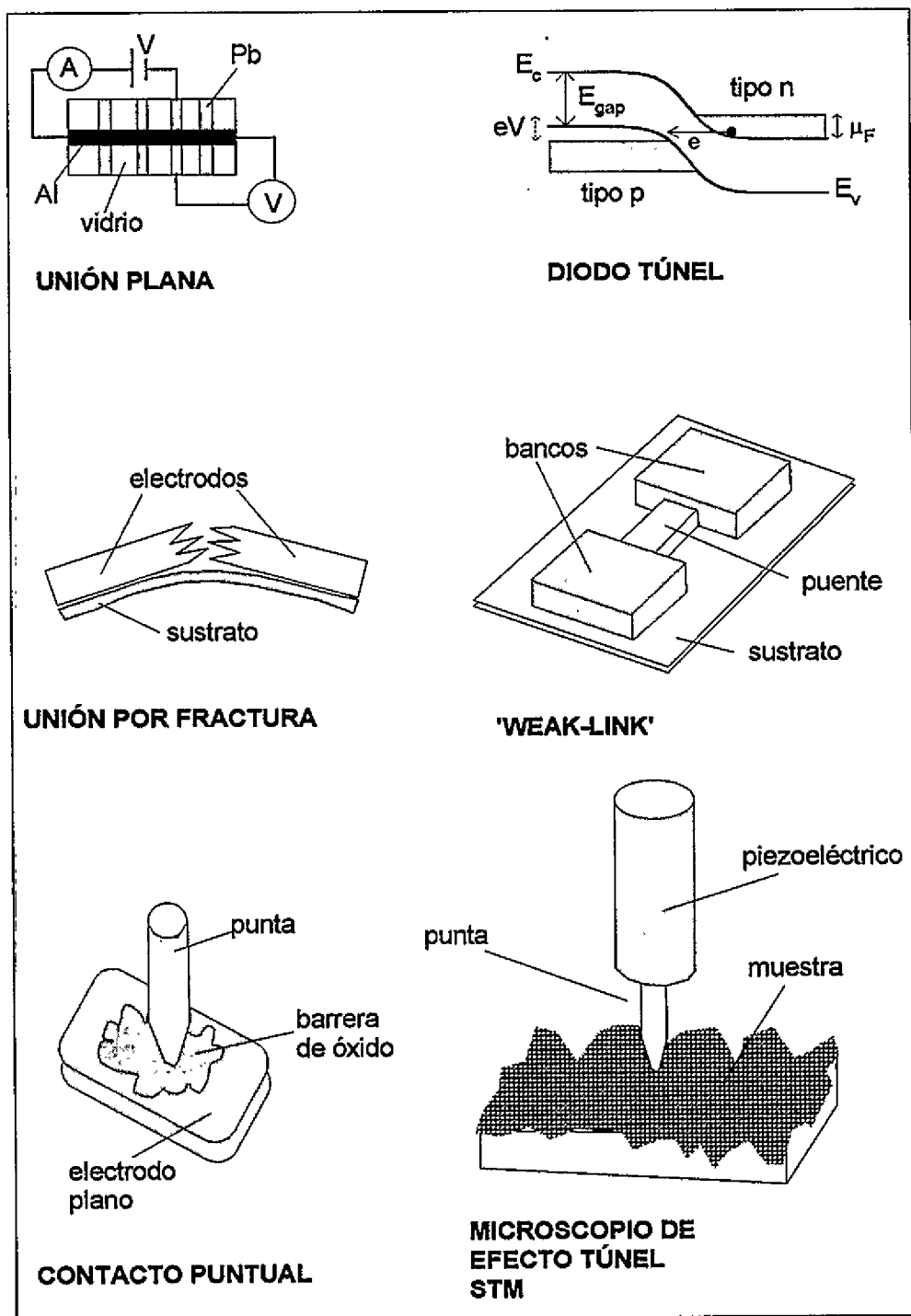


FIGURA 3.2. Distintas técnicas aplicadas a la espectroscopía túnel.

de material que los une, el "puente". Puede fabricarse mediante evaporación o con técnicas similares a las empleadas en microelectrónica. Al estar los dos electrodos en contacto directo (a veces suele ser todo un mismo material) no se

puede hacer un estudio de la conductancia en términos de la barrera de potencial (como en el caso de las uniones planas), por lo que se utilizan fundamentalmente con materiales superconductores para el estudio del efecto Josephson (túnel de pares de Cooper) y su dependencia con la longitud y sección del puente y con la relación de sus dimensiones con las de los electrodos. Se las conoce también por su denominación en inglés, *weak-link* (enlace débil).

3.1.7 STM

Por último llegamos al microscopio de efecto túnel (*Scanning Tunneling Microscope, STM*), un instrumento desarrollado por Binnig y Rohrer en 1982 [10] que ha supuesto un avance fundamental en diversos campos de la ciencia y la tecnología. En principio, es muy similar a un contacto puntual, pero el electrodo en forma de aguja (llamado punta) está unido a un sistema de piezoeléctricos que permiten controlar su posición sobre el electrodo plano (muestra) con precisión de incluso décimas de ångström. La importancia del STM en el campo de la espectroscopía túnel es evidente: permite realizar experimentos en condiciones equivalentes las de cualquiera de las técnicas anteriores casi a voluntad. Se puede estudiar un material conductor para cualquier valor de la transmisión a través de la barrera túnel (distancia punta-muestra) e incluso llegar a crear un contacto metálico (un puente) y poder deshacerlo. Todo esto puede realizarse en distintas posiciones sobre la muestra, o sobre muestras no homogéneas, y estudiar cómo varían sus propiedades electrónicas espacialmente. Además de un instrumento espectroscópico es un microscopio: mediante un equipo electrónico que controle la posición de la punta de forma que mantenga constante la corriente túnel entre punta y muestra, se obtiene una imagen topográfica de la densidad electrónica de la superficie de la muestra. Desde el año de su desarrollo han sido continuos los avances realizados en cuanto a sus aplicaciones, y además de las imágenes de topografía (tomadas a corriente constante), también se obtienen mapas de corriente túnel para distancia punta-muestra constante, mapas de valor aparente de la barrera (permite detectar materiales distintos), imágenes con distinto voltaje de polarización para detectar cambios espaciales en las propiedades electrónicas, mapas del valor de la conductancia a un determinado voltaje, etc. También ha dado lugar al desarrollo de nuevas técnicas como la microscopía de fuerzas atómicas (AFM), y la de interacción magnética (MFM), por citar dos casos. Por tanto, el STM ha abierto un nuevo camino para el estudio de la física de la materia condensada del que aún se están recorriendo sólo los primeros pasos.

3.2 Influencia del estado de la unión en los resultados.

Entre los distintos parámetros que tienen influencia en el resultado de las curvas de espectroscopía túnel se pueden mencionar la naturaleza de la sonda (N (metal normal), S (superconductor), s (semiconductor)); la configuración del sustrato (-S,

-NS, -SN, -SS', -sS); el valor y forma de la barrera túnel, tanto su "altura" como su "anchura", (con valores altos, próximos a la función de trabajo de los electrodos, para los que se tiene el régimen de transmisión túnel, o con valores cercanos a cero, con los que se entra en el régimen de contacto metálico); la posible existencia de impurezas o estados resonantes en la región de la barrera, o el fenómeno del "bloqueo de Coulomb"; el *scattering* elástico e inelástico, y consiguientemente cómo se manifiesta en la corriente túnel el espectro de fonones. Si se estudian materiales superconductores, hay que considerar además efectos como la variación del *gap* superconductor con la temperatura, los distintos mecanismos causantes de la rotura de pares de Cooper (impurezas, campo magnético,...), o la inducción del parámetro de orden superconductor en un metal normal por efecto de proximidad. Y finalmente, habrá que tener en cuenta el efecto de la geometría y de la técnica espectroscópica utilizada para crear la unión túnel (uniones planas, multicapas, contacto puntual, uniones por fractura, dopaje de los electrodos, puentes, etc.).

Ya que todos estos factores influyen en la conductancia túnel, cualquier estudio de los resultados espectroscópicos experimentales pasa por la caracterización de las superficies (de la punta y de la muestra en el caso del STM) que forman la unión túnel. Incluso en el caso de no contar con técnicas de análisis superficial habituales en sistemas de ultra alto vacío, los distintos modos de operación del STM permiten establecer una serie de criterios con el fin de determinar las condiciones de la unión.

Entre las observaciones indicativas de la existencia de una unión limpia, o túnel de vacío entre los electrodos, están las siguientes: reproducibilidad de las imágenes topográficas; valores de la barrera túnel aparente próximos a los de la función de trabajo de los electrodos y variación exponencial de la corriente túnel al variar la separación entre los electrodos; observación del fenómeno de salto al contacto [20, 29] (incremento brusco y repentino de la corriente túnel al aproximar los electrodos) y colapso de la barrera túnel para valores adecuados de la resistencia de la unión; si alguno de los electrodos es superconductor, junto al salto al contacto y colapso de la barrera se debe observar en las curvas de conductancia la aparición de un máximo de conductancia en la región del *gap* debido a la reflexión de Andreev [30, 31]; si la resistencia a la que se observan dichos fenómenos es de unos $10 \text{ k}\Omega$, será una indicación de que el contacto es de escala atómica [?]; y por último, al hacer una indentación con la punta en la muestra es habitual observar la aparición de una protuberancia en su superficie tras retirar la punta [32, 33].

Esta serie de características, junto a otros fenómenos observados en los experimentos realizados con el STM, serán una parte principal del estudio que se muestra en la presente memoria.

4

Espectroscopía túnel en superconductores

4.1 El estado superconductor

Las dos características experimentales básicas que definen el carácter superconductor de un material son la desaparición de su resistencia eléctrica por debajo de una determinada temperatura, T_c [34]; y la expulsión total de un campo magnético aplicado inicialmente a una temperatura T , cuando se disminuye la temperatura por debajo de T_c , (efecto Meissner) [35]. De forma alternativa se puede describir el estado superconductor como un estado cuántico macroscópico definido por un parámetro de orden $\psi(r, t)$. Este parámetro de orden tiene las propiedades de una función de onda del estado fundamental de los estados electrónicos del material y permite describir el condensado de los electrones en pares de Cooper que tiene lugar en un superconductor. Estas características superconductoras se pueden resumir como

- resistividad eléctrica nula, $\rho = 0$,
 - expulsión del flujo magnético, $B = 0$,
 - existencia de un parámetro de orden superconductor, $\psi(r, t) = \sqrt{n_s} e^{i\theta}$,
 - flujo de corriente en el interior del material superconductor,
- $$\vec{J} = e^* \left[\frac{i\hbar}{2m} (\psi \vec{\nabla} \psi^* - \psi^* \vec{\nabla} \psi) - \frac{e^*}{mc} |\psi|^2 \vec{A} \right],$$

donde $e^* = 2e$, c es la velocidad de la luz en el vacío, n_s es la densidad local de pares, y \vec{A} es el potencial vector. La última expresión representa la relación entre la densidad de corriente J y la función de onda del parámetro de orden superconductor ψ , que tiene la forma habitual en mecánica cuántica. Esta expresión permite explicar otros fenómenos característicos del estado superconductor, como los relacionados con el efecto Josephson [4] tratado más adelante.

Otro efecto relacionado con la existencia de un estado cuántico fundamental macroscópico por debajo de una temperatura de transición superconductor, T_c , es el salto que ocurre en el calor específico correspondiente a una transición de fase de segundo orden, lo cual conduce a un estado de menor entropía [36]. En 1950, Ginzburg y Landau [36] publicaron una teoría fenomenológica en la que

se postula la existencia de un parámetro de orden que podría usarse como una medida de la transición de fase al estado superconductor.

Antes del desarrollo de los métodos de espectroscopía túnel, las medidas de calor específico [37] y de absorción infrarroja [38] supusieron la primera evidencia de la existencia de un intervalo de energías prohibidas para los estados electrónicos (denominado comúnmente *gap*, y su anchura Δ) alrededor del nivel de Fermi como característica típica del estado superconductor.

Estas y otras observaciones experimentales fueron las bases de la teoría desarrollada por Bardeen, Cooper y Schrieffer (BCS)[3] para definir el estado superconductor, y posteriormente confirmada con los resultados obtenidos por Giaever [2] mediante espectroscopía túnel.

La teoría BCS es una teoría microscópica, según la cual una interacción atractiva electrón-electrón hace que el sistema de electrones del metal normal sufra una transición hacia un estado de menor energía compuesto por pares de electrones con momento ($k \uparrow, -k \downarrow$), los pares de Cooper. La idea esencial de esta interacción es sencilla: la polarización de la red por un electrón de conducción reduce la energía de un segundo electrón que aparezca en la misma posición un tiempo después. Es decir, es un mecanismo mediado por los fonones de la red. Esto hace posible la larga extensión espacial de los pares de Cooper. En los tiempos típicos asociados con las vibraciones de la red ($\omega_{Debye}^{-1} \simeq 10^{-13}$ s) el electrón que produce la polarización se moverá una distancia del orden $\ell \simeq v_F \omega_{Debye}^{-1} \simeq 1000$ Å, tomando una velocidad de Fermi típica de un metal ($v_F \simeq 10^6$ m/s). Esta distancia es compatible con los valores típicos de la longitud de coherencia de los pares definida en la teoría BCS, $\xi_0 = \hbar v_F / \pi \Delta$.

Según la teoría BCS, el estado fundamental superconductor, $|\Psi_{BCS}\rangle$, se define en términos de la probabilidad de ocupación de los pares de excitaciones, $c_{k\uparrow}^* c_{-k\uparrow}^*$, del estado fundamental normal, $|0\rangle$,

$$|\Psi_0\rangle = \prod_{k=k_1 \dots k_M} (u_k + v_k c_{k\uparrow}^* c_{-k\uparrow}^*) |0\rangle$$

donde $|v_k|^2$ representa la probabilidad de que el par ($k \uparrow, -k \downarrow$) esté ocupado, y $|u_k|^2$ de que esté vacío. Por supuesto, se tiene $|v_k|^2 + |u_k|^2 = 1$. La energía del condensado, el estado fundamental del superconductor, se puede obtener a partir del llamado hamiltoniano de aparamiento o reducido,

$$H_{BCS} = \sum_k \varepsilon_k n_k + \sum_{k,l} V_{k,l} c_{k\uparrow}^* c_{-k\uparrow}^* c_{l\uparrow} c_{-l\uparrow}$$

donde $V_{k,l}$ es el potencial de interacción atractiva electrón-electrón, c_k^* y c_k son los operadores de creación y destrucción de electrones con momento k , y n_k es el número de partículas del estado fundamental con momento k y con energía ε_k . Se define $\xi_k = \varepsilon_k - E_F$ como la energía de dichas partículas respecto del nivel de Fermi. La energía del sistema será

$$\langle \Psi_0 | H_{BCS} | \Psi_0 \rangle = 2 \sum_k \xi_k |v_k|^2 + \sum_{k,l} V_{k,l} u_k v_k^* u_l^* v_l$$

ya expresada en términos de los operadores de creación y destrucción de los pares. Partiendo de esta expresión se define tanto el *gap* superconductor, Δ , en función de la interacción atractiva

$$\Delta_k = \sum_l V_{k,l} u_l v_l$$

como la energía, E_k , de excitación de las cuasipartículas (ya no son electrones, pues provienen de los pares de Cooper y pueden tener carácter de tipo electrón, $k \uparrow$, o de tipo hueco, $-k \downarrow$) que componen el estado superconductor

$$E_k = (\Delta_k^2 + \xi_k^2)^{1/2}$$

A partir de esta definición se puede obtener el espectro de excitaciones de cuasipartículas del superconductor, de gran importancia para el análisis de los experimentos de espectroscopía túnel. La densidad de excitaciones superconductoras es

$$\frac{d n}{d E_k} = \frac{d n}{d \xi_k} \frac{d \xi_k}{d E_k} = \frac{N(0) |E|}{\sqrt{E_k^2 - \Delta_k^2}} \equiv N(0) N_T(E)$$

donde $N(0)$ es la densidad de estados al nivel de Fermi en estado normal. En la figura 4.1 vemos un esquema comparativo de la densidad de estados y de la energía de las excitaciones elementales entre el estado normal y el estado superconductor.

Combinando las ecuaciones anteriores para Δ_k y E_k se obtiene la ecuación central de la teoría BCS, la ecuación autoconsistente del *gap*, que generalizada a temperatura finita, T , es

$$\Delta_k = \sum_l V_{k,l} \frac{\Delta_l}{2E_l} [1 - 2 f(E_l)]$$

siendo $f(E_l) = [1 + \exp(E_l/k_B T)]^{-1}$ la función de Fermi.

Si se convierte la suma en l en una integral en E_l , y se considera el potencial atractivo, V , como constante por debajo de una determinada energía de corte, $\hbar\omega_c$, resulta

$$\Delta = N(0)V \int_{\Delta}^{\hbar\omega_c} \frac{\Delta}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} [1 - 2 f(E)] dE$$

El factor $N(0)V$ se toma como una medida adimensional de la interacción atractiva electrón-electrón mediada por la red, es decir, del acoplamiento electrón-fonón. La ecuación para el *gap* permite obtener una serie de relaciones importantes en el caso de acoplamiento débil electrón-fonón ($N(0)V \ll 1$):

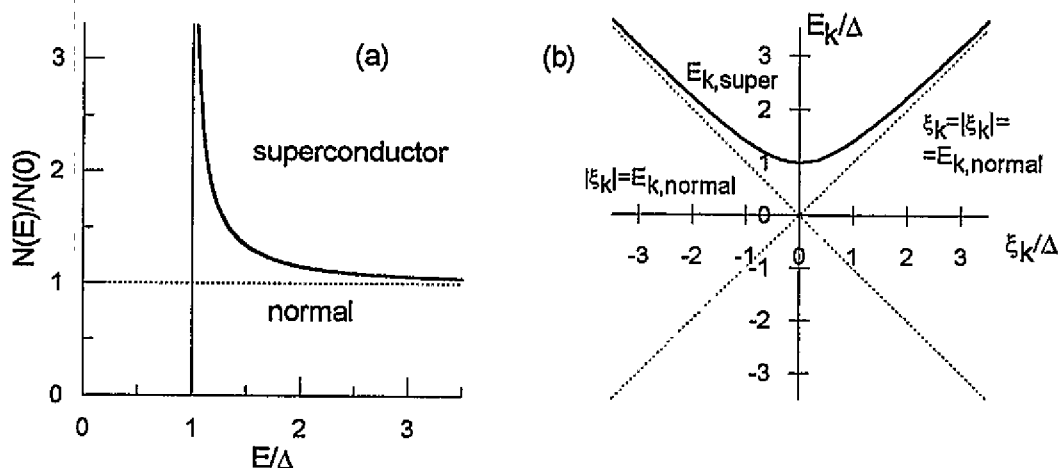


FIGURA 4.1. Comparación entre el estado normal y el estado superconductor: (a) Densidad de estados electrónicos. (b) Energía de las excitaciones elementales.

- el valor del gap a temperatura $T = 0$

$$\Delta(0) \simeq 2\hbar\omega_c \exp \frac{-1}{N(0)V}$$

- la temperatura de transición, T_c , para la cual se tiene $\Delta = 0$

$$k_B T_c \simeq 1.13\hbar\omega_c \exp \frac{-1}{N(0)V}$$

Con estas dos relaciones se obtiene la conocida relación entre el *gap* y la temperatura de transición en el caso de acoplamiento débil electrón-fonón

$$\frac{2\Delta(0)}{k_B T_c} = 3.53$$

así como el comportamiento del *gap* para temperaturas cercanas a T_c

$$\Delta(T) \simeq 3.2k_B T_c \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{1/2}$$

El valor de la interacción electrón-fonón, $N(0)V$, se puede obtener a partir de medidas de calor específico, que permiten conocer la temperatura de Debye, θ_D , y de ahí la frecuencia de corte usada en la teoría BCS, $\omega_c = \omega_{Debye} = k_B \theta_D / \hbar$.

En la figura 4.2 se muestran, a modo de breve repaso, el comportamiento de diversas magnitudes termodinámicas en relación con el estado superconductor.

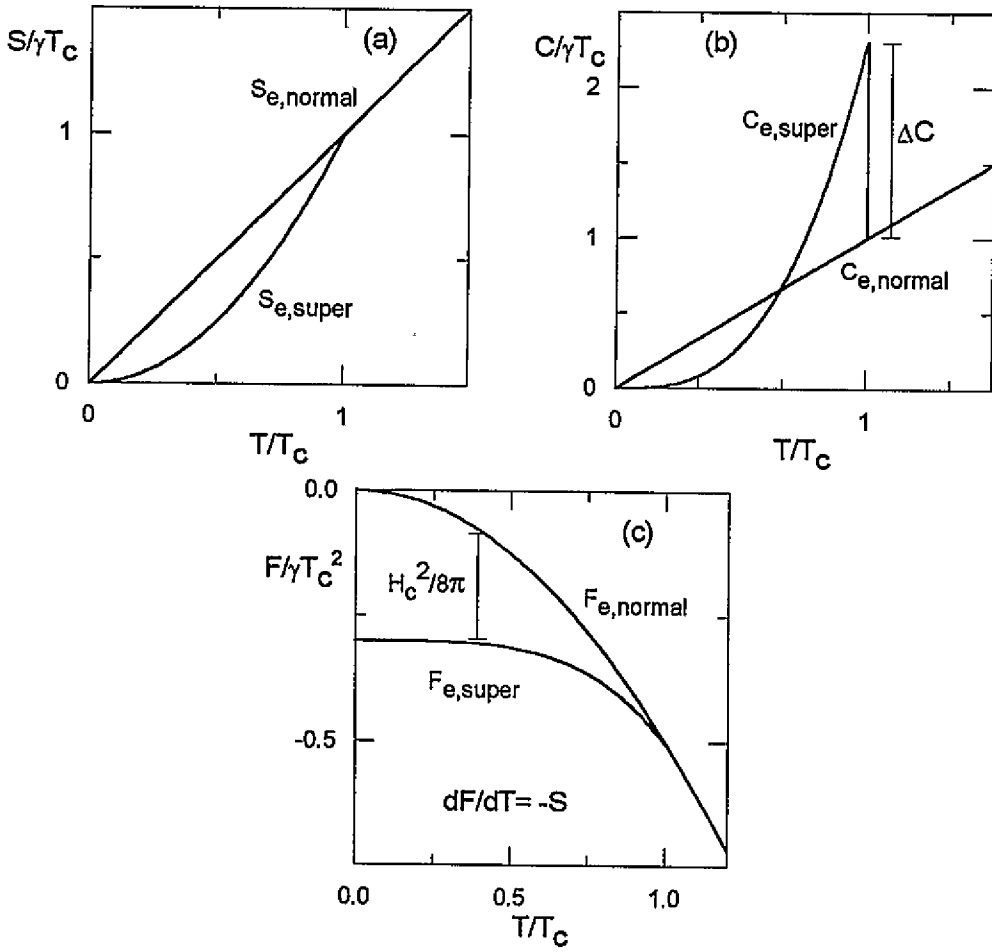


FIGURA 4.2. Comparación de diversas magnitudes termodinámicas en estado normal y en estado superconductor: (a) entropía, (b) calor específico, y (c) energía libre.

4.2 El estado superconductor visto con espectroscopía túnel

En este apartado veremos cómo se reflejan en la densidad de estados del superconductor una serie de fenómenos de gran importancia en el campo de la espectroscopía túnel en superconductores.

4.2.1 GAP SUPERCONDUCTOR Y ESTRUCTURA DE FONONES

Las distintas técnicas de espectroscopía túnel permiten obtener una representación de la densidad de estados de los materiales estudiados a través de las curvas de conductancia, $G(E) = dI/dV$. En el caso de los superconductores, el conocimiento de la conductancia a temperaturas por encima y por debajo de T_c ($G_N(E)$ en estado normal y $G_S(E)$ en estado superconductor) hace posible la determinación de las propiedades superconductoras del material mediante el estudio

de $G_S(E)/G_N(E)$. Esta magnitud será proporcional a la densidad de estados del superconductor.

El campo de la espectroscopía túnel aplicada al estudio detallado de la densidad de estados de materiales superconductores fue abierto por McMillan y Rowell con sus trabajos sobre superconductividad de acoplamiento fuerte en plomo (*Strong coupling superconductivity in Pb*) en los años 1965-1969 [39]. En ellos se realiza un completo análisis de los resultados experimentales de la conductancia túnel en uniones planas Pb-Pb, que permite la determinación de una serie de parámetros que definen el estado superconductor:

- $\Delta(E)$, el parámetro de orden o *gap* superconductor, como magnitud compleja dependiente de la energía,
- $\alpha^2 F(\omega)$, la función espectral de fonones, en términos de la energía ω ,
- $Z(E)$, una función de renormalización de la energía debido al espectro de fonones, que permite determinar el potencial de apareamiento autoconsistente: $\Phi = Z * \Delta$,
- Δ_0 , el valor del *gap* a $T = 0$,
- $\lambda = 2 \int [\alpha^2(\omega) F(\omega) d\omega / \omega]$, parámetro introducido por McMillan para medir la fuerza del acoplamiento electrón-fonón, relacionado con la función de renormalización por $Z(0) = 1 + \lambda$,
- $\mu = N(0)V_C$, medida adimensional del potencial coulombiano en el estado fundamental superconductor.

En la figura 4.3 se muestra cómo una determinada función espectral de fonones se ve reflejada en $\Delta(E)$ y en la densidad de estados [40].

A partir de los trabajos de McMillan y Rowell, se realizaron gran número de trabajos en los que se mostró la importancia del estudio de la estructura de fonones de diversos materiales con el fin de conocer el comportamiento de sus propiedades superconductoras, tanto en muestras puras como en aleaciones.

Este tipo de experimentos se realizan habitualmente mediante la técnica de uniones planas, con la configuración CIS o CINS, dando lugar a resultados con muy alta resolución en energía debido a la estabilidad del montaje. También se ha usado la técnica de contacto puntual tanto en el régimen de contacto (fonones en estado normal), como en el de túnel (gracias a barrera de óxido, fonones en estado superconductor). Los resultados con esta última técnica suelen presentar un espectro algo más ensanchado (menor resolución) pero permite un estudio más versátil del material [41]. A pesar de todo sigue siendo necesaria la presencia de una capa aislante que permita el establecimiento de la unión túnel.

En cambio, la versatilidad que supone usar el STM como sonda espectroscópica, al combinar la posibilidad de exploración topográfica y de variar la barrera túnel

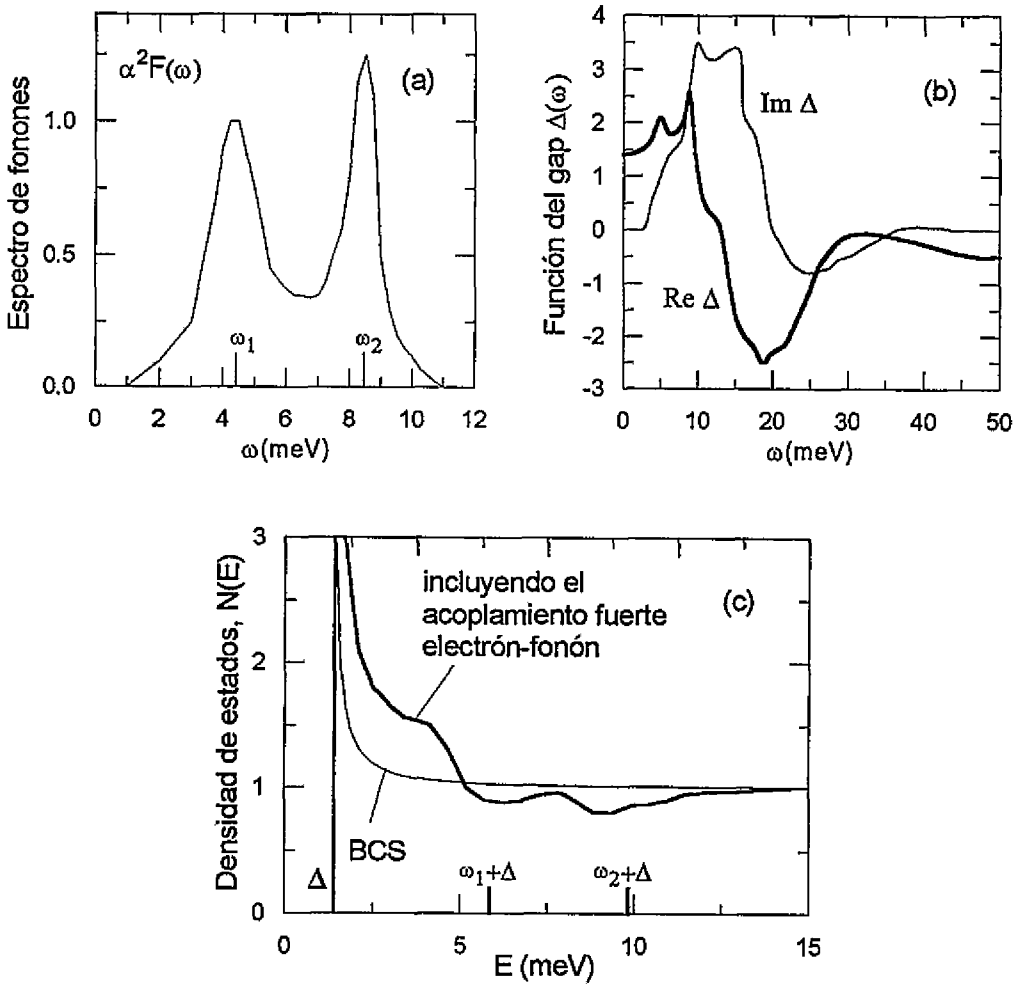


FIGURA 4.3. (a) Espectro de fonones, (b) potencial de pares, $\Delta(E)$ y (c) densidad de estados de un superconductor con acoplamiento fuerte electrón-fonón, el plomo.

(hasta poder llegar al contacto punta-muestra), le hacen una herramienta importantísima para el estudio local de las propiedades superconductoras, sobre todo en materiales que presenten variaciones espaciales de su composición, como es el caso de aleaciones superconductoras. Este tipo de estudio puede ser perfectamente utilizado para determinar las características de materiales mucho más complejos como son los superconductores de alta temperatura crítica.

4.2.2 EFECTO JOSEPHSON

La posibilidad teórica de una corriente de pares de Cooper a voltaje cero, tuneando a través de una barrera entre dos superconductores fue enunciada por primera vez en 1962 por Josephson [4]. Esta característica del túnel entre superconductores fue observada por primera vez en 1960 por Nicol, Shapiro y Smith [42], pero permaneció sin explicar hasta el trabajo de Josephson. Las características

que definen este efecto Josephson *dc* son la existencia de un límite superior bien definido para la densidad de corriente a voltaje cero, J_c , así como el efecto que sobre dicho valor tiene el campo magnético, que puede llegar a hacerlo desaparecer [43]. Otra predicción de Josephson era que al polarizar con voltaje distinto de cero una unión túnel formada por dos superconductores, S-S, que presentase túnel de pares de Cooper, emitiría radiación con una frecuencia $\nu = 2eV/\hbar$. Este efecto Josephson *ac* fue observado por vez primera por Giaever en 1965 [44].

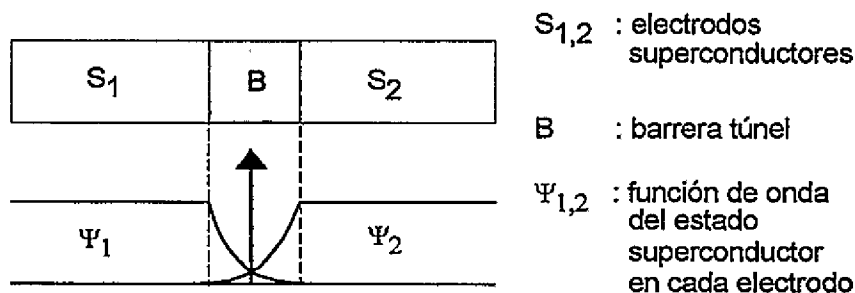


FIGURA 4.4. Esquema de una unión Josephson

Existen diversos formalismos que conducen a la obtención de una expresión para la corriente de pares. Aquí haré una breve exposición general de ellos. En la figura 4.4 se muestra un esquema de una unión Josephson, en la que cada electrodo se define mediante la función de onda del estado superconductor,

$$\psi_i = \psi_{0,i} e^{i\theta_i}, \quad i = 1, 2$$

donde θ_i es la fase del parámetro de orden superconductor en cada electrodo. La corriente entre ellos se obtendrá a partir de la evolución temporal del sistema, definido por un hamiltoniano que incluye las funciones de onda de los dos electrodos y su solape.

Si los dos electrodos son iguales, se obtiene que la corriente de pares a $V = 0$, también llamada corriente crítica, es función de la diferencia de fase del parámetro de orden entre los dos superconductores

$$I = I_0 \text{ sen } \theta, \quad \theta = \theta_1 - \theta_2$$

Al aplicar una diferencia de potencial V entre los electrodos, la diferencia de fase variará con el tiempo, $\partial\theta/\partial t = 2eV/\hbar$, dando lugar a una corriente alterna de pares de Cooper

$$I = I_0 \text{ sen } \left(\theta_0 + \frac{2e}{\hbar} Vt \right)$$

con frecuencia $\omega = 2eV/\hbar$. Este es el efecto Josephson *ac*.

A partir de los trabajos iniciales de Josephson, se prestó gran atención al estudio de este fenómeno, sobre todo teniendo en cuenta la teoría BCS, e incluyendo diversos efectos como acoplamiento fuerte electrón-fonón, impurezas magnéticas, etc.

Destaca la teoría desarrollada por Ambegaokar y Baratoff[45] en 1963 que trata sobre el valor máximo de la corriente de pares a voltaje cero y su evolución con la temperatura. Los resultados principales de dicho estudio son

- a $T = 0$, y si los dos superconductores no son muy distintos, $\Delta_1 \simeq \Delta_2$, la corriente crítica Josephson tiene la expresión aproximada

$$I_0 \simeq \frac{\pi \hbar}{e R_N} \frac{\Delta_1 \Delta_2}{\Delta_1 + \Delta_2}$$

donde R_N es la resistencia de la unión en estado normal.

- si la unión es simétrica, $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$, se puede obtener la expresión exacta

$$I_0 = \frac{\Delta \pi \hbar}{2e R_N}$$

así como su evolución con la temperatura

$$I_0(T) = \frac{\pi \hbar \Delta(T)}{2e R_N} \tanh \left(\frac{\Delta(T)}{2k_B T} \right)$$

Experimentos posteriores han producido resultados que demuestran perfectamente la validez de la teoría de Ambegaokar y Baratoff, incluyendo efectos de acoplamiento fuerte. Entre ellos podemos enunciar los de Balsamo *et al.* y de Lim *et al.* [46](ver figura 4.5).

En cuanto a la determinación de la curva característica corriente-voltaje de una unión Josephson destaca el modelo RSJ[47], que simula dicha unión mediante un circuito eléctrico equivalente mostrado en la figura 4.6.

Según este modelo la corriente total que circula a través de la unión al polarizarla con un voltaje $V(t)$ será

$$I(V) = C \frac{dV(t)}{dt} + \frac{V(t)}{R_N} + I_0 \operatorname{sen} \theta(t)$$

Sin embargo las uniones Josephson son un sistema que se ve muy afectado por el ruido térmico, conocido como fluctuaciones térmicas. La excitación térmica puede producir un desequilibrio en la fase del parámetro de orden de los superconductores dando lugar a un redondeo de las características asociadas a la corriente de pares en las curvas $I - V$ de estas uniones. Este redondeo se debe a la relación entre la energía de acoplamiento Josephson, $\hbar I_0(T)/e$, y la energía

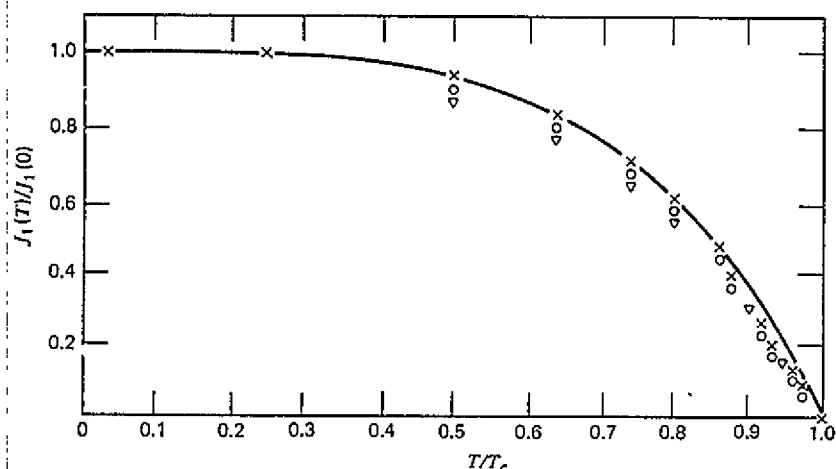


FIGURA 4.5. Comportamiento de la corriente túnel Josephson con la temperatura

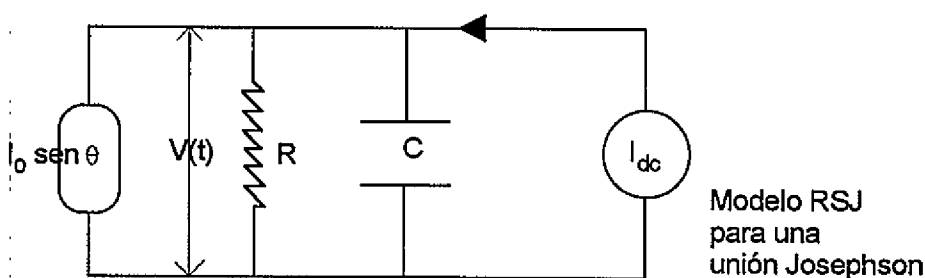


FIGURA 4.6. Circuito RSJ equivalente de una unión Josephson real

térmica, $k_B T$. Se mide en función del parámetro $\gamma = \hbar I_0(T)/ek_B T$, y es mayor cuanto menor es el valor de γ . Los trabajos de Falco *et al.* [48] en distintos tipos de uniones Josephson (uniones planas, puentes,...) han mostrado la existencia de un gran acuerdo entre los resultados y las distintas predicciones teóricas.

Por último mencionaré el efecto que puede tener en la corriente Josephson la geometría de las distintas técnicas utilizadas para crear uniones Josephson. Estas se pueden dividir entre las que presentan dicho fenómeno por transmisión túnel (como en el caso de las uniones planas con barrera de óxido) y en las que se produce por transmisión directa a través de una constricción entre los electrodos.

El primer caso resulta descrito completamente mediante la teoría de Ambegaokar y Baratoff antes mencionada.

El segundo caso es mucho más complejo, y sobre él se puede encontrar una completa discusión en el monográfico de K.K Likharev "Josephson weak-links" [8].

El aspecto fundamental de este tipo de estructuras (ver figura 4.7) es que las altas densidades de corriente que se tienen en la región que une los electrodos

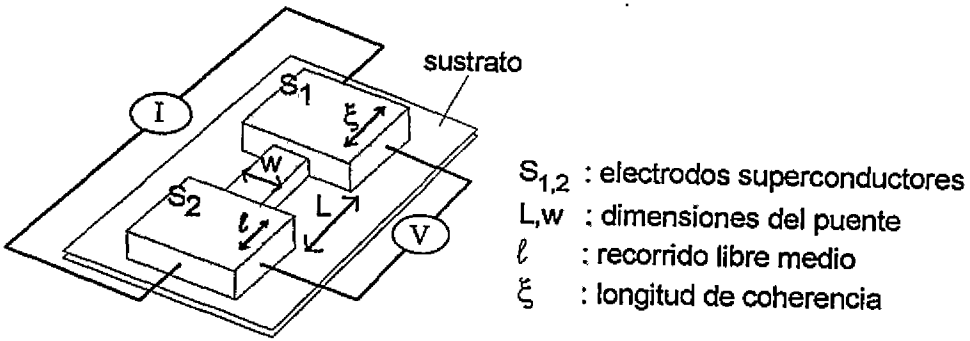


FIGURA 4.7. Esquema de un weak-link

pueden producir desequilibrios en las distribuciones de los pares de Cooper en los electrodos y hacer que la relación de la corriente de pares con la diferencia de fase del parámetro de orden electrodos deje de ser sinusoidal, y dé lugar a un aumento de su valor máximo a voltaje cero. Las teorías más importantes al respecto son las desarrolladas por Aslamazov y Larkin [49] en 1969 y por Kulik y Omelyanchuk [50] en 1975. Las predicciones para el valor de la corriente crítica se basan fundamentalmente en las relaciones entre los valores de los distintos parámetros del sistema: recorrido libre medio de los electrones, longitud de coherencia de los pares, naturaleza de la zona de unión entre los electrodos y el tamaño de la zona de unión y de los dos bancos superconductores.

Como resumen, en la figura 4.8 se muestra cómo es la corriente de pares en función de la diferencia de fase, y de la temperatura según las distintas teorías.

4.2.3 REFLEXIÓN DE ANDREEV

Además de los procesos de transmisión directa de electrones o de pares de Cooper antes mencionados existe un fenómeno de reflexión electrón-hueco enunciado por Andreev en 1964 [30], y conocido como reflexión de Andreev. Básicamente se puede enunciar como la posibilidad de tener corriente de cuasipartículas para voltajes comprendidos en la región de estados prohibidos del gap superconductor. A continuación se describen brevemente algunas de las implicaciones que este proceso tiene en la transmisión de corriente en uniones formadas por al menos un electrodo superconductor (Siempre para temperatura cero para simplificar la discusión).

En un superconductor aislado la excitación más simple que conserva el número de partículas consiste en excitar un electrón y un hueco (ver figura 4.9).

La energía de esta excitación es

$$\begin{aligned}
 (E_k + \mu) &= \text{añadir un electrón} \\
 + (E_{k'} - \mu) &= \text{añadir un hueco} \\
 = E_k + E_{k'} &\geq 2\Delta
 \end{aligned}$$

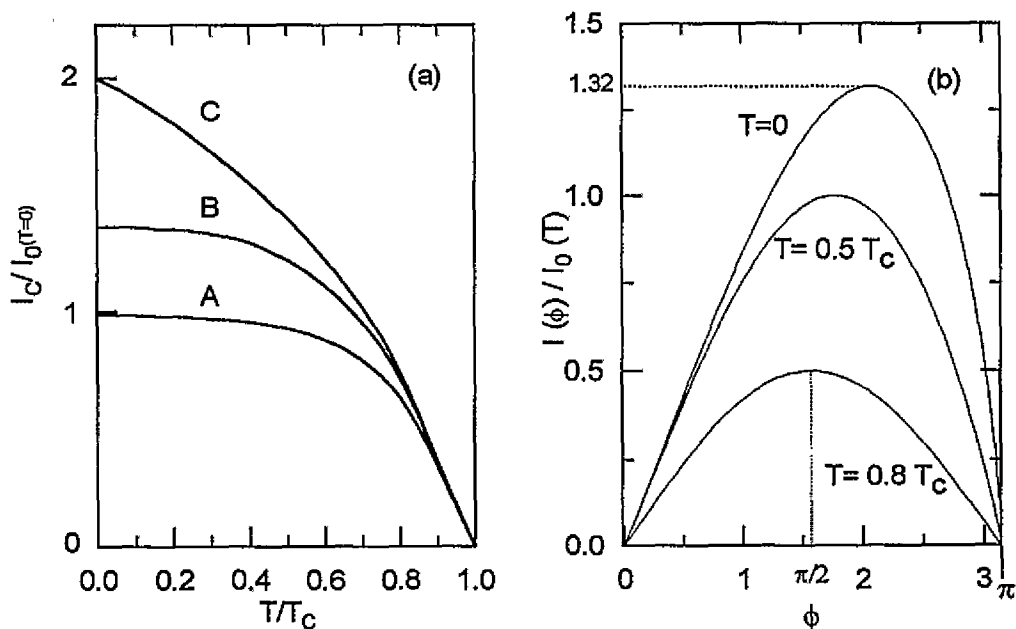


FIGURA 4.8. (a) La corriente de pares en función la temperatura de acuerdo con la teoría de Ambegaocar y Baratoff para uniones túnel (curva A), y según la teoría de Kulik y Omelyanchuk para weak-links en los límites ($\ell \ll L, \xi$) (curva B) y ($\ell \gg \xi, L$) (curva C). En (b) se presenta su evolución con la diferencia de fase para el caso de la curva B.

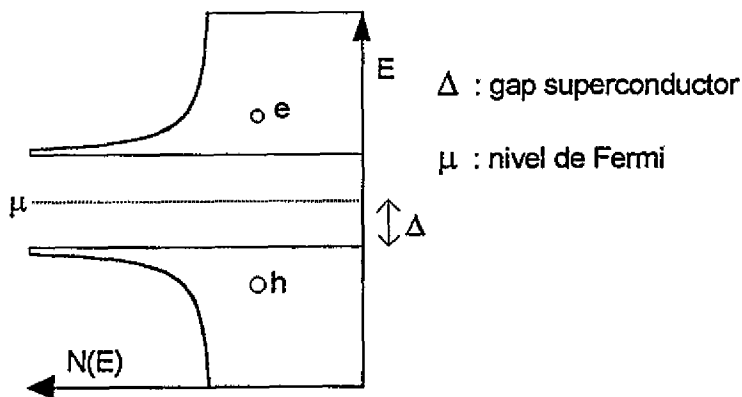


FIGURA 4.9. Excitación elemental en un superconductor

donde μ es el nivel de Fermi, E_k es la energía de la excitación respecto del nivel de Fermi, y Δ es el valor del *gap* superconductor. Obviamente, al ser un superconductor no puede haber excitaciones con $E < \Delta$.

Si se tienen dos superconductores, el proceso de transmisión de un electrón del

electrodo 1 al 2 es el indicado en el esquema de la figura 4.10.

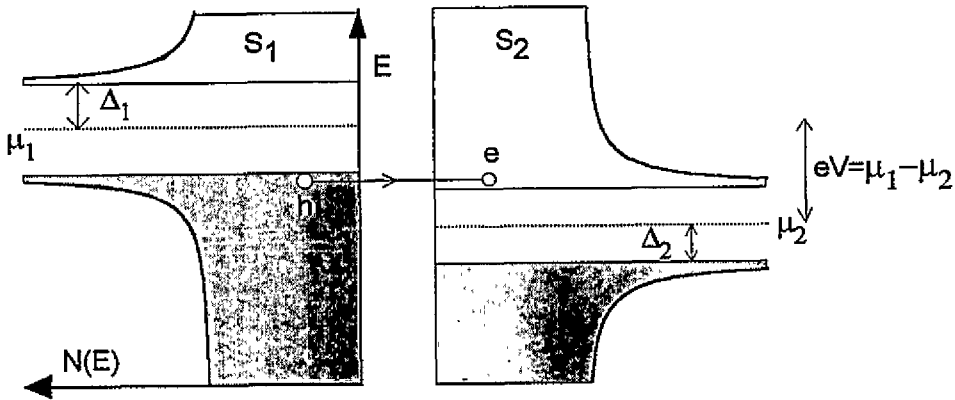


FIGURA 4.10. Diagrama del proceso de transmisión túnel S-S

A temperatura cero no hay ninguna excitación previa, por tanto la energía inicial es cero y la final (resultante de crear un hueco en 1 a energía $E_1 < \mu_1 - \Delta$ y un electrón en 2 con energía $E_2 > \mu_2 + \Delta$) deberá ser también cero,

$$\begin{aligned} (E_1 - \mu_1) + (E_2 + \mu_2) &= 0 \\ (E_1 + E_2) &= (\mu_1 - \mu_2) = eV \end{aligned}$$

donde la diferencia entre los niveles de Fermi, μ_1 y μ_2 , corresponde al voltaje aplicado. Como debe cumplirse que $E_1 \geq \Delta_1$ y $E_2 \geq \Delta_2$, sólo habrá corriente túnel si $eV \geq \Delta_1 + \Delta_2$. Esto correspondería a curvas características mostrando el *gap* superconductor.

A continuación se trata el mismo proceso, pero teniendo en cuenta el fenómeno de la reflexión de Andreev, e incluyendo los pares de Cooper en la conservación de la carga. (Los pares están siempre a la energía del nivel de Fermi, μ). En el proceso de túnel de un electrón de 1 a 2 la situación será:

- a) se crea un hueco en 1 para enviar un electrón a 2,
- b) ese electrón no puede estar como tal en 2, pues entraría dentro del *gap*, la región de estados electrónicos prohibidos, por tanto allí se crea un par de Cooper a energía μ_2 y rebota un hueco hacia 1,
- c) este hueco, por la misma razón anterior, no puede entrar en 1, por lo que se rebota a 2 como electrón dejando en 1 un par, esta vez de huecos, a energía μ_1 ,
- d) y finalmente, el último electrón sí puede entrar en 2 en la región de estados electrónicos desocupados, con lo que se ha completado el proceso de transmisión túnel (ver figura 4.11).

Este proceso de transmisión también debe conservar la energía:

$$0 = \underset{(a)}{(E_1 - \mu_1)} + \underset{(b)}{(2\mu_2)} + \underset{(c)}{(-2\mu_1)} + \underset{(d)}{(E_2 + \mu_2)}$$

$$(E_1 + E_2) = 3(\mu_1 - \mu_2) = 3eV$$

y se puede comprobar que mediante los procesos de reflexión electrón-hueco se consigue tener corriente de cuasipartículas para voltajes menores que el valor del *gap*,

$$\Delta_T = \Delta_1 + \Delta_2; \quad eV \geq \frac{2}{3}\Delta_T$$

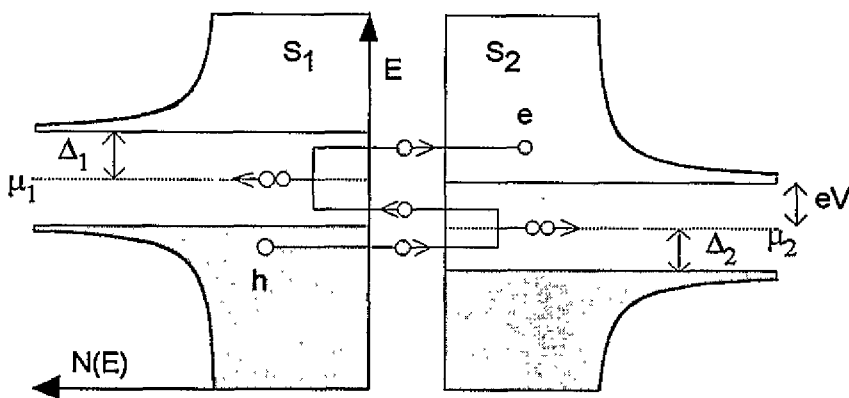


FIGURA 4.11. Diagrama del proceso de transmisión Andreev S-S

Por tanto, en procesos con el suficiente número de reflexiones de Andreev será posible que un electrón 'tunelee' entre dos superconductores para cualquier valor de voltaje y temperatura menor que T_c .

El caso del túnel con reflexión de Andreev entre un metal normal y un superconductor se puede tratar del mismo modo. Tiene lugar el siguiente proceso:

- a) crear un hueco en N para mandar un electrón hacia S,
- b) si ese electrón no puede estar como tal en S, pues su energía es menor que el *gap*, allí se crea un par a energía μ_2 y rebota un hueco hacia N,
- c) y finalmente este hueco sí cabe en N, con lo que se ha completado el proceso de transmisión túnel (ver figura 4.12).

La conservación de la energía en este proceso es:

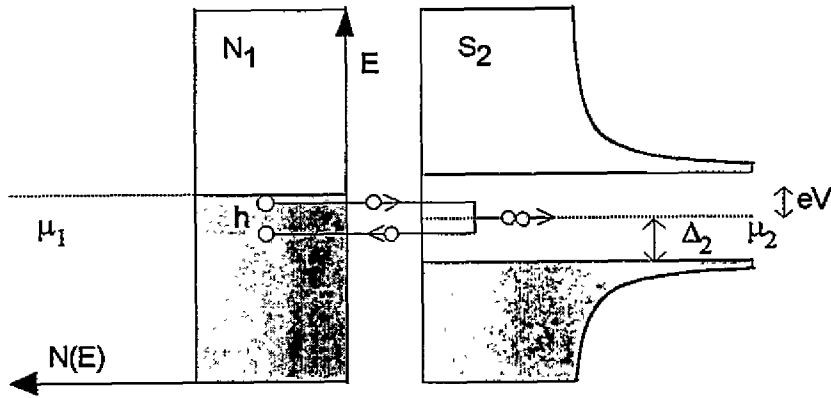


FIGURA 4.12. Diagrama del proceso de transmisión Andreev N-S

$$0 = \underbrace{(E_1 - \mu_1)}_{(a)} + \underbrace{(2\mu_2)}_{(b)} + \underbrace{(E_1 - \mu_2)}_{(c)}$$

$$2E_1 = 2(\mu_1 - \mu_2) = 2eV$$

Como E_1 puede tomar cualquier valor (corresponde al metal normal) se comprueba que una sola reflexión hace posible el paso de corriente para cualquier valor de V .

Para el proceso de túnel de un electrón entre metales normales el balance energético es:

$$\begin{aligned} 0 &= (E_1 - \mu_1) + (E_2 - \mu_2) \\ E_1 &= E_2 \\ 2E &= (\mu_1 - \mu_2) = eV \end{aligned}$$

Se puede comprobar que para electrones con energía menor que Δ , resulta "más barata" energéticamente la transmisión por reflexión de Andreev que mediante túnel directo. Es decir, para estados con energía $E < \Delta$ en el caso N-S se tiene el doble de electrones tuneleando que si $E > \Delta$ (o para el caso N-N, con cualquier E). De este modo, en el caso N-S resulta una curva $I - V$ con pendiente $2/R_N$ para $eV < \Delta$ y para voltajes mayores continúa con pendiente $1/R_N$. Esto da lugar a un exceso de corriente para altos voltajes respecto de la que circularía si no hubiera procesos de reflexión electrón-hueco como se indica en la figura 4.13. Este exceso de corriente, I_{exc} es constante, y para barrera cero entre los electrodos su valor en el caso N-S es $4\Delta/3eR_N$, mientras que para sistemas S-S vale $8\Delta/3eR_N$ [31, 51].

Esta descripción de los procesos de reflexión de Andreev se ha hecho suponiendo que la probabilidad de transmisión entre los electrodos es uno en todos los casos. El efecto de una transmisión distinta de uno, debido a la existencia de una barrera

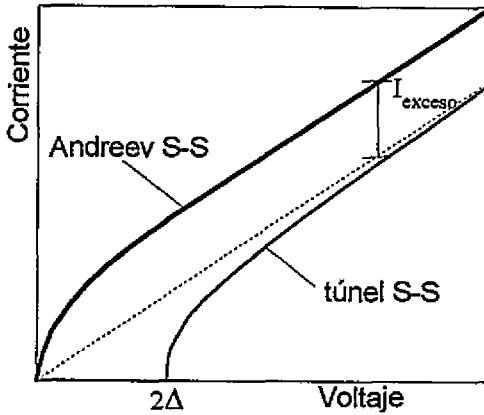


FIGURA 4.13. Curvas $I - V$ en los regímenes de conducción túnel y Andreev para el sistema S-S.

túnel es que la reflexión de Andreev sólo se manifieste claramente cuando la barrera esté prácticamente colapsada, más aún en el caso S-S, puesto que se necesitan varias reflexiones (varios pasos de la barrera) para tener corriente con $eV \ll \Delta$.

4.2.4 EFECTO DE PROXIMIDAD.

Al depositar un metal normal, N, sobre un superconductor, S, con buen contacto entre ellos, los pares de Cooper pueden pasar de S a N, es decir, las propiedades superconductoras se extienden de S a N. Este fenómeno se conoce como efecto de proximidad, y en el caso de metales puede ser de largo alcance, pues los pares penetran distancias típicas del orden de 100 nm.

Los primeros experimentos con indicios de efecto de proximidad fueron realizados por Meissner en 1958 [35], y en ellos se observó el paso de corriente a $V = 0$ entre dos superconductores separados por una capa de oro de unos 100 nm de espesor.

Una descripción correcta de estos sistemas inhomogéneos no puede hacerse dentro de la teoría BCS, ya que ésta asume invariancia traslacional para el parámetro de orden superconductor, Δ . El tratamiento adecuado es la teoría desarrollada por Gorkov en 1958 [52]. En dicha teoría se define el parámetro de orden superconductor como $\Delta(r) = V(r)F(r)$, donde $V(r)$ es la interacción efectiva electrón-electrón y $|F(r)|^2$ es la amplitud de probabilidad de hallar un par en la posición r .

A partir de este primer trabajo, deGennes, Guyon y Werthamer [53, 54, 55, 56] desarrollaron una extensa teoría sobre el efecto de proximidad cuyos aspectos más destacados resumiré a continuación.

La situación más simple en la que se puede abordar el efecto de proximidad en un sistema N-S se tiene si las interacciones electrón-electrón en N son despreciables ($V_n(r) = 0$) y no hay campo magnético presente. Las distintas teorías

conducen a un decrecimiento casi exponencial de la probabilidad de condensación de pares en el metal normal,

$$F(x) = F_0(x) \exp[-K|x|],$$

donde $F_0(x)$ es una función suave. Esta expresión es válida para $|x| \gg K^{-1}$.

Si N es un metal "limpio", es decir, el recorrido libre medio, ℓ_N , es grande comparado con la longitud de coherencia, ξ_N , entonces

$$K^{-1} = \frac{\hbar v_{F,N}}{2\pi k_B T}$$

donde $v_{F,N}$ es la velocidad de Fermi en N y T es la temperatura de trabajo. La distancia K^{-1} se define como la profundidad de penetración de los pares.

La teoría de deGennes-Werthamer asume que N es un metal "sucio", $\ell_N \leq \xi_N$, y la fuga de pares de S a N será controlada por un proceso de difusión. La ecuación anterior para F sigue siendo válida, pero ahora la longitud de coherencia y la profundidad de penetración de los pares en N viene dada por

$$K^{-1} = \xi_N = \left(\frac{\hbar D}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\hbar v_{F,N} \ell_N}{6\pi k_B T} \right)^{\frac{1}{2}}$$

donde D es el coeficiente de difusión $D = v_{F,N} \ell_N / 3$.

Si en el metal N existe una interacción atractiva entre los electrones, es decir, es un superconductor con temperatura de transición $T_{C,N}$ menor que la temperatura de trabajo, se tiene una nueva situación. K^{-1} diverge cuando $T \rightarrow T_{C,N}$. y para $T \ll T_{C,N}$, se tiene

$$K^{-1} = \left(\frac{\hbar D}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{2}{\log(T/T_{C,N})} \right)$$

En la figura 4.14(a) está representado el parámetro de orden cerca de una frontera N-S.

Una forma de conocer esas distancias, K^{-1} , es mediante el estudio de la corriente crítica de estructuras S-N-S. Un esquema de este tipo de unión lo tenemos en la figura 4.14(b). El análisis de estas uniones dentro de la aproximación de límite sucio da el mismo resultado para la corriente de pares que en el caso S-I-S ($I = I_0 \sin(\phi)$). La expresión para $I_0(T)$ en el caso S-N-S [56] se puede escribir como

$$I_0(T) \propto (T_{C,S} - T)^2 \exp(-2d_N K_N).$$

En el caso S-I-S la corriente crítica $I_0(T)$ cerca de la temperatura crítica, $T_{C,S}$, se puede escribir como $I_0(T) \propto |F_0(T)|^2$ [57] y por tanto su dependencia con la temperatura es $I_0(T) \propto (T_{C,S} - T)$ mientras que para la unión S-N-S es $I_1(T) \propto (T_{C,S} - T)^2$.

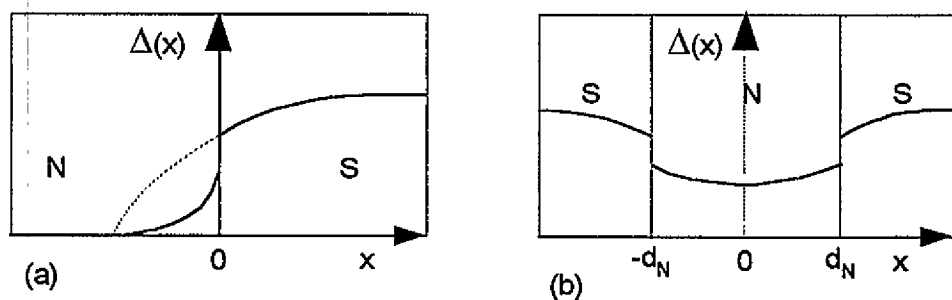


FIGURA 4.14. El parámetro de orden Δ en las uniones S-N (a) y S-N-S (b).

Otro tipo de estructura interesante para el estudio del efecto de proximidad es el sistema S-I-NS (figura 4.15) usado por Rowell y Smith [58]. El parámetro de orden en el superconductor de la derecha está definido cerca de la unión NS por la ecuación de Ginzburg-Landau como

$$\Delta = \Delta_0(T/T_C) \sin \pi[(x + b)/2\xi_{GL}], \text{ para } (0 < x < a),$$

y lejos de la interfase por su valor BCS,

$$\Delta = \Delta_0(T/T_C), \text{ para } (x > a).$$

En el metal normal ($-d_N < x < 0$) el parámetro de orden sigue el modelo de Werthamer mostrado en la figura 4.14.

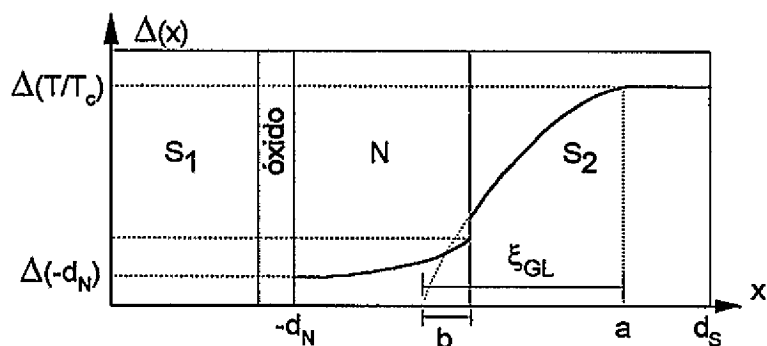
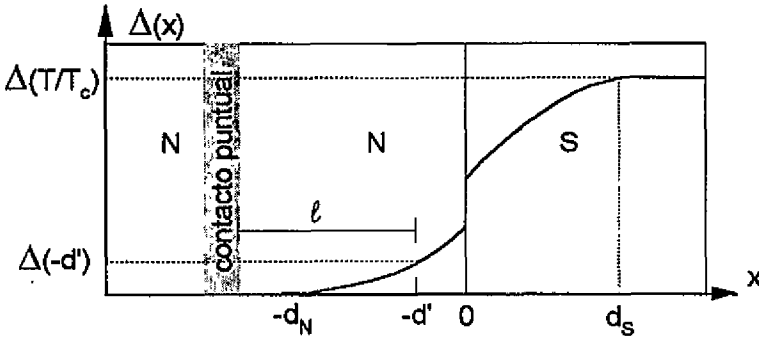


FIGURA 4.15. El parámetro de orden Δ en las uniones S-I-N-S.

En trabajos más recientes, como los de van Son *et al.* [59, 60], se ha estudiado el efecto de proximidad en uniones N-S, con el metal N evaporado sobre el superconductor, haciendo un contacto puntual con un metal normal N' sobre N. (figura 4.16).

Si el tamaño del contacto es tal que se puede considerar que se cumple el límite de Sharvin para la conducción eléctrica (diámetro del contacto mucho menor que

FIGURA 4.16. El parámetro de orden Δ en el caso N-NS.

el recorrido libre medio $a \ll \ell$), los electrones inyectados sufrirán reflexión de Andreev en d' , “viendo” el valor del *gap* que resulta en ese punto por efecto de proximidad. Dicho valor del *gap* en N se puede extraer de las curvas de conductancia, $dI/dV - V$, y se puede observar su evolución variando el grosor de la capa de metal N evaporada sobre S. Otros trabajos similares a este se han realizado en estructuras S-semiconductor-S [61], estudiando el efecto del dopaje del semiconductor en el valor del *gap* por proximidad, así como estudios sobre la profundidad de penetración del campo magnético en estructuras superconductoras por efecto de proximidad [62].

4.2.5 ROTURA DE PARES

El hecho de que un material sea superconductor sin presentar un *gap* en la densidad de estados fue descubierto por Abrikosov y Gorkov en 1960 [63]. Los principales trabajos sobre este tema, tanto experimentales como teóricos, tratan de la evolución de las propiedades superconductoras de un material con impurezas magnéticas en presencia de campo magnético. Esta superconductividad sin *gap* es típica en los casos de superconductores en presencia de perturbaciones, como una muestra superconductora pequeña, o una lámina, en presencia de campo magnético, aleaciones superconductoras que contengan impurezas magnéticas, o el efecto de proximidad en contactos metal normal-superconductor.

En todas estas situaciones la evolución del *gap* y de otras propiedades termodinámicas y de transporte son equivalentes si se expresan en función del denominado parámetro de rotura de pares, Γ , que es inversamente proporcional al tiempo de vida media de las cuasipartículas y se debe definir de forma diferente en cada caso. La rotura de los pares de Cooper situados en el nivel de Fermi da lugar a la aparición de estados electrónicos permitidos dentro de la región de energías del *gap* superconductor. Existe una relación universal entre este parámetro y la cantidad T_C/T_{C0} (T_C es la temperatura de transición a un determinado nivel de perturbación del sistema original y T_{C0} es la temperatura de transición del sistema sin ninguna perturbación). La rotura de pares puede estar originada

tanto por perturbaciones que rompan la simetría de reversibilidad temporal en la interacción electrón-electrón (se requieren electrones con momentos y spines opuestos para la formación del par de Cooper), como con variaciones espaciales del parámetro de orden del estado superconductor, Δ . Una extensa discusión de este tema se puede encontrar en varios capítulos del libro *Superconductivity* (ed. Parks) [64].

A continuación se examinará el efecto de la rotura de pares en la densidad de estados electrónicos del superconductor, y su repercusión en el resultado de los estudios espectroscópicos.

La expresión resultante para la densidad de estados en función del parámetro de rotura de pares, en el caso de variaciones espaciales de Δ , fue obtenida por de Gennes [57].

El efecto de la rotura de pares por rotura de la simetría temporal en la interacción electrón-electrón es tratado mediante el formalismo de las ecuaciones de Eliashberg [65], donde además de la interacción electrón-fonón, se incluye un tiempo de vida media de los estados electrónicos, τ , debido a impurezas magnéticas en el superconductor, o a perturbaciones análogas (materiales granulares, campos magnéticos, etc.).

Las ecuaciones de Eliashberg son

$$\Delta(\omega)Z(\omega) = \int_0^{\omega_c} d\omega' \operatorname{Re} \left[\frac{\Delta(\omega')}{[\omega'^2 - \Delta^2(\omega')]^{\frac{1}{2}}} \right] \times \quad (4.1)$$

$$\left[\int_0^{\infty} d\nu \alpha^2(\nu)F(\nu)K^+(\omega, \omega'; \nu) - \mu^* \right] - \frac{i}{2\tau} \frac{\Delta(\omega)}{[\omega^2 - \Delta^2(\omega)]^{\frac{1}{2}}}$$

$$[1 - Z(\omega)]\omega = \int_0^{\infty} d\omega' \operatorname{Re} \left[\frac{\Delta(\omega')}{[\omega'^2 - \Delta^2(\omega')]^{\frac{1}{2}}} \right] \times \quad (4.2)$$

$$\left[\int_0^{\infty} d\nu \alpha^2(\nu)F(\nu)K^-(\omega, \omega'; \nu) \right] - \frac{i}{2\tau} \frac{\Delta(\omega)}{[\omega^2 - \Delta^2(\omega)]^{\frac{1}{2}}}$$

Su resolución da lugar a un $\Delta(\omega)$ complejo y dependiente de la energía, lo que conduce a una densidad de estados distinta a la obtenida en la teoría BCS,

$$N(\omega)/N(0) = \operatorname{Re} \left[\frac{\omega}{(\omega^2 - \Delta(\omega)^2)^{\frac{1}{2}}} \right]$$

Una forma sencilla y ampliamente utilizada para incluir el efecto de desapareamiento o de vida media finita de los niveles electrónicos es mediante el modelo de Dynes [23]. En este modelo fenomenológico se usa la siguiente expresión para la densidad de estados,

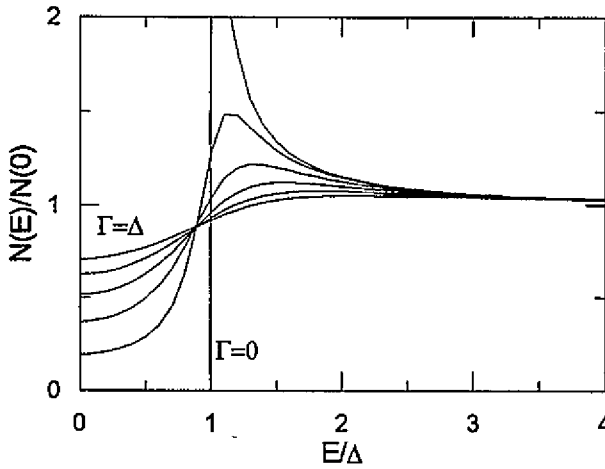


FIGURA 4.17. Densidad de estados en función del parámetro de rotura de pares, $N(E, \Gamma)$, para los valores de $\Gamma/\Delta = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ y 1 , a temperatura cero.

$$N(\omega, \Gamma)/N(0) = \text{Re} \left[\frac{(\omega + i\Gamma)}{((\omega + i\Gamma)^2 - \Delta(\omega)^2)^{\frac{1}{2}}} \right]$$

siendo Γ el parámetro de rotura de pares, inversamente proporcional al tiempo de vida media de las cuasipartículas ($\Gamma = \hbar/\tau$).

En la figura 4.17 se muestra la evolución de la densidad de estados en función del parámetro de desapareamiento Γ para $T = 0$.

La validez de dicho modelo fue comprobada en los estudios de Dynes *et al.* en muestras de PbBi y aluminio granular [23, 66]. En dichos trabajos el valor de Γ empleado para ajustar las curvas experimentales de espectroscopía túnel a la expresión anterior resultó de total acuerdo con el valor del tiempo de vida media de los niveles deducido por otro tipo de técnicas experimentales [67]. Conviene hacer notar que en los trabajos de Dynes *et al.* los valores deducidos para Γ son muy pequeños, aproximadamente un 1% del valor de Δ . En cambio, en la mayoría de los estudios espectroscópicos realizados con STM [13, 68, 69, ?, 29] tanto en superconductores de alta como de baja temperatura crítica, el ajuste de los resultados experimentales a este modelo da lugar a valores de Γ mucho mayores, del 10% al 50% del valor de Δ . El por qué de esta situación no está todavía aclarado, aunque habitualmente se apela a los altos valores de la densidad de corriente que se tienen al trabajar con el STM (que podrían producir algún tipo de perturbación magnética en la región donde tiene lugar el proceso de transmisión túnel), así como la posibilidad de procesos de scattering inelástico electrón-electrón que pueden tener lugar tanto en la región de la barrera túnel (contaminación, óxidos superficiales,...) [70, 68] como en la misma muestra (o punta) [66] debido a inhomogeneidades o defectos.

Dentro de la situación de contacto N-S (con efecto de proximidad) o S-S también es posible estudiar el efecto del parámetro de rotura de pares Γ en el

valor de la corriente crítica Josephson [7].

4.2.6 EFECTO JOSEPHSON INDUCIDO POR PROXIMIDAD

Como se ha mencionado anteriormente, se observa el efecto Josephson, junto con la corriente de cuasipartículas, cuando se tienen dos electrodos superconductores y la barrera entre ellos es relativamente baja. Sin embargo, se han observado efectos similares en contactos N-S [71, 72], siendo N un metal normal o un superconductor por encima de su temperatura de transición, y más recientemente, en contactos semiconductor-superconductor [73]. La interpretación inicial de este fenómeno como un efecto Josephson entre la superconductividad débil inducida en el electrodo normal por efecto de proximidad y el electrodo superconductor (efecto Josephson inducido por proximidad, *PJE*), ha sido puesta en duda por Kadin [74]. Este autor argumenta que un efecto Josephson de primer orden a través de una unión N-S es fundamentalmente imposible, y propone una alternativa que requiere la existencia de un centro inversor de fase (*phase-slip center*, *PSC*) en el superconductor cerca de la frontera N-S. Por tanto, el efecto Josephson observado tendría lugar realmente dentro del superconductor. Debe destacarse que la posibilidad de la existencia de un centro inversor de fase se ve favorecida por la geometría típica usada en algunos experimentos [71, 72], en los que la punta es superconductora y el sustrato normal.

Los análisis desarrollados por Geshkenbein y Sokol [75] (GS) basados en la teoría de Ginzburg-Landau dependiente del tiempo, demuestran que los resultados experimentales pueden ser comprendidos como un efecto Josephson de segundo orden [76]. Estos autores han estudiado las soluciones a las ecuaciones de Ginzburg-Landau dependientes del tiempo bajo condiciones de flujo de corriente, para los casos de un superconductor separado de un metal normal por un aislante (S-I-N), y para contactos normal-superconductor (N-S). Los resultados que son aplicables a los experimentos con geometría de contacto puntual son los del caso S-I-N, pues se debe suponer que el acoplamiento entre los electrodos es débil [75, 76]. Para el caso de una barrera de poca transparencia, se puede considerar que el parámetro de orden superconductor no se ve afectado por el contacto, y las ecuaciones de Ginzburg-Landau dependientes del tiempo sólo tienen soluciones independientes del tiempo, fáciles de calcular. En el metal normal cerca de la frontera habrá componentes superconductora y normal de la corriente. La componente superconductora, que es cero a voltaje cero, aumenta muy rápidamente con el voltaje hasta alcanzar una corriente crítica aparente máxima, y luego decrece lentamente, dando lugar a una característica corriente-voltaje no lineal, que recuerda a la correspondiente al efecto Josephson clásico.

4.3 La espectroscopía con STM en superconductores

La primera observación experimental de un gap superconductor utilizando un STM, fue realizada por Lozanne *et al.* [77] en 1984-85 en estudios sobre el material Nb_3Sn . Pronto siguieron otros estudios, como los de Kirtley *et al.* [78] (en películas delgadas de NbN) y los de Le Duc *et al.* [79] (en Pb, PbBi y NbN), que mostraron la obtención de curvas características $I - V$ que podían ajustarse adecuadamente al modelo BCS para el estado superconductor. La mayor diferencia frente a los resultados clásicos obtenidos con uniones planas era la presencia de una conductancia distinta de cero en la región del gap, y además la estructura del borde del gap resultaba más redondeada de lo esperado por la temperatura de trabajo. Desde estos trabajos iniciales, se han desarrollado técnicas y dispositivos experimentales que han permitido unas capacidades de operación prácticamente sin límite para el uso del STM en el campo del estudio de superconductores. Entre los campos actuales de trabajo, se pueden destacar el estudio de superconductores de alta temperatura crítica, las propiedades superconductoras de estructuras mesoscópicas, y el estudio de la dinámica de redes de vórtices en superconductores de tipo II.

Este último tema de estudio es quizás en el que se aplica al máximo el potencial del STM con la posibilidad de obtener información espectroscópica en la escala de las décimas de meV, y resolución espacial en la escala de los angstrom. Una buena muestra de su aplicación son los estudios de Hess *et al.* y Hartmann *et al.* [68] en el material NbSe_2 , obteniendo imágenes espaciales de la red de vórtices, y mostrando la existencia de estados electrónicos ligados a energías menores del gap y situados espacialmente dentro del núcleo del vórtice.

4.3.1 INFLUENCIA DE LA GEOMETRÍA EN LOS RESULTADOS

Se han realizado gran cantidad de estudios teóricos sobre la conductancia de uniones túnel partiendo de un modelo unidimensional ideal, en el que sólo es importante la dirección perpendicular al plano de la unión, y las paralelas se toman como infinitas. En el caso particular de sistemas superconductores esta idealización sirve perfectamente para explicar los resultados obtenidos con técnicas espectroscópicas clásicas, tanto para estructuras sencillas como para sistemas de bicapas o multicapas, puesto que en estos casos las dimensiones paralelas al plano de transmisión son mucho mayores que las distancias en que se pueden producir perturbaciones al sistema, que vienen dadas principalmente por el recorrido libre medio de los electrones y por la longitud de coherencia de los pares de Cooper. Esto permite que las aproximaciones unidimensionales sean válidas. Algunos sistemas experimentales que se apartan de esta situación ideal también pueden explicarse sin apelar a modelos tridimensionales (engorrosos y complicados de calcular) teniendo en cuenta las peculiaridades que se presentan en cada caso. Un ejemplo de esto es el modelo ODSEE (estructura unidimensional con electrodos en

equilibrio) [8] que se aplica al estudio de la corriente de pares de Cooper a voltaje cero en *weak-links* de tipo VTB (puente de grosor variable) en los que las dimensiones del puente entre los dos bancos (que tienen varias micras de espesor) son mucho menores que la longitud de coherencia. En este caso sólo habrá perturbaciones del parámetro de orden superconductor en el puente, que es donde se tiene la mayor densidad de corriente. Estas situaciones con geometría no ideal están presentes al realizar los estudios espectroscópicos con el STM, pues en el régimen de túnel se puede sondear una región de unos pocos átomos, y en el de contacto (*weak-link*) se pueden crear contactos de unos cien angstrom de radio. En este tipo de contactos serán importantes fenómenos tales como el calentamiento de la unión y la consiguiente distribución del valor del parámetro de orden superconductor, Δ , con la posición y la temperatura, el efecto de proximidad, la relación entre el tamaño de la sonda y las propiedades espaciales del material estudiado, y otros que dependan de la relación entre las dimensiones de la perturbación y la longitud de coherencia. De todos modos, la pequeña escala en que ocurren estas perturbaciones al utilizar el STM, permite el estudio de diversos modelos existentes (AB, KO1-2, ODSEE, BCS túnel) de una forma dinámica, pues durante el experimento se puede variar (siempre dentro de unos límites) la geometría de la unión.

4.3.2 ¿ CÓMO SERÁ LA CONDUCTANCIA TÚNEL AL ESTUDIAR SISTEMAS SUPERCONDUCTORES CON STM?

Al analizar los resultados espectroscópicos, se suele simplificar el efecto de la barrera túnel tomándola como una constante que escala el valor de la corriente, usando para la corriente túnel la siguiente expresión:

$$I(V) \propto \int_{-\infty}^{\infty} N_1(E - eV) N_2(E) [f(E - eV) - f(E)] dE$$

Este tratamiento sirve perfectamente para dar cuenta de multitud de resultados de espectroscopía túnel en superconductores obtenidos con las técnicas de uniones planas, uniones por fractura, y de contacto puntual. Esta expresión permite incluir distintos efectos característicos como rotura de pares, vida media de los niveles electrónicos, fonones, etc. Entre los métodos de análisis más conocidos y que no incluyen el efecto de la barrera túnel se pueden destacar el modelo de Dynes [23], en el cual se utiliza una densidad de estados BCS modificada que tiene en cuenta el ensanchamiento de los niveles de energía debido a la vida media finita de las excitaciones, o los análisis de McMillan y Rowell [39] que usando el formalismo de las ecuaciones de Eliashberg [65] pueden obtener información sobre la estructura de fonones del material. Sin embargo estos formalismos dejan de ser válidos si se quiere tener en cuenta procesos como el de la reflexión de Andreev [30], según el cual sí se puede tener corriente para energías menores al valor del *gap*.

Otros efectos que no se pueden incluir dentro del modelo semiconductor son los relacionados con el recorrido libre medio, ℓ , la profundidad de sondeo de las cuasipartículas, la longitud de coherencia, ξ , o calentamientos dentro del material, y sobre todo, la relación y variación de estos efectos con la distancia entre punta y muestra y con el área de la unión.

Ya que los parámetros fundamentales que se pueden variar a lo largo de la realización de un estudio espectroscópico con STM son la distancia punta-muestra y el tamaño de la unión, es necesario un marco teórico en el que modelizar adecuadamente todos los efectos descritos anteriormente. Esto lo encontramos dentro del modelo desarrollado por Blonder, Tinkham y Klapwijk en 1982 [31]. Estos autores simulan los procesos de scattering elástico en la frontera del sistema N-S mediante un potencial de tipo función delta, $H\delta(x)$, y la fuerza de la barrera viene dada en términos de un parámetro unidimensional, $Z = H/v_F$, donde v_F es la velocidad de Fermi, el cual está relacionado con la resistencia del estado normal, $R_N = R_0(1 + 2Z^2)$; donde R_0 es inversamente proporcional al área de la unión. Este parámetro Z incluye el valor de la barrera túnel así como otras perturbaciones que puedan existir en la frontera entre los electrodos (distinto nivel de Fermi, defectos en la superficie del material, etc.) con lo cual no se tiene necesariamente $Z = 0$ una vez alcanzado el contacto entre punta y muestra. Las probabilidades de los distintos procesos de reflexión y transmisión normal y de reflexión de Andreev a través de la barrera se calculan partiendo de las ecuaciones de Bogoliubov-deGennes y empalmando adecuadamente las distintas funciones de onda de las excitaciones existentes en cada electrodo.

A través de las ecuaciones de Bogoliubov-deGennes (ver capítulo 7) se pueden incluir los diversos aspectos relacionados con el estado superconductor mencionados en este capítulo (fonones, corriente de pares, proximidad, rotura de pares). La posibilidad de incluir esta variedad de fenómenos ha hecho que este modelo sea el utilizado para analizar la mayoría de los resultados espectroscópicos en superconductores que se presentan en esta memoria.

Experimentos en el sistema S-S: Plomo

El hecho de que el STM sea una sonda capaz de realizar análisis espectroscópicos y topográficos a escala atómica, resulta de gran interés para su aplicación al estudio de gran variedad de fenómenos relacionados con la superconductividad en sistemas mesoscópicos. Estos son sistemas cuyas dimensiones son comparables a alguna dimensión característica a escala atómica o microscópica, como el recorrido libre medio de los electrones en metales o la longitud de coherencia en aquellos que son superconductores. Actualmente hay un gran interés por conocer cómo se comportan a esta pequeña escala la conducción eléctrica y cómo se producen fenómenos dependientes del parámetro de orden superconductor, como el efecto de proximidad o el efecto Josephson.

Investigar algunos de estos efectos ha sido el origen del extenso trabajo realizado en el sistema S-S (electrodos superconductores) mediante un STM. Se ha tenido por objetivo estudiar cómo es la conducción eléctrica en uniones superconductoras de escala atómica, en función, principalmente, del tamaño y transparencia de la unión, que pueden ser variados de forma controlada gracias al STM.

El material elegido para este estudio ha sido el plomo, debido a que sus características superconductoras y eléctricas son muy bien conocidas. Como breve recordatorio presento a continuación algunas de ellas:

- es un metal, con estructura cristalina *fcc*, y parámetro de red $a = 4.95 \text{ \AA}$,
- densidad de estados al nivel de Fermi, $N(0) = 2.1 \times 10^{-2} \text{ eV}^{-1} \text{ \AA}^{-3}$,
- nivel de Fermi, $E_F = 9 \text{ eV}$,
- longitud de onda de Fermi, $\lambda_F = 3.93 \text{ \AA}$,
- función de trabajo, $\Phi = 3.8 \text{ eV}$,
- temperatura de Debye, $\Theta_D = 88 \text{ K}$,
- es un superconductor de tipo I,
- temperatura de transición superconductor, $T_c = 7.2 \text{ K}$,
- campo magnético crítico, $H_c = 80.3 \text{ mT}$,
- gap superconductor a temperatura cero, $\Delta_0 = 1.35 \text{ meV}$,

- los modos principales de vibración que aparecen en su estructura de fonones son $\omega_{TA} = 4.5$ meV, con $\Delta\omega_{TA} = 0.75$ meV y $\omega_{LA} = 8.5$ meV con $\Delta\omega_{LA} = 0.5$ meV,
- presenta acoplamiento fuerte electrón-fonón, resultando un parámetro de interacción $N(0)V = 1.5$, y la relación $2\Delta_0/k_B T_c = 4.5$. (Recordemos que el límite de acoplamiento débil de la teoría BCS es $N(0)V \leq 0.25$, que da lugar a $2\Delta_0/k_B T_c = 3.56$).

Las puntas y muestras de plomo se producen fundiendo plomo policristalino granulado del 99.99% de pureza. Es conocido que en el plomo se forma con facilidad y rapidez una capa superficial de óxido nativo. Con el fin de eliminar este óxido, tanto la punta como la muestra se tratan cortando y raspando sus superficies justo antes de montarlas en el microscopio e introducirlo en condiciones de alto vacío. Los experimentos han sido realizados con el STM inercial descrito en el apartado 2.1, operando a temperaturas entre 2 K y 5 K, y tanto en condiciones de alto vacío (10^{-6} mbar) como en ambiente de He gas (unos 100 mbar de presión).

5.1 Determinación de la condición de las superficies

La aplicación del STM al estudio de la conducción eléctrica en uniones superconductoras debe pasar necesariamente por un análisis detallado del comportamiento y efecto que la barrera túnel, establecida entre la punta y la muestra estudiada, pueda tener en las medidas espectroscópicas. Dado que el tratamiento dado a la punta y la muestra se limita a un simple corte y raspado, esto no asegura que las superficies de los electrodos se encuentren libres de óxidos nativos o de otras contaminaciones. Aunque no se dispone dentro del criostato de técnicas de caracterización de superficies habituales en sistemas de ultra alto vacío (difracción de electrones, fotoemisión, etc.), el STM permite obtener un conocimiento bastante exacto acerca de la limpieza de la región sondeada.

En primer lugar está la exploración topográfica. Si la punta o la muestra están muy sucias o contaminadas, las imágenes resultan movidas, borrosas y casi irreproducibles. Por tanto, un primer requisito para considerar que la región estudiada está limpia es la reproducibilidad de las imágenes topográficas, así como un nivel "aceptable" de resolución (figura 5.1). Conviene destacar aquí que la mejor resolución lateral que se obtiene con las puntas de plomo utilizadas está entre 10 y 20 Å, debido a la operación de cortado y raspado, que produce una punta mucho más roma que, por ejemplo, en el caso de las puntas de platino tratadas electrolíticamente.

Tras esta primera exploración se hace un estudio más "exigente", como es la determinación de la barrera túnel aparente, ϕ_{ap} .

El valor de la barrera túnel aparente se obtiene registrando la corriente túnel al variar ligeramente la distancia entre los electrodos (curvas I-z), mediante la



FIGURA 5.1. Imágenes topográficas de una zona de $1000 \times 1000 \text{ \AA}^2$ de la muestra de plomo

expresión

$$\phi_{ap} = 0.952 \times \left(\frac{d \ln I}{d z} \right)^{\frac{1}{2}}$$

con z en \AA , y ϕ_{ap} en eV.

Si se tiene en cuenta la expresión para la corriente túnel a través de una barrera de potencial, $I(V) \propto V \exp(\sqrt{\phi_{ap} z})$, con $\phi_{ap} \simeq \Phi - eV$, (donde Φ es la función de trabajo de los electrodos y V la diferencia de potencial entre ellos) se puede ver que valores de la barrera túnel aparente cercanos a la función de trabajo del plomo serán indicativos de que realmente se sondan superficies de plomo.

Típicamente se consideran limpias las zonas en las que se obtienen curvas como la presentada en la figura 5.2, y que corresponden a $\phi_{ap} = 3.5 \text{ eV}$. La obtención de este tipo de curvas en las que se tiene una variación exponencial de la corriente túnel al variar la separación entre los electrodos es una indicación de que realmente se está realizando túnel de vacío.

Por supuesto, al realizar el experimento también es posible encontrar zonas en las que las curvas I - z no tienen dicho comportamiento exponencial, con lo cual no tiene sentido hablar de barrera aparente, debido a algún tipo de contaminación superficial. Esta situación será analizada posteriormente. De momento me

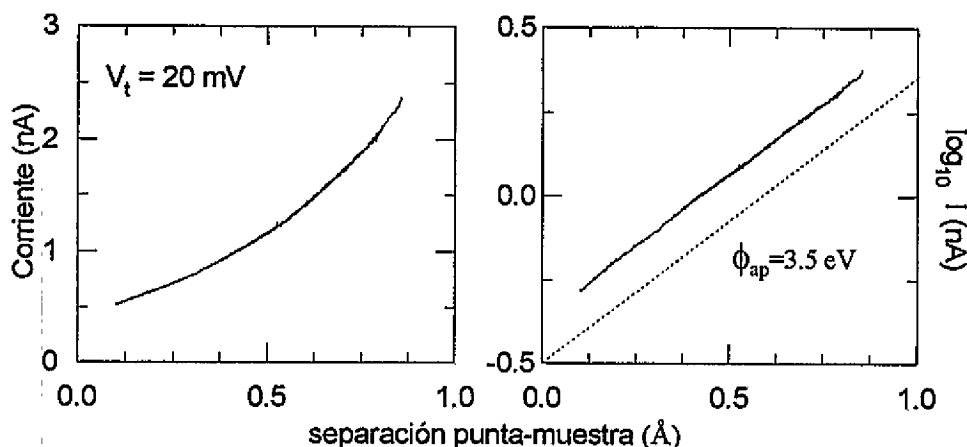


FIGURA 5.2. Curvas corriente-distancia en túnel con $\phi_{ap} = 3.5 \text{ eV}$.

centraré en el estudio de la conducción en estas uniones limpias estudiadas a la temperatura de 4.2 K.

El estudio de las curvas I-z también permite ver cómo ocurre la transición del túnel de vacío al contacto entre los electrodos. En la figura 5.3 se ve que para resistencias de la unión, R_N , altas (electrodos separados) se tiene el comportamiento lineal de $\log I$ con la distancia, correspondiente a $\phi_{ap} = 3.5 \text{ eV}$ como se indicó anteriormente. Si se acerca más la punta al sustrato (hacia la derecha en

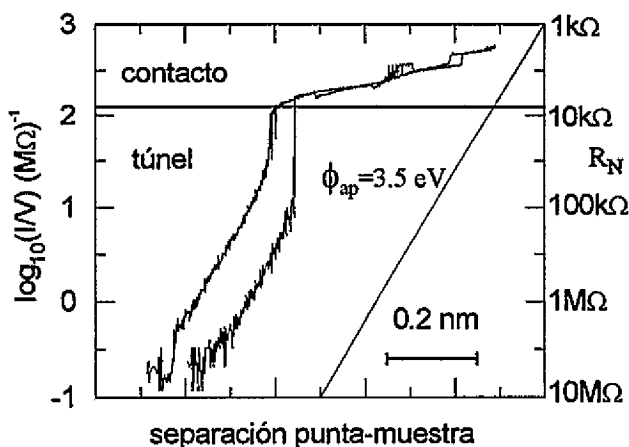


FIGURA 5.3. Curvas corriente-distancia, en representación $\log I/V$ vs z para una unión limpia, en la que se muestra la transición de túnel a contacto. (Nótese que 0 en el eje vertical corresponde a $R_N = 1 \text{ M}\Omega$, 1 a $R_N = 100 \text{ k}\Omega$, etc.)

la figura) se produce un salto brusco en la corriente, con resistencias equivalentes desde unos 100 kΩ hasta 10 kΩ. Se trata del conocido salto al contacto [20, 80] que también hemos observado en otros experimentos [81, 29]. Para resistencias del orden de 10 kΩ apenas hay un ligero aumento de corriente al seguir empujando la punta contra la muestra (se produce el colapso de la barrera túnel) y

las consiguientes variaciones en la corriente (a partir de unos $5 \text{ k}\Omega$) se deben a variaciones discretas del área del contacto [32, 81].

5.2 Conductancia de la unión

Una vez conocido el estado de limpieza de nuestra unión plomo-plomo, se puede realizar el estudio sobre cómo es en ella la conducción eléctrica. Este estudio se hace mediante el análisis de las curvas características corriente-voltaje (curvas $I - V$) y de conductancia diferencial (curvas $dI/dV - V$). Gracias al sistema de control del STM se puede variar a voluntad la separación (y la resistencia) que hay entre punta y muestra, y registrar curvas $I - V$ en cada paso. De esta forma se obtiene un espectro completo de la conductancia del sistema Pb-Pb, cubriendo de forma controlada y reproducible valores de resistencia entre punta y muestra desde decenas de $\text{M}\Omega$ hasta unos pocos ohmios (ver figura 5.4).

El estudio de las curvas I-z permite distinguir tres regímenes con distinto comportamiento de la corriente:

- para $R_N > 50 - 100 \text{ k}\Omega$, la corriente varía de forma exponencial con la separación de los electrodos, claramente estamos en túnel de vacío,
- entre 10 y $5 \text{ k}\Omega$, tras el salto al contacto, se produce el colapso de la barrera, la corriente apenas aumenta, y,
- para $R_N < 5 \text{ k}\Omega$ ya se ha establecido totalmente el contacto entre punta y muestra, ocurriendo aumentos discretos de la corriente.

A simple vista se puede ver que las curvas de conductancia de la figura 5.4 también cambian de forma al pasar por dichos rangos de resistencia de la unión.

5.2.1 TÚNEL

Todas las curvas obtenidas en el régimen de túnel, $R_N > 50 - 100 \text{ k}\Omega$, son prácticamente idénticas. En la figura 5.5 están representadas varias de ellas normalizadas. Se observa claramente la estructura correspondiente al *gap* superconductor en el nivel de Fermi. La anchura total es 4Δ como resultado de la transmisión túnel entre dos superconductores, y resulta $\Delta_{4.2K} = 1.3 \pm 0.1 \text{ meV}$. Estas curvas se pueden modelizar mediante una curva de tipo BCS con $\Delta = 1.3 \text{ meV}$ y un ensanchamiento $\Gamma = 0.2 \text{ meV}$ (ver ref.[23] y apartado 4.2.5. A ambos lados de los picos correspondientes al borde del *gap* vemos unas estructuras que se apartan del comportamiento esperado según el modelo BCS. Dichas estructuras son resultado del acoplamiento fuerte electrón-fonón que tiene lugar en el plomo. Este primer análisis permite decir que con la sonda de escala atómica que constituye el STM, se pueden crear uniones túnel formadas por unos pocos átomos que reflejan perfectamente la información sobre la densidad de estados electrónicos en el estado superconductor de los electrodos.

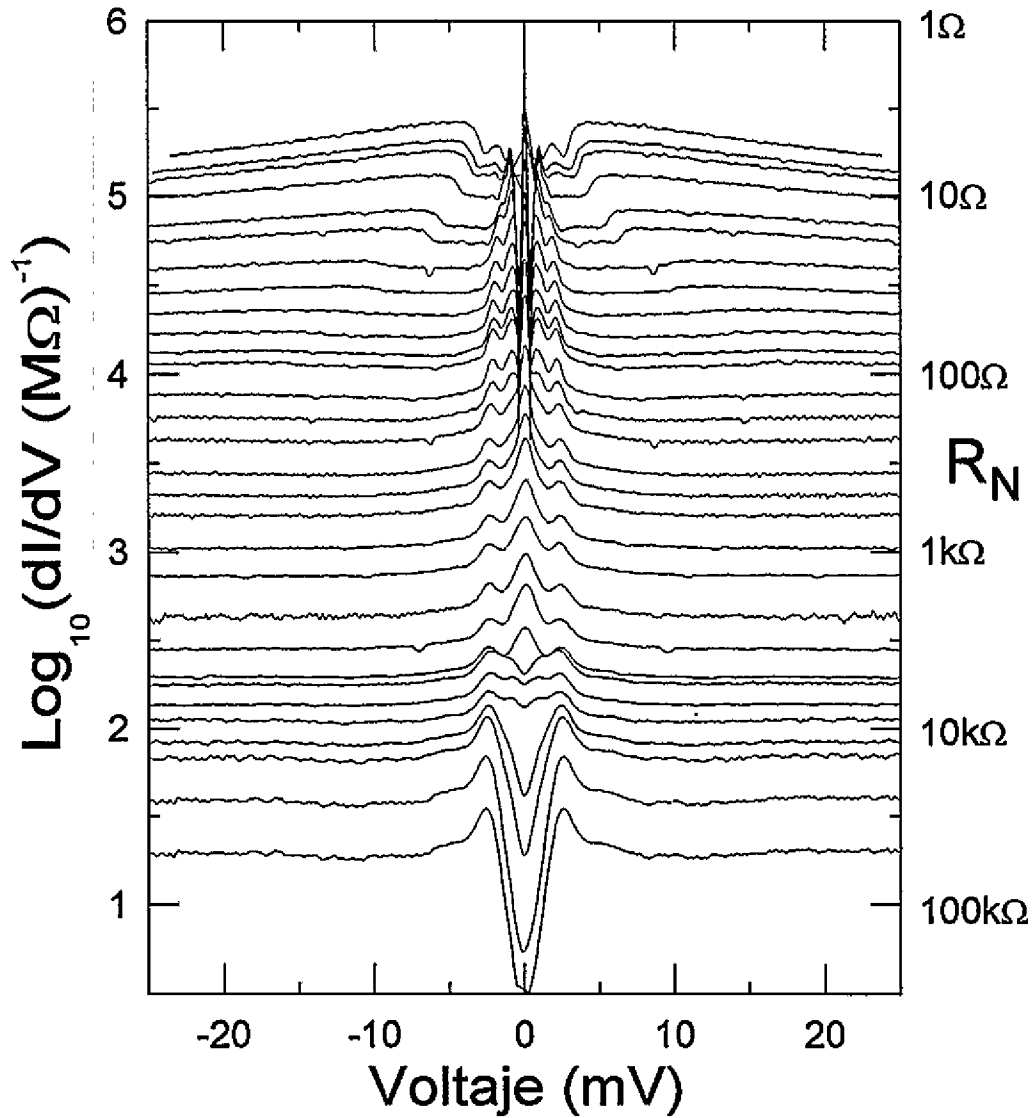


FIGURA 5.4. Curvas experimentales de conductancia diferencial correspondientes a una unión limpia Pb-Pb

5.2.2 SALTO AL CONTACTO Y COLAPSO DE LA BARRERA TÚNEL

Los saltos al contacto y posteriores colapsos de la barrera túnel mostrados en las curvas I-z de la figura 5.3 tienen lugar siempre para resistencias de la unión comprendidas entre 100 k Ω y 1 k Ω . La figura 5.4 permite observar que las curvas de conductancia cambian drásticamente de forma para dichas resistencias. Esto parece indicar que ocurre un cambio en el régimen de conducción eléctrica. Este cambio de forma se observa mejor al representar dichas curvas normalizadas (figura 5.6). El proceso de normalización consiste en dividir cada curva por el

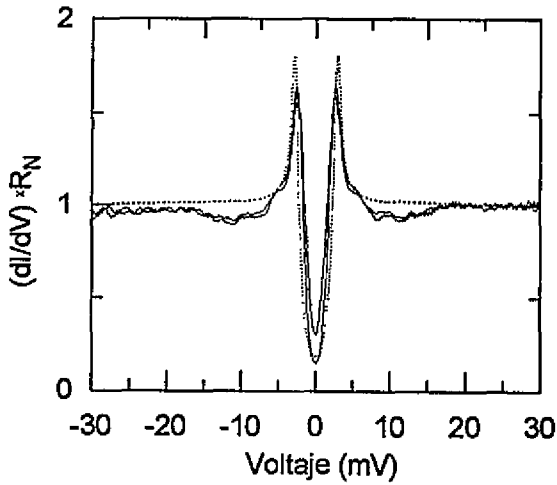


FIGURA 5.5. Conductancia en túnel

valor de la conductancia para altos voltajes, entre 20 y 30 mV, donde ya no hay estructura correspondiente al *gap* superconductor, con lo cual obtenemos la conductancia de la unión en estado normal, G_N (siendo la resistencia, $R_N = 1/G_N$).

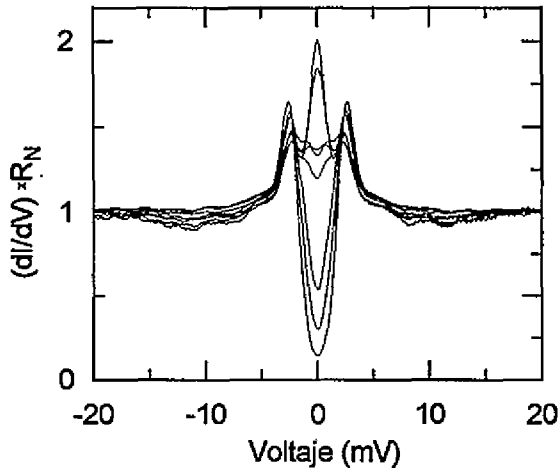


FIGURA 5.6. Conductancia en el colapso de la barrera túnel

En la figura 5.6 se puede ver que el principal cambio consiste en que el fondo de conductancia de la zona correspondiente al *gap* se va rellenando hasta convertirse en un pico ancho centrado en $V = 0$, al tiempo que los picos correspondientes al borde del *gap* reducen su altura. Junto a estos cambios también se observa una desaparición progresiva de la estructura correspondiente a los fonones según disminuye el valor de R_N de la unión. Esto se ve de forma más clara al representar

d^2V/dI^2 (figura 5.7) que es proporcional a la función espectral de fonones:

$$\frac{(d^2V/dI^2)_{\text{exp}}}{(d^2V/dI^2)_{\text{BCS}}} = \alpha(\omega)^2 F(\omega)$$

Esta representación permite obtener para las curvas correspondientes al régimen de túnel la energía de los dos modos principales de vibración de la red: $\omega_1 = 4.5$ meV con semianchura $\Delta\omega_1 = 1$ meV y $\omega_2 = 8$ meV con semianchura $\Delta\omega_2 = 0.5$ meV. También se puede estimar (ver apartado 4.2.1) el parámetro de interacción electrón-fonón, resultando $\lambda = 1.5 \pm 0.5$. Estos resultados reproducen bastante bien los valores de Δ , ω_{TA} , ω_{LA} y λ que aparecen en la literatura referidos al plomo y obtenidos con diversas técnicas espectroscópicas, entre ellas el túnel en uniones planas macroscópicas.

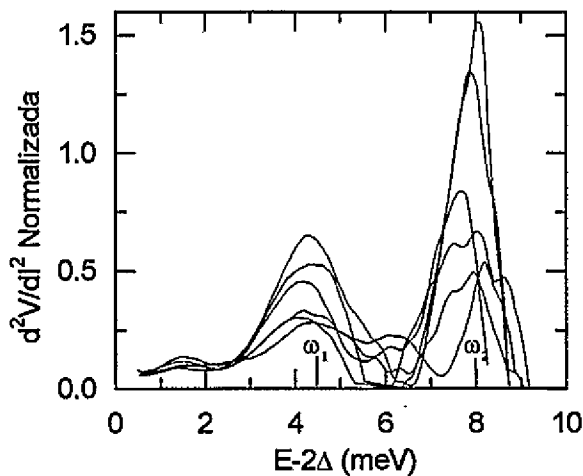


FIGURA 5.7. Espectro de fonones en el colapso de la barrera túnel

Al aplicar el proceso de normalización a las curvas $I - V$ (figura 5.8) se observa que el aumento de la conductancia dentro del gap anteriormente descrito va acompañado por un aumento del valor de la corriente a altos voltajes respecto de su valor en estado normal (línea de trazos en la figura 5.8). Esta desviación se conoce como corriente de exceso (ver apartado ??).

Al tomar varias series de curvas en el mismo punto, se observa que pueden diferir ligeramente en el valor de la resistencia para la cual se establece el primer contacto (ver figura 5.9), indicando que los átomos del final de la punta se ordenan de forma ligeramente diferente cada vez que se produce un nuevo contacto entre los electrodos, dando lugar a contactos con área ligeramente distinta.

5.2.3 CONTACTO

Una vez que se ha establecido el contacto, y tal como se ha señalado en las curvas $I - z$ de la figura 5.3, la corriente aumenta de forma discreta debido al

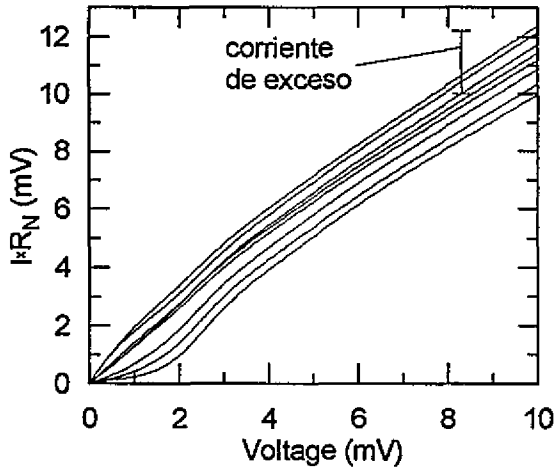


FIGURA 5.8. Curvas I-V en el colapso de la barrera túnel

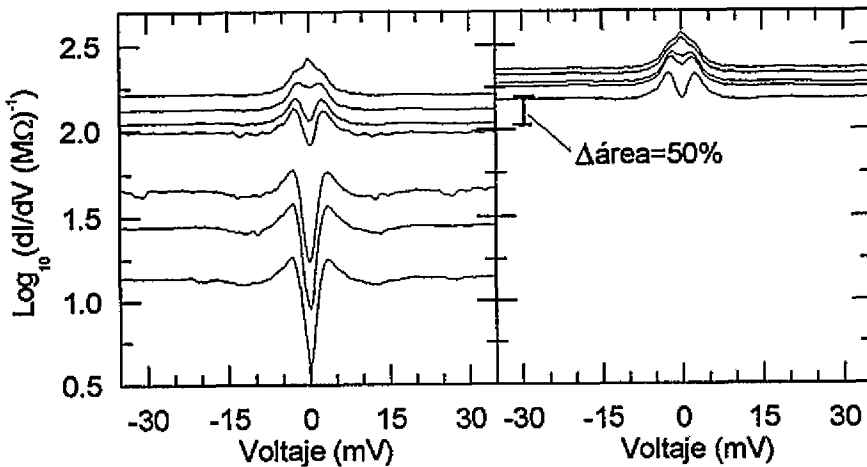


FIGURA 5.9. Curvas experimentales de conductancia para una unión limpia Pb-Pb. La diferencia vertical entre las dos figuras supone una diferencia de conductancia en el punto en que colapsa la barrera del 50%.

aumento del área del contacto por deformaciones plásticas al presionar la punta contra la muestra. En la serie completa de curvas de conductancia (figura 5.4) se puede ver que hay un rango de resistencias de la unión, entre 5 y 0.5 kΩ, en el cual las curvas son casi iguales: presentan un pico de conductancia en la región de voltaje correspondiente al gap totalmente desarrollado. En cambio, para resistencias menores de 0.5 kΩ hay nuevos cambios: la estructura subarmónica del gap se hace más marcada (picos correspondientes a $V = \Delta$ y $V = 2\Delta$) y finalmente aparece un pico estrecho a voltaje cero. Esto se debe a la existencia de corriente no nula para $V = 0$, lo cual corresponde al régimen de conducción

Josephson (ver apartado 4.2.2).

5.3 Análisis y modelización de la transición de túnel a contacto

Las curvas experimentales de conductancia correspondientes a la región del salto al contacto y colapso de la barrera túnel (figura 5.6) se pueden modelizar con gran exactitud usando el modelo desarrollado por Octavio *et al.* (OTBK) [51, 29].

Este modelo, que es una extensión al caso de uniones S-S del modelo desarrollado por Blonder, Tinkham y Klapwijk (BTK) [31] para el caso N-S, trata del análisis de la conductancia túnel en uniones en las que la barrera tiene valores moderados o bajos, pudiendo llegar a límite de barrera cero. Dentro del formalismo de la teoría OTBK, la unión S-S se modeliza como una unión S-N-S con scattering en ambas fronteras N-S, y el tamaño de la región N se hace tender a cero. Los coeficientes de la reflexión de Andreev, la reflexión normal y la transmisión se calculan usando las ecuaciones de Bogoliubov-de Gennes. Los procesos de scattering inelástico en cada frontera N-S se simulan mediante un potencial en forma de función delta $H\delta(x)$, y el valor de la barrera se expresa en términos de un parámetro adimensional $Z = H/\hbar v_F$, donde v_F es la velocidad de Fermi. La resistencia en estado normal está dada por $R_N = R_0(1 + 2Z^2)$, siendo R_0 la resistencia de Sharvin, que es inversamente proporcional al área de la unión.

Para dar cuenta del redondeo de las diversas características observadas en los espectros experimentales, es necesario añadir al modelo un parámetro fenomenológico de ensanchamiento de los niveles de energía (similar al parámetro de vida media, Γ , discutido en el apartado 4.2.5). Este parámetro se puede introducir fácilmente mediante una energía compleja $E \rightarrow E + i\Gamma$ [23, 69, 82, 29]. El método de cálculo es el mismo que viene descrito en la referencias [51, 83].

El procedimiento de modelización de la serie experimental se realiza con las curvas de conductancia normalizadas, poniendo especial atención en ajustar la forma y los valores de los picos y del fondo de las curvas teóricas y experimentales. De esta forma, a cada curva experimental se le asigna un valor de Γ y Z . Los efectos de acoplamiento fuerte electrón-fonón, que producen una ligera distorsión en la curva para energías ligeramente superiores a 2Δ , no se tienen en cuenta en el modelo. La precisión resultante en la determinación de Γ y Z es de un 10%.

En la figura 5.10, se muestran los espectros experimentales y teóricos para tres conjuntos diferentes de curvas correspondientes a una serie experimental similar a la mostrada en la figura 5.4. Al modelizar las curvas de la región $100 \text{ k}\Omega > R_N > 5 \text{ k}\Omega$ según OTBK (figura 5.10(a)) se obtiene una rápida variación de Z debido a que la barrera está colapsando, y una disminución lenta de Γ . Una vez establecido el contacto, para las curvas de la región $5 \text{ k}\Omega > R_N > 0.5 \text{ k}\Omega$, resulta que el valor de la barrera es casi constante $Z = 0.4$ y Γ tiende a cero al disminuir R_N (figura 5.10(c)). El hecho de obtener Z distinto de cero cuando la punta y el sustrato están en contacto puede deberse a irregularidades en la

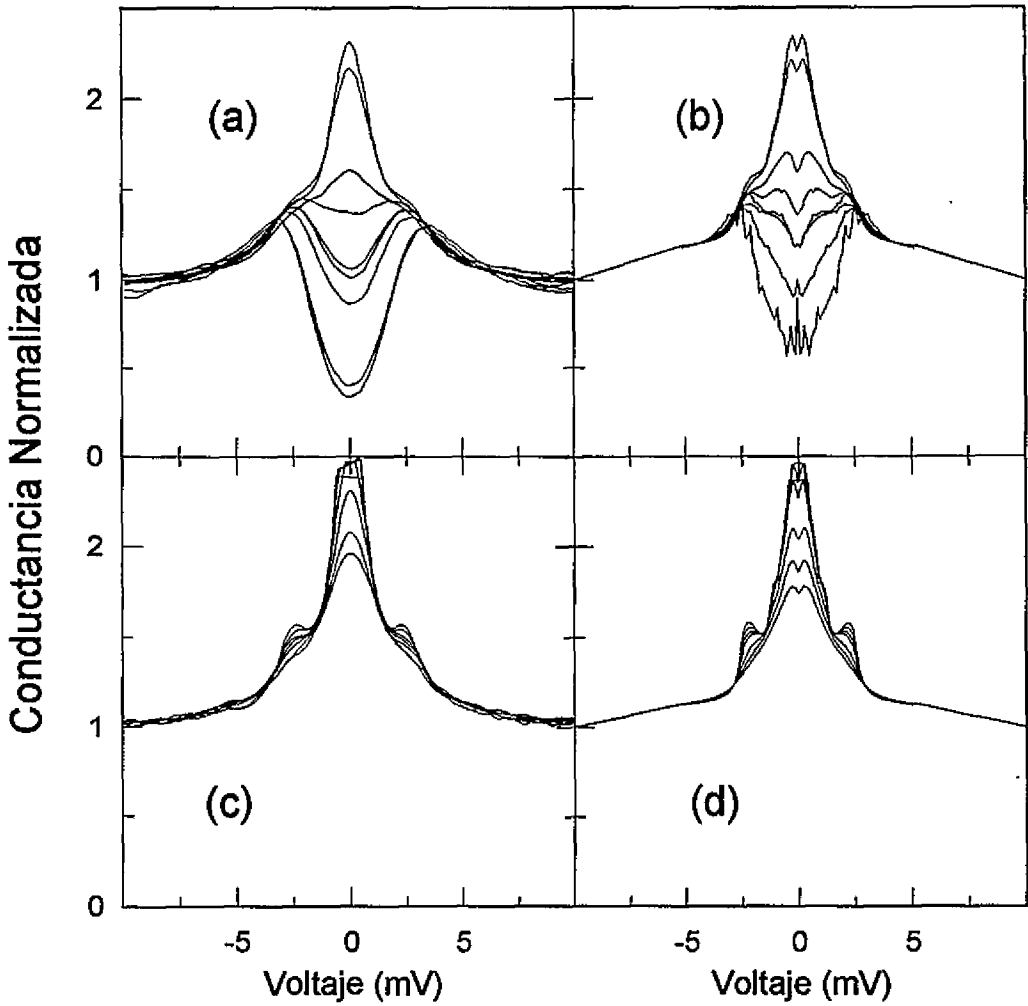


FIGURA 5.10. Curvas experimentales de conductancia normalizada correspondientes al colapso de la barrera túnel (a), con $100 \text{ k}\Omega > R_N > 5 \text{ k}\Omega$, y a las primeras fases del contacto (c), con $5 \text{ k}\Omega > R_N > 0.5 \text{ k}\Omega$. A la derecha se muestra la simulación de estos procesos usando el modelo OTBK modificado. Los pares de valores $(Z, \Gamma \text{ (meV)})$ utilizados en la simulación son (curvas de abajo a arriba): $(2, 0.4)$, $(1, 0.4)$, $(0.7, 0.4)$, $(0.7, 0.3)$, $(0.6, 0.3)$, $(0.5, 0.3)$, $(0.4, 0.2)$, $(0.4, 0.15)$ para (b); y $(0.4, 0.4)$, $(0.4, 0.3)$, $(0.4, 0.2)$, $(0.4, 0.1)$, $(0.4, 0.05)$, $(0.4, 0.025)$, $(0.4, 0)$ para (d). Los detalles a voltaje cero son artefactos del cálculo.

constricción o a cualquier desajuste en el ordenamiento de los átomos en cada electrodo, pues Z es una representación de cualquier proceso posible de scattering entre los electrodos [70].

La consistencia de los valores de Γ y Z asignados a las curvas se puede comprobar comparando el exceso de corriente experimental con la predicción del modelo OTBK en cada caso (ver figura 5.11(a)).

El área de la unión correspondiente a cada curva se puede obtener a partir de la resistencia normal obtenida para las curvas experimentales, $R_{N,exp}$, y del valor asignado a Z , ya que $R_0 = R_{N,exp}/(1 + 2Z^2)$, y R_0 es la resistencia de Sharvin de un contacto circular. Los círculos de la figura 5.11(b) muestran la evolución

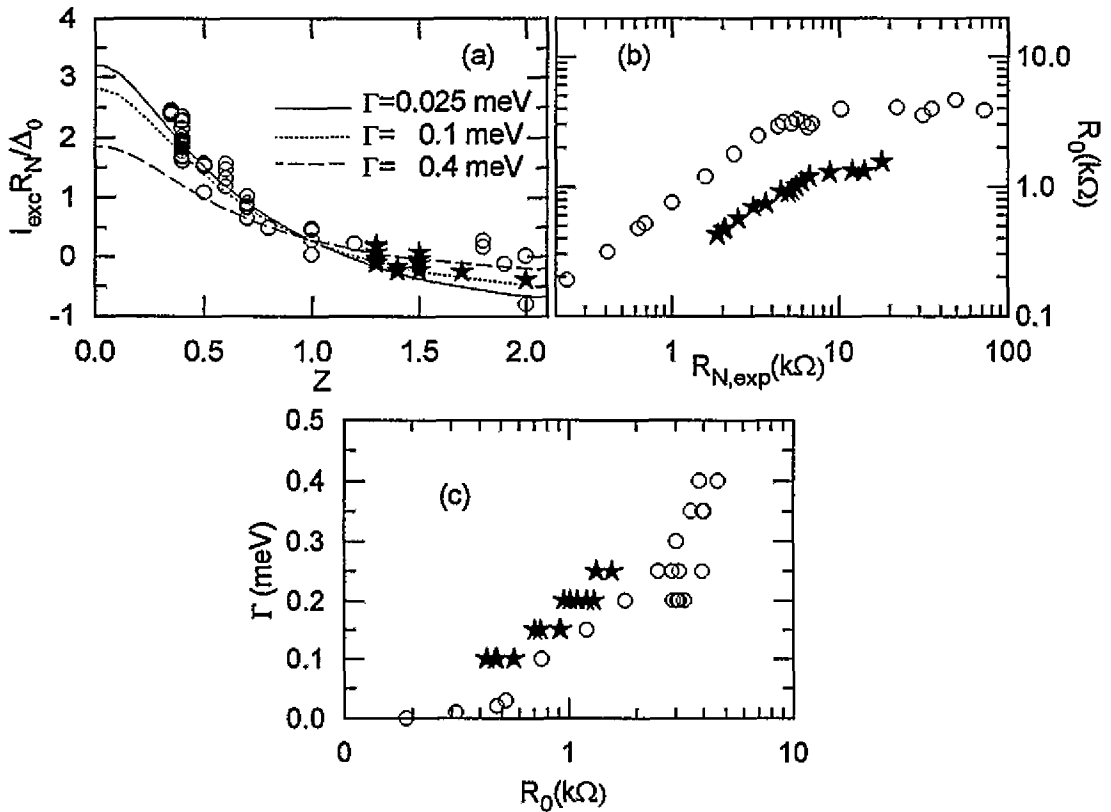


FIGURA 5.11. (a) Exceso de corriente experimental en función de Z y curvas teóricas según el modelo OTBK para tres valores distintos de Γ . (b) Variación de R_0 ($\propto 1/A$) en la transición de túnel a contacto. (c) Comportamiento de Γ en función de R_0 para las distintas series experimentales. (Los círculos muestran los resultados obtenidos para la unión limpia. Las estrellas corresponden a la situación Pb-Pb con barrera aislante, que se discute más adelante)

de R_0 con $R_{N,exp}$ para la serie de la figura 5.4. Antes del contacto, $R_{N,exp} > 10$ k Ω , R_0 es constante, y el área correspondiente es 16 \AA^2 (o aproximadamente 1 átomo [84]). La región $50 \text{ k}\Omega > R_{N,exp} > 5 \text{ k}\Omega$ corresponde a la región en la cual se establece el contacto y la estructura del gap se convierte en el pico Andreev (ver figuras 5.4 y 5.3). Al presionar más la punta contra el sustrato, el área del contacto aumenta, Z permanece constante y R_0 decrece linealmente con $R_{N,exp}$ (pendiente 1 en el gráfico log-log).

El salto al contacto y colapso de la barrera que ocurren para resistencias entre 10 k Ω y 5 k Ω permiten estimar el tamaño de la unión. Por una parte, a través de la ecuación de Sharvin, que relaciona la resistencia de un contacto con su tamaño, $R_0 = 4\rho l/3A = 4(h/2e^2)\pi/Ak_F^2$ donde ρ es la resistividad; l el recorrido libre medio; A el área del contacto; k_F el número de onda de Fermi; y h la constante de Planck. Por tanto, a una resistencia entre 10 y 5 k Ω le corresponde un contacto con área entre 6.5 y 13 \AA^2 . El número aproximado de átomos que forman un determinado contacto se puede obtener a partir del parámetro de red

del plomo, así establecemos la correspondencia 1 átomo $\equiv 12.25 \text{ \AA}^2$. De esta forma se puede hacer una estimación de la correspondencia entre átomos, área y resistencia de los contactos.

Hay otro argumento, menos “macroscópico” que el anterior, y quizás más interesante. Desde el trabajo de Landauer [21] se sabe que un canal cuántico de conducción tiene una resistencia, R_Q , de 12900Ω ($R_Q = h/2e^2$), y dicho canal es del tamaño de la longitud de onda de Fermi del material. Entonces, si se comparan los valores de resistencia a los que ocurre el colapso de la barrera túnel (entre 5 y 10 k Ω) con R_Q , se puede decir que la conducción en la unión estudiada se produce a través de uno o dos canales cuánticos. Teniendo en cuenta la relación entre el parámetro de red del plomo (3.95 \AA) y λ_F (4.2 \AA), se puede considerar que la unión está formada por dos o tres átomos como máximo.

Según este razonamiento, los pequeños saltos en la corriente que se observan en la figura 5.3 para $R_N < 5 \text{ k}\Omega$ se deberán a la incorporación de nuevos átomos al contacto al presionar la punta contra la muestra, lo que permite abrir nuevos canales de conducción.

La variación del parámetro fenomenológico Γ , usado en el modelo para dar cuenta del ensanchamiento de los espectros de la serie de la figura 5.4, se muestra en la figura 5.11(c). Para valores altos de $R_{N,exp}$, tanto R_0 como Γ son prácticamente constantes, y adquieren sus valores máximos (unos 4 k Ω y 0.3 meV, respectivamente). Sólo una vez que se ha establecido el contacto, Γ disminuye al decrecer R_0 (el área efectiva de la unión aumenta) y es prácticamente cero para áreas mayores de unos 15 átomos. Ya que casi toda la variación de Γ ocurre cuando la barrera ya ha colapsado (Z ha alcanzado su valor mínimo), se puede interpretar que Γ sólo depende del área de la unión.

Las figuras 5.3, 5.9 y 5.4 permiten correlacionar los distintos regímenes de conductancia con la distancia punta-muestra y con la barrera aparente. Para separaciones mayores de 3 o 4 \AA , la barrera aparente es grande (la conducción tiene lugar en el régimen de túnel) y se puede observar claramente la estructura del gap superconductor. Según disminuye la distancia punta-muestra, hay saltos en la resistencia desde unos 100 k Ω en el régimen de túnel hasta unos 10 k Ω según se establece el contacto mecánico (es el fenómeno del salto al contacto). En la figura 5.9(a) el salto al contacto ocurrió entre las curvas 3 y 4, contando desde abajo. Se puede ver que, aunque se ha producido el contacto mecánico, la barrera aún no está totalmente colapsada, y el gap superconductor todavía es visible. Para resistencias entre 10 y 5 k Ω la barrera colapsa y el pico de conductancia a voltaje cero debido a la reflexión de Andreev, aparece completamente desarrollado (figuras 5.9 y 5.4).

Esta serie de resultados experimentales indican que no se pueden invocar los efectos de rotura de pares a causa de altas densidades de corriente o efectos de desequilibrio de carga en los electrodos[85, 86] como responsables del ensanchamiento de los espectros experimentales de uniones superconductoras de tamaño nanoscópico, ya que para las densidades de corriente más altas es cuando

se consigue $\Gamma = 0$. El efecto de la contaminación de la superficie [85] también se puede descartar, pues teniendo en cuenta la existencia del salto al contacto y los valores altos de la barrera túnel aparente, próximos a la función de trabajo del plomo, se puede afirmar que las superficies de los electrodos están limpias. Probablemente habría que tener en cuenta efectos de scattering en estas uniones de tamaño atómico o en las superficies como responsables del ensanchamiento observado en los espectros experimentales.

5.4 Formación y caracterización de un cuello conector

Hasta ahora se han analizado contactos con resistencia equivalente mayor de $1 \text{ k}\Omega$. Por supuesto, se pueden estudiar contactos de mayor tamaño, llegando a resistencias de la unión equivalentes a unos pocos ohmios, como se puede ver en la serie de curvas de conductancia de la figura 5.4. Estos contactos se consiguen presionando la punta contra la muestra mediante el movimiento del piezo-z. De forma análoga a como cuando se estudia el comportamiento de la corriente túnel al variar la separación punta-muestra, se pueden registrar los cambios en la corriente que circula a través del contacto en función del movimiento del piezo-z que presiona los dos electrodos. Esto, junto con la toma de imágenes topográficas antes y después de las curvas I-z, permitirá conocer las condiciones en que se formó el contacto cuya conductancia analizaremos.

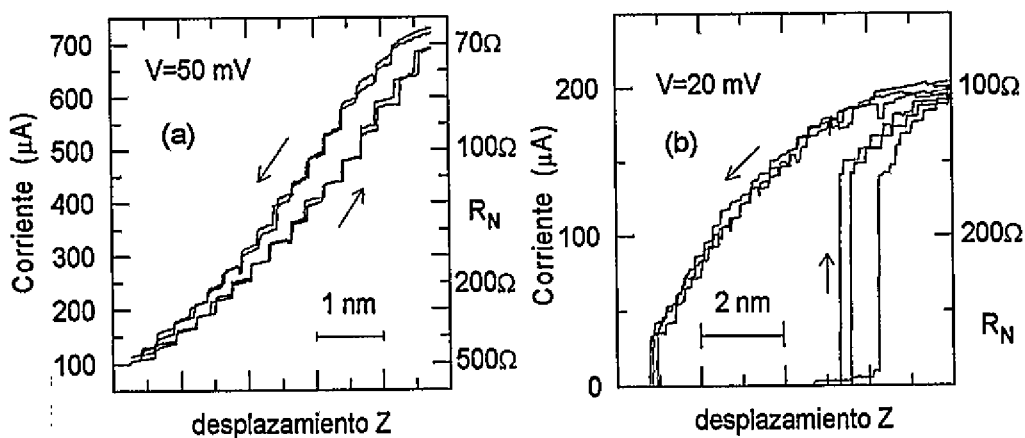


FIGURA 5.12. Curvas I-z del cuello conector: (a) sin romper el contacto, (b) rompiendo el contacto.

La figura 5.12(a) representa curvas I-z correspondientes a avances y retrocesos repetidos de la punta contra la muestra, con un recorrido de 47 \AA , manteniendo siempre el contacto. Se han dibujado dos ciclos completos para mostrar su regularidad y reproducibilidad. En estas curvas se observa una estructura escalonada acompañada de histéresis: las curvas correspondientes al tramo de avance siempre están por debajo de las correspondientes al retroceso de la punta. Los escalones en ambos casos ocurren para los mismos valores de corriente, pero se dan para

distintos desplazamientos de la punta. La longitud de los escalones es bastante regular, pero distinta para cada tramo: 2.9 Å al avanzar, y 2.6 Å al retroceder. Tras analizar unas 500 curvas obtenidas en estudios con distintas puntas y muestras, resulta un longitud promedio de los escalones de 3 Å al avanzar la punta contra la muestra, y de 2.5 Å al retirarla, como muestra el histograma de la figura 5.13.

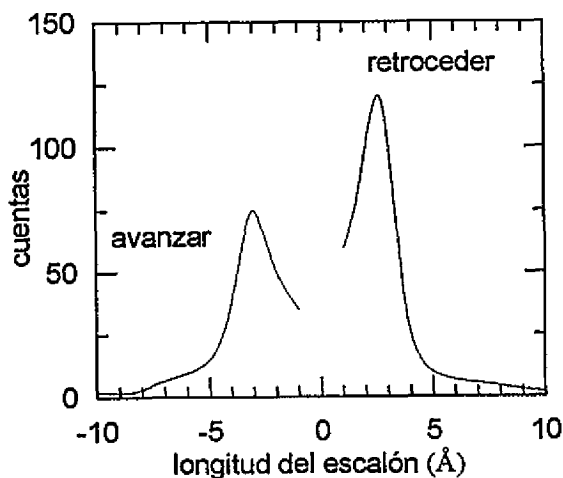


FIGURA 5.13. Histograma de la longitud de los escalones observados en las curvas I-z del cuello conector.

Este resultado es una primera indicación de que se crea una determinada estructura, el cuello conector, entre la punta y la muestra. A partir de la variación de la corriente con el desplazamiento de la punta es posible obtener información acerca de cómo es el cuello conectivo teniendo en cuenta que la resistencia del contacto depende de la sección más estrecha del cuello, y viene dada por la ecuación de Sharvin citada anteriormente.

Las curvas experimentales de la corriente en función del desplazamiento de la punta (curvas I-z) se pueden modelizar asumiendo que solamente el material próximo a la indentación toma parte en la creación del cuello [33], es decir, el volumen del cuello es constante, y su forma puede ser reconstruida a partir del perfil de las curvas I-z. En la figura 5.14 mostramos esquemáticamente la forma de los cuellos correspondientes a las posiciones de máximo, medio y mínimo estiramiento para la situación de la figura 5.12(a).

Si se aumenta el recorrido de la punta hasta romper el contacto, se obtiene el comportamiento mostrado en la figura 5.12(b). Aparece el mismo tipo de estructura escalonada, pero en el proceso de acercamiento es necesario avanzar la punta más allá de la posición en la que se rompió el contacto para volver a establecerlo. Además, al establecer de nuevo contacto se tiene un gran aumento de corriente. Esto parece indicar que después de estirar el cuello hasta romperlo, se produce un relajamiento las partes del cuello que quedan en las extremos de la punta y el sustrato, resultando una estructura más achatada.

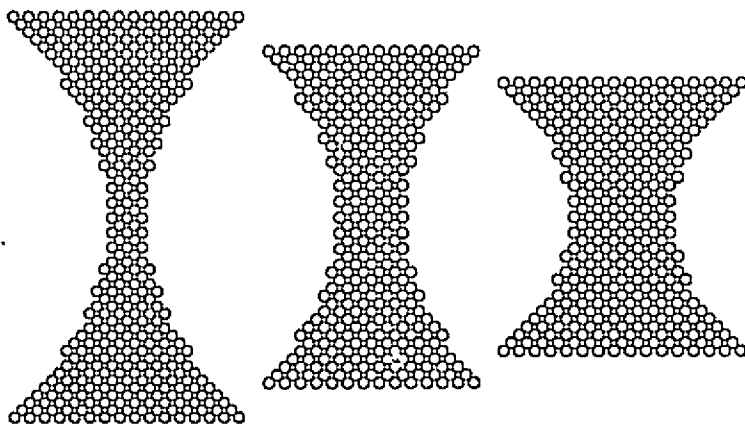


FIGURA 5.14. Esquema del cuello conector en distintas etapas.

Las simulaciones de dinámica molecular de Landman *et al.*[33] indican que al retirar una punta de níquel tras indentar un substrato de oro tiene lugar la formación y estiramiento de un cuello conector entre la punta y el substrato, debido a enlaces adhesivos entre los átomos de la región involucrada. El estiramiento de este cuello conlleva transformaciones estructurales a escala atómica, de modo que en cada paso del alargamiento los átomos de los planos adyacentes del cuello se desordenan y reordenan para añadir un nuevo plano, es decir, un cuello más largo y más estrecho en su centro. Estos pasos de estiramiento constan de dos fases distintas: una elástica, en la que la fuerza aumenta y la sección central del cuello se mantiene constante; y una plástica, en la que ocurren las transformaciones estructurales y, en consecuencia, parte de la fuerza se relaja bruscamente y el área central del cuello decrece bruscamente. Estos pasos ocurren a intervalos de desplazamiento de la punta bastante regulares, con longitud promedio de 2 Å la cual corresponde a la distancia entre los planos (001) del oro. Durante todo este proceso el cuello mantiene su estructura de planos cristalinos excepto durante el corto período de tiempo en que se producen los cambios estructurales.

Las imágenes topográficas tomadas antes y después de las curvas I-z muestran claramente que aparece una protuberancia en la región sondeada de la superficie. Sus dimensiones oscilan entre 80 y 300 Å dependiendo del grado de indentación y, típicamente, las protuberancias tienen la altura y el diámetro iguales.

En la figura 5.15 se presenta una serie de imágenes topográficas de una superficie en la que se hizo una indentación. En la última imagen pueden incluso apreciarse un par de terrazas en la protuberancia central, que estarían relacionadas con la estructura cristalina del cuello. En la figura 5.16 se muestra otra secuencia de imágenes topográficas con la aparición de una estructura como resultado del cuello conectivo, y su posterior pérdida de altura hasta casi desaparecer. En este último caso es probable que tras la rotura del contacto la mayor parte del cuello se haya quedado pegada a la punta.

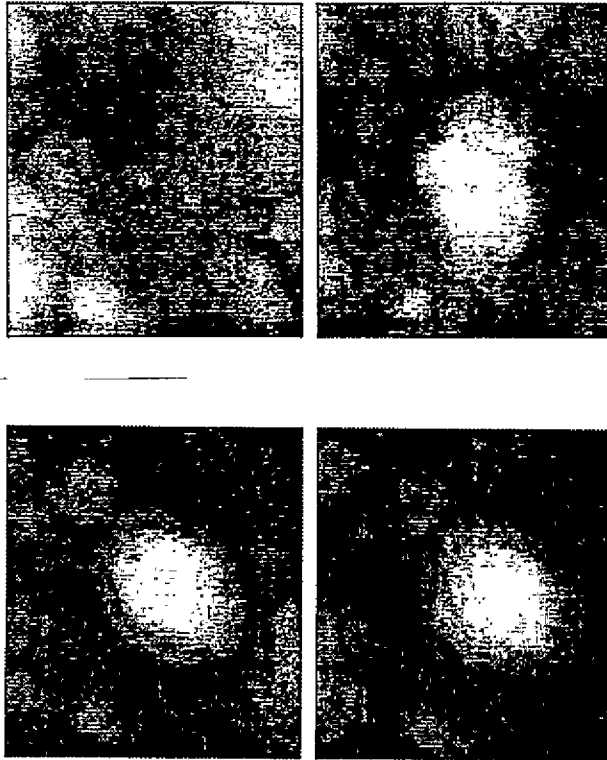


FIGURA 5.15. Imágenes topográficas de una superficie de $400 \times 400 \text{ \AA}^2$ en la que se hizo una indentación. En la última imagen pueden incluso apreciarse un par de terrazas en la protuberancia central.

5.5 Conducción en contacto: régimen Josephson

Una vez caracterizadas las estructuras que se crean al producir contactos extensos entre punta y muestra, se realiza el estudio de la conducción eléctrica en estas condiciones.

La figura 5.17 muestra una serie de curvas $I - V$ tomadas al avanzar y al retroceder la punta contra la muestra. Se observan claramente inflexiones en $V = \Delta$ y $V = 2\Delta$ correspondientes a la estructura subarmónica del *gap*, y cómo estas van desplazándose a voltajes menores en las curvas superiores. Cuando circula mucha corriente a través del contacto se produce un calentamiento y, obviamente, $\Delta(T)$ decrece cuando T aumenta [87, 88]. También se observa que para las curvas correspondientes a contactos de menor resistencia (mayor corriente) comienza a tenerse corriente distinta de cero para $V = 0$. Esta es la manifestación del efecto Josephson, y el máximo valor de la corriente para $V = 0$ se define como la corriente crítica, I_C . Cuanto menor es la resistencia del contacto más abrupto es el salto de corriente desde $V = 0$. Esto es debido al aumento de la energía de

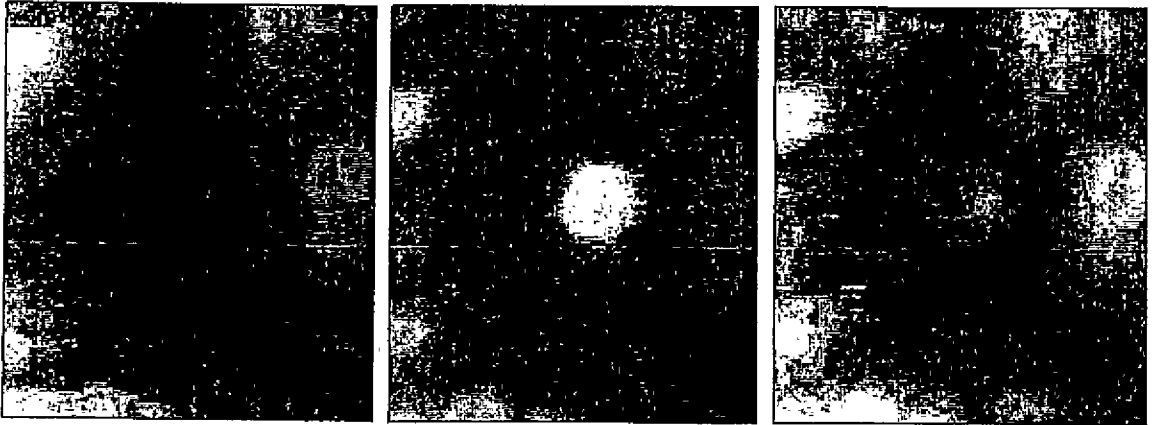


FIGURA 5.16. Imágenes topográficas de una superficie de $1000 \times 1000 \text{ \AA}^2$. Se observa la aparición de una estructura de 300 \AA de altura resultado del cuello conectivo, y su posterior pérdida de altura hasta casi desaparecer.

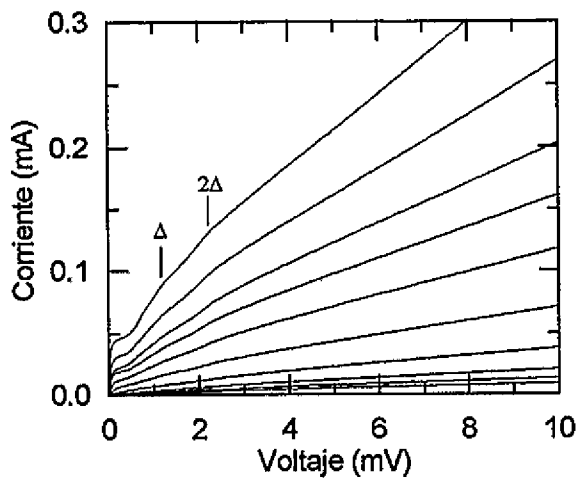


FIGURA 5.17. Curvas I-V en contacto que muestran la aparición de corriente Josephson a $V = 0$.

acoplamiento Josephson, y por tanto la disminución del efecto de las fluctuaciones térmicas sobre la corriente de pares[48] (ver apartado 4.2.2).

Las estructuras que presentan efecto Josephson se clasifican según su voltaje

crítico[8], $V_C = I_C R_N$: las que presentan conducción por mecanismos de túnel se describen mediante la teoría de Ambegaokar y Baratoff[45], y aquellas que presentan conducción directa entre los electrodos, llamadas *weak-links*, se pueden describir en términos de la teoría de Kulik y Omelyanchuk[50].

Por tanto, se analizará la evolución del voltaje crítico Josephson en las series experimentales de curvas $I - V$ en función de la resistencia del contacto, y a distintas temperaturas, con el fin de comprobar dentro de qué tipo de estructuras se pueden englobar estas uniones Josephson de escala atómica creadas con el STM, y con contacto limpio entre los electrodos.

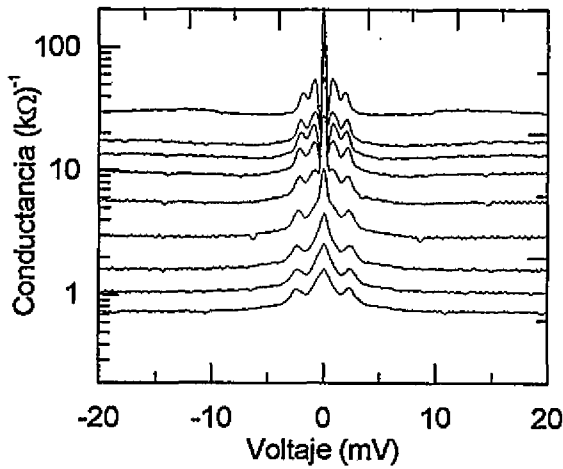


FIGURA 5.18. Derivada numérica de las curvas de la figura 5.17 que representan la variación de la conductancia al variar el área del contacto y muestran la aparición del pico de conductancia a $V = 0$ debido al efecto Josephson.

La correcta determinación del valor de R_N a partir de una curva $I - V$ es uno de los pasos más importantes del análisis, porque cuanto mayor sea la corriente que circula a través de la unión con resistencia R_N , mayores serán las distorsiones en la curva $I - V$ debidas a efectos de calentamiento[88]. Si la temperatura de trabajo es T_0 , la temperatura en la región del contacto será $T = T_0$ para $V = 0$ porque todo el flujo de corriente se debe a pares de Cooper. Al aumentar V , los efectos del calentamiento aparecen debido a la corriente de cuasipartículas. Esta es la razón del desplazamiento de los picos asociados a 2Δ en las curvas superiores de la figura 5.18: el calentamiento produce una disminución de Δ , y por tanto una disminución del exceso de corriente Andreev, que es proporcional a Δ (ver apartado 4.2.3). El calentamiento también puede hacer que T aumente por encima del valor de la transición superconductora, dando lugar a una curva más distorsionada. Obviamente, este efecto es mayor para los contactos de menor resistencia.

En la figura 5.19(a) se presenta un esquema de cómo el calentamiento distorsiona una curva Josephson "ideal". La curva (i) (línea fina) es una curva $I - V$

“ideal” en contacto, que presenta las características usuales de corriente Josephson para $V = 0$, inflexiones en los valores de Δ y 2Δ correspondientes a la estructura subarmónica del *gap* y el exceso de corriente debido a la reflexión de Andreev. La resistencia en estado normal R_N (la resistencia de Sharvin del con-

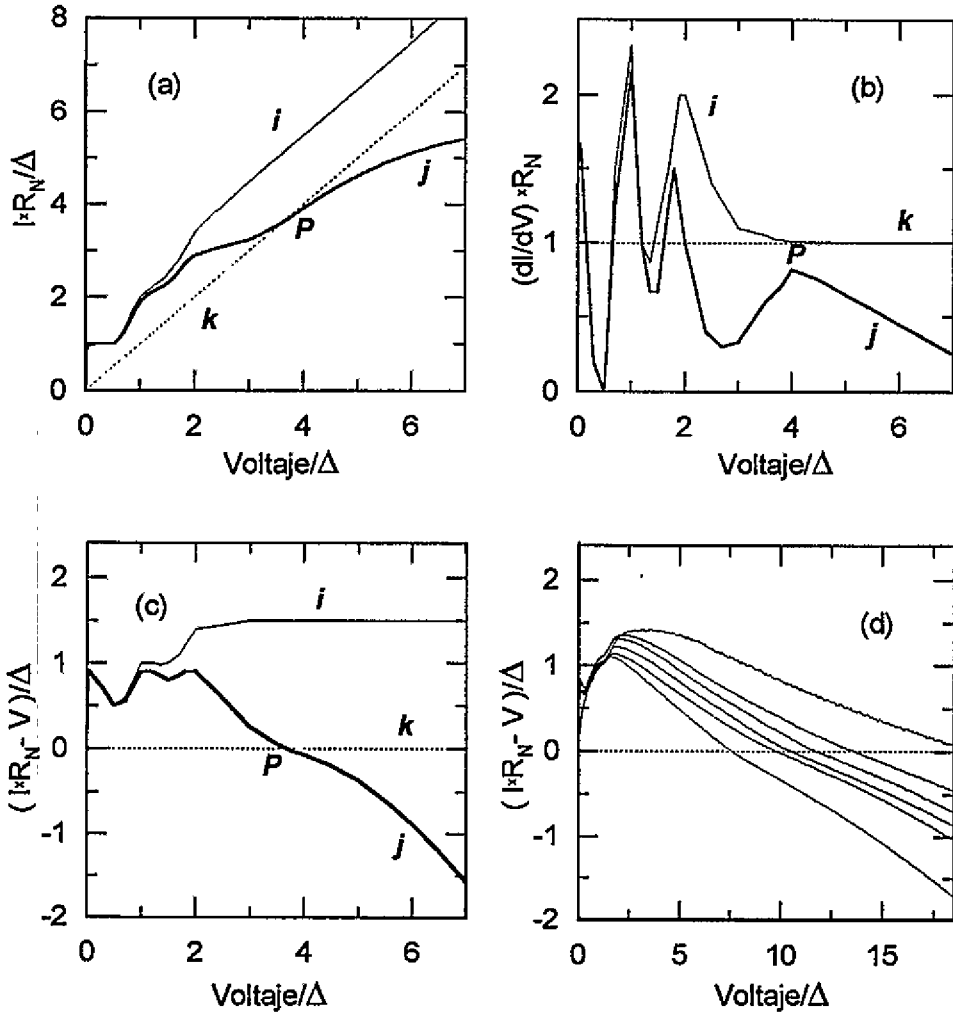


FIGURA 5.19. Distorsiones producidas en una curva I-V en contacto por calentamiento, y su efecto en el cálculo de la resistencia normal. (a) I vs V ; (b) dI/dV vs V ; y (c) exceso de corriente vs V . (Línea fina (i): curva ideal sin efectos de calentamiento; línea gruesa (j): curva real incluyendo efectos de calentamiento; línea de trazos (k): curvas en estado normal.) La figura (d) muestra la evolución del exceso de corriente en función del voltaje para una serie de curvas experimentales.

tacto correspondiente), se puede obtener del inverso de la pendiente de la línea de trazos. La curva (j) (línea gruesa) representa una curva $I - V$ en la cual se pueden observar las distorsiones debidas al calentamiento. La característica principal que permite la determinación de la resistencia normal en una curva experimental, es la pérdida total del exceso de corriente cuando la región del contacto se hace nor-

mal. Esto se manifiesta en la curva $I - V$ como un punto de inflexión (indicado por 'P'), que define un valor de la corriente correspondiente al que circularía por la unión en estado normal (curva (k), línea de trazos). Para resaltar estas diferencias, se ha representado en la figura 5.19(b) la derivada, $dI/dV - V$, de estas curvas. Resulta claro que la conductancia normal del contacto (línea de trazos) es distinta del valor de la conductancia dinámica para altos voltajes de la curva "real" (línea gruesa). Esto no ocurriría en el caso de que los efectos del calentamiento fuesen despreciables (línea fina). Por tanto, se puede ver que es muy importante conseguir una correcta normalización de las curvas experimentales con el fin de obtener los valores reales del voltaje crítico y de la resistencia en estado normal del contacto. Al analizar las curvas experimentales se comprueba la consistencia del proceso de determinación de la resistencia normal representando el exceso de corriente normalizado, $(IR_N - V)$. Para una serie de curvas experimentales, este gráfico debe mostrar la desaparición progresiva (cada vez para menor voltaje) del exceso de corriente según disminuye la resistencia del contacto y los efectos del calentamiento se hacen más importantes (ver figuras 5.19(c) y (d)).

Este proceso de normalización se ha aplicado a las series de curvas $I - V$ medidas a distintas temperaturas, y los resultados del voltaje crítico en función de la conductancia normal de la unión ($G_N = 1/R_N$) se muestran en la figura 5.20. Los valores de V_C y G_N se obtienen con un error menor del 15%.

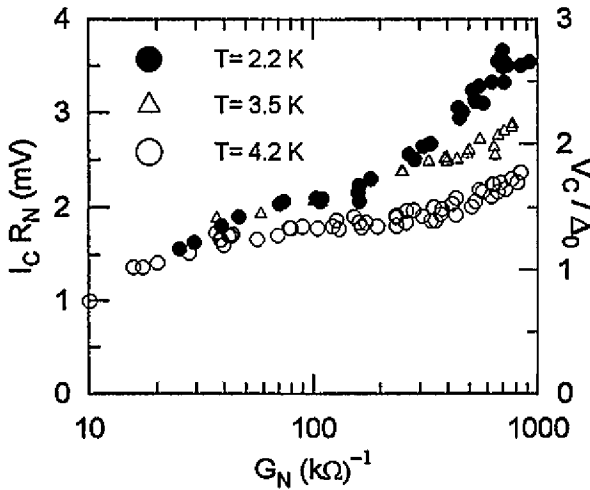


FIGURA 5.20. Comportamiento experimental del voltaje crítico en función del valor de la conductancia normal de la unión a distintas temperaturas.

Para interpretar esta evolución del voltaje crítico se tiene en cuenta el estudio realizado previamente sobre la transición del régimen de túnel al de contacto en términos del modelo OTBK (apartado 5.3). De dicho análisis resultó que los cambios en las curvas de conductancia se deben a una progresiva disminución

del parámetro de barrera Z , desde valores altos en túnel hasta aproximadamente $Z = 0.4$ en contacto, justo antes de que empezase a aparecer el pico Josephson. Por lo tanto, parece razonable esperar que el *scattering* en la frontera entre los dos electrodos, representado por Z , pueda disminuir al presionar la punta contra la muestra para aumentar el área del contacto. Así pues, se utilizará el mismo modelo OTBK para ver cuál es el efecto del *scattering* (Z) en el valor del voltaje crítico Josephson. En la figura 5.21 se presentan los resultados obtenidos para el voltaje crítico en función del parámetro de fuerza de la barrera y de la temperatura, calculados a partir del formalismo OTBK. El modelo y método de cálculo se tratarán en detalle en el apartado 7.2.

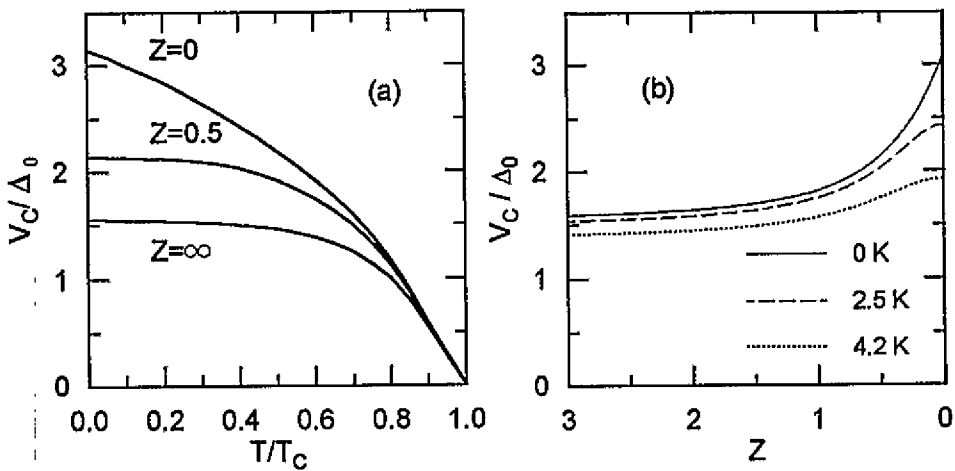


FIGURA 5.21. Voltaje crítico Josephson calculado a partir del formalismo OTBK en función de la temperatura (a) y del parámetro de fuerza de la barrera (b).

Comparando las figuras 5.20 y 5.21(b) se observa que la series experimentales siguen un comportamiento similar al descrito por el análisis tipo OBTK y parece indicar que realmente se produce una progresiva disminución del parámetro de *scattering* Z al aumentar el tamaño del contacto (desde 50 hasta 5000 átomos aproximadamente, estimado usando la fórmula de Sharvin). Esta variación de Z (desde aproximadamente 0.4 a prácticamente 0) se refleja fundamentalmente en el valor del voltaje crítico y no en la estructura Andreev que apenas variaría para dichos valores y en las curvas experimentales queda muy distorsionada debido al calentamiento. Esta disminución del *scattering* puede deberse a que al aumentar el tamaño del contacto presionamos la punta contra la muestra y pueden producirse correcciones en el desorden e imperfecciones de las superficies.

5.6 Unión plomo-plomo con barrera aislante

Hasta ahora se han presentado y discutido los resultados obtenidos en el sistema plomo-plomo para superficies limpias de punta y muestra. Por supuesto, al realizar los experimentos pueden ocurrir situaciones en las que no se cumplen las condiciones expuestas anteriormente para considerar que la unión estudiada está limpia (apartado 5.1). En estos casos no se pueden obtener imágenes topográficas reproducibles, la variación de la corriente túnel con la separación entre punta y muestra no sigue el comportamiento exponencial correspondiente al túnel de vacío, y obviamente tampoco es posible observar el salto al contacto para las resistencias cercanas a $10\text{ k}\Omega$. A pesar de esto, sí es posible realizar medidas espectroscópicas (curvas $I - V$) que permiten obtener información sobre la naturaleza de estas uniones.

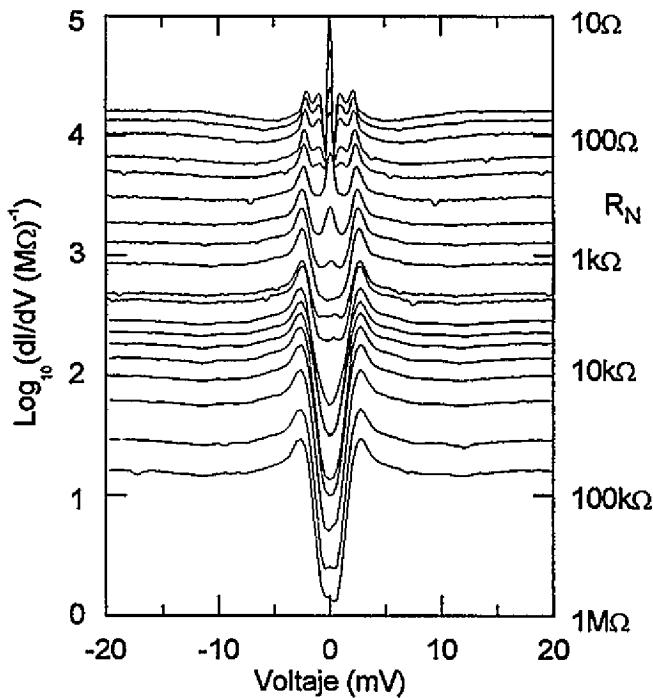


FIGURA 5.22. Serie de curvas de conductancia obtenidas en uniones con barrera aislante.

En la figura 5.22 aparece una serie de curvas de conductancia representativa de los resultados obtenidos en este tipo de uniones con barrera aislante. Se observa claramente que las curvas de conductancia de tipo túnel, que en el caso de la unión limpia anteriormente estudiado se tenían sólo para $R_N > 50 - 100\text{ k}\Omega$, ahora aparecen, sin apenas variaciones de forma, hasta resistencias de la unión cercanas a $1\text{ k}\Omega$. Para resistencias menores de dicho valor, vemos que comienza a desarrollarse a $V = 0$ un pico desde el fondo de conductancia correspondiente al

gap. Este pico de conductancia es de naturaleza distinta al que se observa en el caso de la unión limpia, y que estaba relacionado con el colapso de la barrera túnel y la aparición de procesos de reflexión de Andreev para $R_N \sim 10 \text{ k}\Omega$ (apartado 5.2.2).

Esta diferencia de comportamiento se puede observar al representar las curvas $I - V$ y $dI/dV - V$ normalizadas correspondientes a la región $100 \text{ k}\Omega > R_N > 500 \Omega$ de la figura 5.22.

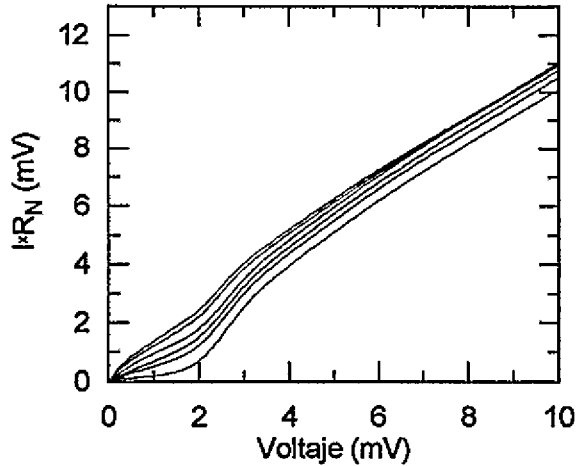


FIGURA 5.23. Curvas I-V normalizadas correspondientes a uniones con barrera aislante y resistencias en el rango $50 \text{ k}\Omega > R_N > 500 \Omega$

En la figura 5.23 se observa que el exceso de corriente aumenta ligeramente al disminuir la resistencia de la unión, pues no se consigue el colapso total de la barrera (comparar con el resultado obtenido en la figura 5.8 para la unión limpia). También se puede ver esta diferencia al comparar la evolución de las curvas de conductancia normalizadas para la unión con barrera aislante (figura 5.24) con las curvas obtenidas para resistencias equivalentes en la unión limpia (figura 5.6).

El origen de esta estructura en $V = 0$ resulta claro si se comparan las curvas $I - V$ y de conductancia obtenidas para resistencias de la unión menores que $1 \text{ k}\Omega$ (figura 5.25 y curvas superiores de la figura 5.22) con las equivalentes del caso limpio (figuras 5.17 y 5.18).

Este pico corresponde a la aparición de corriente a voltaje cero por efecto Josephson. Por supuesto, en las curvas correspondientes a las uniones con mayor resistencia aparece bastante redondeado debido al efecto de las fluctuaciones térmicas sobre la corriente de pares anteriormente mencionado. Los valores de R_N para los que comienza a observarse corriente de pares coinciden en los casos sucio y limpio, pues el redondeo por fluctuaciones térmicas sólo depende de R_N , y no de si la corriente Josephson tiene lugar en régimen de túnel o de contacto.

Realizando el proceso descrito en el apartado 5.3 para las uniones limpias que

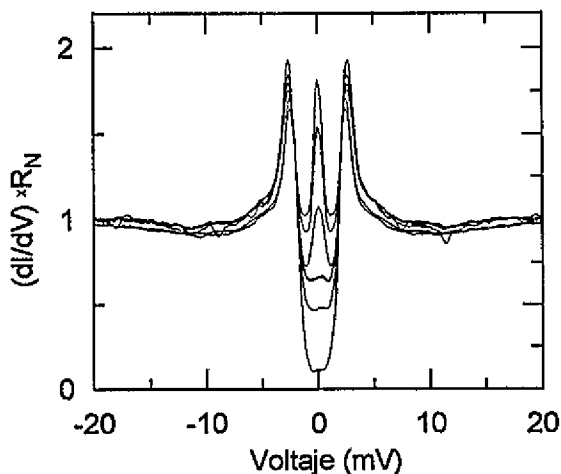


FIGURA 5.24. Curvas de conductancia del sistema Pb-I-Pb que muestran efecto Josephson

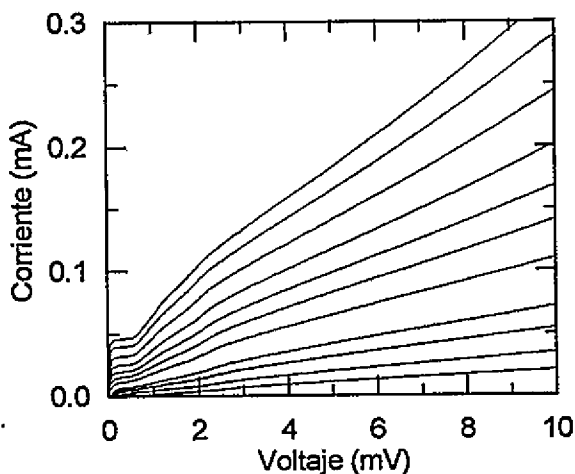


FIGURA 5.25. Curvas I-V con corriente Josephson en el sistema Pb-I-Pb

relaciona el valor experimental de la resistencia de la unión con el parámetro de *scattering* de la barrera, Z , se puede estimar que el tamaño de estas uniones túnel con efecto Josephson varía entre 10 y 20 átomos para las curvas con R_N entre 500Ω y 100Ω de la figura 5.22 (Los resultados de este análisis están representados por la estrellas en la figura 5.11). Para resistencias menores de unos 50Ω se tienen curvas de conductancia prácticamente idénticas para los casos sucio y limpio. La razón de este resultado puede estar en que al presionar la punta contra la muestra para aumentar el área del contacto no sólo se consigue dicho aumento de área, sino que también puede llegar a romperse la capa aislante que evitaba el contacto directo entre los dos electrodos. Como consecuencia de esto, es habitual

que al retirar la punta no se reproduzcan los mismos resultados que se obtienen en la fase de acercamiento.

5.7 Análisis de la estructura de fonones

Las curvas de conductancia correspondientes al régimen de túnel se pueden analizar del mismo modo que las equivalentes de la unión limpia. En este caso también se obtiene información sobre la estructura de fonones a partir de las curvas $d^2V/dI^2 - V$ obtenidas mediante derivación numérica de los datos experimentales $I - V$ (figuras 5.26 y 5.27).

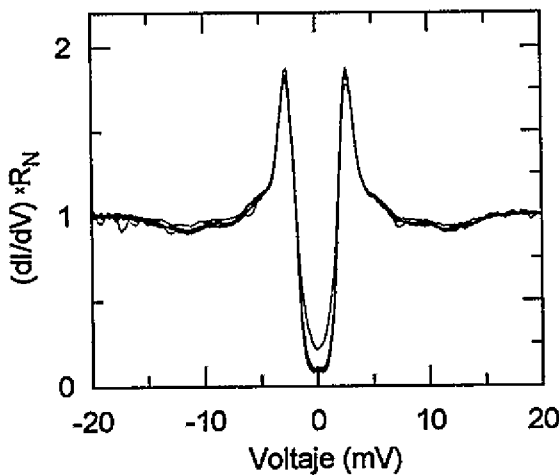


FIGURA 5.26. Curvas de conductancia normalizadas para la unión con barrera aislante en el régimen de túnel.

Para los dos modos principales de vibración de la red se obtienen los mismos valores que en el caso limpio: $\omega_1 = 4.5$ meV con semianchura $\Delta\omega_1 = 1$ meV y $\omega_2 = 8$ meV con semianchura $\Delta\omega_2 = 0.5$ meV; así como para el parámetro de interacción electrón-fonón, resultando $\lambda = 1.3 \pm 0.3$. En los resultados obtenidos para el caso limpio se observa que la estructura de fonones desaparece según colapsa la barrera túnel al disminuir la resistencia de la unión.

Esto no ocurre en el caso de la unión sucia, pues se mantiene el régimen de túnel hasta resistencias de la unión bastante pequeñas, y para los valores menores de R_N ya son bastante importantes los efectos de calentamiento que distorsionan la forma de las curvas de conductancia para voltajes moderados o altos (ver curvas superiores de la figura 5.22). Esta diferencia en cómo aparece reflejada la estructura de fonones en las curvas de conductancia se debe principalmente al hecho de que cuando la transparencia de la unión aumenta, la probabilidad de los procesos de reflexión de Andreev también aumenta.

En la figura 5.28 se representan de forma esquemática los distintos procesos de

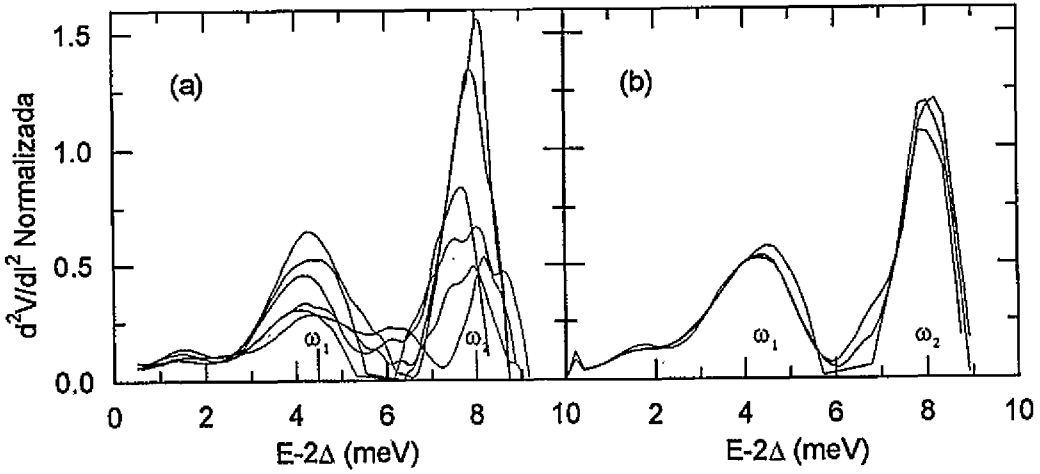


FIGURA 5.27. Espectros de fonones obtenidos para la unión limpia durante el colapso de la barrera túnel (a), y para la unión con barrera aislante (b).

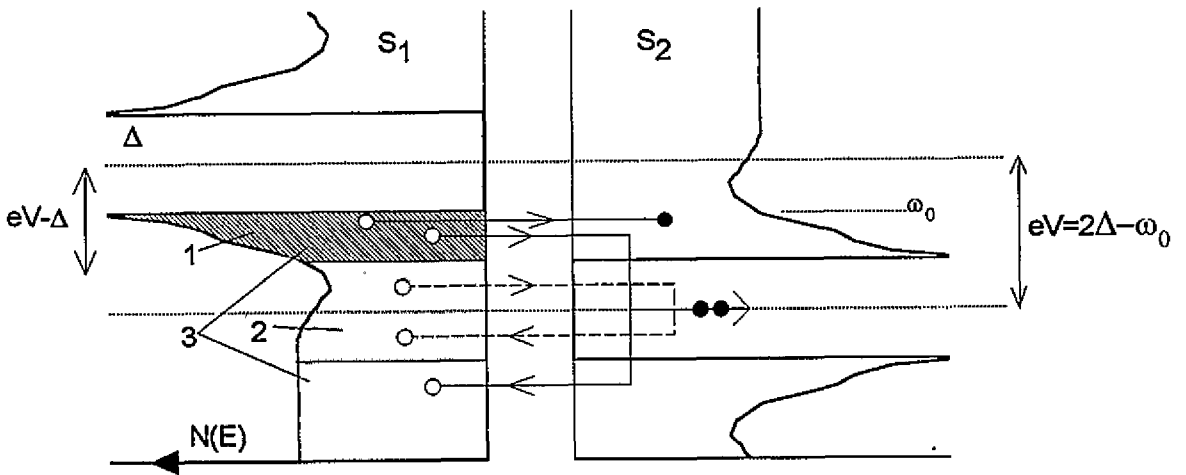


FIGURA 5.28. Esquema de los distintos procesos de transmisión a través de la unión S-S.

transmisión a través de la unión. Para uniones de baja transmisión (resistencia y barrera altas) sólo son posibles los procesos de túnel directo. Esto corresponde a túnel directo de cuasipartículas desde los estados en la región 1, con energías en el intervalo $[\Delta, eV - \Delta]$ hacia los estados vacíos del segundo electrodo, en un proceso que da información sobre la densidad de estados a la energía sondeada, eV . Cuando la transmisión de la unión aumenta (la resistencia y la barrera disminuyen) los procesos de Andreev que involucran estados dentro de las regiones 2 ($[eV - \Delta, eV + \Delta]$) y 3 ($[eV - \Delta - dE]$ y $[eV + \Delta + dE]$) contribuyen a la corriente total [51], mezclando estados de diferente energía, entrando como un par de

Cooper en el segundo electrodo y enmascarando la información llevada por los estados de cuasipartículas de la región 1. Este proceso también afecta a los estados de la región 1, que previamente hacían túnel directo, y ahora realizan transmisión Andreev lo cual reduce más aún la definición de la estructura de fonones. En el caso de la unión sucia de la figura 5.26, esta pérdida de definición no se produce porque la disminución de resistencia se debe a un aumento del área de la unión, manteniendo una baja transmisión de la barrera, y el único proceso con suficiente probabilidad es el túnel directo de cuasipartículas. Esta situación ha sido simulada mediante el modelo OTBK para uniones S-S, usando un *gap* complejo, $\Delta(\omega)$ (ver apartado 7.1), con el fin de reproducir las características de acoplamiento fuerte electrón-fonón presentes en el plomo. Para hacer más asequible el cálculo se ha introducido sólo un modo de vibración con los parámetros $\omega_0 = 4.5$ meV, y $\delta\omega_0 = 1.5$ meV, tomados de las curvas experimentales de d^2V/dI^2 . Los cálculos de la conductancia entre electrodos superconductores se han realizado para distintos valores del parámetro de *scattering* en la barrera ($Z = 1.5, 0.7, 0.6, 0.55$ y 0.4). Los resultados se muestran en la figura 5.29, y se puede ver claramente que reproducen cualitativamente el comportamiento obtenido para las curvas experimentales del caso limpio (figura 5.6).

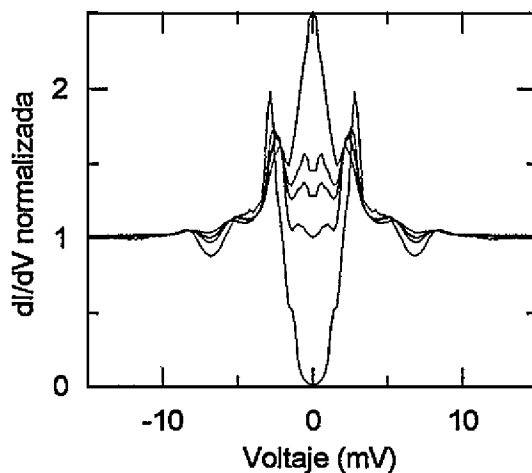


FIGURA 5.29. Cálculos de la conductancia de uniones Pb-Pb, para distintos valores del parámetro de *scattering* Z , incluyendo las características de acoplamiento fuerte electrón-fonón y el ensanchamiento de los niveles de energía, Γ .

Por tanto, se propone este mecanismo como el responsable del cambio de las estructuras asociadas al espectro de fonones en las curvas de conductancia en uniones limpias, que está basado en el aumento de importancia de los procesos de conducción por reflexión de Andreev en las uniones de baja resistencia, dando lugar a una mezcla de información procedente de distintas regiones del espectro de densidad de estados. Estos resultados [89] pueden resultar interesantes para el análisis de experimentos realizados con sondas de pequeña área y barrera

variable, como es el caso del STM, principalmente en experimentos encaminados al análisis de los mecanismos de acoplamiento electrón-fonón en los materiales superconductores.

5.8 Uniones metal normal-plomo

Los experimentos discutidos en los apartados anteriores para el sistema compuesto por punta y muestra superconductoras de plomo, así como el análisis que de ellos hemos realizado, también se han aplicado al sistema normal-superconductor (N-S) usando el plomo como material superconductor y diversos metales normales (oro, platino y wolframio). Las medidas se realizaron tanto con punta normal como superconductoras.

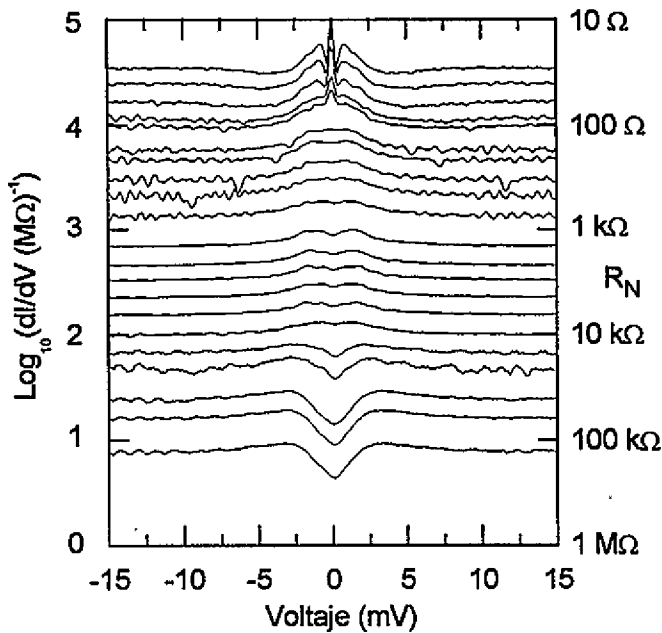


FIGURA 5.30. Curvas experimentales de conductancia diferencial correspondientes a una unión limpia Pb-Au.

En general, los resultados no dependen del electrodo normal utilizado ni de si se usó como punta o muestra. En los distintos sistemas estudiados se realizaron las comprobaciones y análisis discutidos en el apartado 5.1 en cuanto a la determinación de las condiciones de la unión estudiada (reproducibilidad de las imágenes topográficas, variación exponencial de la corriente túnel con la separación entre punta y muestra en el régimen de túnel, salto al contacto para resistencias cercanas a 10 kΩ, etc.).

En la figura 5.30 se muestra una serie de curvas de conductancia del sistema Pb-Au, que cubre los valores de resistencia entre punta y muestra desde decenas

de $M\Omega$ hasta unos pocos ohmios.

Este resultado es representativo de los obtenidos en el sistema N-Pb para distintos electrodos normales. Se pueden observar los distintos regímenes de conducción discutidos anteriormente para el sistema Pb-Pb:

- para $R_N > 50 - 100 \text{ k}\Omega$, se tienen las curvas de conductancia típicas en régimen de túnel indicativas de la estructura del gap superconductor alrededor del nivel de Fermi,
- para resistencias alrededor de $10 \text{ k}\Omega$, se observa la desaparición de la estructura asociada al *gap*, y el progresivo aumento del valor de la conductancia en la región del *gap* debido a los procesos de reflexión de Andreev,
- para $R_N < 5 \text{ k}\Omega$ ya se ha establecido totalmente el contacto entre punta y muestra y las curvas son prácticamente iguales, lo que indica que la disminución de resistencia se debe a un aumento del área del contacto.

Estos resultados se pueden modelizar perfectamente de acuerdo con el modelo BTK para uniones túnel con valores de barrera moderados o bajos [31, 82]. Hasta aquí los resultados son los esperados para el sistema normal-superconductor, pero al presionar la punta contra la muestra para aumentar el área del contacto, y conseguir valores de la resistencia del contacto menores de unos 100Ω es bastante frecuente obtener resultados como los de las curvas de la parte superior de la figura 5.30.

En estas curvas se puede observar cómo va apareciendo un pico de conductancia muy estrecho a voltaje cero, a partir de la estructura de Andreev N-S ya totalmente desarrollada. Observando las curvas $I - V$ correspondientes a esta situación (figura 5.31), se puede comprobar que este pico de conductancia se debe a la progresiva aparición de corriente distinta de cero para $V = 0$.

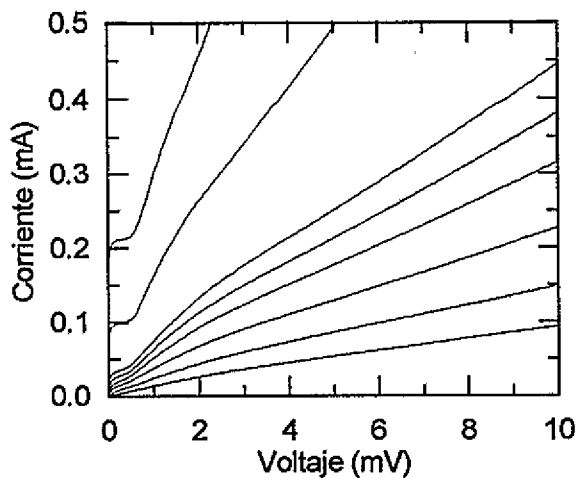


FIGURA 5.31. Curvas I-V de una unión Pb-Au mostrando PJE.

Este fenómeno se interpreta como resultado de corriente de pares de Cooper

por efecto Josephson inducido por proximidad (PJE, *Proximity Josephson effect*) entre el electrodo superconductor y el normal [82] (ver apartado 4.2.6). Realmente existe bastante controversia sobre esta posibilidad, como se puede ver en la literatura sobre el tema, donde cabe mencionar los trabajos de Kadin, Geshkenbein y Sokol, y Wolf *et al.* [74, 75, 76], así como uno de nuestros trabajos [82]. En el análisis de los resultados se han hecho diversas comprobaciones con el fin de poder descartar la posibilidad de que el electrodo normal resultase manchado por el superconductor, produciéndose entonces un verdadero efecto Josephson superconductor-superconductor. En muchos de los casos en que aparece el pico PJE es posible volver al régimen de túnel y seguir obteniendo curvas de conductancia claramente identificables como N-S, y bien distintas de las del caso S-S, como se puede observar en la figura 5.32. Este resultado es indicativo de que el electrodo normal no se encuentra manchado por una capa de superconductor.

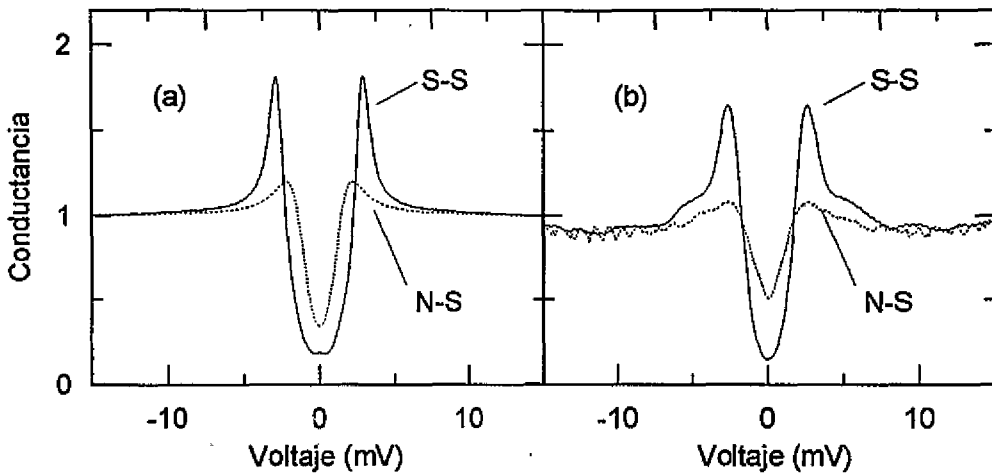


FIGURA 5.32. Diferencias entre las curvas túnel de los casos N-S y S-S: (a) teoría, (b) experimento.

Otra evidencia de la existencia del PJE son algunos resultados obtenidos al usar punta de wolframio y muestra de plomo. En este sistema es muy frecuente la existencia de una capa de óxido nativo sobre la punta de wolframio que impide el contacto directo entre los dos electrodos. El grosor de esta capa aislante debe ser realmente pequeño pues es posible tomar imágenes topográficas y curvas $I-V$ en el régimen de túnel. Esto resulta totalmente imposible cuando se intenta trabajar con puntas o muestras de aluminio como metal normal: la superficie debía de estar cubierta por una capa de óxido mucho más gruesa que impide obtener corriente adecuada para trabajar, incluso al presionar la punta contra la muestra. Se registraron curvas del sistema W-Pb como las mostradas en la figura 5.33, donde se observa un pico de conductancia a voltaje cero emergiendo desde el fondo del gap. En este caso la resistencia de la unión es de unos 50Ω , por tanto, de acuerdo con lo observado y discutido para las uniones Pb-Pb con barrera ais-

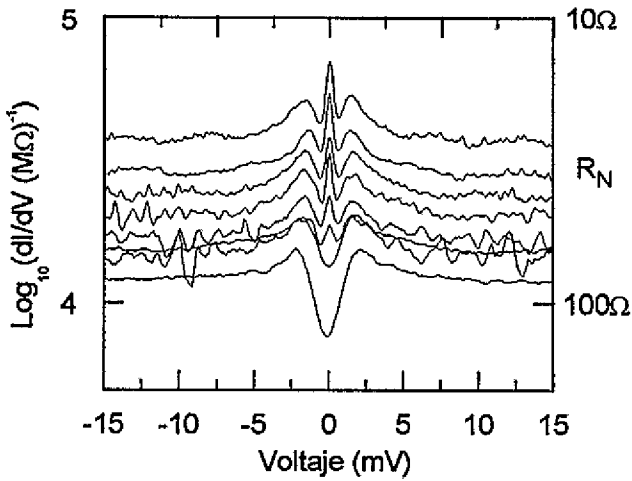


FIGURA 5.33. Curvas de conductancia de una unión W-Pb mostrando PJE.

lante, habrá una capa aislante entre punta y muestra. Esto, junto con los valores de los picos de conductancia próximos a Δ_{Pb} , indica que existe túnel de cuasipartículas del tipo N-S, y por tanto apoya la existencia de un efecto Josephson inducido por proximidad (PJE). Actualmente se están desarrollando en el Laboratorio de Bajas Temperaturas una serie de nuevas técnicas, en las que sigue interviniendo el estudio espectroscópico mediante STM, con el fin de analizar este interesante campo del efecto superconductor de proximidad en sistemas de escala nanoscópica.

Espectroscopía túnel en los HTS.

En el capítulo 5 se han discutido una serie de aspectos relacionados con los distintos regímenes de conducción eléctrica presentes en los estudios espectroscópicos con STM de un material superconductor, el plomo.

Entre los resultados principales, se pueden mencionar los siguientes:

- el área de túnel habitual es la correspondiente a unos pocos átomos,
- la caracterización de la región sondeada permite afirmar que se realiza túnel de vacío, con valores de la barrera túnel aparente próximos a la función de trabajo de los electrodos,
- variando la separación entre los electrodos se llega al colapso de la barrera túnel, observado en el cambio de comportamiento de las curvas I-z, y que conlleva un cambio en el régimen de conducción de la unión. Este cambio se realiza de forma controlada desde el régimen de túnel al de contacto,
- las variaciones en la conductancia de la unión que tienen lugar en dicho proceso se describen perfectamente en términos de los mecanismos de conducción por reflexión de Andreev, siguiendo los modelos BTK y OTBK, modificados para incluir efectos de rotura de pares y de interacción electrón-fonón,
- una vez alcanzado el contacto, presionar la punta contra la muestra da lugar a un aumento del área del contacto y la consiguiente disminución de su resistencia, hasta conseguir corriente a voltaje cero, es decir, tanto el efecto Josephson clásico (S-S) como el de proximidad (N-S).

La información obtenida en este estudio permitirá afrontar la interpretación de una serie de experimentos realizados en superconductores de alta temperatura crítica, HTS. Estos experimentos se han realizado con un STM, usando puntas de metal normal (Pt, W, Au). Habitualmente se trabaja a la temperatura de 4.2 K con el fin de reducir en lo posible los efectos de redondeo térmico en los resultados, y de poder trabajar lo más lejos posible de la transición superconductor, $T/T_C < 0.05$. Tanto el sistema como el método experimental son los empleados en los estudios sobre plomo.

6.1 Características de los HTS.

Antes de entrar en la descripción e interpretación de los resultados obtenidos, conviene exponer una serie de características generales de los HTS, que los diferencian de los superconductores clásicos y que deberán ser tenidas en cuenta con el fin de obtener información sobre su densidad de estados en el estado superconductor a partir de los datos espectroscópicos (curvas $I - V$ y de conductancia).

En primer lugar destaca la complejidad de su estequiometría y estructura cristalina frente a la simplicidad del plomo, por ejemplo. La estructura típica de estos materiales es una perovskita modificada, destacando la presencia de planos de Cu-O intercalados entre planos formados por otros elementos y oxígeno. Esta estructura en capas que presentan los superconductores de alta T_c influirá en gran medida en la manifestación de anisotropía y bidimensionalidad en muchas de sus propiedades físicas.

El proceso de sintetización de estos superconductores es bastante complejo, consiguiéndose habitualmente en forma de materiales cerámicos tras tratamientos de alta temperatura y presión mecánica. Durante estos procesos con los que se consiguen muestras muy granulares, ligeras pérdidas de oxígeno pueden dar lugar a la obtención de muestras con fases de distinta estequiometría y, por tanto, distintas propiedades eléctricas. También se consigue crecer muestras puras monocristalinas que, dependiendo del material, pueden ser exfoliables.

A diferencia de los metales, la conducción eléctrica en estos materiales no se realiza por electrones sino por huecos, como se comprueba al medir su coeficiente Hall. Su conductividad eléctrica en estado normal es muy baja, dado que su densidad de portadores es mucho menor que en un metal normal ($n_{HTS} \sim 10^{26} \text{ m}^{-3}$ frente a $n_{metal} \sim 10^{29} \text{ m}^{-3}$). La conductividad eléctrica presenta además una gran anisotropía. En la dirección paralela a los planos Cu-O (planos ab) la resistividad es lineal con la temperatura (comportamiento metálico, o semimetálico), mientras que en la dirección perpendicular (eje c) es varios órdenes de magnitud mayor que en los planos, y decrece al aumentar la temperatura. Esto implica que el transporte de carga entre planos tiene un carácter no metálico.

Su alta temperatura de transición ($T_c \sim 100 \text{ K}$) y altos valores del *gap*, junto con la baja densidad de portadores, hacen que estos superconductores tengan una longitud de coherencia extremadamente baja ($\xi_{HTS} \sim 10 \text{ \AA}$), del orden de las dimensiones de la red (típicamente: $a \approx b \simeq 4 \text{ \AA}$, y $c \simeq 12 - 30 \text{ \AA}$). Esta baja longitud de coherencia, unida a una longitud de penetración del campo magnético bastante grande ($\sim 2000 \text{ \AA}$) hace de que los HTS sean un caso límite de superconductores de tipo II, pudiendo presentar estado mixto de red de vórtices para campos entre 0.1 y decenas de teslas [90].

Esta serie de peculiaridades de los superconductores de alta T_c , sobre todo su anisotropía y bidimensionalidad, provocan una gran controversia sobre cuál es el origen de sus propiedades superconductoras (si hay o no acoplamiento electrón-fonón, y cómo de fuerte), y sobre si el *gap* superconductor es constante a lo largo

de toda la superficie de Fermi (con simetría de onda s , siguiendo la teoría BCS), o bien presentan un parámetro de orden no convencional con simetría de onda d [91].

En el presente estudio espectroscópico de los HTS se tendrán en cuenta estas características "difíciles", a las que se añade la posibilidad de que los materiales presenten una superficie no superconductora, sino metálica, semiconductor o incluso aislante, como consecuencia de la progresiva degeneración de la superficie debido a la pérdida de oxígeno. También hay que tener en cuenta en la interpretación de los resultados de espectroscopía túnel la posible existencia de una serie de mecanismos (impurezas magnéticas, defectos, etc.) capaces de provocar la rotura de los pares de Cooper, resultando un valor finito para la vida media de las cuasipartículas, o incluso fases con superconductividad sin *gap*. Este ensanchamiento de los espectros, junto con el posible efecto de acoplamiento fuerte electrón-fonón, puede dar lugar a curvas de conductancia con características muy distintas de las esperadas dentro del formalismo BCS.

6.2 Resultados en los HTS.

Tal como ha quedado reflejado en los anteriores capítulos dedicados al estudio de los electrones que hacen túnel en una unión de dimensiones nanoscópicas, es previsible que, en materiales superconductores con propiedades, en principio, bastante especiales, y desde luego muy sensibles a perturbaciones en pequeños rangos dimensionales, como son los superconductores de alta temperatura crítica, la información que se obtenga va a resultar de difícil procesado. Prueba de ello es la cantidad de artículos que han aparecido en este tema desde el descubrimiento de los HTS mostrando resultados muy heterogéneos [13, 12, 92].

El éxito que supuso el trabajo de Giaever demostrando la bondad del túnel para la obtención de la densidad de estados de los superconductores, hacía que esta técnica apareciera como la más prometedora. En mi opinión, la aparente dispersión de resultados experimentales, no es una deficiencia de la técnica, sino como he dicho anteriormente, es una manifestación de la naturaleza de estos compuestos.

El objetivo de este capítulo será, por tanto, mostrar resultados obtenidos en uniones de alta resistencia, que creo muestran características de la densidad de estados de estos materiales, y que son posibles de interpretar con los mismos modelos utilizados para el plomo. Comentaré determinadas "anomalías" que he observado a veces en estos superconductores. Estos resultados resumen un esfuerzo de estudio de muchos miles de curvas espectroscópicas estudiadas en muestras diversas.

En tercer lugar haré un análisis de la transición del régimen de túnel al de contacto en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Este estudio ha sido posible gracias a los experimentos desarrollados con el plomo, y creo que nos ha puesto claramente de manifiesto

la evolución de las estructuras originadas por la densidad de estados cuando aumenta la transparencia de la barrera.

Por tanto, se realizará un análisis de los diferentes tipos de curvas de conductancia obtenidas en los materiales de alta T_C estudiados ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, $\text{Bi}_4\text{Sr}_3\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_{16}$ y $\text{Tl}_2\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ tanto en muestras cerámicas como monocristalinas, y con temperaturas de transición de 92 K, 80 K y 120 K respectivamente), buscando características comunes entre ellas y su posible explicación de acuerdo con los distintos mecanismos de conducción discutidos en los capítulos anteriores.

6.2.1 CONDUCTANCIA EN EL RÉGIMEN DE TÚNEL

En las medidas espectroscópicas sobre los materiales $\text{Bi}_4\text{Sr}_3\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_{16}$ y $\text{Tl}_2\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ se han obtenido con bastante facilidad series de curvas de conductancia que podemos considerar representativas de la transmisión de electrones en el régimen de túnel entre superconductores.

Estas curvas presentan habitualmente una conductancia parabólica o lineal a altos voltajes (en vez de ser constante, como se observó en los estudios en plomo) y, centrado en $V = 0$, un *gap* bien definido, con el fondo de conductancia prácticamente nulo, y unos picos al borde del *gap* ligeramente ensanchados.

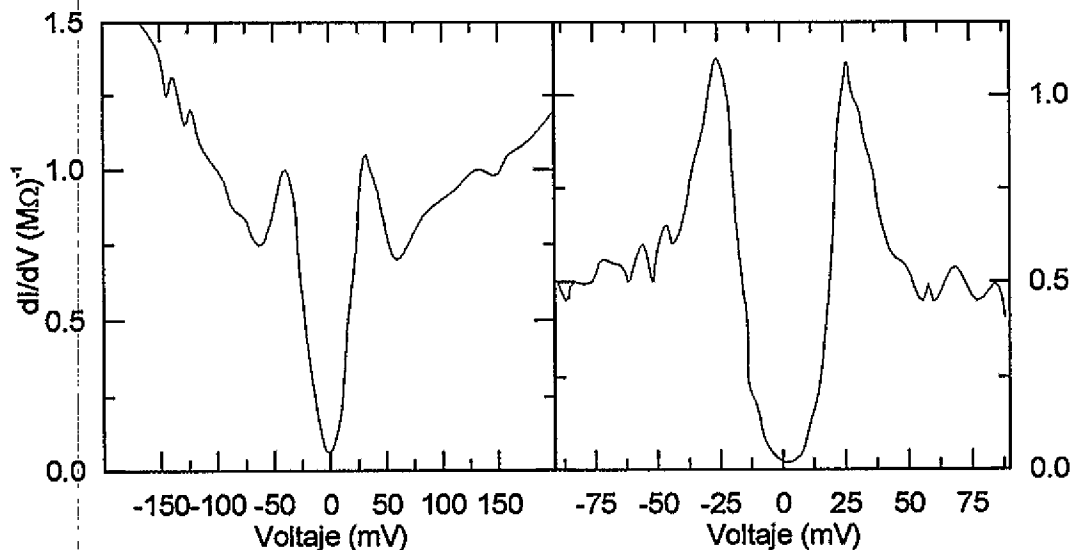


FIGURA 6.1. Curvas de conductancia túnel obtenidas en un monocristal de $\text{Bi}_4\text{Sr}_3\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_{16}$.

En la figura 6.1 se muestran algunas de estas curvas obtenidas en un monocristal de $\text{Bi}_4\text{Sr}_3\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_{16}$, con la punta del STM (Pt) orientada tanto en dirección perpendicular como paralela a los planos de la muestra. Estos resultados son similares a otros que se pueden encontrar en la literatura obtenidos tanto en medidas con STM como con uniones planas [69, 93, 94, 95, 96], y se suelen ajustar usando una densidad de estados de tipo BCS más un parámetro de ensanchamiento Γ (ver apartado 4.2.5).

Aunque las curvas obtenidas se corresponden con el tipo conductancia esperado en el régimen de túnel y se tienen valores altos de la resistencia de la unión a altos voltajes, no quiere decir que realmente se tenga una unión con túnel de vacío. En muchos casos es preciso presionar la punta del STM contra la muestra para obtener estos resultados. Esta situación puede producir roturas en la superficie de la muestra, de forma que algún fragmento del material superconductor puede quedar pegado a la punta con buen contacto eléctrico, y por tanto no es posible asegurar si se ha establecido realmente una unión N-I-S o S-I-S.

Si los resultados anteriores se interpretan como correspondientes a una unión N-I-S, el valor resultante para el *gap*, Δ , varía entre 20 y 30 meV, y es aproximadamente la mitad si se toman por S-I-S. En la literatura se propone este tipo de curvas de conductancia como resultado de procesos túnel en la dirección perpendicular a los planos Cu-O del monocristal.

También se han obtenido resultados similares en el estudio de cerámicas de $\text{Tl}_2\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$. En la figura 6.2 se presenta una curva de conductancia, que ajustada a una distribución gaussiana de *gaps* junto con un fondo parabólico da lugar al resultado $\Delta = 16$ meV, y anchura $\delta\Delta = 3$ meV, para una situación N-I-S [16, 17].

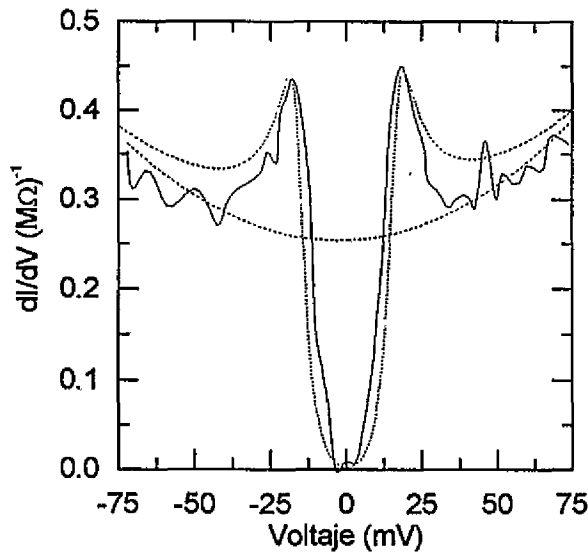


FIGURA 6.2. Conductancia túnel N-I-S obtenida en un monocristal de $\text{Tl}_2\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$.

En cambio, para las curvas de la figura 6.3 se obtienen los mejores ajustes si se consideran como resultado de una unión S-I-S. En este caso es probable que algún grano del material haya quedado en contacto con la punta, y haya transmisión túnel entre él y el resto de la muestra. Ajustando los resultados a una densidad de estados de tipo BCS más un ensanchamiento por rotura de pares, Γ , se obtiene para la curva 6.3(a) $\Delta = 24$ meV y $\Gamma = 6$ meV, y para la 6.3(b) $\Delta = 19$ meV y $\Gamma = 1$ meV [16, 17].

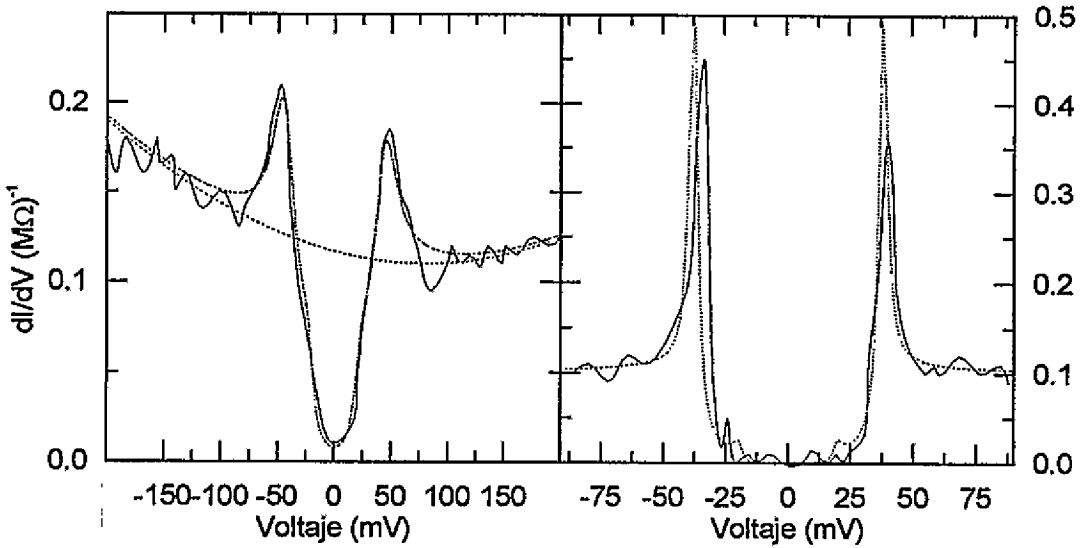


FIGURA 6.3. Conductancia túnel S-I-S obtenida en un monocristal de $Tl_2Ca_2Ba_2Cu_3O_{10}$.

6.2.2 ANOMALÍAS EN LA CONDUCTANCIA

A lo largo del experimento es frecuente obtener curvas que podríamos llamar anómalas. Se caracterizan por presentar una estructura de múltiples picos en la conductancia para voltajes superiores al de la estructura asociada al *gap*, una cierta asimetría del fondo de conductancia en función del signo del voltaje, y en determinados casos picos positivos de conductancia a voltaje cero y negativos para altos voltajes. En estas situaciones tendrá gran influencia el hecho mencionado anteriormente de tener que presionar y "rascar" la punta contra la muestra para obtener las curvas experimentales, lo que puede producir geometrías de túnel muy distintas de la deseada. A continuación se discute brevemente el posible origen de estas estructuras.

Bloqueo de Coulomb

La presencia de estructura en escalera en las curvas $I - V$ (o múltiples picos en la conductancia) en muchos experimentos en HTS [13] puede ser una evidencia de efectos de carga en el proceso de túnel de electrones, o bloqueo de Coulomb. Los modelos que tratan este fenómeno permiten reproducir curvas similares a las experimentales [97]. Entre las causas posibles de estos efectos están la peculiaridad de su superficie ya comentada, así como la estructura laminar de estos materiales, que puede hacer pensar en la existencia de pequeños condensadores entre los planos conductores. Esta complejidad permite, como han indicado varios autores, considerar una gran variedad de configuraciones para la unión túnel (N-N-N, N-N-S o N-S-S), con lo cual resulta complicado dar una interpretación única de los resultados experimentales. Por supuesto, la existencia de estos efectos de carga impide obtener información directa sobre la densidad de estados del material a partir de las curvas $I - V$.

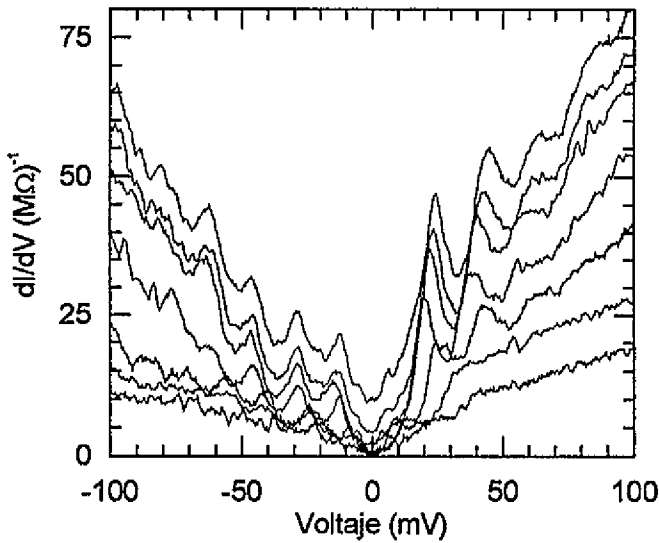


FIGURA 6.4. Conductancia túnel con efectos de carga obtenida en un monocristal de $\text{Tl}_2\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$.

En la figura 6.4 se presentan algunas curvas de conductancia típicas correspondientes a esta situación obtenidas en monocristales de $\text{Tl}_2\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$.

Anomalías a voltaje cero

Los estudios en monocristales de $\text{Bi}_4\text{Sr}_3\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_{16}$ permiten observar un tipo distinto de curvas de conductancia "anómala".

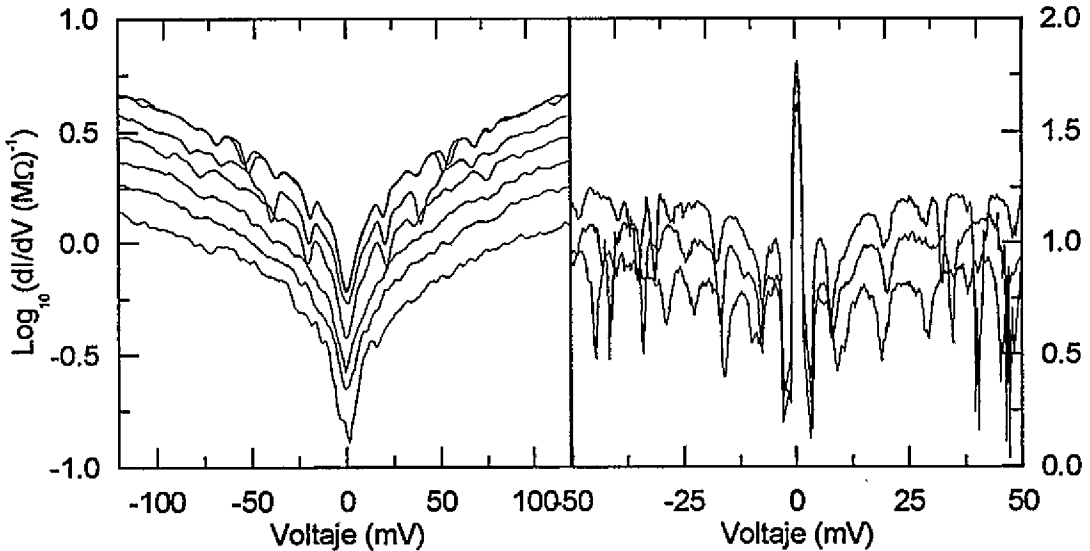


FIGURA 6.5. Conductancia anómala obtenida en monocristales de $\text{Bi}_4\text{Sr}_3\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_{16}$.

En las figura 6.5 se muestran algunas de estas curvas, caracterizadas por las siguientes estructuras en la conductancia: un pico positivo a voltaje cero, hundimientos múltiples a altos voltajes y, habitualmente, un fondo lineal. En

la literatura se pueden encontrar resultados similares [94, 95], y la aparición de estos hundimientos se atribuye a efectos de conmutación entre canales internos microscópicos de supercorrientes debidas a la existencia de una estructura en capas de tipo N-S-N-N-S... correspondiente a los distintos planos que componen la celda unidad del superconductor. Varios autores [94, 98, 95] consideran este tipo de curvas como resultado de procesos de túnel en la dirección paralela a los planos Cu-O de la muestra, mientras que el pico central será resultado de efecto Josephson entre dichos planos.

6.2.3 CONDUCTANCIA EN LA TRANSICIÓN DE TÚNEL A CONTACTO

En los estudios en cerámicas y monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ y $\text{Tl}_2\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ a veces es posible variar de forma controlada la resistencia de la unión a lo largo de la medida espectroscópica, y se observa que la estructura asociada al *gap* superconductor sufre una evolución similar a la obtenida en los estudios sobre plomo, explicada en términos de procesos de transmisión por reflexión de Andreev y colapso de la barrera túnel.

En la figura 6.6 se muestran dos series de curvas de conductancia representativas de esta situación obtenidas en $\text{Tl}_2\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$. Presentan un fondo aproximadamente lineal, un hundimiento central (pero sin llegar a conductancia cero) limitado por unos picos poco marcados en 7 meV y otras estructuras a continuación situadas a 25-30 meV. En la serie de la figura 6.6(b), la variación progresiva de la resistencia de la unión permite observar para la estructura central una evolución similar al paso de *gap* a Andreev observado en el plomo.

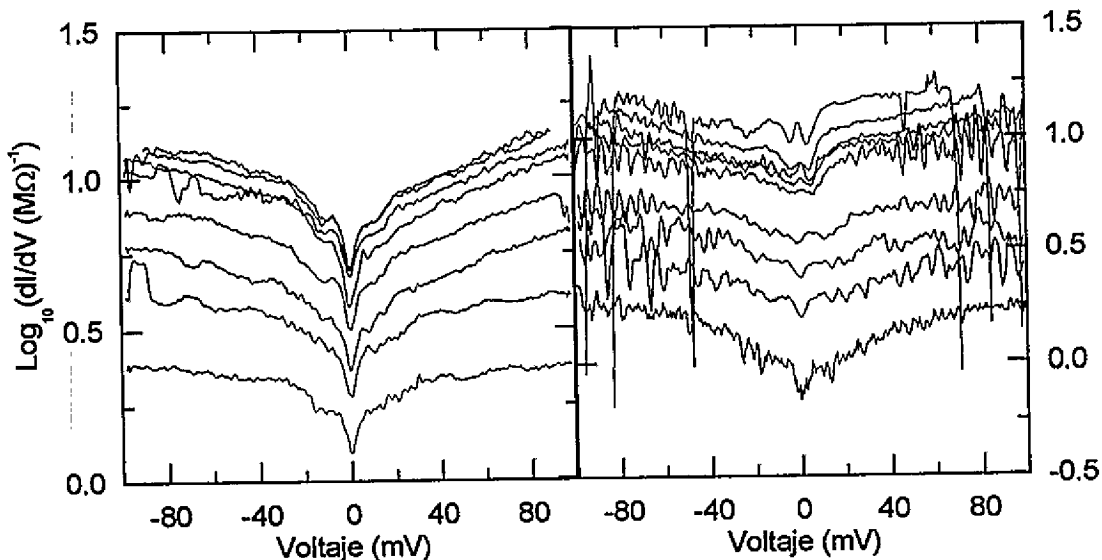


FIGURA 6.6. Serie de curvas de conductancia obtenida en un monocristal de $\text{Tl}_2\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$.

Este comportamiento también se observó en cerámicas y monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, como se puede ver en la figura 6.7.

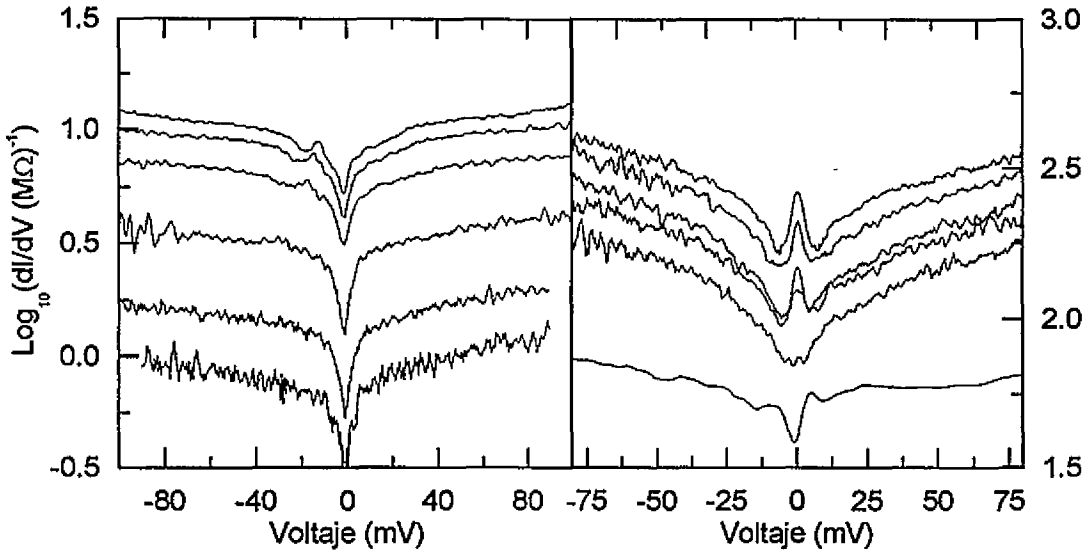


FIGURA 6.7. Serie de curvas de conductancia obtenida en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

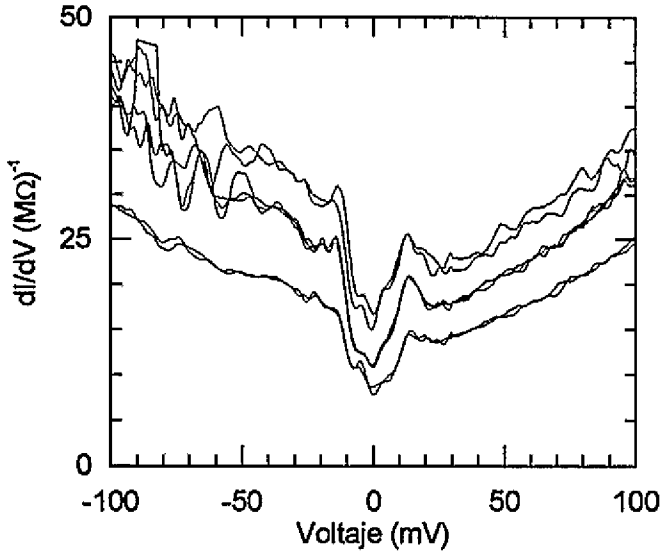
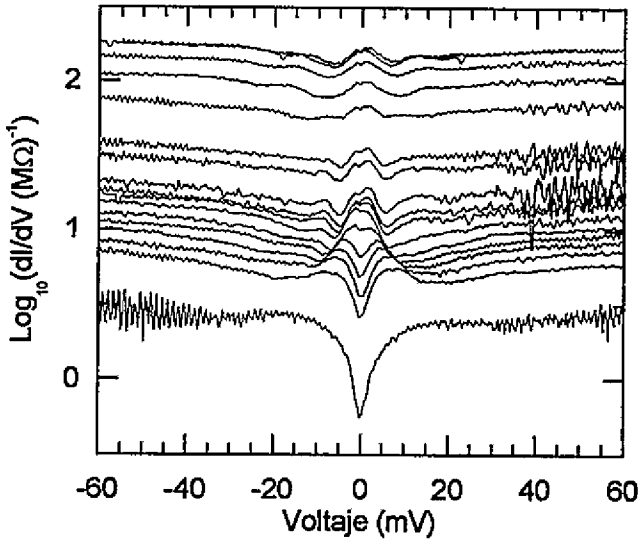
En cuanto a la interpretación estos resultados conviene tener en cuenta la posibilidad de que el *gap* observado no coincida con el valor intrínseco del material debido a las consideraciones anteriores sobre su superficie (degeneración, efecto de proximidad, etc.), y daría lugar a un valor de Δ menor del que correspondería por el valor de T_C del volumen. Por otra parte, estos resultados son bastante coincidentes con algunos de los que se encuentran en la literatura y obtenidos con distintas técnicas de espectroscopía túnel (uniones planas, uniones por fractura), tanto en lo referido al *gap* como a la existencia y evolución de los hombros laterales [99, 100, 101].

Sobre el origen de las estructuras que aparecen a altos voltajes, conviene mencionar el trabajo de Bulaevskii et al. sobre $\text{La}_2\text{SrCuO}_4$ [102], en el que se muestra que dicha estructura corresponde a la manifestación del espectro de fonones.

Posteriormente se realizó una nueva serie de experimentos en una cerámica de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, con el objetivo de obtener en detalle la transición entre los regímenes de transmisión de túnel y contacto, es decir, el paso del *gap* a la estructura de Andreev. Este estudio ha permitido detectar dos estructuras distintas asociadas a dos valores distintos del *gap* superconductor.

En la figura 6.8 se muestran unas curvas de conductancia que presentan las estructuras asociadas en otros experimentos de espectroscopía túnel al *gap* superconductor en 6 meV y 15 meV. Aunque estas estructuras aparecen juntas en muchas de las uniones estudiadas en distintos lugares de las muestras, también es posible encontrarlas de forma independiente.

La figura 6.9 es un ejemplo de una situación en la que sólo aparece el *gap* pequeño, y además es posible variar de forma continua la barrera túnel hasta conseguir el contacto entre los electrodos. De acuerdo con lo observado en el estudio de uniones Pb-Pb (capítulo 5), este aumento de la transparencia de la

FIGURA 6.8. Conductancia con dos gaps en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.FIGURA 6.9. Serie de conductancia que muestra la evolución del gap pequeño en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

barrera permite el aumento de la conducción por reflexión de Andreev a la corriente total, de acuerdo con la teoría OTBK.

En cuanto al *gap* grande, esta evolución no se observa de forma tan clara como en el caso del *gap* pequeño. En la figura 6.10 se muestra una secuencia en la que inicialmente se observan las estructuras de los dos *gaps* para resistencia alta de la unión. Al disminuir la resistencia de la unión el *gap* pequeño permanece visible, mientras que tiene lugar un aumento de la conductancia en la región del *gap* grande. Esta evolución permite interpretar el resultado como una evidencia de que la corriente que circula entre la punta y la muestra se obtiene de los dos subsistemas distintos, pero sólo disminuye la transparencia de la barrera entre la

punta y el subsistema de mayor *gap* con el consiguiente aumento de conductancia.

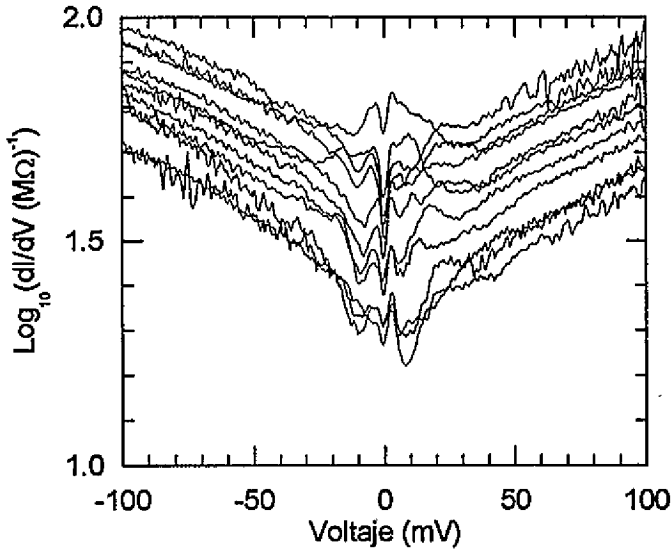


FIGURA 6.10. Serie de conductancia que muestra la evolución del *gap* grande en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

6.3 Discusión de los resultados

6.3.1 EL FONDO DE CONDUCTANCIA

Una de las diferencias de los resultados de espectroscopía túnel en HTS respecto de los obtenidos en superconductores metálicos clásicos es que su conductancia diferencial crece de forma aproximadamente lineal con el voltaje en vez de ser constante.

Se han propuesto varios mecanismos para explicar el origen de este fondo lineal de conductancia: scattering inelástico en la región de la barrera desde un continuo de estados de fonones [103], efectos de carga (bloqueo de Coulomb) [97], la teoría RVB [104] o una densidad de estados intrínseca [105].

Esta última opción parece bastante probable, ya que en bastantes series de curvas hay un amplio rango de resistencias (hasta tres órdenes de magnitud en ciertos casos) en el que las curvas de conductancia mantienen prácticamente la misma forma para voltajes superiores al *gap* y para distintos valores de la barrera túnel.

Un posible origen del fondo de conductancia lineal es la existencia de una capa degenerada con propiedades semiconductoras o semimetálicas en la superficie del superconductor, que es un hecho habitual en el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ debido a la progresiva pérdida de oxígeno de las capas superficiales.

Esta situación se puede simular dentro del formalismo BTK, calculando la conductancia del sistema formado por una sonda de metal normal (*N*) y una muestra consistente en una bicapa compuesta de semiconductor y superconductor

de alta T_c (sm/HTS). La región semiconductor se ha simulado mediante una densidad de estados como la mostrada en la figura 6.11(a). Los resultados de la conductancia del sistema N-sm/HTS se han realizado para distintos espesores de la capa semiconductor, en condiciones de $T = 0$ K y barrera alta ($Z = 3$), y se muestran en la figura 6.11(b). En el capítulo 7 se hace una descripción detallada del proceso de cálculo.

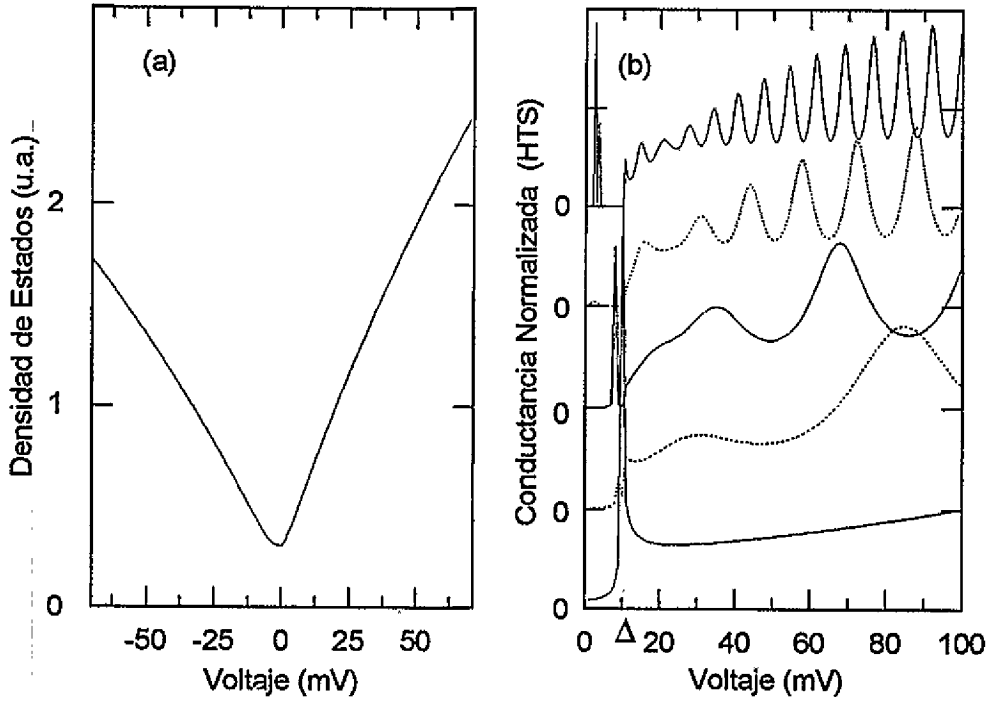


FIGURA 6.11. (a) Modelo de densidad de estados para la capa semiconductor, y (b) resultado de la conductancia calculada para el sistema N-sm/HTS. Las curvas han sido desplazadas verticalmente para mayor claridad. El espesor de la capa intermedia es, de arriba a abajo, 100, 50, 20, 10 y 1 Å.

Todas las curvas de la figura 6.11(b) presentan un fondo de conductancia no constante a voltajes superiores al valor del *gap* (se ha usado $\Delta_{\text{HTS}} = 10$ meV) como consecuencia, tanto de la densidad de estados utilizada para la capa intermedia, como de la diferencia en la densidad electrónica de cada electrodo (para la sonda, metálica, $n = 10^{29} \text{ m}^{-3}$, mientras que para el superconductor de alta T_c se ha usado $n = 10^{26} \text{ m}^{-3}$). Además se observan una serie de oscilaciones en la conductancia a altos voltajes, así como estados resonantes muy estrechos en la región del *gap*. Estos fenómenos se corresponden con las conocidas *oscilaciones de Tomasch*, observadas por primera vez por Tomasch [106] en experimentos en el sistema C-I-NS. Estas oscilaciones surgen como consecuencia de procesos de interferencia constructiva para determinadas energías entre las cuasipartículas que atraviesan en ambos sentidos la zona intermedia no superconductora, limitada por un lado por la barrera túnel y por el otro por el material superconductor.

La separación en energía de los máximos de las oscilaciones es constante para un determinado grosor de la capa intermedia. Rowell y McMillan [107] obtuvieron una expresión para las posiciones de los picos de conductancia

$$eV_n = \frac{n\pi}{2} \frac{\xi_0}{d} \Delta$$

donde d es el grosor de la capa intermedia, ξ_0 es la longitud de coherencia, y Δ el valor del *gap* del superconductor.

En los estudios con superconductores *clásicos* este fenómeno sólo se observa en rangos de voltaje razonables (≤ 100 mV) si se deposita una capa normal de varios miles de angstrom de espesor, debido a los valores de ξ_0 y Δ en estos materiales. En cambio, dados los valores de estos parámetros en los superconductores de alta T_c , ($\xi_0 \sim 10$ Å y $\Delta \sim 10$ meV), será posible observar las oscilaciones en la conductancia con espesores pequeños de la capa intermedia (10-20 Å). Es relativamente fácil que esta capa esté presente debido a la degeneración de la superficie del material en una profundidad equivalente a un par de celdas unidad.

Estos resultados no pretenden ser una explicación definitiva del origen del fondo lineal ni de otras estructuras que aparecen en las curvas de conductancia en los experimentos de espectroscopía túnel en superconductores de alta T_C , sino mostrar una nueva forma, sencilla, de aproximarse a un problema, que frecuentemente se ha explicado invocando otros efectos, como por ejemplo el bloqueo de Coulomb.

El análisis de la conductancia en términos de la teoría BTK permite extraer otro tipo de información de los resultados experimentales. Dentro de dicha teoría el colapso de la barrera túnel, con el consiguiente paso de la estructura del *gap* a al pico Andreev en la conductancia, ocurre para valores del parámetro Z cercanos a cero. Por tanto, recordando la expresión para la resistencia de la unión $R_N = R_0 (1 + Z^2)$, la transición se tiene para resistencia $R_N \simeq R_0$, donde $R_0 = (2N(E_F) e^2 v_F A)^{-1}$, y $N(E_F)$ es la densidad de estados al nivel de Fermi, v_F la velocidad de Fermi, y A el área de la unión. En el caso del plomo esta transición ocurre para $R_N \simeq 10$ kΩ (ver figura 5.4), y en el caso del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ para el *gap* pequeño (figura 6.9) se observa a $R_N \simeq 160$ kΩ, mientras que cuando se ve la transición en el *gap* grande (figura 6.10) setiene $R_N \simeq 50$ kΩ.

Si consideramos que el área del contacto establecido con la punta del STM es equivalente en las distintas situaciones (10-20 Å²), podemos concluir que la densidad de estados en el nivel de Fermi, $N(E_F)$, en la muestras de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ es al menos unas cien veces menor menor que en el plomo. También se observa un distinto valor de $N(E_F)$ para cada uno de los dos subsistemas superconductores presentes en el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

6.3.2 LA ANISOTROPÍA DEL GAP

Desde el descubrimiento de los materiales superconductores de alta temperatura crítica, HTS, se ha realizado un gran esfuerzo con el fin de obtener información

a cerca de su densidad de estados electrónicos utilizando técnicas de espectroscopía túnel. La mayor parte de estos estudios se han realizado en el material $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, tanto en cerámicas como en monocristales.

Los distintos trabajos sobre experimentos de espectroscopía túnel en este material [13, 12] muestran una aparente falta de uniformidad en los resultados. Hay gran variedad de resultados y discusiones sobre la existencia de diferentes valores del *gap* dependiendo de la dirección del material a lo largo de la cual tiene lugar el proceso de túnel: paralela a los planos de CuO_2 (Δ_{ab}) o perpendicular (Δ_c) [108].

Sin embargo, hay una serie de coincidencias en los distintos casos que pueden permitir comprender la naturaleza real de la densidad de estados electrónicos en este material.

Un paso importante fueron los experimentos realizados por Gurvith *et al.* [99], que permitieron obtener datos reproducibles en uniones planas creadas por ataque químico de monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ y usando distintos metales como contraelectrodo. Este estudio sistemático apoyó resultados previos como los de Fournel *et al.* [109] y Geerk, Xi y Linker [110]. Estos autores utilizaron uniones planas de monocristales y películas delgadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, con plomo e indio como contraelectrodos, en la realización de sus experimentos.

Estos estudios supusieron una primera aproximación a la densidad de estados del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Las curvas de conductancia muestran una serie de características asociadas a dos posibles valores del *gap*, $\Delta_1 \simeq 6$ meV, y $\Delta_2 \simeq 20$ meV. Para dar cuenta de estas observaciones se ha desarrollado por Cuccolo, Noce y Romano [111] un modelo superconductor de dos componentes. Este modelo está basado en la aproximación Takahashi-Tachiki [112], que considera a este superconductor formado por un apilamiento de planos superconductores de CuO_2 , alternados con cadenas de Cu-O débilmente superconductoras, y la superconductividad en el volumen del material se mantiene mediante efecto de proximidad interno.

Según este modelo, el *gap* en el plano superconductor de CuO_2 es $\Delta_1 = 15$ meV, y para las cadenas de Cu-O es $\Delta_2 = 4$ meV. De esta forma se consigue una buena modelización de la conductancia experimental para un amplio rango de voltaje y temperatura.

Recientemente, a partir de unas medidas en películas delgadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, Klein *et al.* [113] han mostrado la existencia de dos subsistemas distintos en este material, con dos valores distintos del *gap*. Dichos subsistemas son los planos de CuO_2 y las cadenas de Cu-O. Los valores del *gap* que ajustan estos datos experimentales son $\Delta_1 = 6$ meV para las cadenas, y $\Delta_2 = 25$ meV para los planos. Estos autores proponen que el *gap* pequeño es debido a que la superconductividad en las cadenas es inducida desde los planos de CuO_2 por efecto de proximidad interno, y por transferencia de carga mediada por fonones, como indicaron teóricamente Kresin y Wolf [114]. Por tanto, la superconductividad en las cadenas es un aspecto importante para la comprensión de estos experimentos. Como se indica en la referencia [113], hay una serie de evidencias a partir de medidas de resistividad

eléctrica DC, y de reflectividad óptica e infrarroja en monocristales, de que las cadenas son superconductoras.

Nuestros resultados no permiten asociar los dos *gaps* a las cadenas de Cu-O o a los planos de CuO_2 , pero permiten afirmar que estas dos estructuras siguen el comportamiento observado para la densidad de estados de un superconductor bien conocido, como el plomo, estudiado con la misma técnica.

Akimenko *et al.* [115] han realizado experimentos de espectroscopía de contacto puntual en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ y $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. A partir de las curvas de conductancia de distintas uniones, y comparando curvas con distintas resistencias, estos autores han explicado la evolución de las características asociadas con la densidad de estados en términos de la teoría desarrollada por Blonder, Tinkham y Klapwijk para contactos puntuales de Cu-Nb [31].

Los experimentos presentados en este capítulo, aunque tienen la desventaja de no poder variar la temperatura manteniendo la misma unión, tienen la ventaja de que permiten cubrir varios órdenes de magnitud de la resistencia de la unión en un mismo punto sobre la muestra para una temperatura dada. En el caso del estudio de muestras cerámicas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, al poder tener la punta del STM sobre microcristales con distinta orientación, es posible obtener de forma independiente las dos estructuras diferentes correspondientes a la hipótesis de dos subsistemas superconductores.

Las curvas de conductancia muestran claramente la evolución, de acuerdo con la teoría BTK, de las dos estructuras asociadas a los *gaps* de 6 meV y 15 meV de forma independiente.

Estos resultados coinciden con las distintas interpretaciones expuestas anteriormente, basadas en distintos tipos de experimentos, de que la superconductividad de volumen en el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ es el resultado del efecto combinado de dos subsistemas superconductores formados por los planos de CuO_2 y las cadenas de Cu-O.

Modelos usados en el análisis de los resultados

A partir del trabajo de Blonder, Tinkham y Klapwijk (BTK) [31] sobre los regímenes de conducción del sistema N-S en función del valor de la barrera túnel entre los dos electrodos, he desarrollado una serie de cálculos que permiten obtener la transmisión a través de una barrera variable entre un electrodo metal normal (la sonda) y un sustrato que puede estar formado por un metal superconductor (el caso BTK) o por cualquier combinación de capas de material normal o superconductor.

Dentro de estos modelos se pueden tratar las siguientes situaciones:

- Distintas configuraciones de los electrodos: N-S; N-N'S; N-SN'; N-SS'; N-S'.
- Tratamiento de las quasipartículas electrón-hueco usando las ecuaciones de Bogoliubov en función de E y Δ .
- Determinación del valor de las funciones de onda de las cuasipartículas en cada electrodo y de las distintas probabilidades de transmisión en función del parámetro de barrera Z .
- Utilización de un parámetro de orden dependiente de la posición y de la energía $\Delta(x, E)$.
- Posibilidad de introducir el recorrido libre medio de los electrones.

7.1 Cálculo unidimensional de la transmisión a través de una barrera.

En este modelo unidimensional las propiedades de cada material se definen únicamente con dos parámetros: el parámetro de orden superconductor, Δ , y la densidad de estados electrónicos al nivel de Fermi, $n(E_F)$.

A modo de ejemplo, discutiré diversos aspectos de este modelo aplicado al cálculo de la transmisión en el sistema N-NS. En este caso la sonda es un metal normal, por ejemplo oro, y el sustrato está formado por una bicapa de oro y plomo. En el cálculo se pueden variar los parámetros de valor de la barrera entre la sonda y el sustrato, grosor de la primera capa del sustrato, N, y el último componente del sustrato, S, se toma de grosor infinito. En la figura 7.1 se representa esquemáticamente esta situación.

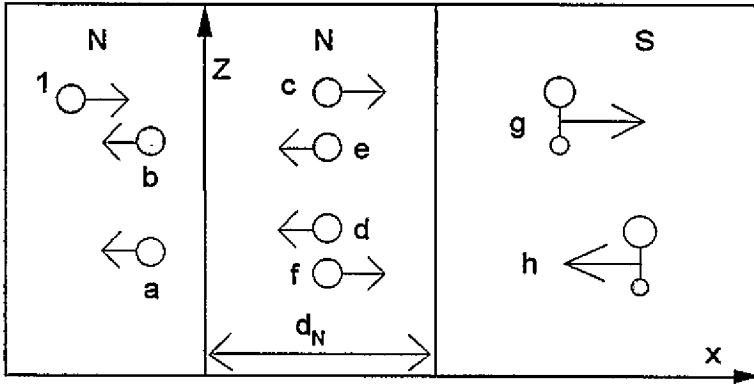


FIGURA 7.1. Esquema del sistema N-NS, y de las excitaciones involucradas en el proceso de transmisión

Los procesos de *scattering* inelástico en la frontera sonda-sustrato se simulan mediante un potencial en forma de función delta $H\delta(x)$, y el valor de la barrera se expresa en términos del parámetro adimensional $Z = H/\hbar v_F$, donde v_F es la velocidad de Fermi. La resistencia en estado normal está dada por $R_N = R_0(1+2Z^2)$, siendo R_0 la resistencia de Sharvin, que es inversamente proporcional al área de la unión, $R_0 = 4\rho l/3A = (h/2e^2)4\pi/Ak_F^2$ donde ρ es la resistividad, l el recorrido libre medio, A el área del contacto, k_F el número de onda de Fermi, y \hbar la constante de Planck. En este modelo unidimensional no están incluidos efectos como el calentamiento, el balance de carga o el efecto Josephson, pero contiene los procesos físicos esenciales que están presentes en la transición de valores de barrera moderados a bajos.

El formalismo utilizado permite introducir el efecto de ensanchamiento de la vida media de los niveles electrónicos, Γ , mediante una energía compleja $E \rightarrow E + i\Gamma$ [23, 69, 29]. De forma similar se pueden tratar los efectos de acoplamiento fuerte electrón-fonón, introduciendo un parámetro de orden superconductor complejo dependiente de la energía, $\Delta(\omega)$, usando una forma funcional similar a la obtenida para un solo fonón por Scalapino, Schrieffer y Wilkins [40] (figura 7.2).

Las funciones de onda en cada material a una energía dada son las autofunciones de las ecuaciones de Bogoliubov-de Gennes [116]:

$$\begin{aligned} Eu &= \left[-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} - \mu(x) + V(x) \right] u + \Delta(x)v, \\ Ev &= -\left[-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} - \mu(x) + V(x) \right] v + \Delta^*(x)u. \end{aligned}$$

La solución de estas ecuaciones permite obtener las funciones de onda correspondientes a las excitaciones en un superconductor. Estas soluciones corresponden a las cuasipartículas de tipo electrón

$$\Psi_{\pm k+} = \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \end{pmatrix} e^{\pm ik+x},$$

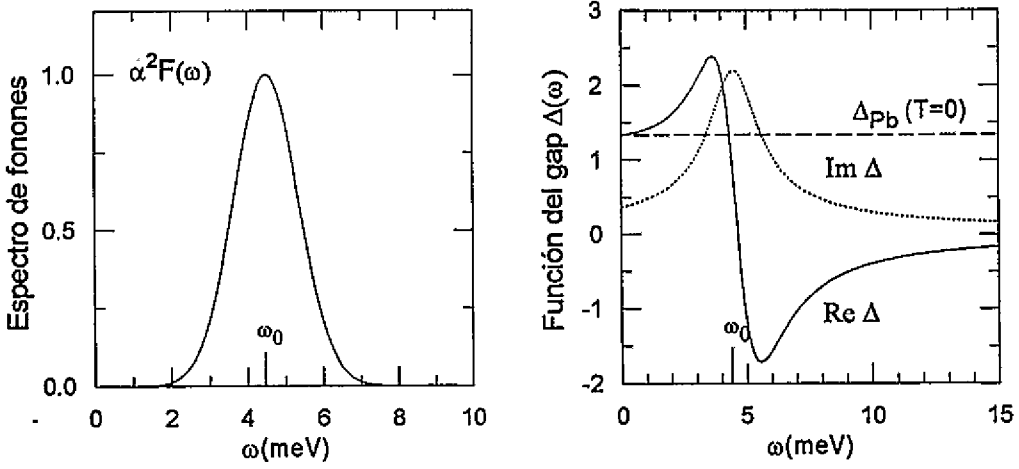


FIGURA 7.2. Parámetro de orden superconductor complejo dependiente de la energía, $\Delta(\omega)$, incluyendo el efecto de acoplamiento fuerte electrón-fonón para un modo de vibración con los parámetros $\omega_0 = 4.5$ meV, y $\delta\omega_0 = 1.5$ meV,

y las de tipo hueco

$$\Psi_{\pm k-} = \begin{pmatrix} v_0 \\ u_0 \end{pmatrix} e^{\pm ik^-x},$$

con

$$u_0^2 = 1 - v_0^2 = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{(E^2 - \Delta^2)^{\frac{1}{2}}}{E} \right],$$

y

$$k_{\pm} = \frac{\sqrt{2m}}{\hbar} [\mu \pm (E^2 - \Delta^2)^{\frac{1}{2}}],$$

siendo μ el nivel de Fermi, obtenido de $\mu = \hbar^2 k_F^2 / 2m$, y $n(E_F) = k_F^3 / 3\pi^2$.

Si el material no es superconductor, $\Delta = 0$, se obtienen las soluciones correspondientes a electrones

$$\Psi_{\pm k+} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{\pm ik^+x},$$

y huecos

$$\Psi_{\pm k-} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{\pm ik^-x},$$

con vectores de onda

$$k_{\pm} = \frac{\sqrt{2m}}{\hbar} [\mu \pm E],$$

Las condiciones de contorno para las funciones de onda totales en cada región permiten calcular la transmisión a través de la barrera. Las funciones de onda son las siguientes (ver figura 7.1):

-en la región 1 (la sonda, metal normal),

$$\Psi_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ik^+x} + a \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{ik^-x} + b \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-ik^+x}.$$

-en la región 2 (zona normal del sustrato),

$$\Psi_2 = c \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ik^+x} + d \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{-ik^-x} \\ + e \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-ik^+x} + f \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{ik^-x}$$

-en la región 3 (zona superconductora del sustrato),

$$\Psi_3 = g \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} e^{ik^+x} + h \begin{pmatrix} v \\ u \end{pmatrix} e^{-ik^-x}$$

Las condiciones de contorno en la frontera sonda-sustrato son

$$\Psi_1|_{(x=0)} = \Psi_2|_{(x=0)}; \quad \frac{d}{dx} \Psi_1|_{(x=0)} = 2k_F Z \frac{d}{dx} \Psi_2|_{(x=0)}$$

y en la frontera NS dentro del sustrato

$$\Psi_2|_{(x=d)} = \Psi_3|_{(x=d)}; \quad \frac{d}{dx} \Psi_2|_{(x=d)} = \frac{d}{dx} \Psi_3|_{(x=d)}$$

ya que no hay barrera entre ellos. De estas ecuaciones se obtienen los coeficientes de las funciones de onda, y de ellos la probabilidad de transmisión, $T = (1 + aa^* - bb^*)$, donde el 1 representa al electrón enviado desde la sonda, bb^* es la probabilidad de que el electrón rebote elásticamente en la barrera y aa^* es la probabilidad de que el electrón sea reflejado como un hueco debido al proceso de reflexión de Andreev que ocurre en la frontera NS. En la figura 7.3 se presentan unas series de curvas de conductancia calculadas para distintos grosores de la capa intermedia N, y con distintos valores de los parámetros Δ y $n(E_F)$, (en un caso correspondientes al plomo, y en el otro a valores típicos de un superconductor de alta temperatura crítica) para mostrar los distintos tipos de situaciones que se pueden analizar utilizando este modelo.

A partir de los resultados de la transmisión en los sistemas del tipo N-X, es decir, siendo uno de los electrodos un metal normal, es posible obtener la transmisión para sistemas X-Y con ambos electrodos compuestos por cualquier combinación de capas de metal normal y superconductor. Este tipo de cálculos se realiza siguiendo la teoría desarrollada por Octavio, Tinkham, Blonder y Klapwijk (OTBK) [51]. Estos autores simulan la unión S-S como una unión S-N-S con barreras idénticas en las dos fronteras N-S, y hacen tender a cero el grosor de la zona N. La conductancia de la unión S-S se obtiene mediante una convolución, usando una aproximación a la ecuación de Boltzmann, de las probabilidades de

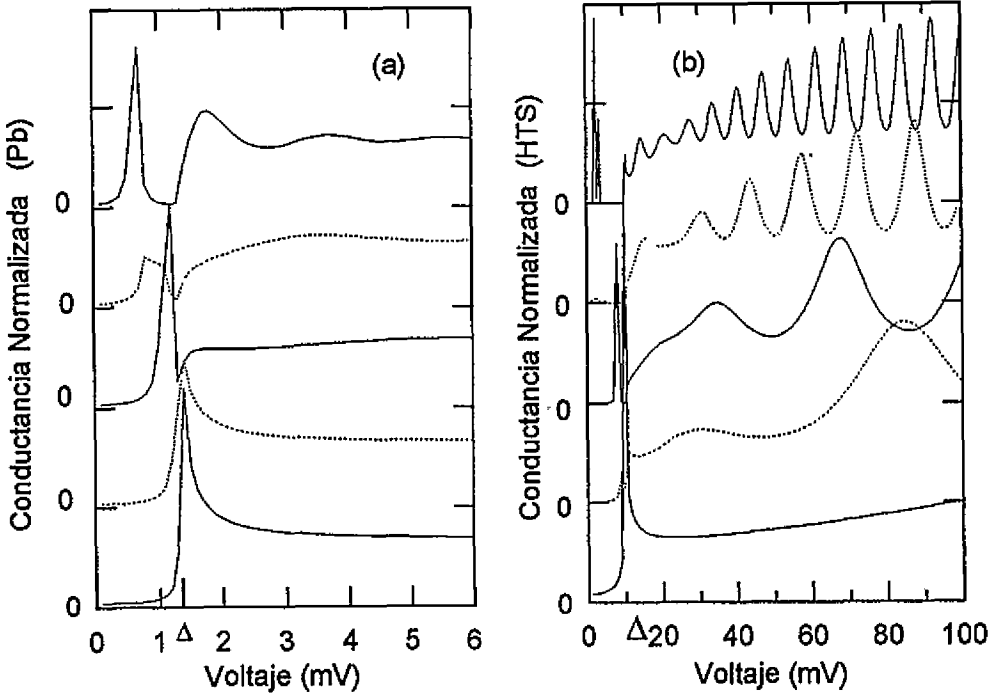


FIGURA 7.3. Cálculos de la conductancia de uniones N-N'S, para distintos grosores de la capa N' y para distintas características del sustrato (N'S): (a) Plomo; (b) HTS. Las curvas están desplazadas verticalmente para mayor claridad. Los espesores de la capa intermedia son, de arriba a abajo, para el caso (a) 10000, 5000, 3000, 1000 y 100 Å, y en el caso (b) 100, 50, 20, 10 y 1 Å.

transmisión de los distintos tipos de cuasipartículas a través de cada frontera N-S. Al usar dos barreras en este caso, la resistencia de la unión en estado normal viene dada por $R_N = R_0(1 + 2Z^2)$. Como ejemplo de los resultados obtenidos con este modelo, se muestra en la figura 7.4 una serie de curvas de conductancia del sistema S-S, para distintos valores del parámetro de *scattering* Z , e incluyendo las características de acoplamiento fuerte electrón-fonón correspondientes al modo de vibración de menor energía de la red del plomo.

7.2 Cálculo de la corriente Josephson.

De forma similar a la utilizada para calcular la corriente de cuasipartículas en sistemas S-S, se puede desarrollar un modelo para calcular la corriente de pares

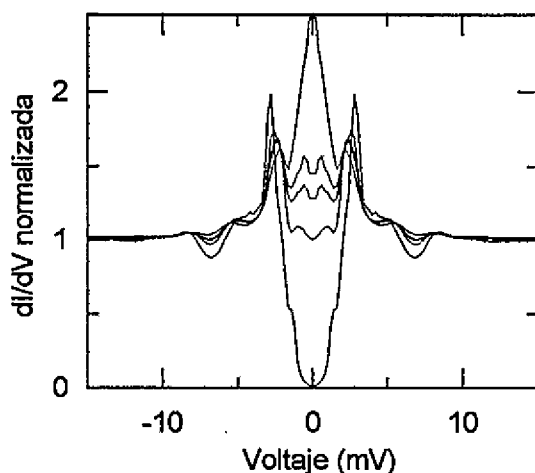


FIGURA 7.4. Cálculos de la conductancia de uniones Pb-Pb, para distintos valores del parámetro de scattering Z , incluyendo las características de acoplamiento fuerte electrón-fonón y el ensanchamiento de los niveles de energía, Γ . Los valores de Z son, de abajo a arriba, 1.5, 0.7, 0.6, 0.55 y 0.4.

de Cooper a voltaje cero, es decir, la corriente crítica Josephson, I_C , de contactos S-S en el caso unidimensional en función de la temperatura, T , y de la fuerza de la barrera del contacto, Z , usando las ecuaciones de Bogoliubov-de Gennes. Este modelo es similar al análisis de Beenakker y van Houten [117] particularizado a una dimensión pero generalizado para barrera arbitraria. La constricción entre los dos electrodos se modeliza considerando la presencia un potencial de la forma $V(x) = H\delta(x)$ en el origen de coordenadas, como en la referencia [31]. A izquierda y derecha de la constricción el potencial de pares tiene una fase constante ϕ_1 y ϕ_2 , respectivamente, y el potencial químico es constante en todas partes, ya que estamos interesados en el caso de voltaje cero. Por lo tanto

$$\Delta(x) = \begin{cases} \Delta_0 e^{i\phi_1} & \text{para } x < 0 \\ \Delta_0 e^{i\phi_2} & \text{para } x > 0. \end{cases}$$

Una vez que se han obtenido las autofunciones normalizadas u y v , la densidad de corriente en equilibrio viene dada por

$$j = 2 \frac{e\hbar}{m} \sum_{E>0} \text{Re} f(E) u^* i \nabla u + [1 - f(E)] v i \nabla v^*,$$

donde $f(E) = [1 + \exp(E/k_B T)]^{-1}$ es la función de Fermi.

Las soluciones a la ecuación de Bogoliubov-de Gennes para una energía dada vienen dadas por cuatro tipos de ondas de cuasipartículas. Para $x < 0$ tenemos las cuasipartículas de tipo electrón

$$\Psi_{\pm k+} = \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \end{pmatrix} e^{\pm i k x},$$

y las de tipo hueco

$$\Psi_{\pm k^-} = \begin{pmatrix} v_0 \\ u_0 \end{pmatrix} e^{\pm i k^- x},$$

De la misma forma, para $x > 0$, tenemos las cuasipartículas de tipo electrón

$$\Psi_{\pm k^+} = \begin{pmatrix} u_0 e^{-i\theta/2} \\ v_0 e^{i\theta/2} \end{pmatrix} e^{\pm i k^+ x},$$

y las de tipo hueco

$$\Psi_{\pm k^-} = \begin{pmatrix} v_0 e^{-i\theta/2} \\ u_0 e^{i\theta/2} \end{pmatrix} e^{\pm i k^- x},$$

con

$$u_0^2 = 1 - v_0^2 = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{(E^2 - \Delta^2)^{\frac{1}{2}}}{E} \right],$$

y

$$k_{\pm} = \frac{\sqrt{2m}}{\hbar} \left[\mu \pm (E^2 - \Delta^2)^{\frac{1}{2}} \right],$$

y $\theta = \phi_1 - \phi_2$ es la diferencia de fase del parámetro de orden entre los electrodos.

Para $E > \Delta_0$ los vectores de onda k^{\pm} son reales, y por tanto las funciones de onda están adecuadamente ligadas. Estos estados no contribuyen a la corriente de pares, como se discute en la referencia [117]. Para $E < \Delta$ los vectores de onda son complejos y solamente hay dos autofunciones ligadas a cada lado de la constricción: Ψ_{-k^+} y Ψ_{k^-} para $x < 0$, y Ψ_{k^+} y Ψ_{k^-} para $x > 0$. El cálculo se puede simplificar si se toma la aproximación $k^+ = k^- = k_F$.

Al imponer las condiciones de empalme de las autofunciones en $x = 0$, se tiene un problema de autovalores para la energía. La energía del estado ligado en función de la diferencia de fase θ se obtiene al resolver la ecuación

$$(u_0^4 + v_0^4)(1 + Z^2) - 2u_0^2 v_0^2 (\cos \theta + Z^2) = 0.$$

Para $Z = 0$ se obtienen los resultados de la referencia [117], y para este autovalor se calculan las autofunciones que permiten obtener la corriente. En la figura 7.5 se muestra la dependencia de la corriente de pares con la diferencia de fase del parámetro de orden entre los dos electrodos para distintas barreras y temperaturas. Los resultados del cálculo del voltaje crítico, $V_C = I_C R_N$, en función de la temperatura y del parámetro de *scattering* se muestran en la figura 7.6.

En la figura 7.6(a) se puede ver que el comportamiento obtenido para $V_C(T)$ para diferentes valores de Z reproduce exactamente los dos caso límites de estructuras Josephson: Z grande reproduce el resultado de la teoría de Ambegaokar-Baratoff [45] para uniones túnel con efecto Josephson, y $Z = 0$ conduce al resultado de la teoría de Kulik-Omelyanchuk [50] para estructuras de tipo *weak-link* en el límite limpio.

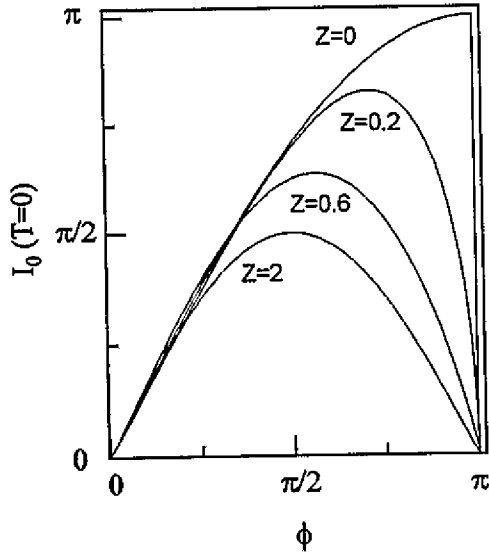


FIGURA 7.5. La corriente de pares en función de la diferencia de fase para distintas barreras y temperaturas.

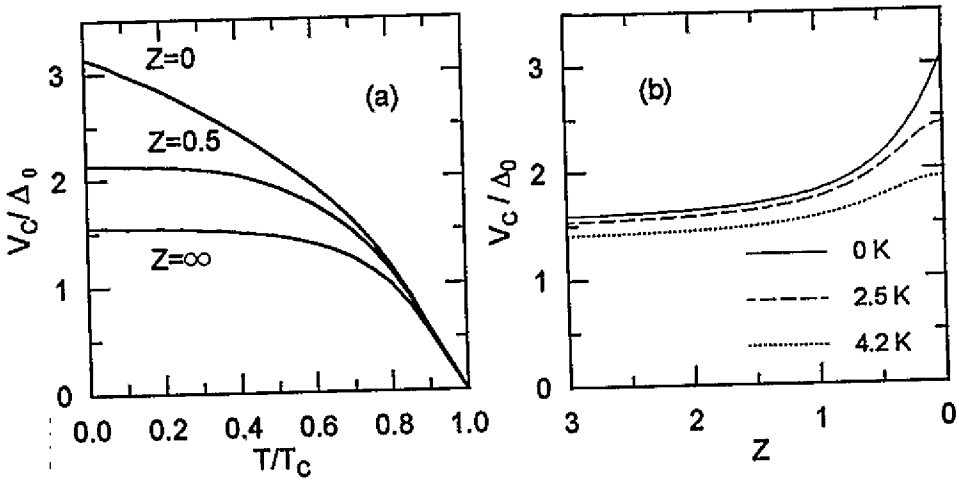


FIGURA 7.6. Resultado teórico del voltaje crítico Josephson: (a) V_C en función de la temperatura para distintos valores de Z . (b) V_C en función de la barrera para distintas temperaturas.

A continuación se resumen una serie de parámetros utilizados en los distintos cálculos, correspondientes a los materiales empleados en los experimentos.

	Au	Pb	HTS típico
Densidad electrónica n (electrones/ m^3)	5.9×10^{28}	1.3×10^{29}	10^{26} - 10^{27}
Nivel de Fermi E_F (eV)	5.5	9.4	0.08-0.3
Vector de onda de Fermi k_F (Å)	1.2	1.5	0.3
Longitud de Fermi λ_F (Å)	5.2	4.2	21
Velocidad de Fermi v_F (m/s)	1.4×10^6	1.8×10^6	0.35×10^6
Densidad de estados al nivel de Fermi $N(E_F)$ (eV $^{-1}$ Å $^{-3}$)	16×10^{-3}	21×10^{-3}	4.1×10^{-3}
Función de trabajo Φ (eV)	4.5	3.8	~ 0.1
Resistencia del contacto. (BTK, $Z=0$) $R_0 \times \text{área} = [N(E_F) e^2 v_F]^{-1}$ ($k\Omega \times \text{Å}^2$)	13.9	8.15	~ 200
Resistencia del contacto. (Sharvin) $R_0 \times \text{área} = 4\pi\hbar/2ek_F^2$ ($k\Omega \times \text{Å}^2$)	111	65	~ 2000
Dimensiones de la celda unidad	4.08 Å (fcc)	4.95 Å (fcc)	$\sim 200 \text{ Å}^3$
Temperatura de transición superconductor T_C (K)		7.12	~ 90
Gap superconductor a $T = 0$ Δ_0 (meV)		1.35	~ 10
Longitud de coherencia a $T = 0$ ξ_0 (Å)		2800	20-50

Y algunas relaciones usadas entre las distintas magnitudes son:

$$n = \frac{k_F^3}{3\pi^2}; \quad E_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m_e}; \quad \lambda_F = \frac{2\pi}{k_F};$$

$$N(E_F) = \frac{3}{2} \frac{n}{E_F} = \frac{m_e k_F}{\hbar^2 \pi^2}; \quad \xi_0 = \frac{\hbar v_F}{\pi \Delta_0}$$

Conclusiones

El estudio espectroscópico realizado en uniones de escala atómica entre materiales superconductores ha permitido estudiar, en el caso del sistema Pb-Pb, los siguientes regímenes de conducción eléctrica:

- **Túnel de vacío:** Se tiene para resistencias de la unión mayores de unos $100 \text{ k}\Omega$, y áreas de sondeo equivalentes a un par de átomos. Las curvas de conductancia muestran la estructura del *gap* superconductor y del espectro de fonones.
- **Reflexión de Andreev:** Se corresponde con el colapso de la barrera túnel, acompañado por el fenómeno del salto al contacto, que ocurre típicamente para resistencias cercanas a $10 \text{ k}\Omega$. Se consiguen contactos formados por entre uno y 50 átomos. Este mecanismo de conducción provoca la aparición de conductancia en la región del *gap*, así como una progresiva desaparición de la estructura de fonones.
- **Josephson:** Para la temperatura de trabajo habitual, 4.2 K , se observa corriente de pares a voltaje cero para resistencias del contacto menores de unos 500Ω . Este efecto continúa presente hasta resistencias cercanas a 1Ω , es decir, contactos de unos 1000 átomos.

He demostrado que en el caso del plomo, es posible con nuestra técnica pasar de forma continua, controlada y reproducible por dichos regímenes de conducción. Estos resultados obtenidos en sistemas nanoscópicos se pueden analizar adecuadamente mediante el formalismo desarrollado inicialmente por Blonder, Tinkham y Klapwijk (BTK) para contactos micrométricos con valores moderados de la barrera túnel.

El análisis realizado tanto para uniones limpias de plomo, como en el caso de uniones nanoscópicas con barrera aislante, ha sido aplicado también en el caso de los superconductores de alta temperatura crítica (HTS). Aunque los resultados no son todo lo "claro" que hubiera deseado en un principio, considero que no es por deficiencias de la técnica, sino por la propia naturaleza de los materiales. La evolución observada de una doble estructura en el YBaCuO, cuando se pasa del régimen de túnel al de contacto, favorece una interpretación en términos de doble *gap*, asociado a la existencia de dos subsistemas diferentes, los planos superconductores de CuO_2 y las cadenas de Cu-O con superconductividad inducida por proximidad por los planos, tal como ha sido propuesto por Kresin y Wolf.

El método de análisis presentado en esta memoria permite obtener una serie de información tanto sobre el material estudiado, como acerca de la unión formada, entre la que se puede destacar:

- la barrera túnel aparente y la función de trabajo de los materiales,
- el salto al contacto,
- el gap superconductor y la estructura de fonones, es decir, el acoplamiento electrón-fonón,
- la geometría del contacto creado entre los electrodos, y
- cómo es la conducción a través de este contacto "ideal" de escala atómica (efecto Josephson, estructura subarmónica del gap y calentamiento).

Por último, el STM permite la creación y modificación de nanoestructuras a baja temperatura, las cuales he caracterizado de forma topográfica y espectroscópica.

Referencias

- [1] L. Esaki. *Phys. Rev.* **109**, 603 (1958).
- [2] I. Giaever. *Phys. Rev. Lett.* **5**, 147 (1960).
- [3] J. Bardeen, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer. *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [4] B.D. Josephson. *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962).
- [5] E.L. Wolf. *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy*. Oxford, New York, (1985).
- [6] R.D. Parks, editor. *Superconductivity*. Dekker, New York, (1969).
- [7] A. Barone and G. Paterno. *Physics and Applications of the Josephson Effect*. Wiley, New York, (1982).
- [8] K.K. Likharev. *Rev. Mod. Phys.* **51**, 101 (1979).
- [9] J.G. Berdnos and K.A. Müller. *Z. Phys. B* **64**, 189 (1986).
- [10] G. Binnig and H. Rohrer. *Helv. Phys. Acta.* **55**, 726 (1982). G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber and E. Weibel, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 57 (1982); *Appl. Phys. Lett.* **40**, 178 (1982); G. Binnig and H. Rohrer, *IBM J. Res. Dev.* **30**, 355 (1986).
- [11] S.A. Elrod. *Tesis Doctoral, Stanford University* (1985).
- [12] M. Gurvitch. Proceedings of the 2nd Annual Conference on high-T_c superconductos, NYSIS, (Buffalo, New York), Sept. 1989.
- [13] J.R. Kirtley. *Int. J. Mod. Physics B* **4**, 201 (1990).
- [14] N. Agrait. *Rev. Sci. Inst.* **63**, 263 (1992).
- [15] M.A. Ramos. *Tesis Doctoral* (1990). Universidad Autónoma de Madrid.
- [16] S. Vieira, J.G. Rodrigo, M.A. Ramos, K.V. Rao, and Y. Makino. *Phys. Rev. B* **40**, 11403 (1989).
- [17] S. Vieira, J.G. Rodrigo, M.A. Ramos, N. Agrait, K.V. Rao, Y. Makino, and J.L. Costa. *J. Appl. Phys.* **67**(9), 5026 (1990).

- [18] J.G. Rodrigo, M.A. Ramos, and S. Vieira. In *Proceedings of the International Conference on Modern Aspects of Superconductivity (ICMAS-89)*, R. Suryanarayanan, editor, number 17 in Technological Transfer Series, 247-252 (, Paris, Francia, 1990).
- [19] N. Agraït, J.G. Rodrigo, and S. Vieira. *Ultramicroscopy* **42**(44), 177-183 (1992).
- [20] J.K. Gimzewski and R. Möller. *Phys. Rev. B* **36**, 1284 (1987).
- [21] R. Landauer. *IBM J. Res. Develop.* **1**, 223 (1957).
- [22] J.G. Simmons. *J. Appl. Phys.* **34**, 238 & 2581 (1963). R. Stratton, J. Phys. Chem. Solids **23**, 1177 (1962); W.F. Brinkman, R.C. Dynes and J.M. Rowell, *J. Appl. Phys.* **41**, 1915 (1970).
- [23] R.C. Dynes, V. Narayanamurti, and J.P. Garno. *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1509 (1978).
- [24] J. Moreland and J.W. Ekin. *J. Appl. Phys.* **58**, 3888 (1985).
- [25] I.K. Yanson. *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.* **66**, 1035 (1974). *Sov. Phys. JETP* **33**, 506 (1974).
- [26] A.G.M. Jansen, A.P. van Gelder, and P. Wyder. *J. Phys. C* **13**, 6073 (1980). A.M. Duif, A.G.M. Jansen and P. Wyder, *J. Phys. Condens. Matter* **1**, 3157 (1989).
- [27] E.L. Wolf and G.B. Arnold. *Phys. Rpts.* **91**, 31 (1982).
- [28] J.M. Rowell and W.L. McMillan. *Phys. Rev. Lett.* **16**, 453 (1966).
- [29] J.G. Rodrigo, N. Agraït, C. Sirvent, and S. Vieira. *Phys. Rev. B* **50** (1994).
- [30] A.F. Andreev. *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.* **46**, 1823 (1964). *Sov. Phys. JETP* **19**, 1228 (1964).
- [31] G.E. Blonder, M. Tinkham, and T.M. Klapwijk. *Phys. Rev. B* **25**, 4515 (1982).
- [32] N. Agraït, J.G. Rodrigo, C. Sirvent, and S. Vieira. *Phys. Rev. B* **48**, 8499 (1993).
- [33] U. Landman, W.D. Luedtke, N.A. Burnham, and R.J. Colton. *Science* **248**, 454 (1990).
- [34] H.K. Onnes. *Leiden Commun.* , 120b,120c,124c (1911).

- [35] H. Meissner. *Phys. Rev.* **109**, 686 (1958). H. Meissner, *Phys. Rev.* **117**, 672, (1960).
- [36] N.E. Phillips. *Phys. Rev.* **134**, 385 (1964).
- [36b] V.L. Ginzburg and L.G. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Phys.* **20**, 1064 (1950). *Collected papers of L.G. Landau* (ed. D. Ter Haar), Gordon and Breach, New York, 1965 (pags. 546-568).
- [37] W.S. Corak, B.B. Goodman, C.B. Satterthwaite, and A. Wexler. *Phys. Rev.* **102**, 656 (1956).
- [38] R.E. Glover and M. Tinkham. *Phys. Rev.* **104**, 844 (1956).
- [39] W.L. McMillan and J.M. Rowell, *Phys. Rev. Lett.*, **14**, 108 (1969). Ver *Superconductivity* (ed. R.D. Parks), Vol. 1, pag. 561, (Dekker, New York, 1969).
- [40] D.J. Scalapino, J.R. Schrieffer, and J.W. Wilkins. *Phys. Rev.* **148**, 263 (1966).
- [41] Q. Huang, G.F. Zasadzinski, and K.E. Gray. *Phys. Rev. B* **42**, 7953 (1990).
- [42] J. Nicol, S. Shapiro, and P.H. Smith. *Phys. Rev. Lett.* **5**, 461 (1960).
- [43] P.W. Anderson and J.M. Rowell. *Phys. Rev. Lett.* **10**, 230 (1963).
- [44] I. Giaever. *Phys. Rev. Lett.* **14**, 904 (1965). I.K. Yanson, V.M. Svistunov, and I.M. Dmitrenko, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **48**, 976 (1965). *Sov. Phys. JETP* **21**, 650 (1965).
- [45] V. Ambegaokar and A. Baratoff. *Phys. Rev. Lett.* **10**, 486 (1963). Errata: *PRL* **11**, 104 (1963).
- [46] E.P. Balsamo, G. Paterno, A. Barone, P. Rissman, and M. Russo. *Phys. Rev. B* **10**, 1881 (1974). C.S. Lim, J.D. Leslie, H.J.T. Smith, P.Vashishta and J.P. Carbotte, *Phys. Rev. B.* **2**, 1651 (1970).
- [47] D.E. McCumber. *J. Appl. Phys.* **39**, 2503+3113 (1968). W.C. Stewart, *Appl. Phys. Lett.* **12**, 277 (1968).
- [48] C.M. Falco, W.H. Parker, S.E. Trullinger, and P.K. Hansma. *Phys. Rev. B* **10**, 1865 (1974).
- [49] L.G. Aslamazov and A.I. Larkin. *Zh. Eksp. Teor. Pis. Red.* **9**, 150 (1968). *Sov. Phys. JETP Lett.* **9**, 87 (1969).

- [50] I.O. Kulik and A.N. Omelyanchuk. *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. Pis. Red.* **21**, 216 (1975). *Sov. Phys. JETP Lett.* **21**, 96 (1975). I.O. Kulik and A.N. Omelyanchuk, *Fiz. Nizk. Temp.* **3**, 945 (1977); *Sov. J. Low Temp. Phys.* **3**, 459 (1978).
- [51] M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder, and T.M. Klapwijk. *Phys. Rev. B* **27**, 6739 (1983).
- [52] L.P. Gorkov. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **34**, 735 (1958). *Sov. Phys. JETP* **34**, 505, (1958). L.P. Gorkov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **36**, 1918, (1959). *Sov. Phys. JETP* **36**, 1364, (1959).
- [53] P.G. de Gennes and E. Guyon. *Phys. Letters* **3**, 168 (1963). *Phys. Letters* **7**, 306 (1963).
- [54] N.R. Werthamer. *Phys. Rev.* **132**, 2440 (1963).
- [55] P.G. de Gennes. *Phys. Letters* **5**, 22 (1963).
- [56] P.G. de Gennes. *Rev. Mod. Phys.* **36**, 225 (1964).
- [57] P.G. de Gennes. *Superconductivity of Metals and Alloys*. Benjamin, New York, (1966).
- [58] N.L. Rowell and H.J.T. Smith. *Can. J. Phys.* **54**, 223 (1976).
- [59] P.C. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2226 (1987).
- [60] P.C. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder. *Phys. Rev. B* **37**, 5015 (1988).
- [61] K. Nishino et al. *Phys. Rev. B* **41**, 10 (1990).
- [62] R.W. Simon and P.M. Chaikin. *Phys. Rev. B* **30**, 3750 (1984). R.W. Simon and P.M. Chaikin, *Phys. Rev. B* **23**, 4463 (1981).
- [63] A.A. Abrikosov and L.P. Gorkov. *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.* **39**, 1781 (1960). *Sov. Phys. JETP* **12**, 1243 (1961).
- [64] K. Maki. En *Superconductivity* (ed. R.D. Parks), Vol. 2, pag. 1035, (Dekker, New York, 1969).
- [65] G.M. Eliashberg. *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.* **38**, 966 (1960). *Sov. Phys. JETP* **11**, 696 (1960); D.J. Scalapino, J.R. Schrieffer and J.W. Wilkins, *Phys. Rev.* **148**, 263 (1966).

- [66] R.C. Dynes, J.P. Garno, G.B. Hertel, and T.P. Orlando. *Phys. Rev. Lett.* **53**, 2437 (1984).
- [67] P. Hu, R.C. Dynes, V. Narayanamurti, H. Smith, and W.F. Brinkman. *Phys. Rev. Lett.* **38**, 361 (1977).
- [68] H.F. Hess, R.B. Robinson, R.C. Dynes, J.M. Valles, Jr, and J.V. Waszczak. *Phys. Rev. Lett.* **62**, 214 (1989). U. Hartmann, T. Drechsler and C. Heiden, *SPIE Conf. Proc.* 1855, 140 (1993); A.A. Golubov and U. Hartmann, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3602 (1994).
- [69] M.A. Ramos and S. Vieira. *Physica C* **162**(164), 1045 (1989).
- [70] G.E. Blonder and M. Tinkham. *Phys. Rev. B* **27**, 112 (1983).
- [71] S. Han, K.W. Ng, E.L. Wolf, H.F. Braun, L. Tanner, Z. Fisk, J.L. Smith, and M.R. Beasley. *Phys. Rev. B* **32**, 7567 (1985). S. Han, K.W. Ng, E.L. Wolf, A. Millis, J.L. Smith and Z. Fisk, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 238 (1986).
- [72] I. Taguchi and H. Yoshioka. *J. Phys. Soc. Jpn.* **27**, 1074 (1969). H. Happ and U. Kaiser-Dieckhoff, *Phys. Lett.* **29A**, 161 (1969).
- [73] A. Katalisky, A.W. Kleinsasser, L.H. Greene, R. Bhat, F.P. Milliken, and J.P. Harbison. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3026 (1991).
- [74] A.M. Kadin. *Phys. Rev. B* **41**, 4070 (1990).
- [75] V.B. Geschkenbein and A.V. Sokol. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **94**, 259 (1988). *Sov. Phys. JETP* **67**, 362 (1988).
- [76] S. Han, L.F. Cohen, and E.L. Wolf. *Phys. Rev. B* **42**, 8682 (1990).
- [77] A.L. de Lozanne, S.A. Elrod, and C.F. Quate. *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2433 (1985).
- [78] J.R. Kirtley, S.I. Raider, R.M. Feenstra, and A.P. Fein. *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1607 (1987).
- [79] H.G. Le Duc, W.J. Kaiser, and J.A. Stern. *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1921 (1987).
- [80] U. Dürig, O. Züger, and D.W. Pohl. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 349 (1990).
- [81] N. Agraït, J.G. Rodrigo, and S. Vieira. *Phys. Rev. B* **47**, 12345 (1993).
- [82] N. Agraït, J.G. Rodrigo, and S. Vieira. *Phys. Rev. B* **46**, 5814 (1992).
- [83] K. Flensberg, J. Bindslev Hansen, and M. Octavio. *Phys. Rev. B* **38**, 8707 (1988).

- [84] A partir de los parámetros de red del plomo, podemos establecer la correspondencia 1 átomo $\equiv 12.25 \text{ \AA}^2$, y usando la fórmula de la resistencia de Sharvin se puede conocer la correspondencia entre átomos, área y resistencia.
- [85] Ch. Renner, A.D. Kent, Ph. Niedermann, O. Fischer, and F. Levy. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1650 (1991).
- [86] C.J. Muller, J.M. van Ruitenbeek, and L.J. de Jongh. *Physica C* **191**, 485 (1992).
- [87] M. Octavio, W.J. Skocpol, and M. Tinkham. *Phys. Rev. B* **17**, 159 (1978).
- [88] K. Flensberg and J. Bindslev Hansen. *Phys. Rev. B* **40**, 8693 (1989).
- [89] J.G. Rodrigo, N. Agraït, C. Sirvent, and S. Vieira. *aceptado en Phys. Rev. B* (1994).
- [90] C.P. Poole and Datta, T. and H.A. Farach, *Copper Oxide Superconductors*, (John Wiley & sons, 1988); J.W. Lynn, *High Temperature Superconductivity*, (Springer Verlag, New York, 1990).
- [91] H. Won and K. Maki. *Phys. Rev. B* **49**, 1397 (1994). A. Sudbo and Chakravarty, S. and Strong, S. and P.W. Anderson, *Phys. Rev. B* **49**, 12245 (1994).
- [92] T. Hasegawa, H. Ikuta and K. Kitazawa, en *Physical Properties of High Temperature Superconductors III*, ed. M. Ginsberg, (World Scientific, 1992).
- [93] A. Kussmaul, J.S. Moodera, G.M. Roesler, Jr, and P.M. Tedrow. *Phys. Rev. B* **41**, 842 (1990).
- [94] D. Mandrus, L. Forro, D. Koller, and L. Mihaly. *Nature* **351**, 460 (1991).
- [95] T. Hasegawa, N Nantoh, and K. Kitazawa. *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**, L276 (1991). Q. Huang, J.F. Zasadzinski, K.E. Gray, J.Z. Liu and H. Claus, *Phys. Rev. B* **40**, 9366 (1989).
- [96] H.J. Tao, A. Chang, F. Lu, and E.L. Wolf. *Phys. Rev. B.* **45**, 10622 (1992).
- [97] P.J.M. van Bentum, R.T.M. Smokers, and H. van Kempen. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2543 (1988). P.J.M. van Bentum et al. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 369 (1988). K.Mullen, E. Ben Jacob, R.C.Jaklevic and Z. Schuss, *Phys. Rev. B.* **37**, 98 (1988).
- [98] T. Walsh, J. Moreland, R.H. Ono, and T.S. Kalkur. *Phys. Rev. B* **43**, 11492 (1991).

- [99] M. Gurvitch, J.M. Valles, A.M. Cucolo, R.C. Dynes, J.P. Garno, L.F. Schneemeyer, and J.V. Waszczak. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1008 (1989). ; *Phys. Rev. B* **44**, 11986 (1991).
- [100] I. Takeuchi, J.S. Tsai, Y. Shimakawa, T. Manako, and Y. Kubo. *Physica C* **158**, 83 (1989).
- [101] Wilkins, R.C. Jacklevic, and E. Ben Jacob. *Phys. Rev. B* **41**, 8904 (1990).
- [102] L.N. Bulaevskii et al. *Superc. Sci. Tech.* **1**, 205 (1988).
- [103] J.R. Kirtley and D.J. Scalapino. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 798 (1990). J. R. Kirtley, *Phys. Rev. B* **47**, 11397 (1993).
- [104] P.W. Anderson and Z. Zou. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 133 (1988).
- [105] F. Sharifi, A. Pargellis, and R.C. Dynes. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 509 (1991).
- [106] W.J. Tomasch. *Phys. Rev. Lett.* **15**, 672 (1965).
- [107] J.M. Rowell and W.L. McMillan. *Phys. Rev. Lett.* **16**, 453 (1966).
- [108] J.R. Kirtley. *Phys. Rev. B* **41**, 7201 (1990).
- [109] A. Fournel et al. *Europhys. Lett.* **6**, (7) 653 (1988).
- [110] J. Geerk, X.X. Xi, and G. Linker. *Z. Phys. B* **73**, 379 (1988).
- [111] A.M. Cucolo, C. Noce, and A. Romano. *Phys. Rev. B* **46**, 5864 (1992). A.M. Cucolo et al. *Phys. Rev. B* **49**, 1308 (1994).
- [112] M. Tachiki, S Takahashi, F. Steglich, and H. Adrian. *Z. Phys. B* **80**, 161 (1990). M. Tachiki and S. Takahashi, *Physica B* **169**, 121 (1991).
- [113] N. Klein, N. Tellmann, H. Schulz, K. Urban, S.A. Wolf, and V.Z. Kresin. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3355 (1993).
- [114] V.Z. Kresin and S.A. Wolf. *Phys. Rev. B* **41**, 4278 (1990).
- [115] A.I. Akimenko, G. Goll, H. Lohneysen, and V.A. Gudimenko. *Phys. Rev. B* **46**, 6409 (1992).
- [116] N.N. Bogoliubov. *Uspekhi Fiz. Nauk* **67**, 549 (1959). *Soviet Phys.-Uspekhi* **67**, 236 (1959).
- [117] C.W.J. Beenakker and H. van Houten. *Phys. Rev. Lett.* **66**, 3056 (1991).

Lista de Publicaciones

Artículos

S. Vieira, J.G. Rodrigo, M.A. Ramos, K.V. Rao y Y. Makino, "Tunneling measurements of the energy gap in the high-Tc superconductor TlBaCaCuO", Phys. Rev. B 40, 11403 (1989).

S. Vieira, J.G. Rodrigo, M.A. Ramos, N. Agrait, K.V. Rao, Y. Makino y J.L. Costa, "Tunneling measurements of the energy gap in Tl- and Bi-based oxide superconductors", J. Appl. Phys. 67 (9), 5026 (1990).

N. Agrait, J.G. Rodrigo y S. Vieira, "On the transition from tunneling regime to point-contact: Graphite", Ultramicroscopy 42-44, 177 (1992).

N. Agrait, J.G. Rodrigo y S. Vieira, "Transition from tunneling regime to point-contact and proximity induced Josephson effect in lead-normal-metal nanojunctions", Phys. Rev. B 46, 5814 (1992).

N. Agrait, J.G. Rodrigo y S. Vieira, "Conductance steps and quantization in atomic-size contacts", Phys. Rev. B 47, 12345 (1993).

N. Agrait, J.G. Rodrigo, C. Sirvent y S. Vieira, "Atomic-scale connective neck formation and characterization", Phys. Rev. B 48, 8499, 1993.

J.G. Rodrigo, N. Agrait y S. Vieira, "Conductance regimes in superconducting junctions of atomic size", Phys. Rev. B 50 (15 de julio), 1994.

N. Agrait, J.G. Rodrigo, G. Rubio, C. Sirvent y S. Vieira, "Plastic deformation in atomic size contacts", aparecerá en Surf. Coat. Technol. 1994.

J.G. Rodrigo, N. Agrait, C. Sirvent y S. Vieira, "Superconducting phonon structure in the transition from tunneling to contact regime", aparecerá en Phys. Rev. B, 1994.

J.G. Rodrigo, N. Agrait, C. Sirvent y S. Vieira, "Josephson effect in nanoscopic structures", enviado a Phys. Rev. B. (accepted)

Otras publicaciones (Proceedings y Comunicaciones en Congresos)

J.G. Rodrigo, M.A. Ramos y S. Vieira, "On the tunneling characteristics in high-Tc superconductors", "Proceedings of the International Conference on Modern Aspects of Superconductivity", Ed. R.Suryanarayanan, pag.247. Paris, (Francia), 1989).

S. Vieira, J.G. Rodrigo, K.V. Rao, Y. Makino J.L. García, "Tunneling measurements of the energy gap in Tl- and Bi-based oxide superconductors", "34th Annual Conference on Magnetism and Magnetics Materials". Boston, (EE.UU.) 28 de Noviembre al 1 de Diciembre de 1989.

N. Agrait, J.G. Rodrigo y S. Vieiral, "Some features in point-contact tunneling experiments in high-Tc materials", "NATO ASI on Applications of Superconductivity", Fort Collins (EE.UU.), 9-20 Septiembre 1990.

N. Agrait, J.G. Rodrigo y S. Vieira, "Tunneling microscopy and spectroscopy of graphite at ambient and low temperatures: very low tunneling resistance imaging and the transition from tunneling regime to point-contact", International Conference on Scanning Tunneling Microscopy, Interlaken (Suiza) 12-16 de Agosto 1991.

N. Agrait, J.G. Rodrigo, C. Sirvent y S. Vieira, "Critical voltage of superconducting junction of atomic size", Quantum Dynamics of Phase Coherent Structures, Ambleside (Reino Unido) 4-9 Enero 1994.

J.G. Rodrigo, N. Agrait, C. Sirvent y S. Vieira, "Electrical conduction in atomic size superconducting junctions", 14th General Conference of the Condensed Matter Division of the European Physical Society (GCCMD-14), Madrid, (España), 28-31 Marzo 1994.

N. Agrait, J.G. Rodrigo, G. Rubio, C. Sirvent y S. Vieira, "Plastic deformation in atomic size contacts", International Conference on Metallurgical Coatings and Thin Films, San Diego (California, EE.UU.), 25-29 Abril 1994.