

Espectroscopía túnel local en superconductores magnéticos:
Los borocarburos de níquel $TmNi_2B_2C$ y $ErNi_2B_2C$

María Crespo Jiménez

14 de noviembre de 2006

Agradecimientos

Esta memoria es el resultado de muchos años de trabajo en el Laboratorio de Bajas Temperaturas, de la Universidad Autónoma de Madrid. Al primero que tengo que agradecer es a Sebastián Viera, co director de tesis, que me dio la oportunidad de trabajar en el Laboratorio descubriendo el mundo nuevo de la Física experimental. Además, le agradezco su apoyo constante y consejos, muy acertados, para resolver los distintos problemas que se presentaron al realizar los experimentos. También tengo que agradecer de una manera especial a Hermann Suderow, co director de tesis, que siempre ha estado a mi lado apoyándome en todo momento y enseñándome que con esfuerzo y trabajo todo sale. Como no agradecer a Andrés Buendía, que con su experiencia e imaginación, resolvía cualquier dificultad experimental. A Manolo, por sus idas y venidas con el helio, a los del taller, Jose, Santiago, Rosa y Jose Luis y a Elsa. A todos ellos, que sin su colaboración no hubiese sido posible la realización de esta tesis. También tengo que agradecer a aquellas personas, Rocío, Pastora, Cesar, que aunque ahora no estén en el Laboratorio, me enseñaron a dar los primeros pasos. Y por supuesto agradecer a todas aquellas personas del Laboratorio, Jose Gabriel, Nicolás, Miguel Ángel, Gabino, Farkhad, Raúl, Roel, Rubén, Juanjo, Carlos y Juan. De manera muy especial a Belén, Virginia, Vanesa, Isabel y Laura con las que he pasado muchas horas juntas en el Laboratorio disfrutando de la física y de la vida.

Gracias a la colaboración de los profesores Paul Canfield, S. Bud'ko y J.P. Brison pudimos disponer de las muestras superconductoras que se han estudiado en esta memoria.

También quería agradecer a todas mis amigas y aquellas personas que a lo largo de estos años he conocido y me han ofrecido su apoyo incondicional. Y por último, pero no menos importante, a mi padres y hermanas.

Índice general

1. Introducción general	7
2. Técnicas experimentales	27
2.1. Técnicas criogénicas	28
2.1.1. Criostato de ^4He	28
2.1.2. Criostato de dilución de ^3He en ^4He	29
2.2. La sonda espectroscópica: STM	33
2.2.1. Funcionamiento del STM	34
2.2.2. Diseño y construcción del STM	36
2.2.3. Sistema de control del STM	38
2.3. Ensayos en superconductores conocidos	40
2.3.1. STM en superconductores	40
2.3.2. Verificación del ruido eléctrico y del anclaje térmico de nuestras muestras	41
2.4. Muestras monocristalinas de borocarburos de níquel	44
3. Espectroscopía túnel y red de vórtices en el $TmNi_2B_2C$	49
3.1. Introducción	49
3.2. Características cristalográficas del $TmNi_2B_2C$	53
3.3. Propiedades superconductoras y magnéticas del $TmNi_2B_2C$	54
3.3.1. Magnetismo en el $TmNi_2B_2C$	54
3.3.2. Algunas propiedades superconductoras del $TmNi_2B_2C$	57
3.4. Resultados experimentales en el $TmNi_2B_2C$	61
3.4.1. Caracterización de la superficie del $TmNi_2B_2C$ con el STM	61
3.4.2. Obtención de la red de vórtices a partir de medidas de espectroscopía túnel	64
3.4.3. Estructura de la red de vórtices en el $TmNi_2B_2C$	66
3.4.4. Discusión de la estructura de la red de vórtices en el $TmNi_2B_2C$	71
3.5. Conclusiones	86

4. Espectroscopía túnel y red de vórtices en el $ErNi_2B_2C$	87
4.1. Introducción	87
4.2. Características y propiedades superconductoras y magnéticas del $ErNi_2B_2C$. .	88
4.3. Caracterización de la superficie del $ErNi_2B_2C$	91
4.4. Medidas macroscópicas en el $ErNi_2B_2C$	92
4.4.1. Diagrama de fases magnético B-T a partir de medidas de dilatación térmica	93
4.4.2. Campo crítico superior utilizando un STM	96
4.5. Medidas microscópicas en el $ErNi_2B_2C$	100
4.5.1. Medidas microscópicas a campo cero en el $ErNi_2B_2C$: Densidad de estados superconductora	100
4.5.2. Medidas microscópicas bajo campo en el $ErNi_2B_2C$: red de vórtices .	106
4.6. Conclusiones	114
5. Conclusiones generales	115
6. Resumen	117

Capítulo 1

Introducción general

Desde el descubrimiento de la superconductividad a principios del siglo XX, se han realizado numerosos estudios para comprender los principios físicos de este fenómeno. Es conocido que en un material en el estado superconductor los electrones se aparean, formando pares de Cooper, generalmente a través de un potencial atractivo mediado por fonones. La transición del estado normal al superconductor en ausencia de campo magnético es una transición de fase de segundo orden. Dicha transición da lugar a un estado cuyas propiedades fundamentales se caracterizan por una resistividad nula y por el efecto Meissner, efecto que consiste en la expulsión, al pasar la transición, de las líneas de un campo magnético aplicado, excepto en una pequeña capa superficial. El estado superconductor se mantiene estable mientras la temperatura o el campo magnético no superan determinados valores críticos (T_C y B_C) característicos del material.

El estado superconductor está caracterizado en términos de dos longitudes características del propio material, la longitud de coherencia ξ y la longitud de penetración λ . La longitud de coherencia controla las distancias dentro de las cuales el parámetro de orden puede cambiar, mientras que λ controla el rango de variación del campo magnético, como describe esquemáticamente la figura 1.1.

El parámetro de Ginzburg Landau (GL), $\kappa = \frac{\lambda}{\xi}$, determina la respuesta de un superconductor ante un campo magnético. Para $\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$ el campo es expulsado del superconductor, excepto en una pequeña capa superficial. Son los denominados superconductores de tipo I, que poseen un único campo crítico por encima del cual transitan al estado normal. Este campo crítico varía, en general, con la temperatura de acuerdo con la siguiente expresión :

$$B_C(T) \simeq B_C(0) \left[1 - \left[\frac{T}{T_C} \right]^2 \right] \quad (1.1)$$

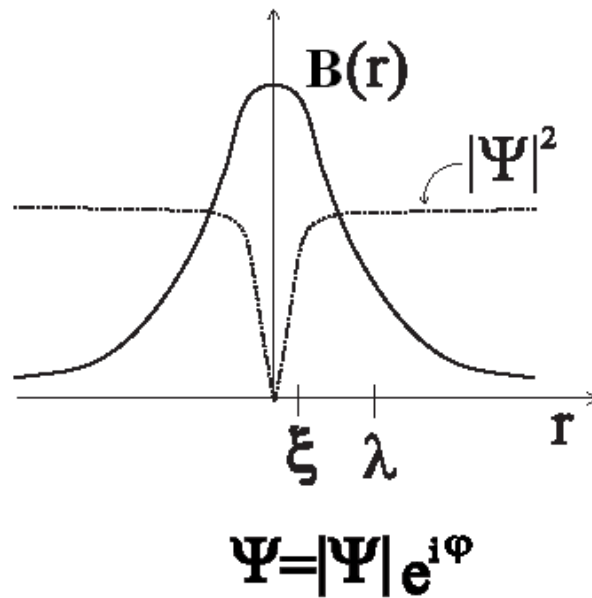


Figura 1.1: Esquema del parámetro de orden Ψ y el campo B según la teoría de GL. Las variaciones espaciales de Ψ se llevan a cabo en una distancia característica ξ mientras que las de B en λ .

Para $\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$ el campo penetra parcialmente en forma de líneas de flujo magnético cuantizado, llamadas vórtices. En este caso se les denominan superconductores de tipo II, los cuales poseen dos campos críticos distintos para una misma temperatura, el campo crítico B_{C1} , y el campo crítico superior B_{C2} . Si un superconductor de tipo II se halla a una temperatura inferior a T_C y con un campo magnético aplicado menor que B_{C1} , se comporta como un superconductor de tipo I. De nuevo a temperaturas inferiores a T_C pero con un campo magnético superior a B_{C2} ,

el material pasa al estado normal. Sin embargo, con campos aplicados entre B_{C1} y B_{C2} , este tipo de superconductores admiten vórtices en su interior, que tienden a alinearse con el campo magnético aplicado. Por este motivo, cuando a un superconductor de tipo II se le aplica un campo magnético entre B_{C1} y B_{C2} se dice que se encuentra en el estado mixto o de vórtices. Cada vórtice porta un cuanto de flujo, Φ_0 , de valor $h/2e$ (siendo h la constante de Planck y e la carga del electrón) y se ve rodeado por supercorrientes que apantallan del resto del superconductor el campo magnético asociado. Con el fin de minimizar la energía libre de este estado, los vórtices se ordenan en una red, que es triangular en la mayoría de los casos (materiales isotrópicos) , de ahí que se hable de redes de vórtices. Los superconductores de tipo II fueron descubiertos por Shubnikov en 1937 [Shubnikov37]. Abrikosov en 1957 [A57] desarrolló una teoría que explica su comportamiento.

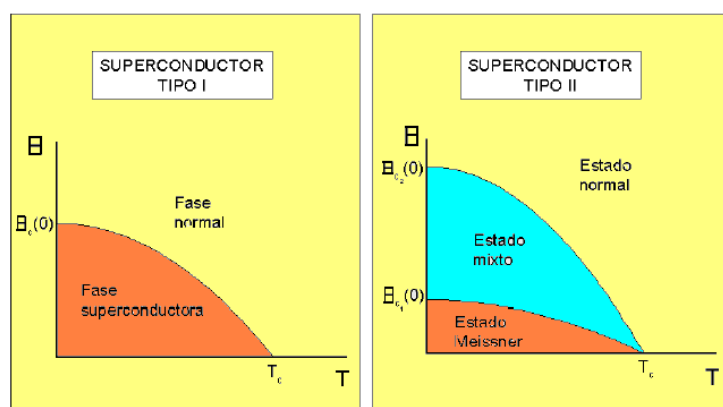


Figura 1.2: Dependencia con la temperatura del campo o campos críticos de un superconductor de tipo I (izquierda) y de un superconductor de tipo II (derecha)

De lo expuesto se deduce que el magnetismo compite con la superconductividad. No sólo el aplicar campo magnético destruye las propiedades superconductoras sino que, tal como se observa en la tabla periódica, elementos magnéticos como el hierro, el níquel u otros no son superconductores al menos a presión ambiente.

El magnetismo es otro fenómeno de gran interés actual, que sin embargo se conoce desde hace mucho más tiempo [Blundell]. Fue B. Rózing, en 1892, el que expresó la primera hipótesis que relacionaba el ferromagnetismo con el ordenamiento de los momentos electrónicos en los átomos. Esta hipótesis fue confirmada con los experimentos giromagnéticos de A. Einstein, W. J. de Haas y los experimentos de Barnett, demostrando que en los ferromagnéticos la imanación espontánea se debe al magnetismo del espín de los electrones. A partir de los experimentos de Dorfman se vio que no se pueden explicar las temperaturas de Curie en la mayoría de los

materiales ferromagnéticos con las interacciones magnéticas dipolares [Pavlov, Blundell].

En 1928, Frenkel, y algo después Heisenberg, establecieron que el ferromagnetismo es una propiedad especial de un sistema de electrones que interactúan electrostáticamente. Como sabemos, la energía mínima de un gas de electrones libres se obtiene cuando los espines de los electrones están totalmente compensados (principio de Pauli), es decir, que la energía está íntimamente relacionada con la imanación.

Frenkel y Heisenberg demostraron que, si existe una interacción electrostática intensa entre los electrones, puede resultar conveniente, desde el punto de vista energético, el estado con orientación paralela de los espines [Frenkel30]. Los cálculos mecanocuánticos detallados de la interacción eléctrica de dos electrones, teniendo en cuenta el espín, conducen a esta conclusión. En la expresión de la energía de interacción resultante, además del término coulombiano puramente clásico, figura un término adicional específicamente cuántico, dependiente de la orientación mutua de los espines. Esta energía adicional recibe el nombre de energía de intercambio o de canje. En el caso más simple, de interacción de dos electrones, dicha energía se puede representar de la siguiente manera

$$E_{int} = -A(\sigma_1 \cdot \sigma_2) \quad (1.2)$$

en la que A es un parámetro, con dimensión de energía, llamado integral de intercambio y $\sigma_1 \cdot \sigma_2$, los vectores unitarios de los espines. Si $A > 0$, al mínimo de energía corresponde la orientación paralela de espines: $(\sigma_1 \cdot \sigma_2) = 1$. Y cuando $A < 0$, el mínimo de energía se observa con la orientación antiparalela $(\sigma_1 \cdot \sigma_2) = -1$.

La integral de intercambio en el caso más simple, de un sistema de dos electrones, es igual a la semidiferencia de las energías de los estados singlete y triplete:

$$A = \frac{1}{2}(E_s - E_t) \quad (1.3)$$

Recordamos que el estado singlete es el estado con espín resultante nulo $S = 0$, y el triplete, el de espín $S = 1$. Cuando $A > 0$, tenemos que $E_t < E_s$ y en el estado triplete fundamental los espines de ambos electrones son paralelos. Este caso corresponde a la ordenación ferromagnética. Si $A < 0$, al contrario, $E_s < E_t$, es decir, los espines son antiparalelos [Pavlov].

Para explicar teóricamente los fenómenos del ferromagnetismo y del antiferromagnetismo, Heisenberg elaboró un modelo donde se supone que los momentos magnéticos, que forman la estructura ferromagnética o antiferromagnética ordenada, están localizados cerca de los nudos de la red cristalina [Blundell]. En este modelo el ferromagnetismo o el antiferromagnetismo

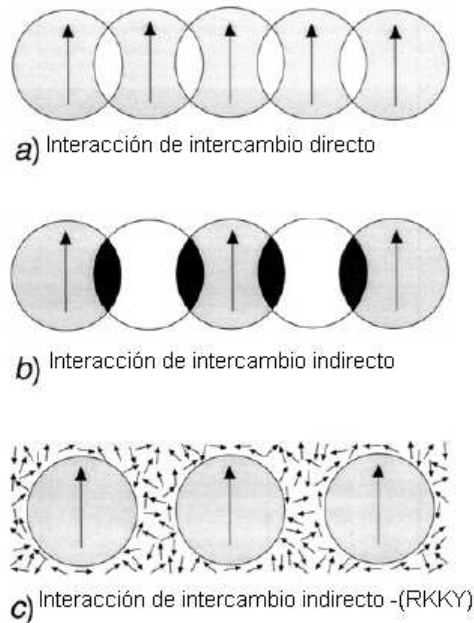


Figura 1.3: Tipos de interacción de intercambio

se debe al ordenamiento de los momentos magnéticos de los iones vecinos con capas d o f incompletas. La interacción de intercambio entre los iones vecinos se llama de intercambio directo (interacción típica para metales 3d: Fe, Co, Ni). Pero en muchas aleaciones y compuestos químicos los iones magnéticos están separados por un átomo no magnético, es decir por un átomo en el cual todas las capas electrónicas están completas. En este caso la interacción de intercambio entre los iones magnéticos se puede efectuar por medio de los electrones del átomo no magnético comunes a ambos. Esta forma de intercambio recibe el nombre de indirecta. Hay varios tipos de interacción de intercambio indirecta. En la interacción RKKY los iones magnéticos interactúan a través de los electrones de conducción (estos electrones tienen el espín polarizado debido a la presencia de los momentos magnéticos de los iones). Debido a las propiedades de los electrones de conducción, este tipo de la interacción es de largo alcance y oscila según la distancia del ion magnético original. Tiene importancia en el ordenamiento de los momentos magnéticos de electrones localizados y se produce en los lantánidos y sus compuestos.

El estudio de la interacción entre el magnetismo y la superconductividad se inició en los años 60 [Matthias58] cuando se demostró que una pequeña concentración, del 1 por ciento, de impurezas magnéticas de tierras raras en diversos superconductores, era suficiente para destruir

la superconductividad. A. A. Abrikosov y L. P. Gorkov (1961) [Abrikosov61], explicaron este hecho teniendo en cuenta el scattering de los electrones por los momentos magnéticos localizados, que dificultan, llegando a impedir, la formación de pares de Cooper. La teoría de Abrikosov y Gorkov (AG) no es válida para altas concentraciones de momentos magnéticos que, por lo general, están acoplados por medio de interacciones de intercambio indirecto. Para entender la coexistencia del magnetismo y la superconductividad en sistemas que contienen una alta densidad de momentos magnéticos localizados, Gorkov y Rusinov (1964) [Gorkov64] extendieron la teoría de AG y tuvieron en cuenta fenómenos magnéticos. Concluyeron que el ferromagnetismo destruiría la superconductividad debido a que los electrones de conducción quedarían polarizados por medio de la interacción de intercambio con los momentos magnéticos ordenados. Pero ya desde 1956 Ginzburg [Ginzburg57] había predicho que la superconductividad y el ferromagnetismo en un superconductor de tipo I podrían difícilmente coexistir debido a que la inducción magnética causada por la magnetización sería mayor que el campo crítico del superconductor. Para los superconductores de tipo II esta conclusión debe ser modificada. Y es que según Ginzburg, no pueden coexistir estados que sean espacialmente homogéneos tanto desde el punto de vista del magnetismo como de la superconductividad. Es decir, estados en los que coexistan en el mismo volumen microscópico, el parámetro de orden superconductor con un campo magnético finito. De esta manera, se ha propuesto la posible formación de vórtices espontáneos en superconductores magnéticos de tipo II [Bulaevski85]. Su búsqueda ha sido objeto de muchos trabajos experimentales, sin éxito por el momento. Otra posibilidad que se ha propuesto es la de un acoplamiento electromagnético de la superconductividad y el magnetismo causando un orden magnético oscilante (en vez de un ferromagnetismo homogéneo) el cual coexiste con un estado superconductor espacialmente homogéneo. La longitud de onda de la oscilación estaría gobernada por la longitud de penetración λ del superconductor [Blount79]. Otro mecanismo alternativo para un orden magnético oscilante fue propuesto en 1959 por Anderson y Shul, donde la fuerza de interacción de intercambio entre los momentos magnéticos de las tierras raras mediada por los electrones de conducción (interacción RKKY) cambia en el estado superconductor debido a que la susceptibilidad electrón-spin se reduce en el rango de longitudes de onda de largo alcance. Consecuentemente, la interacción de intercambio efectiva en el estado superconductor tendría un máximo a una longitud de onda finita, llevando a un estado magnético oscilante incluso si el material fuese ferromagnético en ausencia de superconductividad. La longitud de onda de este estado está controlada por la longitud de coherencia ξ del superconductor [Anderson59].

En los años 70, se descubrieron compuestos donde coexiste el orden magnético de largo alcance con la superconductividad, el RMo_6X_8 (con X=S, Se) [Fischer75] y el RRh_4B_4 (R representa una tierra rara) descubierto dos años después [Matthias77]. En estos compuestos la $T_C = 2 - 10K$ y se encuentran transiciones magnéticas entre 0.5 K y 4 K. Experimentos de

difracción de neutrones han confirmado que en casi todos estos compuestos la fase superconductora coexiste con un orden antiferromagnético de largo alcance [Thomlinson82]. En efecto, la superconductividad y el antiferromagnetismo pueden coexistir porque los momentos magnéticos en estos compuestos casi no afectan a los pares de Cooper, debido a que el campo magnético se promedia a cero a distancias del orden de la longitud de coherencia. En estos materiales, la aparición de un orden ferromagnético conlleva una destrucción de la superconductividad, como por ejemplo el $ErRh_4B_4$ que tiene una $T_C = 8.7$ K y que transita al estado normal otra vez por debajo de 1 K [Fertig77, Bulaevski85].

Posteriormente, se han descubierto otros materiales que permiten estudiar las interacciones entre el magnetismo y la superconductividad. Entre ellos destacan además de los superconductores de alta T_C , donde se han realizado numerosos trabajos sobre la influencia de interacciones antiferromagnéticas (AF) en la superconductividad [Alff03], ciertos miembros de la familia de los fermiones pesados, como por ejemplo el UGe_2 ($T_C = 0.8$ K y $T_N = 35$ K a 12 kbar), que es un superconductor en el que, aparentemente, los mismos electrones superconductores son también ferromagnéticos [Flouquet02], y la familia de los borocarburos de níquel.

La superconductividad en los borocarburos de níquel fue descubierta en 1994 cuando para muestras policristalinas de YNi_4B se observó una caída en la resistividad (aunque no la anulación) y en la susceptibilidad a 12 K [Mazumdar93]. La posible transición a una fase magnética a esta temperatura fue descartada por medidas de calor específico. La fracción de superconductividad en estas muestras era del 2 por ciento. Esto sugirió que la superconductividad en muestras de YNi_4B podría estabilizarse con la presencia de un elemento distinto al Y, Ni y B. Esto fue apoyado por la observación de superconductividad en materiales policristalinos con una composición nominal $YNi_4BC_{0.2}$ [Nagarajan94]. Al mismo tiempo se expusieron resultados en la superconductividad en compuestos multifases $YPd_5B_3C_{0.35}$ con una temperatura de transición de 23 K y en materiales de composición RNi_2B_2C (R = Y, Lu, Tm, Er, Ho, Dy con $T_C = 15.5$ K, 16.5K, 11K, 10.5K, 8K, 6.2K) respectivamente [Cava94a, Cava94b]. Obviamente, el comportamiento superconductor de las muestras de YNi_4B y del $YNi_4BC_{0.2}$ es causado por el YNi_2B_2C . Este fue el descubrimiento de primer superconductor cuaternario de un compuesto intermetálico.

El descubrimiento de los borocarburos de níquel tuvo gran impacto por distintas razones. La primera y la más atractiva es que los electrones 4f de las tierras raras están usualmente localizados y débilmente acoplados con los electrones de conducción. De esta manera, en los materiales de esta familia que son superconductores, y tienen una tierra rara R en la que la capa 4f está semi llena y por lo tanto porta un momento magnético finito (R = Tm, Er, Ho, Dy), se observa que estos momentos magnéticos coexisten con el estado superconductor. Es conocido que la temperatura de Néel es proporcional a

$$T_N \propto I^2 dG \quad (1.4)$$

donde

$$dG = (g - 1)^2 J(J + 1)$$

es el factor de Gennes y g es el factor de Landé

$$g = 1 + [J(J + 1) + S(S + 1) - L(L + 1)] / [2J(J + 1)]$$

el cual es una función de los números cuánticos L , S y J asociados a los electrones de las capas incompletas 4f de los iones de las tierras raras y donde I es la integral de intercambio (ver por ejemplo [Blundell, Hernando]). Los valores altos de las T_N en los borocarburos de níquel se deben a la fuerte interacción de intercambio de los momentos magnéticos y los electrones de conducción.

La temperatura crítica superconductoramente alta que se encuentra en estos materiales (entre 6 K y 15 K) según el compuesto de la serie, está relacionada con una alta densidad de estados en el nivel de Fermi, $N(E_F)$. La teoría BCS predice este comportamiento relacionando estos dos parámetros por medio de esta fórmula,

$$T_C = 1,13 \Theta_D \exp\left(\frac{-1}{N(E_F)V}\right) \quad (1.5)$$

donde Θ_D es la temperatura de Debye que caracteriza el espectro de fonones del material y V es la magnitud de la interacción electrón-fonón, siendo $N(E_F)V \ll 1$ [BCS57]. Se realizaron numerosos cálculos para estimar la densidad de estados total y parcial en los distintos compuestos de esta familia [Pickett94, Müller01, Divis00]. En todos ellos se detecta un pico ancho cerca del nivel de Fermi dando un carácter metálico tridimensional a los compuestos, que se representa en las figuras 1.4 (a) y 1.4 (b). Se observa también el pico debido a los electrones 4f de la tierra rara, que está situado alrededor de 1 eV por debajo de E_F . En la figura 1.4 (b) se representa la DOS parcial de los diferentes orbitales atómicos del YNi_2B_2C . Se observa que la mayor contribución al nivel de Fermi proviene de los electrones 3d del Ni. Las contribuciones de los demás átomos son más pequeñas [Pickett94, Müller01].

La coexistencia de los dos fenómenos en estos compuestos se hace especialmente interesante, ya que se pueden variar las escalas de energías magnéticas y superconductoras en un amplio rango, y se observa cómo, en la medida que la temperatura crítica superconductoramente en los distintos compuestos disminuye, la temperatura de Néel aumenta (figura 1.5). La disminución de T_C a lo largo de la serie $R = Lu, Tm, Er, Ho$ y Dy se puede escalar de una manera aproximada

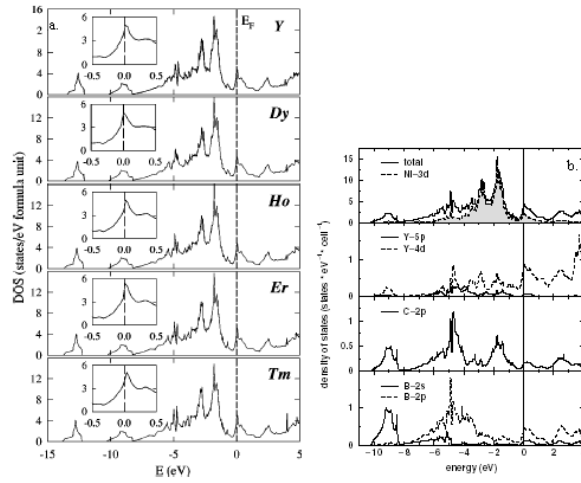


Figura 1.4: En la figura a. DOS total para distintos compuestos de RNi_2B_2C . En el inset detalles de la DOS alrededor de la energía de Fermi [Divis00]. En la figura b. DOS parcial para el YNi_2B_2C [Müller01].

con el factor de de Gennes. Esto se ha tomado como una prueba de que el efecto de rotura de pares debido a la presencia del magnetismo produce una disminución de T_C a lo largo de la serie [Mueller01].

Otra de las razones de peso a la hora de decantarse por el estudio de estos materiales es que la coexistencia de la superconductividad y el magnetismo se observa en compuestos estequiométricos, y que es factible producir monocristales de muy buena calidad [Canfield98].

Los borocarburos de níquel tienen una estructura cristalina tetragonal centrada en cuerpo (grupo espacial $I4/mmm$), siendo los parámetros de la red muy similares en todos los compuestos de la familia, $b, a \approx 0.35$ nm y $c \approx 1.06$ nm. Como se observa en la figura 1.6, la estructura se compone de capas de Ni_2B_2 separadas por átomos de carbono y de la tierra rara correspondiente R. Dicha estructura en capas guarda parecido con la estructura de los superconductores de alta temperatura crítica. Sin embargo, se diferencia de estos por un comportamiento electrónico tridimensional (figura 1.4), aspecto que se confirmó con medidas de resistividad en el estado normal [Fisher97]. A diferencia del Cu en los sistemas de cupratos de alta temperatura crítica, el níquel no lleva un momento magnético local en la familia de los borocarburos. Esto fue confirmado para el YNi_2B_2C por Suh et al. con medidas de susceptibilidad magnética. Los datos encontrados son consistentes con los cálculos de bandas descritos anteriormente [Pickett94, Suh96, Müller01, Divis00].

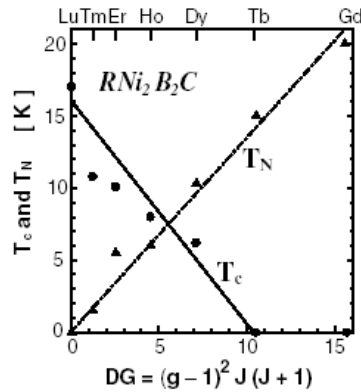


Figura 1.5: Temperatura de transición superconductor, T_C (círculos) y magnética, T_N (triángulos) para los distintos borocarburos de níquel.

Como se observa en la figura 1.5, no todos los borocarburos de níquel son superconductores. El $TbNi_2B_2C$ y el $GdNi_2B_2C$ con una T_N de 15 K [Dervenagas96] y 19.4 K [Detlefs96] respectivamente, no transitan al estado superconductor. Hay que destacar que el magnetismo en estos borocarburos de níquel también ha sido objeto de numeros estudios [Dervenagas96, Detlefs96, Chang96, Zarestky95, Huang95, Johnston95].

En los compuestos superconductores de Dy, Ho, Er y Tm el magnetismo, proveniente del ordenamiento de los de los momentos magnéticos debidos a los electrones 4f de las tierras raras, coexiste con la superconductividad. El ordenamiento magnético conmensurable o incommensurable es el resultado de la competición entre el campo eléctrico cristalino (CEF) y las interacciones RKKY. La incommensurabilidad es un efecto típico de las interacciones RKKY. Como en las interacciones RKKY intervienen los electrones de conducción, los detalles de la estructura electrónica son muy importantes. Esto explica que el vector de onda de las estructuras magnéticas incommensurables de la mayoría de los compuestos de RNi_2B_2C coincida con un vector de nesting $q = (0.55, 0, 0) \frac{2\pi}{a}$ de la superficie de Fermi. La dirección de los momentos magnéticos locales (paralela o no al eje c, figura 1.6), sin embargo, se explica, en la mayoría de los casos, con efectos de segundo orden del CEF [Divis00].

Estos fenómenos sugieren preguntas tales como ¿Qué influencia tiene el magnetismo en la superconductividad? ¿Cómo coexisten ambos fenómenos? Uno de los objetivos de esta tesis es llegar a entender esta coexistencia. Para ello, se han estudiado microscópicamente dos com-

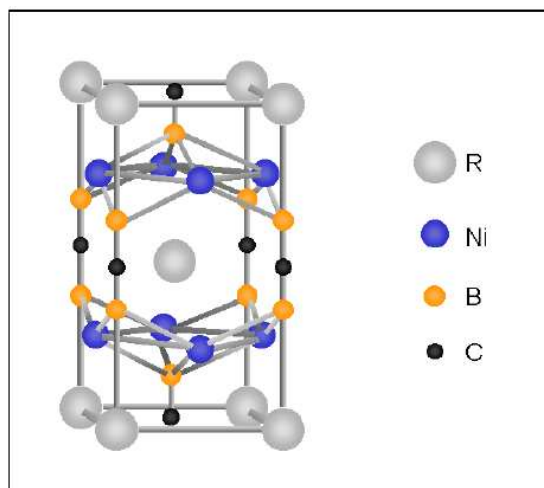


Figura 1.6: Estructura cristalina tetragonal de los borocarburos de níquel. Nótese, la estructura en capas de Ni_2B_2 unidas por átomos de carbono dando al sistema un carácter metálico tridimensional. En los vértices y en el centro del tetrágono se sitúan los átomos de tierras raras.

puestos de la familia de los borocarburos de níquel con las T_C más altas y que presentan los ordenamientos magnéticos más sencillos, el $TmNi_2B_2C$ y el $ErNi_2B_2C$. Destaquemos que no existían medidas previas de carácter microscópico sobre las propiedades de la fase superconductor a campo cero o en la fase de vórtices en ninguno de los compuestos magnéticos de la serie, exceptuando las medidas de espectroscopía túnel a campo cero efectuadas en el $TmNi_2B_2C$ en el Laboratorio de Bajas Temperaturas de la UAM (LBTUAM) [Suderow01].

Esta ausencia de medidas ha alimentado numerosas especulaciones teóricas sobre la forma en la que el magnetismo coexiste con la superconductividad en especial en el compuesto $ErNi_2B_2C$, donde, como describiremos más adelante, se observa que un orden llamado casi ferromagnético coexiste con la superconductividad. Destaquemos además, como se observa en la figura 1.7 que las medidas macroscópicas, como el calor específico [Massalami03], no arrojan mucha luz sobre las propiedades superconductoras, ya que las contribuciones magnéticas enmascaran la contribución electrónica en todos los compuestos de la serie.

Conviene explicar de una manera más detallada la influencia del vector de *nesting* sobre las

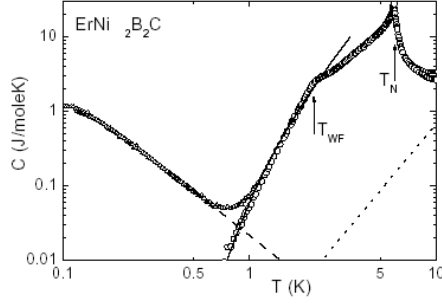


Figura 1.7: FIG. 6. Gráfico log-log de $C_{tot}(T)$ (triángulos), $C_e(T) + C_D(T)$ (línea de puntos), $C_N(T)$ (líneas), y $C_M(T)$ (círculos) de un monocristal de $ErNi_2B_2C$. Donde el calor específico total $C_{tot}(T)$ se analiza como la suma de la contribución electrónica, C_e , de Debye, C_D , nuclear, C_N y magnética, C_M [Massalami03].

propiedades superconductoras y magnéticas en dichos compuestos.

Superficie de Fermi en los Borocarburos de níquel. Vector de *nesting*

El vector de *nesting* conecta puntos sobre la superficie de Fermi con mismo valor de momento paralelo y con valores de momento perpendicular de signo opuesto. Su presencia se ha relacionado con la aparición de inestabilidades estructurales, electrónicas o magnéticas en diversos compuestos. Así, la existencia de zonas planas aproximadamente paralelas en la superficie de Fermi produce ondas de densidad de carga o de espín en sistemas de baja dimensionalidad ($NbSe_2$ [Straub99]), orden composicional en aleaciones binarias (como Cu-Pd o Cu-Pt [Gyorffy83]), o bien orden magnético con vector de onda incommensurable en compuestos con tierras raras [Evenson68].

Quizá sea más sencillo entender el por qué de la influencia de este vector en la propiedades estructurales o magnéticas en sistemas unidimensionales. Para ello, se supone un metal compuesto por una cadena unidimensional de N átomos, equiespaciados de una distancia a . Suponiendo que se tiene un sólo electrón por átomo, la relación de dispersión de la energía

$$E_k = \alpha - 2\beta \cos(ka) \quad (1.6)$$

donde α y β son dos constantes (4β corresponde al ancho de la banda). Esta banda está semillena por lo que su superficie de Fermi consta de dos puntos, que definen el momento de Fermi (k_F) así como el vector de *nesting* (Q), como se representa en la figura 1.8. Cabe destacar

que esta superficie de Fermi presenta un *nesting* "perfecto": todo punto en $-k_F$ se convierte en k_F bajo una traslación de vector Q . Resulta más favorable para este sistema a bajas temperaturas doblar el periodo de la posición de los átomos, lo que el tamaño de la primera zona de Brillouin se reduce a la mitad (y coincide con el vector de *nesting*). De esta manera, se consigue disminuir la energía electrónica total abriendo un gap en k_F y $-k_F$. Se pasa, por lo tanto, de un sistema inicial con una superficie de Fermi formada por dos puntos a un sistema donde la superficie de Fermi ha desaparecido: se tiene pues una transición metal aislante (ver figura 1.8). En dos y tres dimensiones, se habla de *nesting* cuando se encuentran zonas paralelas en la superficie de Fermi, unidas por un mismo vector, el vector de *nesting*.

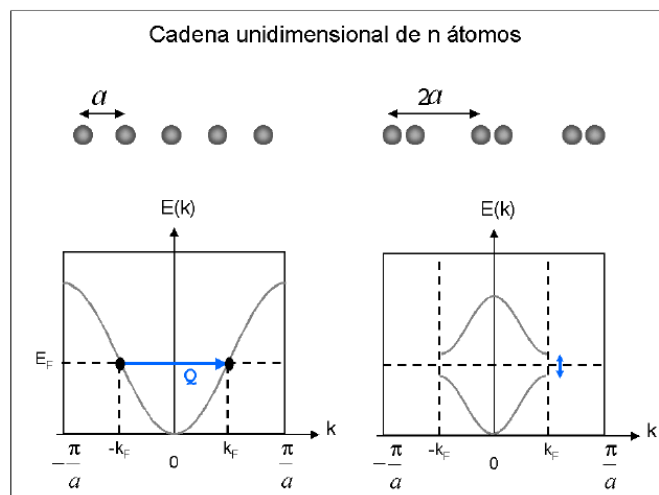


Figura 1.8: Cadena unidimensional de N átomos y dispersión de la energía electrónica para un periodo a (izquierda) y $2a$ (derecha). En la cadena de periodo a , la superficie de Fermi se halla representada por dos puntos y posee un vector de *nesting*, Q , mientras que en la cadena de periodo $2a$ se abre un gap en k_F . Esta segunda configuración es más favorable energéticamente.

En lo que respecta a los borocarburos de níquel, el *nesting* ha sido observado por medidas

de superficie de Fermi en el $\text{LuNi}_2\text{B}_2\text{C}$ [Dugdale99]. No obstante, este fenómeno fue apuntado con anterioridad por cálculos de bandas, que abogan también por una similitud en la superficie de Fermi de todos los compuestos de esta familia; semejanza debida a que los estados 4f (únicos estados diferentes en cada borocarburo) se abordan como estados del núcleo, al encontrarse muy localizados [Rhee95]. Aunque este *nesting* afecte a tan sólo el 5 por ciento de la superficie de Fermi (ver figura 1.9 y 1.10), en los superconductores no magnéticos provoca un ablandamiento de fonones [Bullock98, Zarestky99], y un incremento del acoplamiento electrón-fonón [Martinez03b]. En los magnéticos, se apunta a este fenómeno como responsable del valor y dirección del vector de ordenamiento magnético en la mayoría de las fases AF.

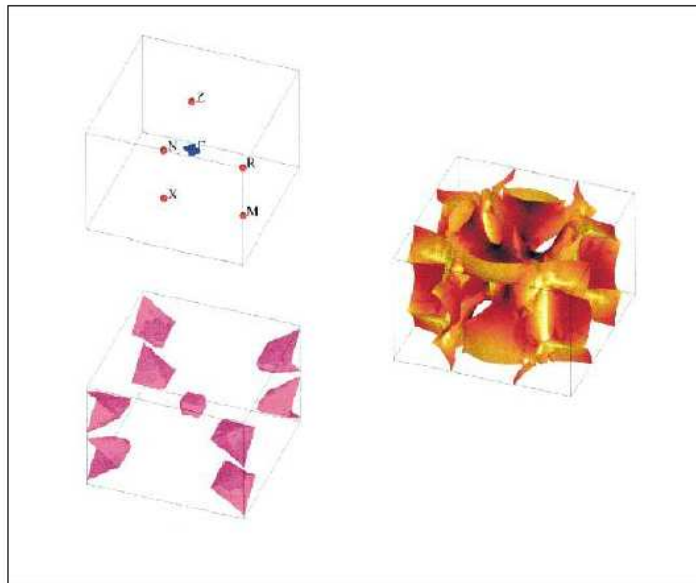


Figura 1.9: Las tres capas de la superficie de fermi del $\text{LuNi}_2\text{B}_2\text{C}$. La primera capa es un pequeño esferoide de electrones centrado en Γ . La segunda es algo más grande y con una forma más cúbica. La tercera capa es mucho más grande, y es la más compleja. Los estados electrónicos tienen un carácter predominantemente Ni-d, y es en esta capa donde se observa el vector de *nesting* discutido en el texto y en la figura 1.10 [Dugdale99].

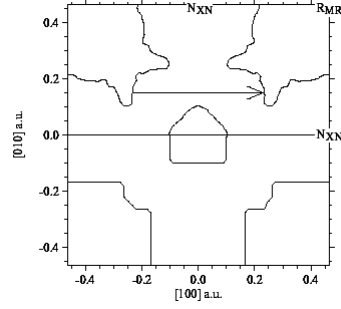


Figura 1.10: Datos experimentales (arriba) y teóricos (abajo) de la topología de la SF del $LuNi_2B_2C$. Corresponde al plano (100) a través del punto Γ de la tercera banda de la SF. La flecha representa el vector de *nesting* $(0.55, 0, 0) \frac{2\pi}{a}$ [Dugdale99].

Para entender la influencia del vector de *nesting* en el ordenamiento magnético, damos paso a otra sencilla explicación. Como se ha comentado ya en la introducción de esta tesis, la interacción de intercambio entre los electrones de conducción y los electrones localizados 4f llevan a un acoplamiento indirecto entre los espines de los iones de las tierras raras. Es por lo tanto la susceptibilidad del gas de electrones (el solapamiento entre los electrones 4f y de conducción) lo que determina la naturaleza de este acoplamiento.

La interacción efectiva de Heisenberg entre los espines de las tierras raras viene dada por

$$E_{RKKY} = - \sum_{i,j} A_{ij} \chi(R_i - R_j) (S_i \cdot S_j) \quad (1.7)$$

donde χ es la susceptibilidad de los electrones de conducción y A_{ij} es la integral de intercambio. Sólo la proyección del espín en el momento angular total J se conserva. De esta manera $S_{\parallel} = (g_J - 1)J$ siendo g_J el factor de Landé.

La interacción RKKY es proporcional a

$$E_{RKKY}(r) \propto \frac{\cos(2k_F r)}{r^3} \quad (1.8)$$

Es una interacción de largo alcance y tiene oscilaciones que dependen de la distancia entre los momentos magnéticos, r . En el espacio recíproco la interacción RKKY puede escribirse como

$$E_{RKKY} = - \sum_Q A(Q) \chi(Q) (J_Q \cdot J_{-Q}) \quad (1.9)$$

donde el factor de Landé ($g_J - 1$) está oculto en $A(Q)$.

En general, lo que va a determinar la estructura magnética es el máximo del producto entre $\chi(Q)$ y $A(Q)$. En la figura 1.11 se representa la susceptibilidad de los electrones de conducción para la fase normal y superconductor en función de Q , calculada en 1981 por Ramakrishnan y Varma [Ramakrishnan81]. En la figura 1.11 (a) la susceptibilidad es calculada para una superficie de Fermi esférica y en la figura 1.11 (b) para una superficie de Fermi con un vector de *nesting* $Q = G$. En el ejemplo considerado en la referencia [Ramakrishnan81], la susceptibilidad en la fase normal metálica cuando la superficie de Fermi es esférica, tiene un máximo para $Q = 0$ dando un estado fundamental ferromagnético. En la fase superconductor los electrones de conducción se aparean formando pares de Cooper con espines opuestos. Los pares de Cooper son coherentes sólo para pequeñas distancias, típicamente la longitud de coherencia que en los RNi_2B_2C es aproximadamente de 10 nm. La mediación de la interacción RKKY desaparece para distancias mayores que la longitud de coherencia. Esto conlleva una fuerte caída de la susceptibilidad para $Q < 1/\xi$, como se puede observar en la figura 1.11 (a).

En la figura 1.11 (b) se representa la susceptibilidad de los electrones de conducción en el estado normal y superconductor en el caso de una superficie de Fermi con *nesting*.

Para la susceptibilidad se escribe [Ramakrishnan81]

$$\chi(Q) = \frac{1}{N} \sum_k \frac{f_{k-Q} - f_k}{\epsilon_k - \epsilon_{k-Q}} \quad (1.10)$$

siendo f_k la función de Fermi-Dirac. Los términos que contribuirán en el sumatorio serán los términos cuyo numerador sea distinto de cero. Esto ocurre cuando el estado k está lleno y el $k-Q$ está vacío o viceversa. Esta contribución será aún mayor si $\epsilon_k \approx \epsilon_{k-Q}$. Esto quiere decir que los electrones de la superficie de Fermi contribuyen de una manera significativa en la susceptibilidad. En superficies de Fermi con zonas paralelas (*nesting*), que corresponde a una alta densidad de estados con un mismo vector G , hay muchos estados que cumplen las condiciones anteriores ($\epsilon_k \approx \epsilon_{k-Q}$, $Q \approx G$). Estos estados dan un pico en la susceptibilidad en el vector de *nesting*. En el estado superconductor, los cálculos dan una ligera reducción de este efecto (figura 1.11 (b)). Por lo tanto, el sistema será antiferromagnético con un vector de modulación del momento magnético que corresponde con el vector de *nesting* y además superconductor.

Conviene también repasar ciertos conceptos microscópicos del estado superconductor. Por este motivo, se hace necesario dedicar un apartado con una breve explicación de la teoría microscópica BCS.

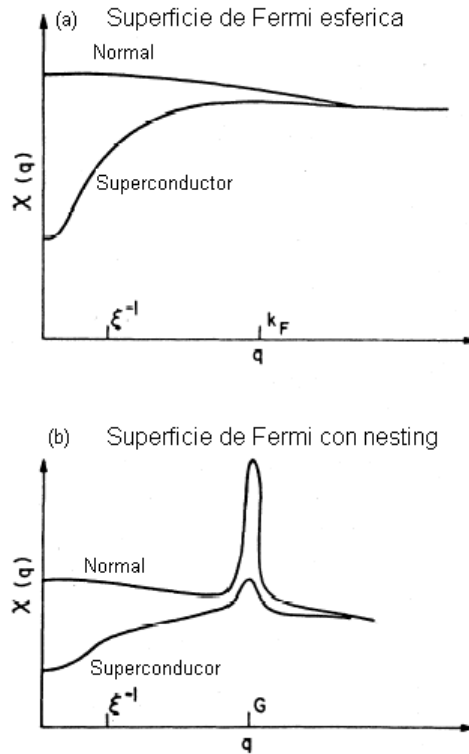


Figura 1.11: Susceptibilidad de los electrones de conducción en la fase normal y superconductor para una superficie de fermi esférica (a) y para una superficie de fermi con un vector de *nesting* $Q = G$ [Ramakrishnan81].

Teoría Microscópica de la Superconductividad. Teoría BCS

Hasta la publicación de los artículos de Bardeen, Cooper y Schrieffer en 1957 [BCS57, BCS57b], que asentaron las bases de una teoría microscópica para el estado superconductor (formalismo a partir de entonces conocido como teoría BCS), no se disponía de un marco teórico apropiado que describiese una superconductividad originada por las interacciones de los electrones con las vibraciones de la red cristalina, según indicaban experimentos como el efecto isotópico.

La interacción electrón-fonón en un sólido provoca el *scattering* de un electrón de vector de onda $\mathbf{k} \pm \mathbf{q}$, dependiendo de si este electrón absorbe o emite un fonón de vector de onda \mathbf{q} . Pero además, a segundo orden origina una interacción real entre electrones: su efecto es difractar dos electrones cambiando sus vectores de onda, conservando el momento total, es decir,

el de destruir dos electrones de momentos \mathbf{k} y \mathbf{k}' y crear otro dos de momentos $\mathbf{k}+\mathbf{q}$ y $\mathbf{k}'-\mathbf{q}$. Y, en tanto en cuanto la diferencia entre las energías de estos electrones sea inferior a la del fonón considerado, la teoría BCS supone que el acoplamiento electrón-fonón da lugar a una atracción entre los dos electrones. Siempre que esta interacción atractiva entre los dos electrones sea mayor que la interacción coulombiana con la que se repelen, dos electrones cercanos al nivel de Fermi forman un estado ligado llamado par de Cooper [Cooper56]. Siguiendo argumentos de minimización de energía, se llega a la conclusión de que este estado puede estar formado por electrones de momentos de igual módulo pero con signos opuestos y con una función de onda total antisimétrica. De esta manera, un par de Cooper se suele representar de la forma $(\mathbf{k} \uparrow, -\mathbf{k} \downarrow)$.

El modelo BCS supone que los electrones muy próximos al nivel de Fermi *sienten* una interacción total entre ellos (electrón-fonón y coulombiana) negativa y constante. Y, puesto que el rango de energías de los electrones válido para formar estos pares es muy pequeño, el principio de incertidumbre implica que su tamaño es mucho mayor que la distancia entre electrones. Con lo que los pares de Cooper se solapan entre sí. De esta forma, se describe el estado superconductor como un estado coherente, por lo que en primer orden se puede identificar la longitud de coherencia con el tamaño del par de Cooper. Esta *sencilla* teoría parte, por lo tanto, de un modelo idealizado que no tiene en cuenta la estructura cristalina del material o la forma de la superficie de Fermi, ni el carácter no instantáneo de la interacción entre electrones vía fonones. Y sin embargo, la teoría BCS permite describir las propiedades superconductoras fundamentales en equilibrio: banda de energías prohibidas (gap) para las excitaciones en torno al nivel de Fermi, longitudes de penetración (λ) y coherencia (ξ), flujo magnético cuantizado a través de un anillo superconductor con una carga efectiva de dos veces la carga del electrón y propiedades térmicas y electromagnéticas, tan importantes como el efecto Meissner.

Teniendo en cuenta, que uno de los objetivos de esta tesis es el estudio de la espectroscopía túnel del estado superconductor de dos compuestos de los borocarburos de níquel, conviene aportar detalles sobre las características de la densidad de estados superconductor. En primer lugar, el Hamiltoniano BCS que describe las excitaciones elementales en un superconductor se puede expresar:

$$H = \sum_{\mathbf{k},\sigma} E_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k},\sigma}^* c_{\mathbf{k},\sigma} + \sum_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} V_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} c_{\mathbf{k},\uparrow}^* c_{-\mathbf{k},\downarrow}^* c_{-\mathbf{k}',\downarrow} c_{\mathbf{k}',\uparrow} \quad (1.11)$$

siendo $E_{\mathbf{k}}$ la energía cinética de un electrón de momento \mathbf{k} , $V_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}$ la energía de interacción electrón-fonón y $c_{\mathbf{k},\sigma}^* c_{\mathbf{k},\sigma}$ son los operadores de creación y de destrucción, respectivamente, de un electrón de momento \mathbf{k} y espín σ . Escribiendo de manera adecuada el Hamiltoniano (1.11), se puede ver que crear una excitación de tipo hueco equivale a destruir un par de Cooper y crear una excitación de tipo electrón equivale a crear un par de Cooper, lo que permite describir estos procesos como creación o destrucción de fermiones. Por lo tanto, los estados excitados en el

estado superconductor son mezcla de electrones y huecos [Arnold78], propiedad esencial que no se da en el estado normal. Todas estas características se traducen en la siguiente expresión para la densidad de estados superconductor, $N_S(E)$,

$$\frac{N_S(E)}{N(0)} = \begin{cases} 0, & E < \Delta; \\ \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}, & E > \Delta \end{cases} \quad (1.12)$$

donde $N(0)$ es la densidad de estados del metal normal, que a continuación asumiremos constante porque las energías del sondeo espectroscópico van a comprender sólo de varios meV en torno al nivel de Fermi. De este formalismo se extrae directamente la existencia del *gap superconductor* (2Δ). Por lo tanto, la densidad de estados superconductor a temperatura cero no presentará estados en un región de energías entre $-\Delta$ y Δ en torno a E_F y se espera una divergencia en energías del valor Δ , conservándose el número total de estados de la fase normal, como se puede apreciar en la figura 1.12. Puesto que generalmente se toma E_F como origen de energías, a partir de ahora se denomina *gap superconductor* a Δ .

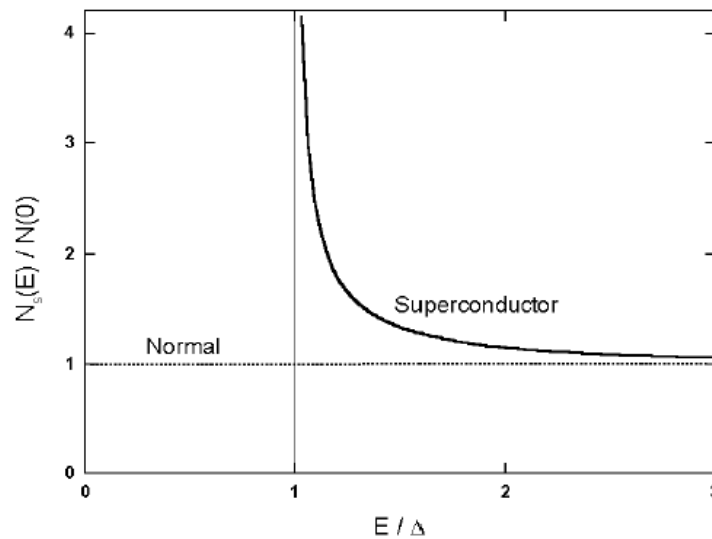


Figura 1.12: Densidad de estados superconductor (línea sólida) normalizada con respecto a la densidad de estados de un metal normal (línea punteada) frente a la energía normalizada con respecto al gap superconductor.

La teoría BCS estima adecuadamente los valores de Δ para los superconductores donde el acoplamiento electrón-fonón es débil. No obstante, este modelo no deduce una expresión analí-

tica para la dependencia del *gap superconductor* con la temperatura, $\Delta(T)$, aunque sí consigue calcular numéricamente su tendencia, como se muestra en la figura 1.13. Esta gráfica reproduce el comportamiento de Δ con respecto a la temperatura, que es prácticamente constante hasta que un número considerable de cuasipartículas son excitadas térmicamente. Además, la teoría BCS establece que los superconductores de acoplamiento electrón-fonón débil verifican la relación universal $\frac{2\Delta(T=0)}{k_B T_C} = 3.53$.

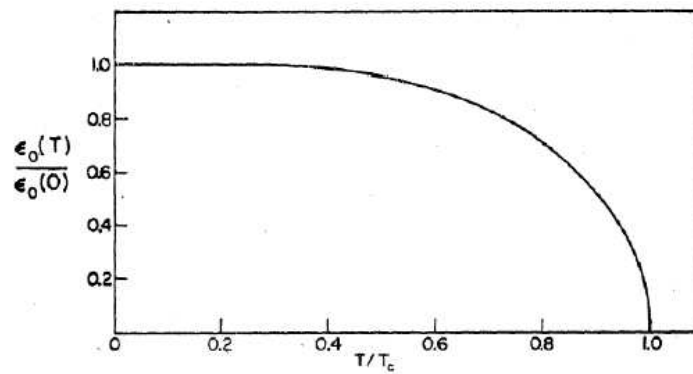


Figura 1.13: La representación de la energía del gap superconductor a una temperatura T normalizada con respecto a la energía del gap a $T = 0$ K frente a temperatura normalizada con respecto a su temperatura crítica superconductor.

Poco después de que se formulase la teoría BCS, la espectroscopía túnel destacó como una potente sonda del estado superconductor [Giaever60]. El hecho de que en el estado superconductor exista un gap de energías para los electrones excitados se refleja en la densidad de estados superconductor. Y por consiguiente, aparece en las curvas de corriente túnel frente a voltaje (y más directamente en las curvas de conductancia túnel frente a voltaje) ya que, mientras no se aplique voltaje por encima de un cierto valor, no se tiene suficiente energía para crear una excitación en el superconductor y, por lo tanto, no se mide ninguna corriente.

Capítulo 2

Técnicas experimentales

En un entorno criogénico, imprescindible en nuestro caso para poder medir las propiedades superconductoras, se obtienen las mejores condiciones de vacío, por lo que, en medidas sensibles a la superficie, como el STM, conviene preparar la superficie de la muestra in-situ, en frío.

Muchos materiales superconductores muy estudiados con el STM, como el grafito, NbSe₂ o los superconductores de alta temperatura crítica, tienen una estructura en capas, con enlaces en general débiles en la dirección perpendicular a éstas, y se pueden exfoliar in-situ (en frío) fácilmente. Se tira de una cinta adhesiva pegada sobre la superficie de una muestra monocristalina de cualquiera de estos materiales, y se obtiene así una superficie muy plana y limpia, que se corresponde con un plano cristalográfico bien definido. Sin embargo, como hemos visto, los borocarburos de níquel tienen enlaces fuertes en las todas las direcciones, y no existe un plano en el que se puedan exfoliar fácilmente. Hay que romper los monocristales usando un pequeño martillo, unas tenazas, o unas tijeras lo suficientemente grandes, obteniéndose fracturas concoidales. En una fractura concoidal (ver figura 2.1), se observan trazas semicirculares y una superficie limpia, con una textura brillante y lisa. Cuando se rompe una botella de vidrio, se obtienen este tipo de superficies. En superficies obtenidas por rotura concoidal en monocristales de borocarburos de níquel, como veremos más adelante, se pueden hacer experimentos de STM en los que se obtienen las propiedades electrónicas de la fase superconductora con resolución atómica. Para romper la muestra in-situ, en un entorno criogénico, es necesario poder realizar un esfuerzo mecánico notable, similar al que se realiza con una tenaza, en frío y directamente en el portamuestras del STM.

Esto ha requerido un trabajo de diseño, construcción y puesta a punto, que se describirá en este capítulo. Antes, describiremos brevemente las técnicas de enfriamiento que hemos usado. Conviene señalar que todos los experimentos que se recogen en esta memoria han sido llevados a cabo en el LBTUAM.



Figura 2.1: Fractura concoidal en una muestra de $LuNi_2B_2C$ [Canfield98].

2.1. Técnicas criogénicas

Los criostatos que se han usado en esta tesis están preparados para hacer medidas locales con STM. Se requiere aislar lo mejor posible el criostato de todo tipo de ruido mecánico, que introduzca variaciones de la posición de la punta que sondea la muestra, y por lo tanto, de la corriente túnel. Por ello, el criostato se cuelga del techo por medio de unas cuerdas elásticas, se rodea de una pantalla de aislante acústico ¹, y se hacen pasar todos los tubos de bombeo por bancos de arena. Además, se requieren las mejores condiciones de vacío posibles, por lo que el gas de cambio (4He) necesario para enfriar el portamuestras y el microscopio desde temperatura ambiente a 4.2 K se introduce solo cuando el recipiente en el que se encuentra el STM (el bote) está rodeado de 4He líquido, es decir, tiene las paredes frías.

2.1.1. Criostato de 4He

Hemos usado un criostato de vidrio con un *insert* que posee un sólo bote que encierra el STM con la muestra que se va analizar. Con un sistema de bombeo externo se consiguen fácilmente temperaturas de alrededor de 2 K. En este criostato se ha instalado una pequeña bobina superconductora que alcanza 1 Tesla construida en el LBTUAM. Para evitar problemas de disipación del helio líquido producido por los cables de cobre que alimentan la bobina superconductora, se ha incorporado un interruptor que permite cerrar la bobina sobre si misma y funcionar en modo

¹Usamos placas de Copopren, un aislante acústico resultado de un proceso de homogeneización, en una sola pieza, de partículas de poliuretano de diferentes características debidamente controladas.

persistente, modo en el que la bobina superconductora mantiene un campo magnético constante sin necesidad de alimentación externa.

Este criostato es particularmente manejable, rápido de enfriar y calentar, y consume muy poco helio (alrededor de 0.15 litros por hora en funcionamiento y entre 5 y 10 litros para enfriar). Por ello, nos ha permitido modificar a menudo el diseño del STM para adecuarlo a las necesidades que han ido surgiendo, y realizar numerosas medidas entre 2 K y la temperatura de transición superconductora.

La temperatura se mide mediante un termómetro de resistencia de carbono CCS de la familia TVO, calibrado entre 1.5 K y 300 K, alimentado con una fuente de corriente de muy bajo ruido, fabricada en los talleres de la Universidad (SEGAINVEX), y un voltímetro Keithley de precisión. Estos termómetros mantienen una fuerte dependencia de la resistencia en función de la temperatura en un amplio rango (entre aproximadamente 15 Ω/K a 30 K y 1500 Ω/K a 1.5 K), y son prácticamente insensibles al campo magnético. La magnetoresistencia del termómetro, produce por debajo de 30 K y 6 T un error de menos de 1 % en la temperatura, (ver por ejemplo [Cryobitz]). Para variar la temperatura, usamos una fuente de corriente variable que alimenta a un calentador que consiste en una sencilla resistencia de película metálica de aproximadamente 300 Ω . Se comprobó por medidas de espectroscopía túnel en materiales superconductores conocidos (medidas que detallaremos más adelante), que la temperatura marcada por el termómetro coincide efectivamente con la temperatura de la muestra.

2.1.2. Criostato de dilución de 3He en 4He

Para completar las medidas hechas en el criostato de 4He , hacia temperaturas más bajas (hasta 100 mK), hemos usado un criostato de dilución 3He - 4He , con una bobina superconductora de la casa Janis, capaz de suministrar 10 T, construido en su mayor parte en el LBTUAM. Este criostato es bastante más difícil de manejar que el descrito en el párrafo anterior, consume el doble de helio líquido en funcionamiento y requiere tres veces más helio para su enfriamiento. En el, se habían realizado ya numerosos experimentos de STM, comprobándose la calidad de las medidas (temperatura de medida, resolución en espectroscopía, etc.) en varios sistemas de referencia ([Suderow01]).

El principio de funcionamiento del criostato de dilución está basado en las propiedades cuánticas de las mezclas de 3He y 4He . Cuando se enfría una mezcla por debajo de una temperatura crítica, que varía en función de la concentración de 3He (ver figura 2.5), ésta se separa en dos fases. La fase concentrada, que tiene sólo 3He , y que flota encima de la fase diluida en la que se tiene una pequeña cantidad de 3He en 4He (6.4 %). Como la entalpía del 3He en las dos fases es diferente, es posible enfriar haciendo pasar 3He de la fase concentrada a la fase diluida.

Las propiedades de la mezcla de 3He y 4He en un criostato de dilución, que no vamos a

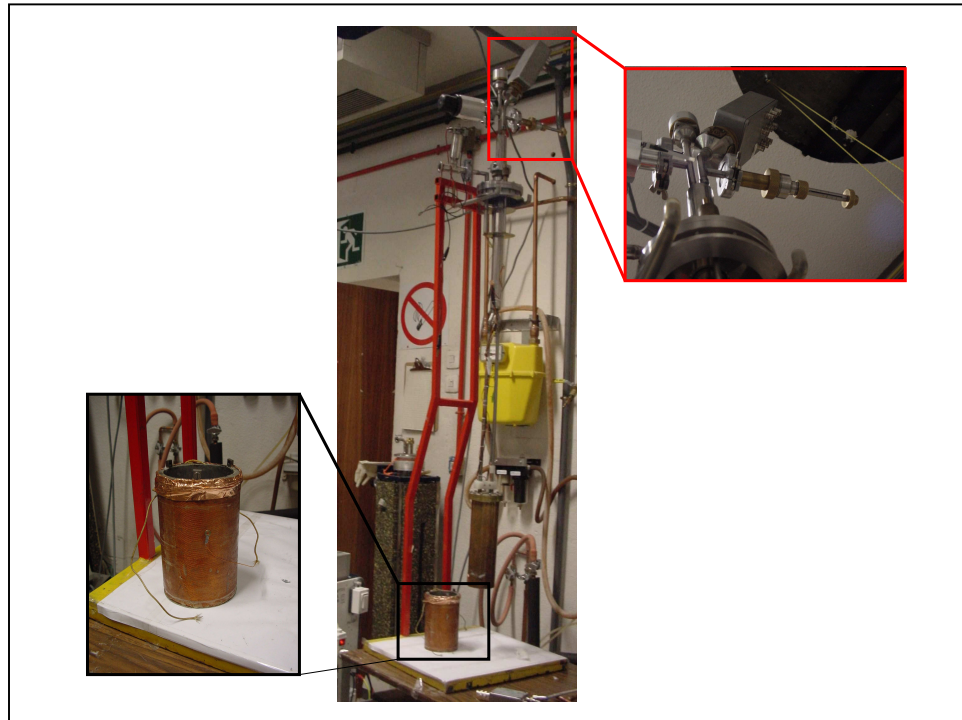


Figura 2.2: En la foto central se presenta el *insert* de ^4He con un bote que encierra el STM. En la foto de la izquierda se muestra la bobina superconductora (1 T) construida en el LBTUAM. En la foto de la derecha se muestra el pasamuros que acciona el cable usado para romper las muestras en fío (como se describiré más adelante en el texto).

describir con detalle aquí, se discuten usando la mecánica cuántica, que explica, por ejemplo, la ausencia de una separación de fases en ^3He y ^4He puros, incluso al bajar la temperatura y acercarse al cero absoluto. Para clarificar el principio de funcionamiento de un criostato de dilución, es usual en muchos textos [Lounasmaa, OxfordInstruments], considerar que la fase concentrada se comporta como si fuera ^3He líquido, y la diluida como si fuera ^3He gas. El ^4He , que constituye la mayor parte de la fase diluida, se comporta como un sistema inerte, y permite que el ^3He se mueva sin producir efectos importantes de rozamiento. Así, el enfriamiento por dilución de ^3He en ^4He se describe de forma análoga al conocido principio de enfriamiento por evaporación, siendo la fase concentrada el líquido y la diluida el gas. La dilución es más eficaz a bajas temperaturas que la evaporación convencional, ya que el equivalente de la fase

gas, el diluido, no disminuye su presión de vapor; es decir, la concentración de ^3He en la fase diluida, se mantiene constante y se puede realizar fácilmente la evaporación hasta temperaturas muy bajas. La capacidad de enfriamiento, o potencia frigorífica, disminuye como T^2 en lugar de exponencialmente (figura 2.3).

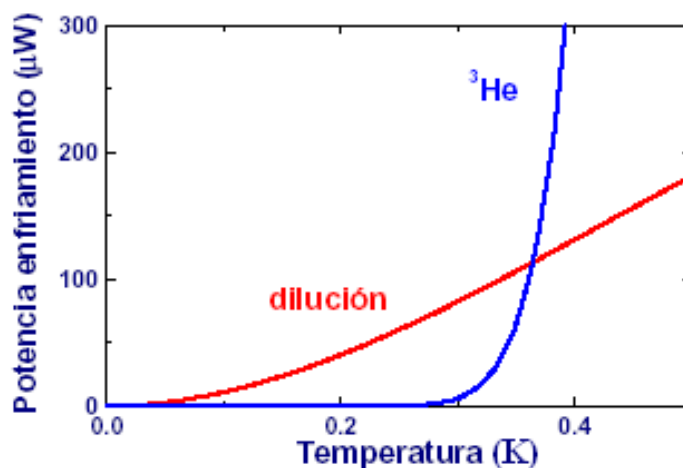


Figura 2.3: Potencia frigorífica típica de un criostato de dilución $^3\text{He}/^4\text{He}$, comparada con la de un criostato de evaporación de ^3He . Nótese la mayor eficacia del proceso de dilución para enfriar por debajo de algunos cientos de mK.

Cuando se pone en marcha un criostato de dilución, primero se enfría un bote con ^4He , hasta aproximadamente 1.2 K. Usando este punto frío, se condensa la mezcla, que cae hasta llenar el circuito de dilución mostrado en la figura 2.4 y se enfría aún más bombeando (por evaporación) sobre el evaporador, hasta que se consigue la separación de fases (el punto tricrítico se encuentra a 0.86 K, ver figura 2.5). El evaporador es el primer punto que se enfría por debajo de 1.2 K, y enfría la mezcla que se introduce desde temperatura ambiente por el circuito de ^3He . Así, se consigue la separación de fases y se inicia el proceso de dilución, que es el que va a permitir bajar hasta temperaturas por debajo de 0.1 K. Es importante que la relación de ^3He en ^4He de la mezcla esté ajustada para que la separación de fases se produzca en la cámara de mezclas. Cuando el criostato está funcionando de forma continua, es necesario extraer el ^3He de la fase diluida. Esto se consigue bombeando ^3He del evaporador, que se mantiene a una temperatura lo suficientemente elevada (alrededor de 0.7 K) para que la que la presión de vapor de ^3He

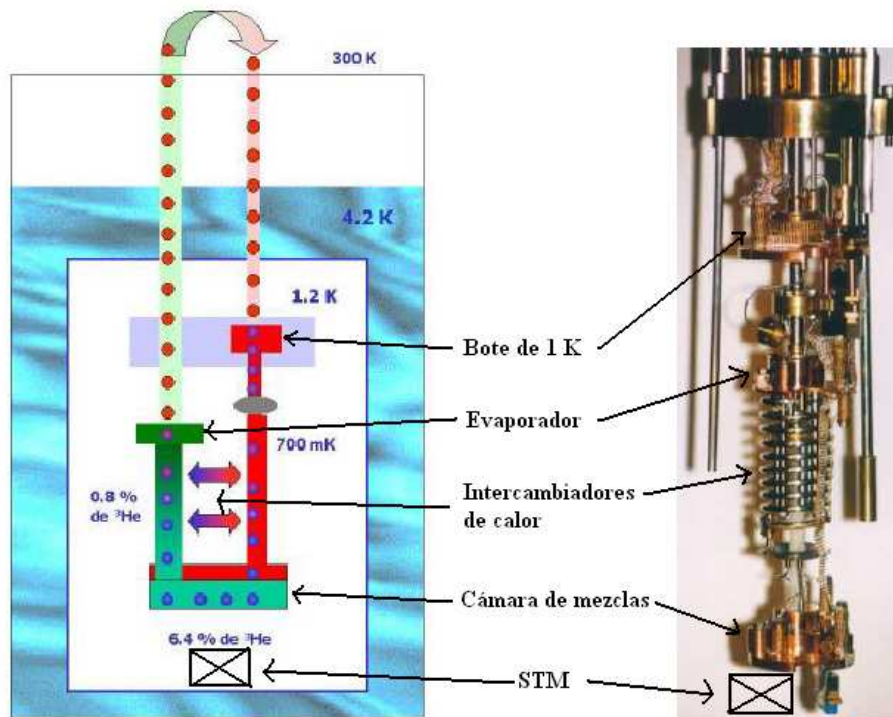


Figura 2.4: En la figura de la izquierda se representan esquemáticamente diversas partes importantes del criostato de dilución, el bote de 1K, el evaporador, los intercambiadores de calor y la cámara de mezclas. Los círculos rellenos describen esquemáticamente el flujo de ^3He en el criostato. El experimento se sitúa en la parte inferior de la figura. El esquema se compara con una fotografía (derecha) de la dilución usada en esta tesis.

sea varios órdenes de magnitud superior a la del ^4He , y circule la máxima cantidad posible de ^3He . De esta forma, se reduce la concentración de ^3He en el evaporador, y se crea un gradiente de presión osmótica que promueve la circulación de ^3He desde la cámara de mezclas hasta el evaporador. El ^3He pasa por un sistema de manejo de gases en el que se purifica (usando varios filtros de carbono activado y una trampa de nitrógeno líquido) y vuelve a entrar en el criostato, pasando por el bote de 1K, una impedancia que mantiene el caudal en el nivel adecuado y la presión de inyección por encima de la presión de vaporización del ^3He , el evaporador, y una

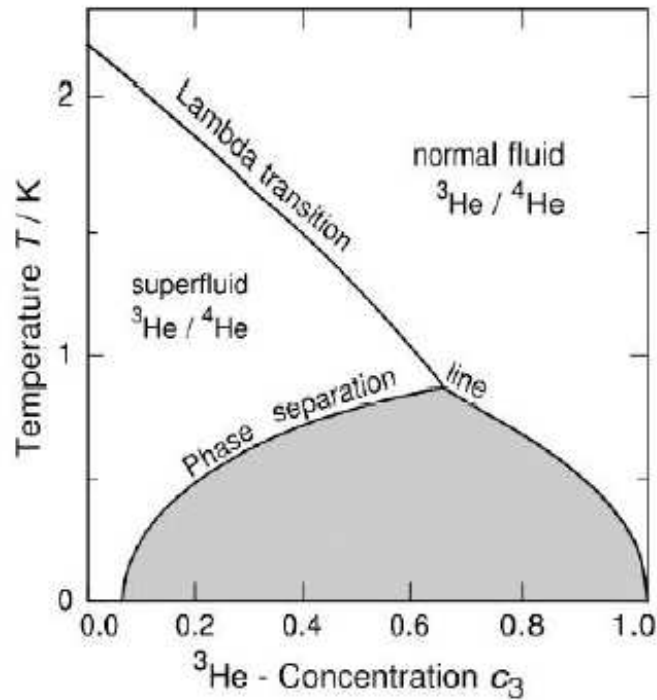


Figura 2.5: Diagrama de fases la mezcla de $^3\text{He}/^4\text{He}$.

serie de intercambiadores de calor específicamente diseñados para aumentar la superficie de intercambio y conseguir enfriar al máximo el ^3He antes de que llegue a la cámara de mezclas.

Para variar la temperatura se usa un puente de medida de resistencia y controlador de temperatura de Air Liquide (modelo TRMC2), diseñado para termometría en el rango del milikelvin, y termómetros calibrados de RuO_2 y de germanio. En medidas anteriores a esta tesis se ha comprobado que la temperatura de estos termómetros coincide efectivamente con la de la punta y la muestra del STM ([Suderow04]). Hemos comprobado también que las modificaciones al STM desarrolladas durante esta tesis no tienen ninguna influencia en este punto.

2.2. La sonda espectroscópica: STM

El STM, es una herramienta muy potente para caracterizar tanto topográfica como espectroscópicamente la superficie de una muestra conductora. El principio de su funcionamiento se basa en un efecto puramente cuántico como es la existencia de una cierta probabilidad de que

las partículas atraviesen una barrera de potencial. Éste es el llamado *efecto túnel*. En un STM se aproximan dos electrodos (punta y muestra) a distancias del orden del nanómetro y al aplicarles una diferencia de potencial, circula una corriente túnel que puede variar típicamente desde algunos picoamperios hasta nanoamperios. Este invento de G. Binnig y H. Rohrer fue reconocido con el Premio Nobel de física en 1986.

El STM a bajas temperaturas permite realizar estudios espectroscópicos de materiales conductores a nivel local (resolución atómica) y con una gran resolución en energía (tan sólo limitada por el redondeo térmico) de la estructura electrónica cercana al nivel de Fermi. Ha resultado ser un instrumento ideal para el análisis local de detalles finos del parámetro de orden superconductor.

2.2.1. Funcionamiento del STM

El funcionamiento básico de un STM se puede explicar adecuadamente con el modelo semiconductor. Se trata de un modelo relativamente simple pero que se emplea tradicionalmente para calcular la corriente túnel en uniones N-N, en N-S y en S-S, ya que reproduce correctamente los resultados experimentales. Este modelo, que se resume en la figura 2.6, tiene en cuenta las propiedades oscilatorias de las partículas que introduce la mecánica cuántica. Así, las funciones de onda electrónicas de los dos electrodos se extienden en la barrera aislante que los separa, que en el caso del STM es el vacío, y, si están lo suficientemente cerca, se observará fácilmente una corriente túnel. La corriente túnel depende de la forma de la barrera de potencial y del voltaje aplicado a los electrodos. Se asume que este proceso túnel es elástico, es decir, que los electrones transmitidos tienen la misma energía que los electrones incidentes. Por lo tanto, es necesario que dicha energía coincida con un nivel de estados ocupados en un electrodo y de estados desocupados en el otro. Así, existe una mayor probabilidad de que los electrones cercanos al nivel de Fermi de los electrodos contribuyan a la corriente túnel.

La expresión 2.1 de la corriente túnel (I) para un determinado voltaje (V) aplicado entre dos electrodos según el modelo semiconductor será

$$I(V) \propto \int_0^{eV} |T(E, V, k, d)|^2 \rho_1(E - eV) \rho_2(E) [f(E - eV, T) - f(E, T)] dE \quad (2.1)$$

tomando como origen de energías el nivel de Fermi de los electrodos y donde ρ_1 y ρ_2 son las densidades de los estados ocupados y vacíos de los electrodos 1 y 2, respectivamente y $f(E, T) = \left[1 + \exp\left(\frac{E}{k_B T}\right)\right]^{-1}$ la función de distribución de Fermi para una energía E y una temperatura T dadas. $|T|^2$ es la probabilidad de transmisión que depende tanto de las energías E , $E - eV$ y del momento k de los electrones implicados en el proceso túnel como de la anchura, d ,

y de la altura de la barrera túnel que depende de las funciones de trabajo de ambos electrodos (Φ_1, Φ_2), así como del voltaje aplicado entre ellos.

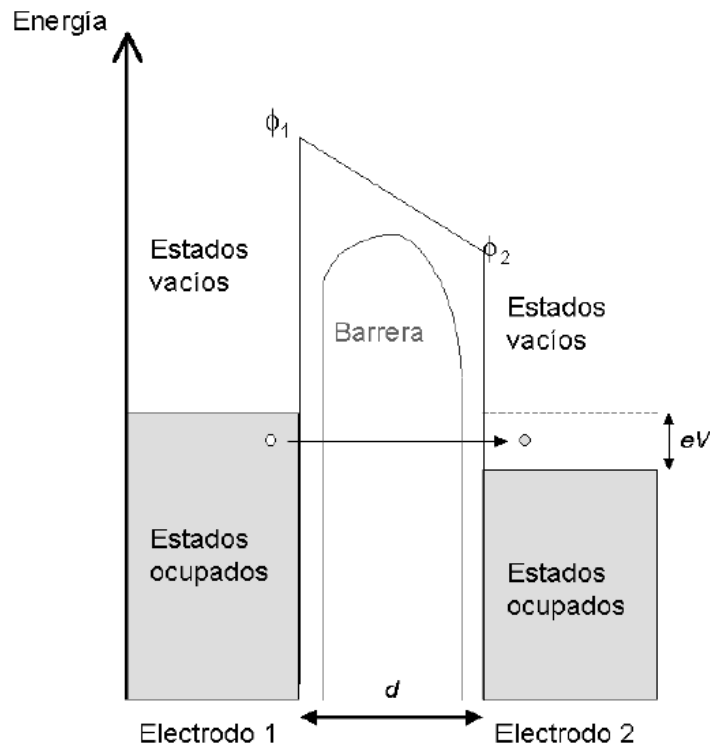


Figura 2.6: Esquema del proceso túnel en los electrodos 1 y 2 entre los que se aplica una diferencia de potencial, V . La barrera túnel está formada por las funciones de trabajo, Φ_1 y Φ_2 , de los electrodos y de la energía eV . Para V no igual a cero, se observa una *corriente túnel*.

De la ecuación 2.1 se obtiene que la corriente túnel decae exponencialmente con la distancia, d , entre punta y muestra,

$$I_t(d) \propto e^{\frac{-2d\sqrt{2m\Phi}}{\hbar}} \quad (2.2)$$

donde \hbar es la constante de Plank, Φ es el valor promedio de la barrera (a voltaje 0), y m es la masa del electrón. Esto quiere decir que la corriente túnel depende fuertemente de d . Esta fuerte dependencia hace que podamos tomar los cambios de la corriente túnel como una medida muy precisa de los cambios de la distancia entre punta y muestra. En muchos metales, un cambio de 1 Å en la distancia entre punta y muestra conlleva un cambio de un orden de magnitud en la corriente.

2.2.2. Diseño y construcción del STM

Para esta tesis, hemos diseñado y construido dos microscopios de efecto túnel con diferentes características que describiremos a continuación. Antes, señalemos algunos aspectos experimentales comunes a ambos diseños.

Las piezas se han construido en los talleres mecánicos del Departamento y de la Universidad (SEGAINVEX), y se ha usado titanio por tratarse de un metal muy resistente y ligero (tanto como el acero pero un 45 % más ligero que éste) cuya dilatación térmica es similar a la de los piezoeléctricos, con lo que se pueden compensar razonablemente los efectos de las variaciones térmicas de longitud, sufridas entre temperatura ambiente y las temperaturas de trabajo.

Hemos empleado puntas de Au, que se han preparado in-situ sobre una muestra limpia de Au usando el método de indentación repetida descrito en la referencia [Rodrigo04b]. Ha sido necesario poner especial cuidado en el montaje de las muestras, que normalmente han sido una muestra de Au, para la limpieza y preparación de la punta, y otra de uno de los dos borocarburos de níquel estudiados. Ambas se han pegado lo más cerca posible, cubriendo una superficie no mayor de dos mm², y de forma que las superficies estén lo más enrasadas posible. Así, el recorrido que hay que hacer in-situ, en frío, para pasar de una muestra a otra es lo más pequeño posible. Las muestras se pegan al portamuestras con un compuesto epoxídico conductor para garantizar un buen contacto eléctrico con el portamuestras.

STM con rotura in-situ de muestras y mesa XY

En la figura 2.7, se presenta un esquema de este microscopio. Consta de un móvil Z' que permite acercar punta y muestra a distancias nanométricas, y una mesa XY de forma circular, en la que se monta la punta, y que permite cambiar macroscópicamente la posición de la punta sobre la muestra en el plano XY, siendo los desplazamientos inerciales en ambos casos. Ambos elementos están contruidos a base de piezas de titanio (de color azul en la figura 2.7), y sus movimientos se realizan por medio de actuadores piezoeléctricos forzados a un buen contacto mecánico mediante muelles de acero, tal como se indica en la figura 2.7. Los actuadores son

pilas de piezoeléctricos con deformación de cizalla. Hemos montado pilas con cuatro (en el móvil, dos en la mesa) de estos elementos, pegados con Stycast 2850FT. La disposición es tal que los responsables del movimiento del émbolo se deforman en la dirección Z, y los de la mesa producen desplazamientos controlados en XY. Enviando señales de diente de sierra, se consigue un movimiento inercial, que desplaza el móvil Z' de forma controlada grandes distancias (aproximadamente 10 mm) y la mesa un área de 4 mm². La puesta "fina" en régimen de túnel se consigue mediante un piezoeléctrico pegado con Stycast 2850FT en el portamuestras que actúa en Z. El movimiento "fino" en XY se consigue también con la mesa.

Cabe señalar que la *mesa XY* ha sido desarrollada modificando modelos existentes en el LBTUAM. Se ha colocado la *mesa XY* en el *móvil Z'* y no en el portamuestras, como se hace en las referencias [Martinez00, Rodrigo04]. Para ello, hemos tenido que reducir las dimensiones de la *mesa XY* desde aproximadamente 3 cm hasta 1 cm de diámetro.

Esto permite construir un portamuestras robusto, con un sistema de rotura de muestras en frío como el mostrado en la figura 2.8. Se trata de un sistema sencillo que consiste en dos cuchillas de cerámica, dispuestas a modo de tijeras. Una de ellas es móvil, y tiene un agujero, en el que se fija un hilo, que llega al exterior a través de un pasamuros. Utilizamos cuchillas de cerámica en lugar de cuchillas de acero inoxidable para evitar posibles efectos magnéticos de éstas últimas. Tirando del cable se mueve una de las dos cuchillas, que parte la muestra, situada previamente entre las cuchillas.

STM de rango de barrido amplio y con rotura in-situ de muestras

Para realizar medidas en la fase de vórtices de los borocarburos de níquel, se diseñó otro STM (figura 2.9) con un rango de barrido más amplio. El piezotubo (de espesor de 0.25 mm y longitud de 10 mm), con un rango de barrido de 1.7 μm^2 a 4.2 K, está situado en el interior del móvil Z'. La punta se atornilla al extremo del piezotubo usando una rosca pegada a este, y un tornillo de métrica 1 al que se suelda la punta. En la parte inferior del microscopio se encuentra un nuevo sistema de posicionamiento macroscópico y de rotura en frío. La muestra se coloca en un patín situado en un carril fresado en la pieza inferior del microscopio. El patín, sujeto firmemente al microscopio por medio de dos muelles de acero, se puede deslizar aproximadamente 4 mm en una dirección (Y) gracias a un hilo de kevlar, que se une a un cable fino de acero (cuerda de piano de 0.1 mm) que llega cerca del microscopio desde el exterior del criostato. El cable se mueve usando un pasamuros situado a temperatura ambiente, y se termaliza a 4.2 K, antes de llegar al portamuestra, mediante hilos de cobre. Se sitúa el monocristal objeto de la medida y la muestra de oro para limpiar y afilar la punta en el portamuestras de forma que, al realizar el patín su recorrido, la punta esté sobre la muestra (cable destensado) o bien sobre la muestra de

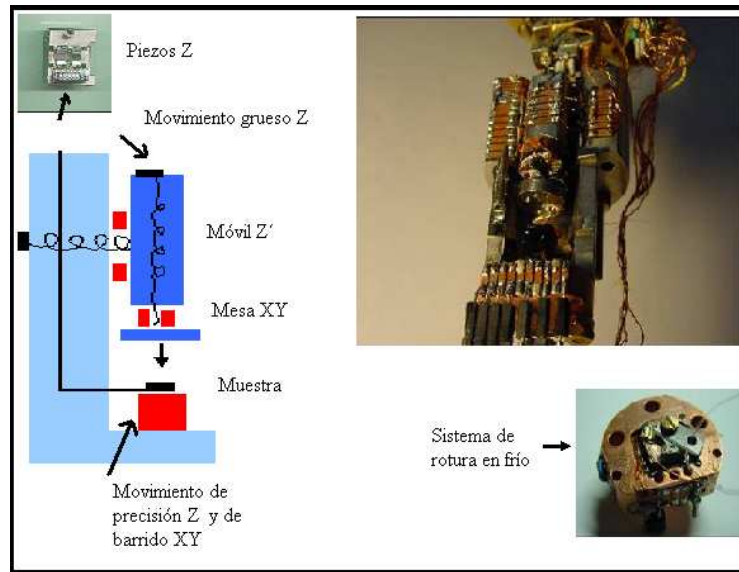


Figura 2.7: Fotografías del microscopio efecto túnel y un esquema donde se indican las partes fundamentales de este microscopio.

oro (cable tensado). Colocamos una cuchilla a lo largo del recorrido del patín, justo a la altura a la que queremos romper la muestra, y ésta se rompe al mover por primera vez el patín en frío. Este sistema permite usar el mismo mecanismo para partir nuestra muestra en frío, haciendo pasar ésta por debajo de la cuchilla, y para desplazar la punta a la zona de preparación y limpieza. Además, el portamuestras puede sujetarse firmemente al cuerpo del microscopio usando muelles muy fuertes.

2.2.3. Sistema de control del STM

Un STM necesita una serie de componentes electrónicos para el suministro y control de voltajes y el registro de datos, como son la unidad de control del STM, un amplificador de corriente, un osciloscopio digital y un ordenador personal. El ordenador controla automáticamente gran parte de las variables del experimento (área de barrido, duración del barrido o de la curva, número de datos tomados en cada barrido o curva), con el osciloscopio se visualiza las señales de corriente (I) y del voltaje aplicado a los piezoeléctricos. El amplificador de corriente amplifica la corriente túnel, gracias a la posibilidad de ajustar su ganancia desde 10^3 V/A a 10^{11} V/A.

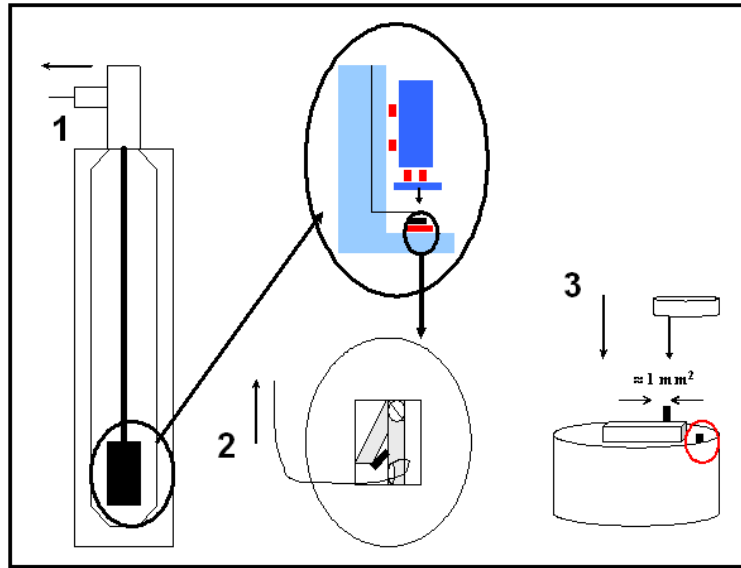


Figura 2.8: Mecanismo de rotura de muestras en frío en un STM. (1) Se tira del cable que une el exterior con el microscopio. (2) Se va moviendo la cuchilla y se parte la muestra. (3) Finalmente se acerca la punta a la superficie partida de la muestra.

Tanto para producir el voltaje túnel entre punta y muestra o las señales capaces de deformar los piezoeléctricos como para leer todas ellas, se dispone de una unidad de control de bajo ruido electrónico. Esta consta de diferentes tipos de tarjetas. Por un lado, se tienen las que generan las señales de voltaje. Estas tarjetas tienen unos amplificadores para aplicar voltajes lo suficientemente grande para deformar los piezoeléctricos (260 V). Por otro lado, la Unidad de Control posee tarjetas que convierten las señales analógicas en digitales para la adquisición de datos con el ordenador. Y por último, consta de un controlador PID (Proporcional-Integrador-Diferenciador), tarjeta fundamental que dirige la realimentación de las señales de corriente y distancia entre punta y muestra, imprescindibles para obtener imágenes de topografía a corriente constante. Hay que destacar que el diseño y construcción de las tarjetas ha sido posible por la colaboración del LBTUAM y el SEGAINVEX (Servicios Generales de Apoyo a la Investigación Experimental de la UAM) destacando el gran empeño por conseguir una electrónica de bajo ruido y de rápida respuesta.

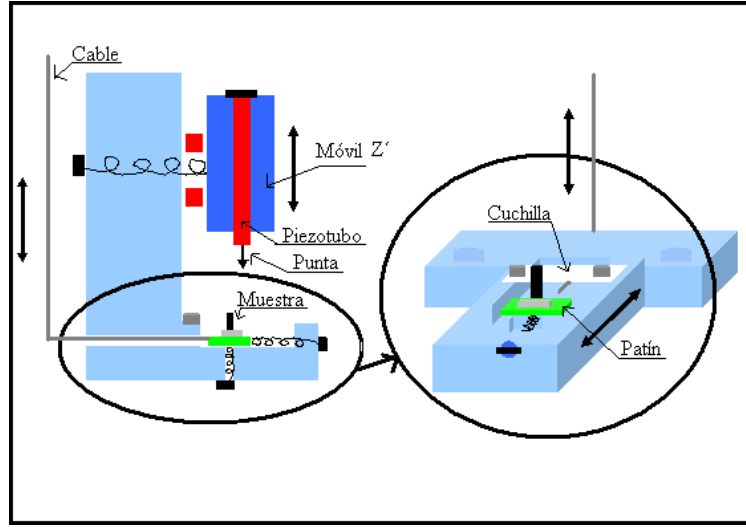


Figura 2.9: Nuevo STM que lleva incorporado un sistema de posicionamiento macroscópico, un sistema de rotura en frío, y un piezotubo cuya área de barrido máximo de de $1.7 \mu m^2$ en frío.

2.3. Ensayos en superconductores conocidos

2.3.1. STM en superconductores

En esta tesis los experimentos se han realizado utilizando una punta de metal normal. En las uniones N-S, la ecuación 2.1 se simplifica ya que la densidad de estados del electrodo normal (la punta) es aproximadamente constante en el rango de voltaje importante para la superconductividad (por debajo de 10 mV). Además, asumimos que $|T|^2$ no depende de la energía.

$$I(V) \propto N_N \int N_S(E - eV)(f(E - eV) - f(E))dE \quad (2.3)$$

Si derivamos la *corriente túnel* con respecto al voltaje aplicado (2.3) obtenemos la conductancia túnel (2.4)

$$\frac{dI}{dV} \propto \int N_S(E) \frac{\partial f(E - eV)}{\partial V} dE \quad (2.4)$$

Como se expresa en la ecuación (2.4) la conductancia túnel es proporcional a la convolución la densidad de estados de un superconductor que se puede expresar, siguiendo la teoría BCS,



Figura 2.10: Sistema de control del STM: Unidad de Control, osciloscopio y el ordenador personal.

como $N_S(E) = N(0) \frac{|E|}{\sqrt{E^2 - \Delta^2(T)}}$, donde Δ es el gap superconductor que se abre en la superficie de Fermi, y la derivada de la función de distribución de Fermi con respecto al voltaje, $\frac{\partial f(E - eV)}{\partial V}$. De la expresión de la corriente túnel se obtiene que es importante realizar los experimentos de túnel a bajas temperaturas, donde la función $\frac{\partial f(E - eV)}{\partial V}$ tiende hacia una función $\delta(E - eV)$. Como se puede observar en la figura 2.11, las curvas medidas a bajas temperaturas darán información más clara y directa de la densidad de estados local de la muestra superconductora, ya que se elimina el redondeo térmico.

2.3.2. Verificación del ruido eléctrico y del anclaje térmico de nuestras muestras

Para comprobar el funcionamiento correcto de nuestro STM en el criostato de ^4He , procedemos a realizar un experimento con materiales bien conocidos y sobre los que existe experiencia previa en el LBTUAM. Se fabricó una muestra compuesta de un trozo de plomo (Pb) y otro de

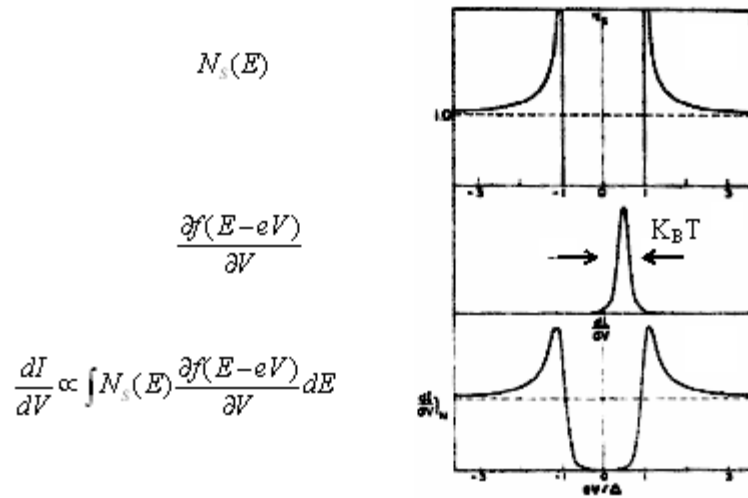


Figura 2.11: Curva de conductancia en uniones N-S. La conductancia se obtiene de la convolución de la densidad de estados de la muestra y $\frac{\partial f}{\partial V}$ (anchura del orden de $k_B T$) [Mersevey94].

oro (Au), tal como se indica en el esquema de la figura 2.12. Primero se posiciona la punta de Pb encima de la muestra de Pb, y enfriamos el microscopio a 4.2 K. A través de indentaciones repetidas de la punta de Pb en la muestra de Pb se consiguen uniones túnel muy limpias [MartinezTesis]. Las curvas de conductancia obtenidas a bajas temperaturas sobre la muestra de Pb son las correspondientes a las uniones túnel S-S. En la figura 2.12 (a) se representa una de estas curvas, que es esencialmente el resultado de la convolución de las densidades de estados de la punta y la muestra, con un pico muy pronunciado a un voltaje correspondiente a 2Δ . La anchura de ese pico es de $75\mu eV$, que corresponde a aproximadamente 850 mK, y da una idea de la precisión en energía con la que se pueden realizar curvas de espectroscopía en este equipo. Una vez preparada la punta, es posible, mediante el sistema de desplazamiento macroscópico controlado, pasar a la superficie de Au. Como se ve en la figura 2.12 (b), las curvas experimentales se ajustan perfectamente con la teoría BCS, utilizando la temperatura del experimento y el valor del gap superconductor del Pb. De esta manera comprobamos que la resolución en energía del espectrómetro (electrónica) es menor que la temperatura a la que realizamos el experimento.

También incrementamos la temperatura para tomar curvas de conductancia entre Au y Pb, hasta llegar a la temperatura crítica de Pb para verificar que lo marcado por el termómetro corres-

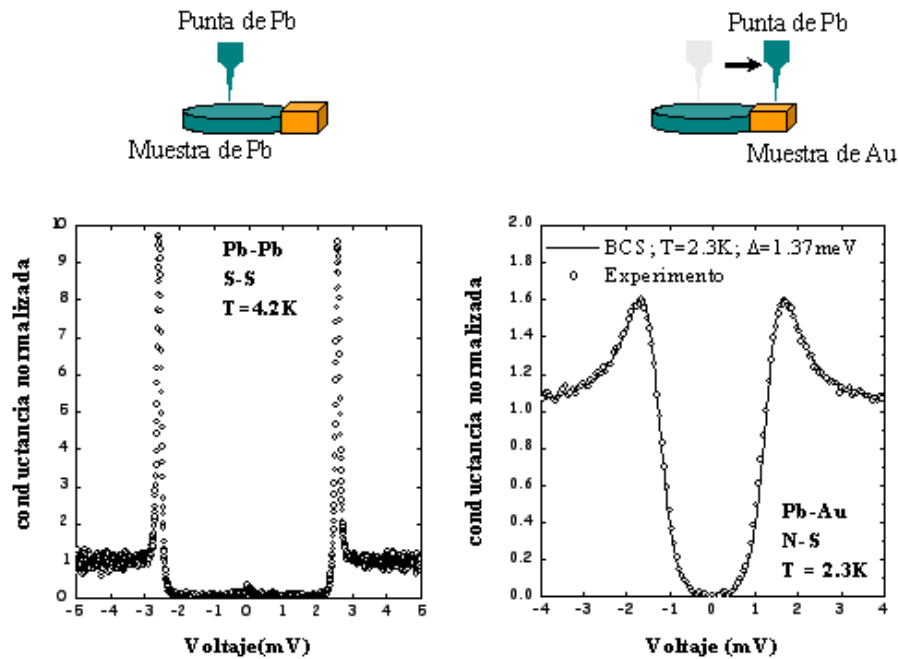


Figura 2.12: (a) Curva de conductancia túnel S-S normalizada a valores altos del voltaje bias aplicado (la resistencia túnel es de $1M\Omega$). (b) Curva de conductancia túnel N-S normalizada a valores altos del voltaje bias aplicado. Esta curva se puede ajustar a la teoría BCS utilizando la temperatura del experimento (2.3 K en este caso) y el gap superconductor de Pb (1.37 meV).

ponde con la temperatura de la muestra. Como podemos observar en la figura 2.13 (a) se obtiene lo esperado para el Pb, una temperatura crítica de $T_c = 7.2$ K, y curvas de conductancia que siguen la teoría BCS (figs. 2.13b y c).

Estos experimentos se repitieron siempre que se cambió el diseño del microscopio. Además, se realizaron experimentos similares en el criostato de dilución con aluminio ($T_c=1.12$ K) en vez de plomo obteniéndose una resolución en energía de equivalente a aproximadamente 100 mK.

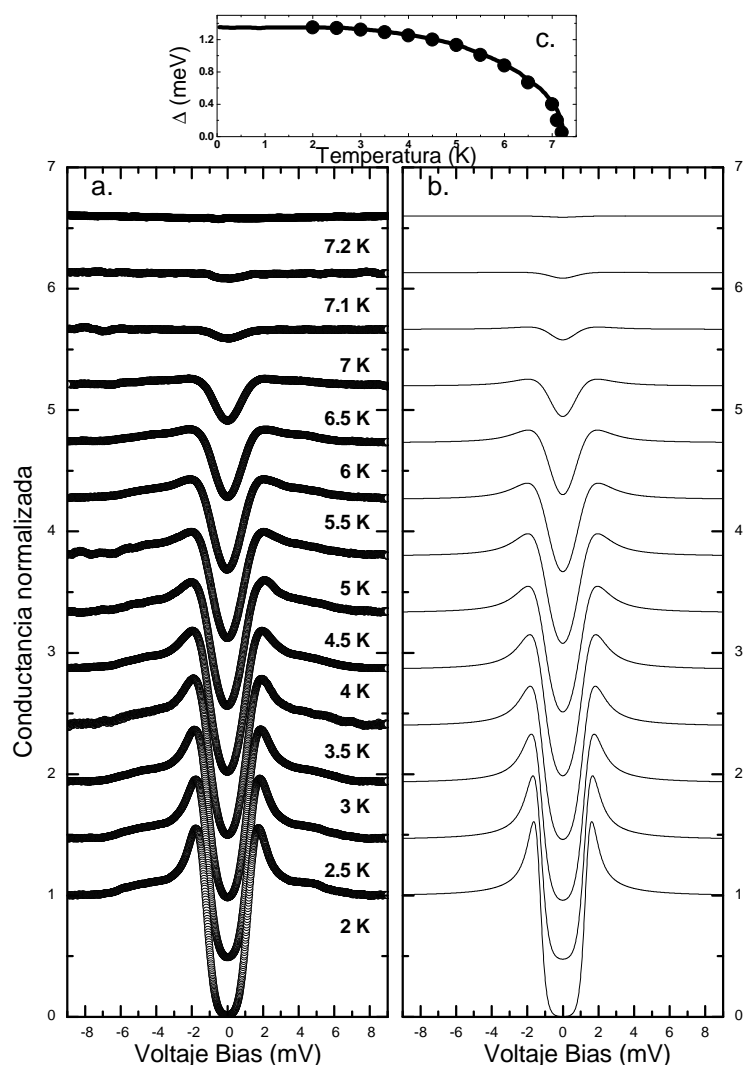


Figura 2.13: (a) Barrido en temperatura de una muestra de Pb con la punta de Au. (b) Curvas de conductancia según la teoría BCS. (c) Se representa el gap superconductor del Pb en función de la temperatura. La línea es el ajuste según BCS.

2.4. Muestras monocristalinas de borocarburos de níquel

Las muestras monocristalinas fueron crecidas enfriando una mezcla de $TmNi_2B_2C$ o $ErNi_2B_2C$ y Ni_2B de 1500 °C a 1200 °C por el grupo de P.C. Canfield en Ames Laboratory, en Ames, USA [Cho95, Canfield98]. Son monocristales con forma de plaquitas con una base de hasta 1 cm²,

y una altura de algunos mm [Canfield98]. En la misma serie de muestras, otros autores han realizado numerosos experimentos que incluyen medidas térmicas, magnéticas, de transporte, difracción de rayos X, STM, o de difracción magnética de neutrones, que son mencionados a lo largo de esta tesis, obteniéndose resultados que siempre corroboran la buena calidad de los monocristales. Cabe mencionar que otros grupos también han conseguido crecer grandes monocristales de estos compuestos [Mueller01].

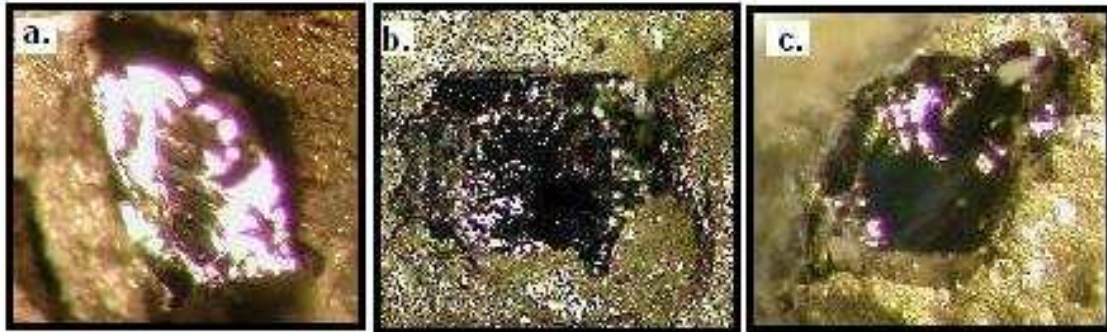


Figura 2.14: Fotografías de algunas muestras de $ErNi_2B_2C$ después de la rotura in-situ. Las superficies brillantes metálicas de los monocristales están rodeadas del epoxídico conductor usado para pegarlas en el portamuestras. El área de las fotografías es de aproximadamente 1 mm^2 .

Se han realizado algunas comprobaciones adicionales de la calidad de las muestras que hemos usado en esta tesis. Se ha determinado T_c por medidas de imanación, y se ha comprobado que las muestras son efectivamente monocristales por medidas de rayos X. También se ha caracterizado la superficie del $ErNi_2B_2C$ utilizando un Microscopio Electrónico de Barrido (SEM). En la figura 2.15 se recogen las imágenes de dos muestras de $ErNi_2B_2C$ partidas en frío (rotura concoidal). En la imagen 2.15 (b) se pueden apreciar terrazas características de monocristales.

La orientación cristalográfica en la que se han efectuado las medidas necesita algunas aclaraciones, ya que los borocarburos de níquel presentan propiedades muy anisótropas, como el

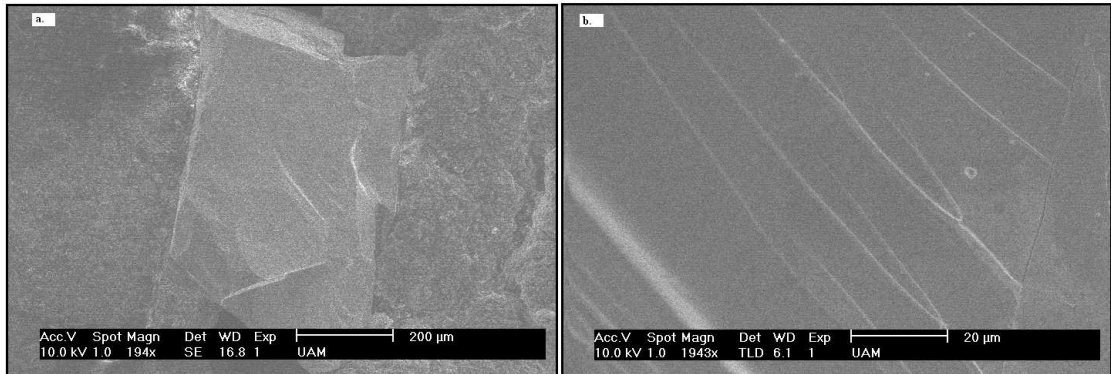


Figura 2.15: (a) Imagen SEM donde se presenta una muestra de $ErNi_2B_2C$ de tamaño $0.5 \times 1 \text{ mm}^2$. En (b) se muestra una imagen con mayor resolución espacial, en la que se aprecian terrazas características de monocristales.

ordenamiento magnético, que se describirá en los capítulos siguientes, o el campo crítico superior (en especial en $TmNi_2B_2C$). Queda claro que con una rotura concooidal (fig. 2.1) realizada en frío, es prácticamente imposible prever la orientación en la que se van a realizar las medidas de STM, pero conviene tener información sobre este aspecto. Para montar las muestras en el STM, hemos partido primero dichas plaquitas hasta conseguir agujas de dimensiones adecuadas (base de 1 mm^2 y altura de aproximadamente 2 mm). El plano de las plaquitas coincide con el plano ab de la estructura tetragonal. Sin embargo, la estructura cristalográfica de la zona en la que se han efectuado las medidas puede variar algo. Se hizo necesario comprobar in-situ en cada experimento, el valor del campo crítico, estudiando la desaparición de las propiedades superconductoras, mediante espectroscopía túnel bajo campo magnético, y comparando los valores obtenidos con los diagramas de fase previamente realizados por otros grupos (por resistividad o susceptibilidad AC), para obtener la dirección en la que se estaba efectuando la medida. Al finalizar las medidas de STM, se determinó la orientación mediante difracción de rayos X, obteniéndose resultados que han demostrado que la orientación del cristal estaba de acuerdo

con lo determinado usando la anisotropía del campo crítico. La mayor parte de las muestras de $\text{TmNi}_2\text{B}_2\text{C}$, material del que disponíamos de un menor número de monocristales para hacer los ensayos, presentaron una rotura con una superficie paralela al eje c . En $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$, sin embargo, se pudieron medir muestras orientadas a lo largo de los ejes a y c , así como en direcciones intermedias, aunque la observación de vórtices y las medidas del campo crítico y de la dilatación térmica, se realizaron con la superficie paralela al eje c , que es la orientación en la que produjeron zonas planas de mayor área. El campo magnético siempre se ha aplicado perpendicular a la superficie de la muestra, por lo tanto, en general, perpendicular al eje c .

Capítulo 3

Espectroscopía túnel y red de vórtices en el $TmNi_2B_2C$

3.1. Introducción

Uno de los primeros intentos de estudiar la red de vórtices en un superconductor magnético fue realizado en 1998 por Eskildsen et al. [Eskildsen98]. Estos autores presentaron resultados de medidas de difracción de neutrones en el compuesto $TmNi_2B_2C$, donde mostraban que la estructura de la modulación magnética y la simetría de la red de vórtices podrían estar íntimamente relacionadas, obteniendo el diagrama de fases magnético y de la red de vórtices al mismo tiempo. La difracción de neutrones da información sobre el campo magnético a escala local, y permite por lo tanto observar transiciones de fase en las redes magnéticas y de vórtices. Para este último caso, se debe utilizar difracción de bajo ángulo para que la condición de Bragg se cumpla en las distancias típicas de la red de vórtices (longitud de penetración, de varios cientos de nm). Otra forma de observar la red de Abrikosov es utilizando patrones de Bitter [Träuble68]. Se depositan pequeñas partículas magnéticas sobre un superconductor enfriado por debajo de su temperatura crítica, que marcan la posición de las líneas de flujo magnético. Esta técnica está restringida a campos magnéticos relativamente bajos y no permite la observación de la dinámica de la red.

Para entender la forma en que el magnetismo coexiste con la superconductividad, es importante disponer también de información directa y local sobre las propiedades superconductoras. Como hemos descrito anteriormente en esta tesis, la microscopía de efecto túnel es un instrumento adecuado para determinar la densidad de estados superconductor a escala local y por lo tanto una técnica imprescindible, y complementaria a la difracción de neutrones, para el estudio de superconductores magnéticos. En este capítulo se presentará la densidad de estados super-

conductora dentro y fuera de los vórtices y se mostrará como se puede obtener la longitud de coherencia a partir de estas medidas de espectroscopía.

Señalemos que la observación de la red de vórtices en los superconductores por STM es complicada. Tan sólo se ha podido observar relativamente en pocos casos, entre los que se incluyen algunos superconductores de alta temperatura crítica [Levy05, Hoffman02], $NbSe_2$ [Hess89, Hess90], y los borocarburos de níquel no magnéticos [deWilde97, Sakata00]. Las medidas que presentamos aquí en $TmNi_2B_2C$ son las primeras realizadas en un superconductor magnético, con el interés añadido de disponer de una resolución en energía mayor que en trabajos anteriores.

El análisis de los resultados que se presenta en este capítulo hace uso de la teoría de Ginzburg Landau. Por este motivo, dedicamos el siguiente apartado a explicar algunos aspectos de dicha teoría que será utilizado para el análisis del $TmNi_2B_2C$.

Teoría de Ginzburg Landau

En 1950, basándose en que a campo nulo la transición es de segundo orden, V. Ginzburg y L. Landau (GL) [GL50] desarrollaron una teoría fenomenológica de la superconductividad, a partir de la teoría de transiciones de segundo orden de Landau. El funcional de energía libre es

$$F = \int d\mathbf{r} \left[\frac{1}{m^*} |\nabla + i\hbar e^* \mathbf{A} \Psi|^2 + \alpha |\Psi|^2 + \beta |\Psi|^4 + \frac{1}{2\mu_0} (\nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{H})^2 \right] \quad (3.1)$$

donde \mathbf{A} es el potencial vector, \mathbf{H} es el campo externo, α y β son parámetros fenomenológicos que dependen del material. El parámetro de orden Ψ es complejo,

$$\Psi = |\Psi| e^{i\phi} \quad (3.2)$$

y describe a los electrones superconductores. La densidad local de electrones superconductores está dada por $n_s = |\Psi|^2$. Al minimizar el funcional GL respecto del potencial vector \mathbf{A} y del parámetro de orden Ψ se obtienen las dos ecuaciones diferenciales acopladas de GL:

La ecuación de Schrödinger no lineal,

$$\frac{1}{2m^*} (-i\hbar \nabla - 2e\mathbf{A})^2 \Psi + \beta |\Psi|^2 \Psi = -\alpha \Psi \quad (3.3)$$

y la ecuación para la supercorriente,

$$\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{h} = \frac{e}{m^*} [\Psi^* (-i\hbar \nabla - 2e\mathbf{A}) \Psi + \Psi (i\hbar \nabla - 2e\mathbf{A}) \Psi^*] \quad (3.4)$$

Esta teoría forma la base para determinar magnitudes macroscópicas en equilibrio a partir de la longitud de coherencia, ξ , y de penetración, λ .

$$\xi(T) = \frac{\hbar}{|2m^*\alpha(T - T_C)|^{1/2}} \quad (3.5)$$

$$\lambda(T) = \left[\frac{m^*\beta}{e^{*2}\mu_0\alpha(T - T_C)} \right]^{1/2} \quad (3.6)$$

Del cociente de ambas longitudes se obtiene el parámetro de GL

$$\kappa = \frac{\lambda(T)}{\xi(T)} = \frac{m^*}{e^*\hbar} \sqrt{\frac{\beta}{2\mu_0}} \quad (3.7)$$

A. Abrikosov [A57] encontró que para $\kappa \gg 1$, el funcional de energía libre de GL (ecuación 3.1) tiene una solución, donde es energéticamente favorable, dejar penetrar el campo en forma de líneas de campo, disminuyendo el parámetro de orden localmente.

Así se predijo el estado mixto en superconductores tipo II. La identificación de los valores de m^* y e^* como la masa y la carga de los pares superconductores, no fue hasta la aparición de la teoría microscópica de la superconductividad en 1957, por Bardeen, Cooper y Schrieffer, la teoría BCS, [BCS57]. En 1959, L. Gorkov [G59] mostró que la teoría Ginzburg- Landau (GL) es estrictamente válida cerca de T_c , donde Ψ es directamente proporcional al gap superconductor Δ . Ahora esta teoría se reconoce universalmente y V. Ginzburg recibió el premio Nobel en diciembre del 2003.

La teoría fenomenológica de GL, describe propiedades tanto para un vórtice como para una red de vórtices.

La ecuación lineal de GL se obtiene despreciando el término $\beta|\Psi|^2\Psi$ de la expresión 3.3, estando restringida a los casos donde la anchura de las muestras $d \ll \xi(T)$, por lo que $|\Psi|$ puede considerarse constante. A partir de la expresión 3.3 y utilizando la expresión 3.5, que relaciona α y ξ , la ecuación lineal de GL puede escribirse como

$$\left(\frac{\nabla}{i} - \frac{2\pi\mathbf{A}}{\Phi_0} \right) \Psi = - \frac{2m^*\alpha}{\hbar^2} \Psi \equiv \frac{\Psi}{\xi^2(T)} \quad (3.8)$$

Partiendo de la ecuación 3.8, se llega a describir la estructura de la red de vórtices.

Con la presencia de un campo magnético a lo largo del eje z y utilizando un gauge conveniente $A_y = Hx$, la solución general de la ecuación 3.8 a B_{C2} con periodicidad en y es

$$\Psi_L = \sum_n C_n \Psi_n = \sum_n C_n \exp(inqy) \exp\left[-\frac{(x-x_n)^2}{2\xi^2}\right] \quad (3.9)$$

Además se tendrá periodicidad en x , si C_n son funciones periódicas de n , tal como $C_{n+v} = C_n$ para cualquier v . Para una red cuadrada todas C_n son iguales, es decir, $v = 1$. Para un red triangular $v = 2$ y $C_1 = iC_0$. Todas las soluciones de la ecuación 3.9 son posibles a B_{C2} y por lo tanto no se obtiene la estructura de la red de vórtices más estable. Para determinar la estructura de la red se debe introducir el término no lineal (ecuación 3.3) y realizar cálculos numéricos. El parámetro que determina cual de las posibles soluciones es la más favorable es

$$\beta_A \equiv \frac{\langle \Psi_L^4 \rangle}{\langle \Psi_L^2 \rangle^2} \quad (3.10)$$

Este parámetro es independiente de la normalización de Ψ . Cálculos numéricos mostraron que para un red cuadrada $\beta_A = 1.18$, mientras que para una red triangular $\beta_A = 1.16$, y se demostró que la red triangular es la más favorable de todas las posibles soluciones periódicas.

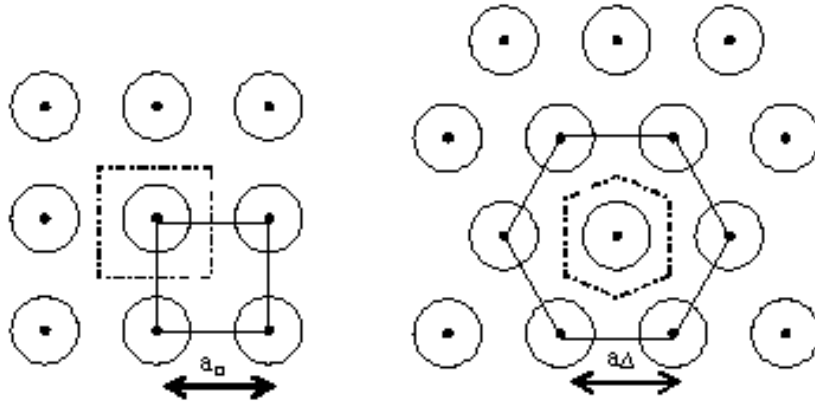


Figura 3.1: Esquema de una red cuadrada y triangular. La línea punteada corresponde a la celda unidad básica.

Es interesante remarcar que este resultado está de acuerdo con un sencillo argumento basado en que la red triangular es una estructura compacta, en la cual, cada vórtice está rodeado de una red triangular de otros vórtices (ver figura 3.1). En esta red, la distancia entre primeros vecinos es

$$a_{\Delta} = \left(\frac{4}{3}\right)^{1/4} \left(\frac{\Phi_0}{B}\right)^{1/2} \quad (3.11)$$

mientras que para los cuatro vecinos de la red cuadrada es

$$a_{\square} = \left(\frac{\Phi_0}{B}\right)^{1/2} \quad (3.12)$$

Además, para una densidad de flujo dada, $a_{\Delta} > a_{\square}$. Teniendo en cuenta la mutua repulsión entre vórtices, es razonable que la estructura con mayor separación de los primeros vecinos sea, en el mayor número de casos, la más favorable. Aunque, como veremos a lo largo de esta tesis hay circunstancias que hacen favorable la red cuadrada. Nótese que la distancia entre vórtices es independiente de ξ y de λ y sólo depende del campo aplicado.

Por otro lado, para determinar la estructura de un vórtice aislado, es decir, cuando $B \gtrsim B_{C1}$ es conveniente introducir la función de onda del vórtice de la siguiente forma

$$\Psi = \Psi_{\infty} f(r) e^{i\theta} \quad (3.13)$$

Cuando sustituimos esta función de onda en la ecuación no lineal de GL (ec.3.3), encontramos después de simplificaciones, que f satisface la ecuación

$$f - f^3 - \xi^2 \left[\left(\frac{1}{r}\right)^2 f - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{df}{dr} \right) \right] = 0 \quad (3.14)$$

donde una razonable aproximación de f para todo el rango de r es

$$f \approx \tanh\left(\frac{vr}{\xi}\right) \quad (3.15)$$

donde v es una constante ~ 1 .

3.2. Características cristalográficas del $TmNi_2B_2C$

Se ha estudiado detalladamente la estructura cristalina de todos los compuestos de la familia de los borocarburos de níquel en todo el rango de temperaturas. La estructura del $TmNi_2B_2C$ es tetragonal centrada en el cuerpo (grupo espacial $I4/mmm$). Los parámetros de la red se muestran en la tabla 3.1.

En la tabla 3.2 se observa que, en la medida que la tierra rara cambia en la serie, las propiedades cristalográficas varían poco. Al aumentar el número atómico del átomo de la tierra rara, el volumen de la celda unidad disminuye, aumentando el parámetro de red a y disminuyendo el parámetro de red c . Tanto el volumen de la celda unidad como las propiedades electrónicas, como se ha visto en la introducción (figura 1.4), son muy parecidas en toda la serie de los

RNi_2B_2C	a(nm)	c(nm)	V(nm ³)	r(nm)
$TmNi_2B_2C$	0.34866	1.05860	12.868	0.095

Cuadro 3.1: Parámetros de la red, volumen de la celda unidad y radio para el $TmNi_2B_2C$ a temperatura ambiente. Posiciones atómicas: Tm (0,0,0), Ni(1/2,0,1/4), B (0,0,0.3598) y C (1/2,1/2,0) [Lynn97].

R	Z	a(nm)	c(nm)	V(nm ³)
Er	68	0.35019	1.05580	12.948
Tm	69	0.34866	1.05860	12.868
Lu	71	0.3464	1.0631	12.42

Cuadro 3.2: Z número atómico, a y c parámetros de la red del $ErNi_2B_2C$ y el $TmNi_2B_2C$ ([Lynn97]) y para el $LuNi_2B_2C$ ([Pickett94]), V volumen de la celda unidad, a temperatura ambiente.

borocarburos de níquel superconductores. En cambio, las propiedades superconductoras y magnéticas cambian en los compuestos de dicha serie (figura 1.5), situándose el $TmNi_2B_2C$ entre el $ErNi_2B_2C$, superconductor magnético, que más adelante estudiaremos y el $LuNi_2B_2C$, superconductor no magnético. Por lo tanto, el $TmNi_2B_2C$ es el primer superconductor magnético de la serie de los borocarburos de níquel y tiene la T_C más elevada.

3.3. Propiedades superconductoras y magnéticas del $TmNi_2B_2C$

3.3.1. Magnetismo en el $TmNi_2B_2C$

Se han realizado experimentos de difracción de neutrones para conocer el ordenamiento magnético, siguiéndose la evolución de los picos de difracción en función del campo y de la temperatura. El orden magnético a campo cero es antiferro, con un vector de onda $Q_F = (0.093, 0.093, 0)$ (en unidades de $\frac{2\pi}{a}$) y $T_N = 1.5$ K. Esta situación es diferente al resto de la familia de los borocarburos, donde la dirección de los momentos magnéticos se encuentran en el plano ab y el vector de onda está relacionado con el vector de nesting, como por ejemplo, en el

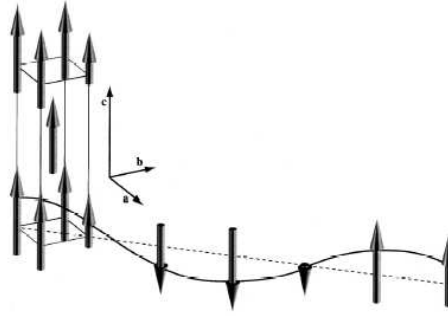


Figura 3.2: Estructura magnética del $TmNi_2B_2C$ por debajo de 1.5 K a campo cero con un vector de onda $(0.093, 0.093, 0)\frac{2\pi}{a}$. Los momentos magnéticos están alineado con el eje c [Chang96].

$ErNi_2B_2C$ donde $Q_N = (0.55, 0, 0)\frac{2\pi}{a}$.

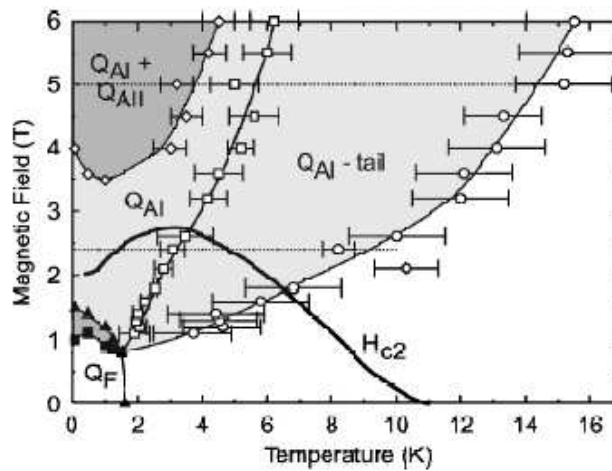


Figura 3.3: Diagrama de fases para el $TmNi_2B_2C$ con el campo magnético aplicado $B \perp c$. Los círculos representan los puntos donde se observan nuevos picos de Bragg [Norgaard04].

Cuando se aplica un campo magnético $B \perp c$, va desapareciendo gradualmente la fase magnética $Q_F = (0.093, 0.093, 0)$, y aparece otra fase magnética con $Q_{AI} = (0.482, 0, 0)$. Si se sigue aumentando el campo magnético, el vector de onda pasa a ser $Q_{AI} = (0.496, 0, 0)$ [Norgaard00].

Vemos que el campo favorece la aparición de la modulación más común encontrada en la familia de los borocarburos de níquel ($Q_N = (0.55, 0, 0) \frac{2\pi}{a}$). Esto lleva a pensar que la estructura de *nesting* también está presente en la superficie de Fermi del $TmNi_2B_2C$ (ver figura 1.10).

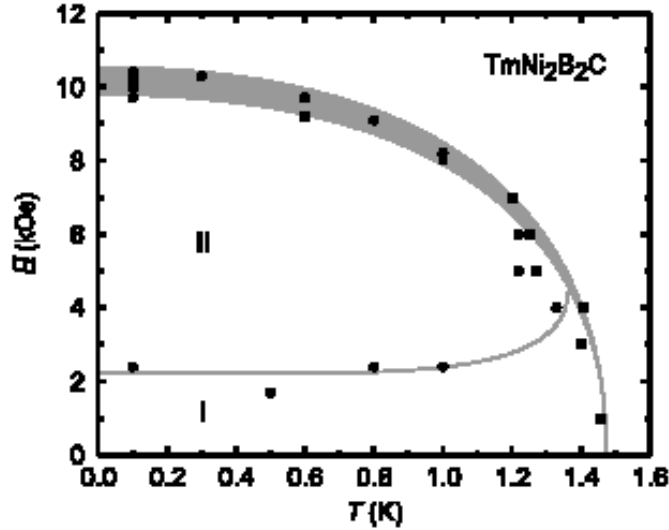


Figura 3.4: Diagrama de fases para el $TmNi_2B_2C$ con el campo magnético $B \parallel c$. Los cuadrados muestran donde Q_F desaparece y los círculos muestran donde Q_{MII} desaparece [Eskildsen98].

Para $T = 0$ K, la fase magnética Q_F persiste hasta 1.5 T, y coexiste con la fase magnética Q_{AI} que aparece a 1 T. Por encima de 4 T aparece una nueva fase magnética Q_{AII} que coexiste con Q_{AI} (figura 3.3) [Norgaard04].

Si se aplica un campo magnético $B \parallel c$, la fase magnética presenta dos tipos de ordenamiento de los espines del Tm^{3+} . El diagrama de fases de la figura 3.4, muestra que en la región I, el vector de onda es el mismo que a campo cero $Q_F = (0.093, 0.093, 0)$ y en la región II, aparecen unos nuevos vectores de onda $Q_{MII} = (0.21, 0, 0)$ y $Q_{MII} = (0, 0.21, 0)$ [Eskildsen98].

En esta tesis, se ha estudiado la red de vórtices en la fase Q_F y en la fase donde coexiste Q_F y Q_{AI} de la figura 3.3.

RNi_2B_2C	$\lambda(0)(nm)$	$\xi(0)(nm)$	$\kappa = \frac{\lambda}{\xi}$
$TmNi_2B_2C(a;c)$	85;78	11;12.4	7.7;6.2

Cuadro 3.3: Longitud de penetración, λ , longitud de coherencia, ξ y parámetro de Ginzburg-Landau, κ en $TmNi_2B_2C$ [Cho95b].

3.3.2. Algunas propiedades superconductoras del $TmNi_2B_2C$

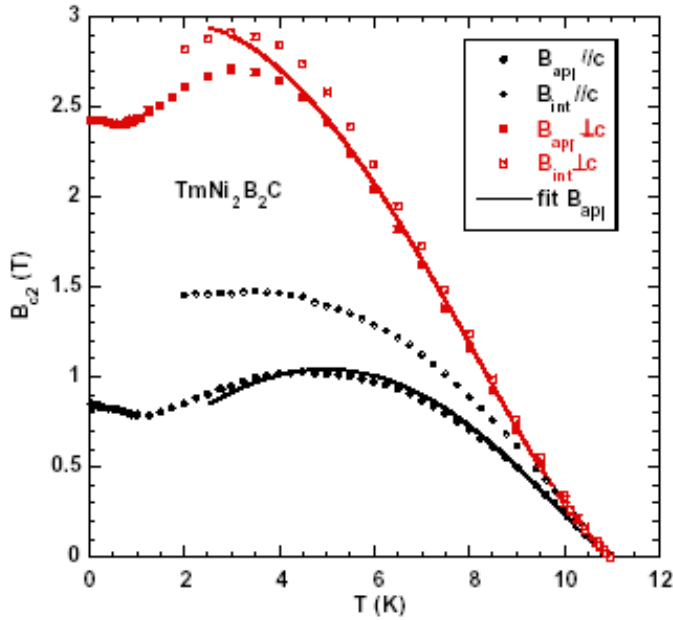


Figura 3.5: Campo crítico superior del $TmNi_2B_2C$ (de experimentos de resistividad) para $B \parallel c$ (círculos llenos) y para $\perp c$ (cuadrados llenos). Los símbolos abiertos muestran el campo interno ($B_{int} = B_{apl} + \mu_0 M$). Las líneas son un ajuste para ambas direcciones incluyendo correcciones de campo interno y el límite paramagnético con acoplamiento de intercambio [Brison04].

	λ_1	λ_2	v_{F1} (10^6 m/s)	v_{F2} (10^6 m/s)	I (K)
$B\parallel c$	0.8	0.3	0.07	0.23	37
$B\perp c$	0.8	0.3	0.052	0.26	45

Cuadro 3.4: Parámetros utilizados para el ajuste del campo crítico superior en $TmNi_2B_2C$ (líneas en la figura 3.5) en la Ref.[Brison04]. λ_1 , λ_2 y v_{F1} , v_{F2} son, respectivamente, constantes de acoplamiento electrón fonón y velocidades de Fermi que describen la anisotropía de estos parámetros en la superficie de Fermi, y I es la integral de intercambio.

El $TmNi_2B_2C$ tiene una T_C de 11 K [Cho95b]. El campo crítico superior $B_{C2}(T)$, medido por resistividad e imanación, presenta algunas peculiaridades (fig.3.5) [Cho95b, Brison04]. A campos bajos, y temperaturas por encima de aproximadamente 9 K, $B_{C2}(T)$ depende muy poco de la dirección en la que se aplica el campo y presenta una ligera curvatura positiva [Brison04].

Sin embargo, a temperaturas más bajas, se encuentra una fuerte anisotropía, siendo el campo crítico para el eje de fácil imanación (eje c), mucho menor. En la referencia [Brison04] se analiza el campo crítico y se realiza un ajuste usando cálculos basados en un modelo microscópico en el que se tiene en cuenta la anisotropía de la superficie de Fermi y el magnetismo. El campo magnético que perciben los electrones de conducción en un sistema magnético viene dado por $B_{int;\perp c,\parallel c} = B_{apl} + \mu_0 M_{\perp c,\parallel c}$, donde $M_{\perp c,\parallel c}$ es la imanación de la fase normal. En la figura 3.5 se representa (puntos abiertos), $B_{C2;int;\perp c,\parallel c}$ obtenido usando medidas independientes de $M_{\perp c,\parallel c}(T)$.

Por otro lado, en los superconductores magnéticos, resulta necesario tener en cuenta un efecto importante para el cálculo del campo crítico. Además de la formación de los vórtices, el campo magnético tiende a debilitar, en el resto del volumen, los pares de Cooper, ya que crea una fuerza que tiende a orientar en el mismo sentido los espines de los electrones del par. Teniendo esto en cuenta, se puede explicar la fuerte anisotropía observada en $B_{C2}(T)$ a bajas temperaturas (líneas en la figura 3.5).

Al realizar el ajuste, se ha tratado de reproducir también la curvatura positiva observada a más altas temperaturas. Esta curvatura es debida a la velocidad de Fermi y del acoplamiento electrón fonón, cuya anisotropía influye poco en el comportamiento del campo crítico a bajas temperaturas [Shulga98]. Evidentemente, este tipo de ajustes hay que analizarlo críticamente, ya que se necesitan hasta cinco parámetros (dos velocidades de Fermi y parámetros de acoplamiento electrón-fonón así como la energía de canje, ver tabla 3.4). Sin embargo, un criterio de fiabilidad es que estos parámetros se comparan bien con lo obtenido en análisis similares para

otros compuestos de la serie [Shulga98, Suderow05d, Brison04]. Así, se puede esperar que la física del problema quede bien recogida por este análisis, aunque sea deseable confirmar los valores encontrados por otro tipo de medidas más directas.

También se han realizado estimaciones más sencillas del parámetro de Ginzburg Landau así como las longitudes de penetración y de coherencia usando el campo crítico (ver tabla 3.3)[Cho95b]. Para la longitud de penetración se han usado medidas de imanación, y para la de coherencia las relaciones [Werthamer66]:

$$\xi = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi B_{C2}(0)}} \quad (3.16)$$

donde $B_{C2}(0)$ es el campo crítico extrapolado a cero usando la pendiente cerca de T_c

$$B_{C2}(0) \approx -0,69T_c(dB_{C2}/dT)_{T_c} \quad (3.17)$$

Nótese que la curvatura positiva de $B_{c2}(T)$ dificulta la determinación de esta pendiente, por lo que los valores obtenidos de esta forma no son muy precisos.

Por otro lado, en la figura 3.6 se representa la conductancia túnel de los borocarburos de níquel de Y, Lu y Tm. Como se describe en la referencia [Martinez03b], para el $LuNi_2B_2C$ y el YNi_2B_2C se encuentra un gap anisótropo, y una interacción electrón-fonón especialmente fuerte para los electrones que participan en el nesting. Sin embargo, la anisotropía del gap para el $TmNi_2B_2C$, es mucho menos pronunciada [Suderow01].

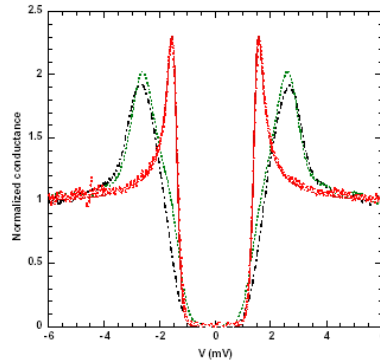


Figura 3.6: Conductancia normalizada a altos voltajes del $LuNi_2B_2C$ (línea negra, 0.5 K), YNi_2B_2C (línea verde, 0.5 K), y el $TmNi_2B_2C$ (puntos rojos, 0.8 K). En el $LuNi_2B_2C$ y en el YNi_2B_2C se encuentra un gap anisótropo [Martinez03b, Suderow01, Brison04].

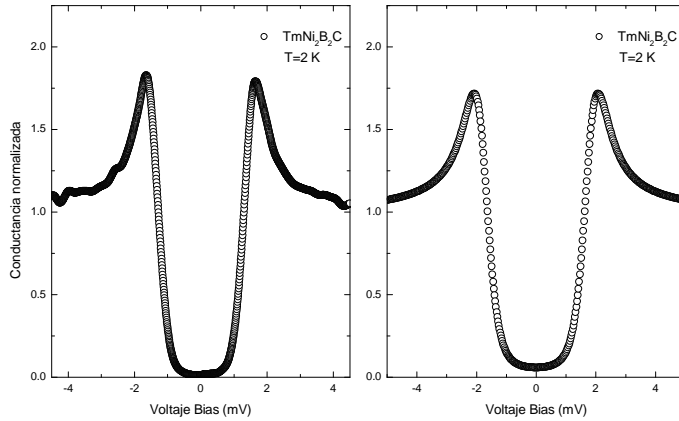


Figura 3.7: (a) Conductancia túnel en el $TmNi_2B_2C$ a 2 K [Suderow01]. En algunas zonas de la muestra se encuentra una densidad de estados finita en el nivel de Fermi, obteniéndose curvas de conductancia túnel similares a la mostrada en (b).

Notemos asimismo que la densidad de estados en el nivel de Fermi es prácticamente despreciable en los compuestos presentados en la figura 3.6. Sin embargo, debemos señalar que, en el caso del $TmNi_2B_2C$, se pueden encontrar numerosas regiones con una pequeña densidad de estados no nula en el rango de voltaje correspondiente al gap superconductor (fig.3.7 (b)). Algo similar, pero mucho más pronunciado, se observa en $ErNi_2B_2C$. Sin embargo, en el caso del $ErNi_2B_2C$, tal como se discutirá posteriormente, el origen de estos estados parece ser una característica intrínseca de su estado superconductor. Esta no es la situación en el caso del $TmNi_2B_2C$. ¿Cuál es la razón de este comportamiento en el $TmNi_2B_2C$? Dado el procedimiento seguido en la preparación de la superficie de la muestra y la naturaleza de la punta, podemos afirmar que lo observado es una característica de la muestra. Como hemos descrito en el capítulo 2, la muestra se parte en frío y en condiciones de alto vacío criogénico, o con una pequeña cantidad de helio gas, por lo que cabe descartar la presencia de contaminantes como origen de las excitaciones anómalas. La superficie que resulta, dado el tipo de fractura típica de estos materiales, es muy irregular. Es plausible pensar que el orden magnético del volumen sufre alteraciones en la proximidad de la superficie, ganando efectividad para producir rotura de pares. De estar relacionadas ambas cosas, es necesario admitir que las variaciones en la densidad de estados, se corresponden con la forma en que, a escala microscópica, se produce la fractura. Hemos observado, en ausencia de campo magnético externo, que es posible encontrar, dentro de las máximas ventanas de

barrido de nuestro microscopio, áreas donde la densidad de estados es prácticamente uniforme, siendo las de la figura 3.7 (a), representativas de lo observado, aunque la situación de la figura 3.7 (b) es muy frecuente. Si tomamos como indicador el porcentaje de excitaciones en la región del gap respecto del dado por la conductancia a alto voltaje, se puede afirmar que es frecuente encontrar áreas donde este valor sea entre el 10 % y el 15 %, a campo cero. En nuestros estudios discutiremos los cambios de estas densidades de estado tras la aplicación de campos magnéticos. Estos cambios no son uniformes dada la formación de zonas de superconductividad deprimida como son las correspondientes a los vórtices. Nosotros consideraremos, como hipótesis plausible, que el efecto presente a campo cero sigue siendo uniforme y de la misma magnitud, en la región estudiada, tras la aplicación del campo, de forma que las variaciones producidas van a ser asociadas a la presencia del campo magnético externo.

3.4. Resultados experimentales en el $TmNi_2B_2C$

3.4.1. Caracterización de la superficie del $TmNi_2B_2C$ con el STM

Para caracterizar la superficie de los monocristales de $TmNi_2B_2C$, hemos realizado barridos en distintas regiones de la muestra. Las regiones, que mostramos en la figura 3.8, presentan irregularidades propias de fracturas concoidales, típicas en la familia de los borocarburos de níquel.

En las imágenes 3.8 (a), (b) y (c) aparecen escalones cuya altura es de aproximadamente de 10 nm. En las imágenes 3.8 (d), (e) y (f) se observan unas estructuras cuyo tamaño promedio es de 2 nm en altura y en diámetro. Estructuras similares fueron observadas en la superficie del YNi_2B_2C [Sakata00].

En el caso del $TmNi_2B_2C$, conseguimos además encontrar zonas en las que se han podido definir estructuras de tamaño atómico, como se observa en la figura 3.9. En esta figura se muestran imágenes de topografía de $17 \times 17 \text{ nm}^2$ con diferentes voltajes entre punta y muestra en la figura 3.9 (a) es de 1 mV, (b) 5 mV, (c) 20 mV, (d) 40 mV, (e) 60 mV y (f) 80 mV. En todas estas figuras se observan claramente estructuras periódicas. La transformada de Fourier muestra puntos distribuidos con simetría cuadrada y rectangular (ver figura 3.10), y vectores de modulación que se corresponden con distancias similares a las que encontramos en la celda unidad (figura 1.6). La corrugación de estas estructuras periódicas es de 0.03 nm.

Recordemos que, con un microscopio de efecto túnel se obtiene información sobre la estructura electrónica local. En general y especialmente en casos de compuestos de estructura y composición complicadas, como el que nos ocupa, no es fácil asociar la topografía observada con un STM con la posición de los átomos en la celda unidad. Además, es sabido que la

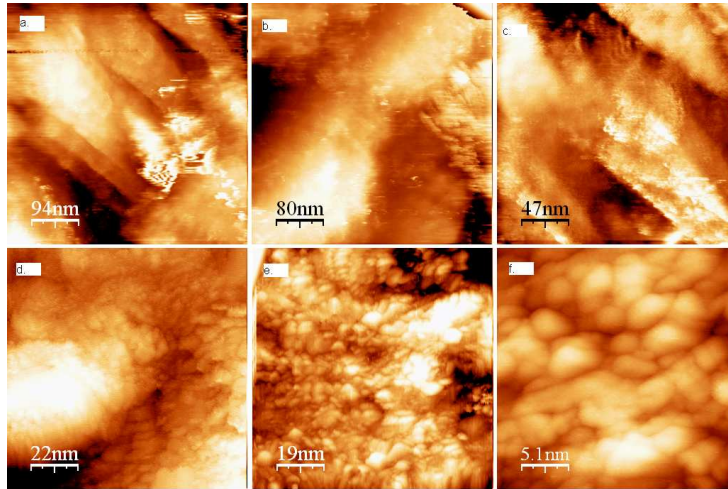


Figura 3.8: Imágenes topográficas de la superficie de $TmNi_2B_2C$, (a) $470 \times 470 \text{ nm}^2$, (b) $400 \times 400 \text{ nm}^2$, (c) $235 \times 235 \text{ nm}^2$, (d) $110 \times 110 \text{ nm}^2$, (e) $95 \times 95 \text{ nm}^2$ y (f) $25 \times 25 \text{ nm}^2$.

estructura de las últimas capas, debido a reconstrucciones superficiales, puede variar de la encontrada en el volumen. En metales, se observan a menudo estados electrónicos de superficie que se corresponden con oscilaciones de las ondas electrónicas en superficie, que pueden ser complicadas, sobre todo si lo es la superficie de Fermi, como en el caso de los borocarburos de níquel (ver figura 1.9). Por ello, no nos atrevemos a asociar los diagramas de Fourier obtenidos en este experimento con la estructura de la celda unidad, aunque sí podemos señalar la similitud de los valores encontrados en los picos de la transformada de Fourier de las imágenes, con los parámetros cristalinos. Por ejemplo, en la figura 3.10, se observan picos que se corresponden con modulaciones en el espacio real de longitudes de onda $\lambda = 0.32 \text{ nm}$, 0.35 nm , 0.36 nm . Estas modulaciones son similares al parámetro de red $b \simeq a = 0.348 \text{ nm}$. En las imágenes 3.9 (a), (b) y (c), se observan también (líneas azules) una estructura muy pronunciada, que corresponde a $\lambda = 0.5 \text{ nm}$, es decir, la mitad de $c = 1.058 \text{ nm}$. Para una asociación definitiva se necesita un estudio más profundo, realizando más imágenes en otras muestras con orientaciones cristalográficas distintas.

Las imágenes topográficas, y recogidas en la figura 3.9, muestran que se han podido encontrar zonas planas en la superficie con propiedades excelentes para realizar en ellas experimentos de STM. De hecho, estas zonas se corresponden con aquellas en las que la red de vórtices se ha podido observar más claramente.

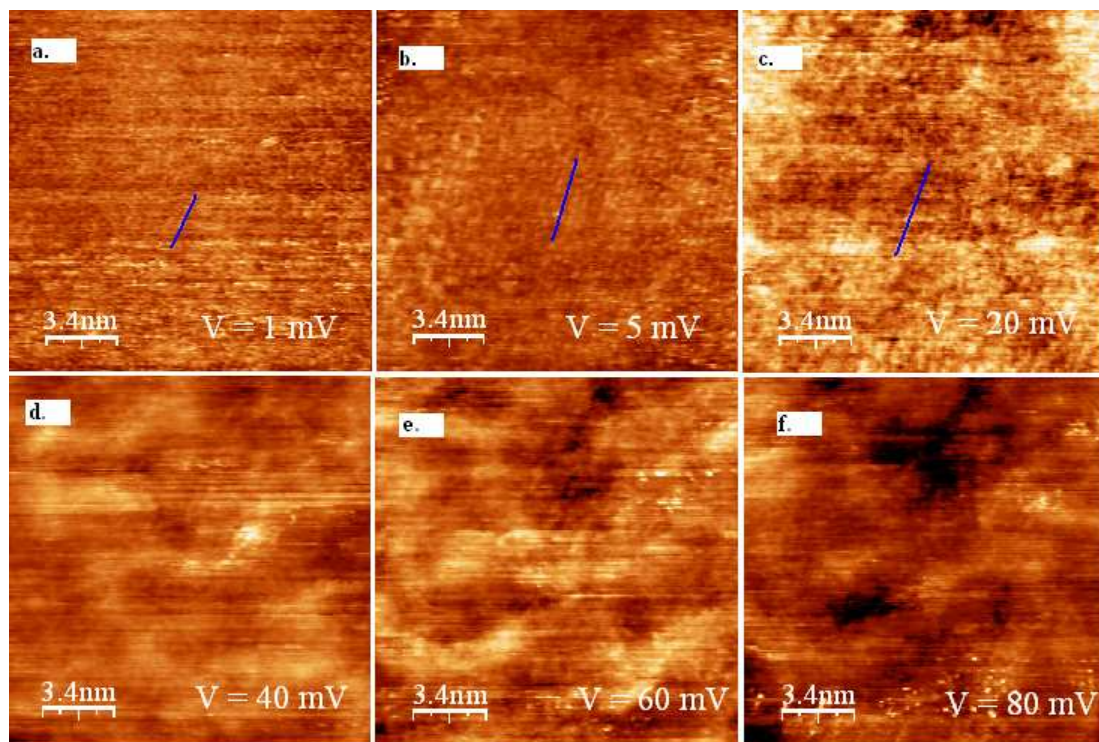


Figura 3.9: Imágenes de topografía del $TmNi_2B_2C$ $17 \times 17 \text{ nm}^2$ diferentes voltajes entre punta y muestra: (a) $V = 1 \text{ mV}$, (b) $V = 5 \text{ mV}$, (c) $V = 20 \text{ mV}$, (d) $V = 40 \text{ mV}$, (e) $V = 60 \text{ mV}$, (f) $V = 80 \text{ mV}$.

Señalemos que también se han encontrado zonas con estructuras periódicas locales en otro de los compuestos de la familia de los borocarburos de níquel. En la figura 3.11 se muestra una imagen de topografía de STM, de Nishimori et al., de la superficie ab del YNi_2B_2C a 4.2 K ($10 \times 10 \text{ nm}^2$). Se aprecia claramente la red cuadrada, y la constante de red coincide con su valor en el eje a . No obstante, tal y como señalan los autores de este trabajo, la complejidad de la celda unidad hace, también en este caso, muy complicado asociar estas estructuras con las ondulaciones debidas a cambios en la densidad de estados local en las posiciones de los átomos [Nishimori04].

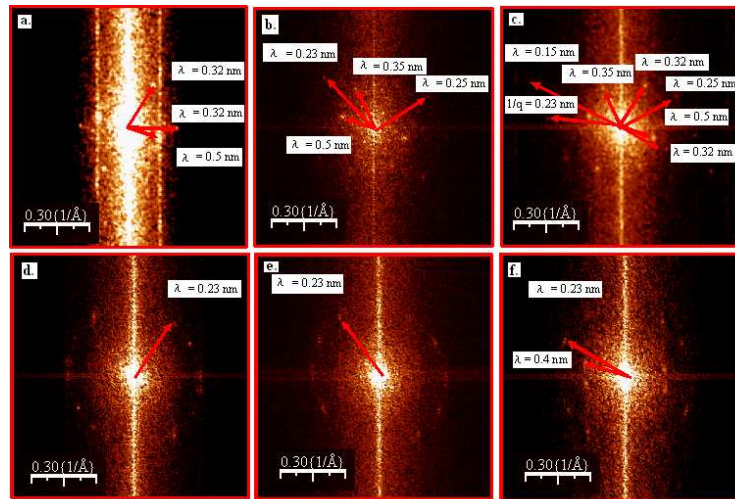


Figura 3.10: Transformadas de Fourier de las imágenes topográficas 3.9 en unidades de $1/a$.

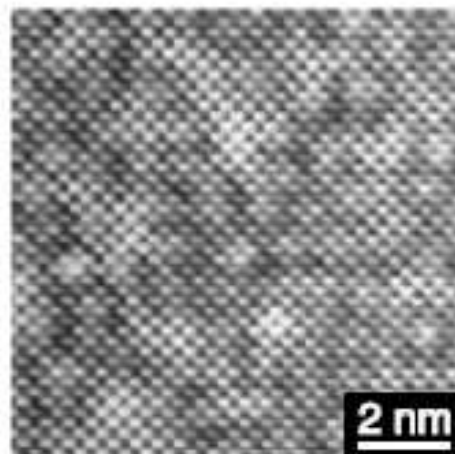


Figura 3.11: Imagen STM de la superficie ab del YNi_2B_2C a 4.2 K ($10 \times 10 \text{ nm}^2$) [Nishimori04].

3.4.2. Obtención de la red de vórtices a partir de medidas de espectroscopía túnel

Fotografiar una red de vórtices con STM es posible gracias a las diferencias presentes en la densidad de estados fuera y dentro del vórtice. La principal distinción radica en que la es-

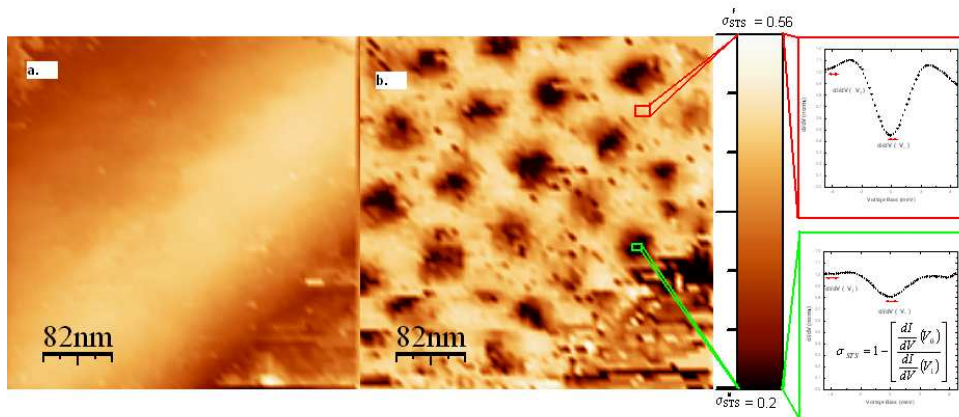


Figura 3.12: (a) Imagen de topografía. (b) Imagen de espectroscopía con curvas de conductancia fuera y dentro de un vórtice para un campo de 0.23 T a 2 K. En esta tesis, las tonalidades más oscuras de las imágenes de espectroscopía, $\sigma_{STS} = 1 - \left[\frac{dI}{dV}(V_0) \right] / \left[\frac{dI}{dV}(V_1) \right] \approx 0$, corresponden a un gap superconductor más deprimido.

pectroscopía túnel fuera del vórtice indica una zona superconductora (con el gap característico del material) mientras que en el interior del vórtice, la densidad de estados varía notablemente, pudiendo ser, en algunos casos, parecida a la de un metal normal. De hecho, la forma de la densidad de estados electrónica en los vórtices ha sido objeto de varios estudios en diversos materiales superconductores, y será discutida más adelante [Hess90, Eskildsen02]. Para realizar dichas imágenes de la red de vórtices con el STM, es importante aplicar el campo magnético por encima de T_c para conseguir una red de vórtices lo más ordenada posible, que sea fácil de identificar en las imágenes de espectroscopía túnel local. Se toma una imagen de topografía de, por ejemplo, 128 x 128 píxeles y se realiza, en cada punto de la imagen, una curva corriente-voltaje, que se diferencia numéricamente para obtener la conductancia túnel local en función del voltaje (ecuación 2.4). Así se obtienen un gran número de curvas de espectroscopía, a partir de las que se puede construir una imagen de la red de vórtices. En la figura 3.12 (a) se muestra una imagen de topografía y en la figura 3.12 (b) se muestra una imagen de la red de vórtices construida a partir de las curvas espectroscopía túnel local. La tonalidad de la imagen de espectroscopía de la figura 3.12 (b) se ha obtenido restando, para cada curva corriente-voltaje, un promedio sobre el valor de la conductancia dentro del rango del gap superconductor (alrededor de un voltaje V_0), al valor de la conductancia fuera del rango del gap superconductor (alrededor de un voltaje V_1 ; ver curvas a la derecha en la figura 3.12). Así, la tonalidad de las imágenes de espectroscopía representa las diferencias locales en la conductancia en el rango del gap superconductor.

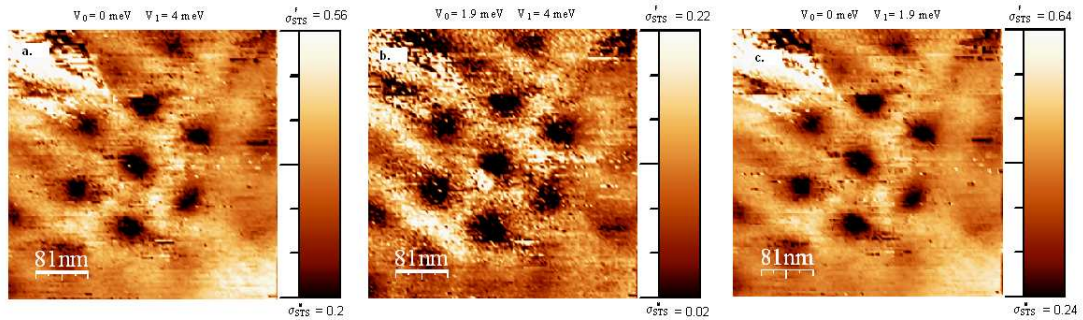


Figura 3.13: Imágenes de espectroscopía del $TmNi_2B_2C$ (a) $V_0 = 0$ meV y $V_1 = 4$ meV, (b) $V_0 = 1.9$ meV y $V_1 = 4$ meV, (c) $V_0 = 0$ meV y $V_1 = 1.9$ meV.

Nótese que se puede representar la diferencia de la conductancia alrededor de diferentes voltajes V_0 y V_1 , obteniendo siempre el mismo resultado con ligeras variaciones en el contraste. En la 3.13 (a) se ha usado el procedimiento descrito, mientras que en las 3.13 (b) y (c) se representa la diferencia entre la conductancia en el pico de cuasipartículas con la conductancia a voltajes muy por encima del gap superconductor, y la diferencia de la conductancia a voltajes dentro del rango del gap superconductor con la conductancia en el pico de cuasipartículas. En este último caso obtenemos el mayor contraste, por lo que todas las imágenes de espectroscopía que se van a mostrar a continuación están realizadas como en la figura 3.13 (c).

Conviene mencionar también otras comprobaciones que hacemos rutinariamente para verificar el método de medida. Así, se registran siempre la ida y la vuelta de las imágenes de topografía con sus respectivas curvas I-V, verificando que ambas coincidan (figura 3.14).

En algunos casos, se encontraron efectos relacionados con la forma de la punta. Por ejemplo, en la figura 3.15 se observan los efectos de una punta doble. En la imagen de espectroscopía se observan que cada vórtice se ha desdoblado, y en la topografía se observan *ondulaciones* en la superficie.

3.4.3. Estructura de la red de vórtices en el $TmNi_2B_2C$

Hemos realizado medidas de la red de vórtices en las fases paramagnética y AF de $TmNi_2B_2C$ (a 2 K y a 100 mK), sin que se observe, en el rango de campos magnéticos estudiado, ninguna diferencia remarcable, aparte, claro está, del redondeo térmico de las curvas de espectroscopía

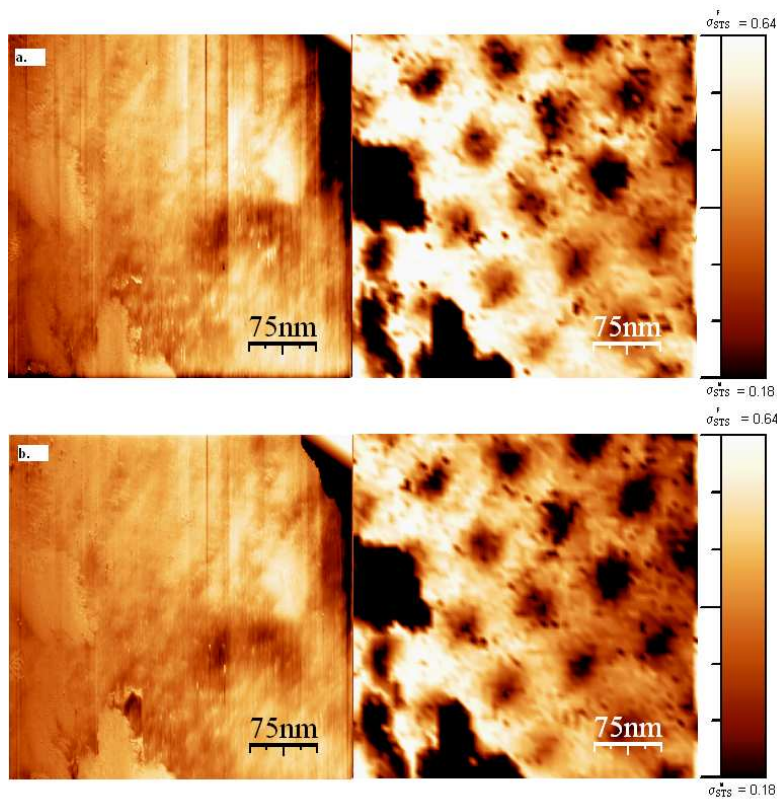


Figura 3.14: Imágenes topográficas de ida (a) y vuelta (b) del $TmNi_2B_2C$ de $370 \times 370 \text{ nm}^2$ con sus respectivas imágenes de espectroscopía con $B = 0.23 \text{ T}$ a 2 K .

túnel.

En la figura 3.16 (a), se representa una imagen de topografía, de 64×64 píxeles, junto con imágenes de espectroscopía (fig. 3.16 (b)) del $TmNi_2B_2C$ bajo un campo magnético de 0.23 T a 2 K . En la figura 3.17 (a), se muestra la misma zona de la superficie que en la figura 3.16 (a) tras haber reducido el campo magnético aplicado a un valor de 0.16 T . En la figura de espectroscopía fig. 3.17 (b) se observa como los vórtices se han separado al disminuir el campo, un efecto que analizaremos más adelante, teniendo en cuenta todos los resultados. La transformada de Fourier de las imágenes tomadas a diversos campos y a 2 K , figura 3.18, muestra también este efecto, así como la simetría de la red de vórtices, que es claramente triangular.

En las figuras 3.19 y 3.20 se muestran imágenes de topografía junto con sus imágenes de espectroscopía realizadas en la fase AF, a 100 mK , para un campo aplicado de 0.42 T y 1.4 T respectivamente. Se observa que la red de vórtices es triangular, al igual que en las imágenes

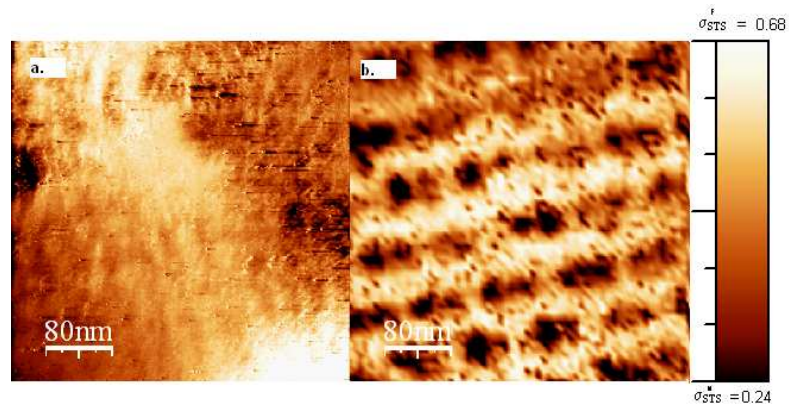


Figura 3.15: (a) Imagen topográfica del $TmNi_2B_2C$ de $400 \times 400 \text{ nm}^2$. (b) Imagen de espectroscopía del $TmNi_2B_2C$ con $B = 0.23 \text{ T}$ a 2 K . Vórtices dobles por el efecto de la punta.

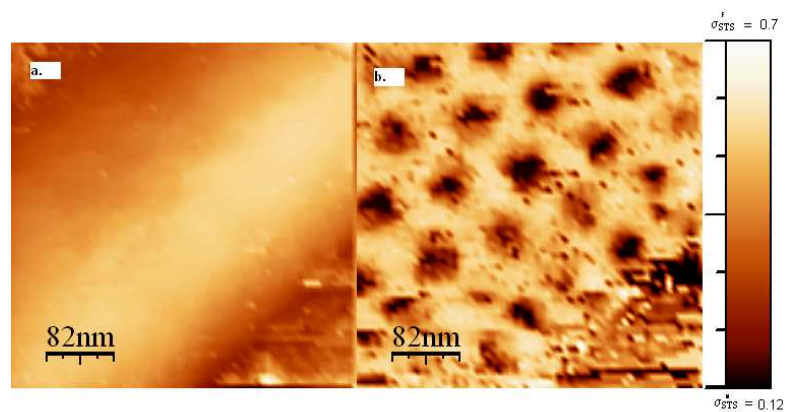


Figura 3.16: (a) Imagen topográfica del $TmNi_2B_2C$ de $400 \times 400 \text{ nm}^2$. (b) Imagen de espectroscopía del $TmNi_2B_2C$ bajo un campo magnético de 0.23 T a 2 K .

tomadas a 2 K . Los escalones que aparecen en la topografía tienen una altura pequeña, de aproximadamente 1 nm . Estos escalones no parecen provocar una distorsión notable en la simetría de la red de vórtices. Hay que señalar que los vórtices parecen alinearse con ellos. Notemos que no hemos conseguido imágenes con resolución suficiente para observar claramente la red de vórtices a campos mayores que 1.4 T ($B_{c2}(T = 0 \text{ K})$ es de aproximadamente 2.3 T).

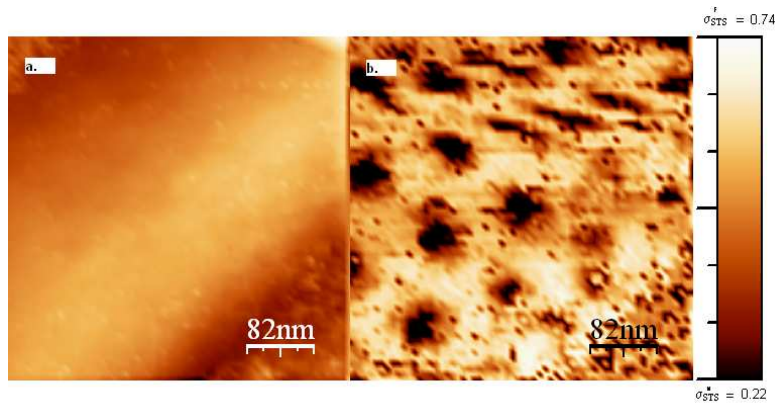


Figura 3.17: (a) Imagen topográfica del $TmNi_2B_2C$ de 400×400 nm. (b) Imagen de espectroscopía del $TmNi_2B_2C$ bajo un campo magnético de 0.16 T a 2 K. Nótese que en la parte superior de las imágenes de topografía y de espectroscopía 3.17 se observa una deformación de la red de vórtices, originada por el calentamiento de la muestra, ya que la temperatura comenzó a subir, tras haberse evaporado el helio del baño criogénico.

En la figura 3.21, mostramos la transformada de Fourier realizada sobre una imagen espectroscópica con campos de 0.17 T, 0.23 T, 0.42 T, 0.63 T, 1.2 T y 1.4 T respectivamente. De esta figura se concluye que para campos $B \perp c$, comprendidos entre 0.1 T y 1.4 T, la estructura de la red de Abrikosov es triangular, al igual que en la fase paramagnética (figura 3.18).

Con el objeto de investigar las dependencias posibles entre la orientación de la red de vórtices y la estructura cristalina, se procedió a determinar por difracción de Rayos X, la orientación cristalográfica correspondiente a la superficie obtenida tras la rotura en frío. En el centro de la imagen 3.13 se tomaron las imágenes de resolución atómica discutidas en el apartado 3.4.1. En la figura 3.22 se muestra cómo los vórtices están alineados en la dirección c (línea verde), de la misma manera que en el YNi_2B_2C cuando se aplica $B \perp c$ como se muestra en la figura 3.25 (b) [Sakata00]. También se muestra cómo la estructura más pronunciada y reproducible, que se corresponde con una modulación con vector de onda de $\lambda = 0.5$ nm (línea azul), forma un ángulo de aproximadamente 50° con respecto al eje c .

También hemos realizado algunas medidas de espectroscopía túnel en muestras partidas en el plano ab . En la figura 3.23 se muestra la topografía y espectroscopía para un campo de 0.23 T a 2 K y podemos *intuir* la red de vórtices. En esta dirección no pudimos hacer un estudio

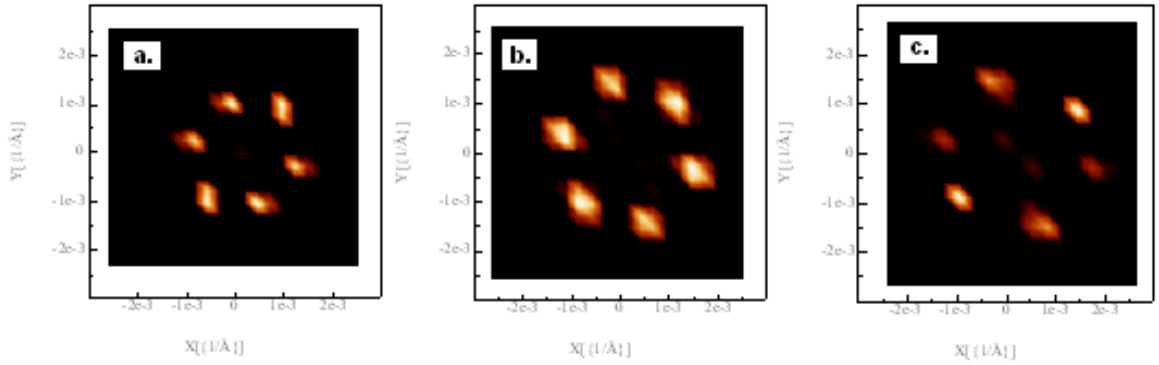


Figura 3.18: Transformada de Fourier de las imágenes espectroscópicas a $T = 2$ K del $TmNi_2B_2C$ para diferentes campos. (a) $B = 0.16$ T, (b) $B = 0.23$ T y (c) $B = 0.27$ T. Nótese, que en la figura 3.18 (a) la transformada de Fourier presenta una pequeña distorsión con respecto a la transformada de Fourier del resto de los campos, debido a la deformación de la red de vórtices por el calentamiento de la muestra (ver figura 3.17 (b)).

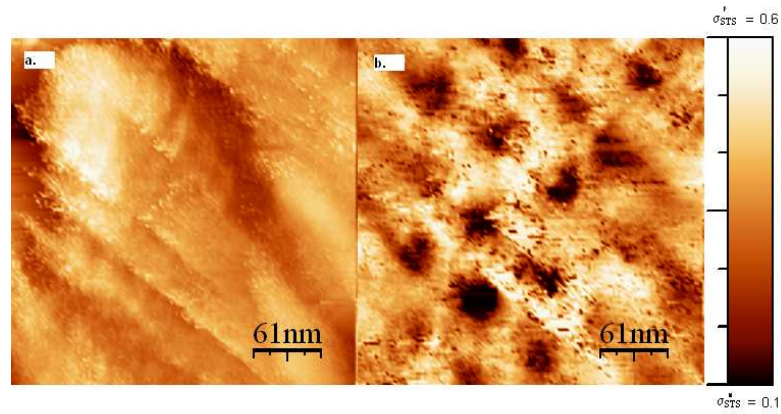


Figura 3.19: (a) Imagen topográfica del $TmNi_2B_2C$ de $300 \times 300 \text{ nm}^2$. (b) Imagen de espectroscopía del $TmNi_2B_2C$ con $B = 0.42$ T a 100 mK.

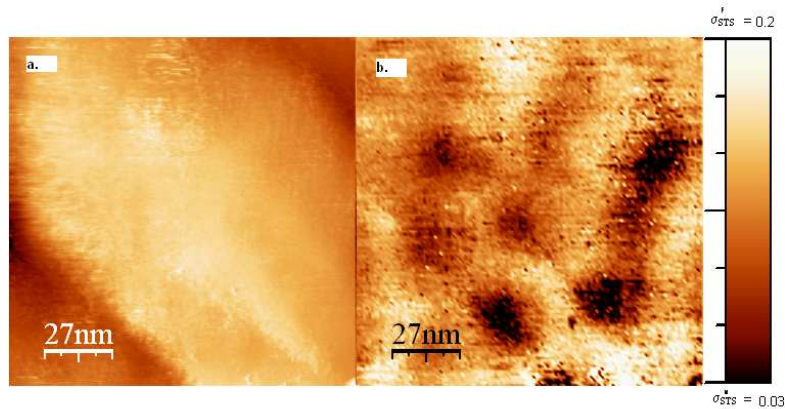


Figura 3.20: (a) Imagen topográfica del $TmNi_2B_2C$ de $135 \times 135 \text{ nm}^2$. (b) Imagen de espectroscopía del $TmNi_2B_2C$ con $B = 1.4 \text{ T}$ a 100 mK .

más profundo, ya que como vemos, la superficie de la muestra es más irregular y resulta más complicado encontrar zonas planas. Aún así, vemos que la transformada de Fourier de la imagen de la figuras 3.23 (c) muestra picos de una manera difusa con simetría cuadrada que es lo que se obtiene por experimentos de difracción de neutrones [Eskildsen98] para este campo y orientación a una temperatura de 2 K .

3.4.4. Discusión de la estructura de la red de vórtices en el $TmNi_2B_2C$

Distancia entre vórtices

A partir de todas estas imágenes se ha determinado a_0 , la distancia entre vórtices en función del campo aplicado (figura 3.24). Cada punto es un promedio de las distancias entre vórtices medidas en las imágenes espectroscópicas. Nótese que a_0 sigue claramente la ecuación 3.11 que describe la dependencia de la distancia entre vórtices en función del campo aplicado para una red de vórtices triangular.

En el apartado 3.3.2 se ha discutido que el campo magnético interno que se encuentra en $TmNi_2B_2C$ es mayor que el aplicado. Es importante, sobre todo, cuando el campo se aplica a lo largo del eje c . En la dirección que hemos estudiado aquí, cabría esperar algún efecto tan solo a campos cercanos a B_{c2} . Nótese, sin embargo, que a los campos más altos en los que hemos podido estudiar la red de vórtices, se observa una ligera tendencia, dentro del error experimental, hacia una disminución de la distancia entre los vórtices con respecto a lo esperado.

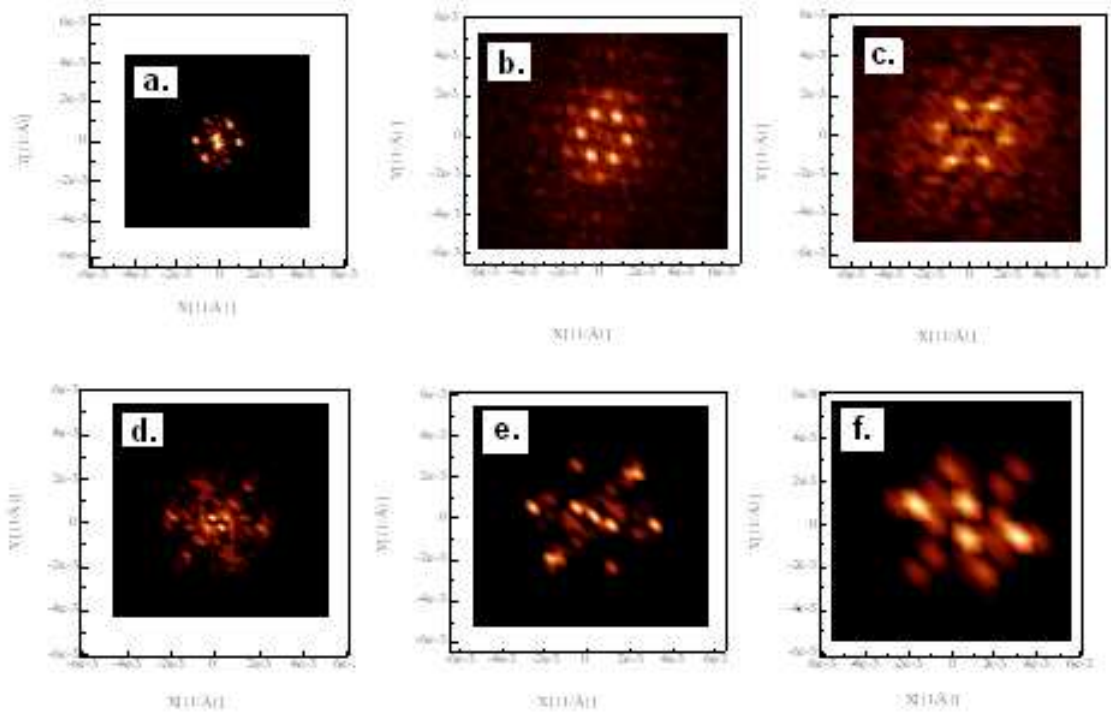


Figura 3.21: Transformada de Fourier en unidades de $1/a$ de las imágenes espectroscópicas a $T = 100$ mK del $TmNi_2B_2C$ para diferentes campos. (a) $B = 0.17$ T, (b) $B = 0.23$ T, (c) $B = 0.42$ T, (d) $B = 0.63$ T, (e) $B = 1.2$ T y (f) $B = 1.4$ T.

Simetría de la red de vórtices

El hecho de que la red de vórtices sea triangular en la dirección en todo el rango de campos magnéticos estudiado merece algunas aclaraciones, ya que en la familia de los borocarburos de níquel, se han encontrado numerosas transiciones en la simetría de la red de vórtices. Experimentos de difracción de neutrones, de STM y de decoración magnética demostraron que cuando se aplica un campo paralelo al eje c a uno de los compuestos no magnéticos de la serie de los borocarburos de níquel (el YNi_2B_2C [Sakata00, Eskildsen97, Dewhurst05, Yethiraj97] o el $LuNi_2B_2C$ [deWilde97, Vinnkov01, Eskildsen01]), la red de vórtices triangular pasaba a cuadrada para campos $B > 0.1$ T. En los magnéticos el $ErNi_2B_2C$ [Yaron96, Gammel97, Vinnkov05, Canfield98] y el $TmNi_2B_2C$ [Eskildsen98] este cambio se produce para campos $B > 0.1$ - 0.2 T. Cuando se aplica el campo perpendicular al eje c , dicha transición se ha estudiado sobre todo en los com-

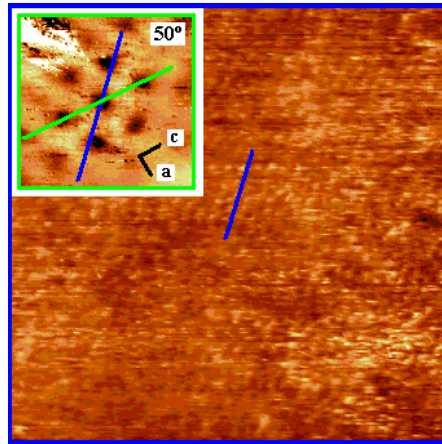


Figura 3.22: Imagen de topografía 3.9 del $TmNi_2B_2C$ $17 \times 17 \text{ nm}^2$. En el *inset* de la imagen aparece la imagen de espectroscopía 3.13. Los vórtices se alinean en el eje *c* formando un ángulo de 50° con respecto a la estructura que se observa en la imagen de topografía.

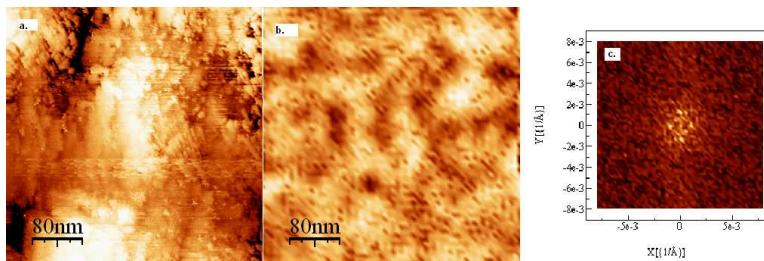


Figura 3.23: (a) Imagen topográfica del $TmNi_2B_2C$ de $400 \times 400 \text{ nm}^2$. (b) Imagen de espectroscopía con $B = 0.23 \text{ T}$ a 2 K cuando $B \parallel c$, (c) Transformada de Fourier en unidades de $1/\text{\AA}$.

puestos no magnéticos y aparece aproximadamente a 1 T . Esta transición estructural de la red de vórtices se ha asociado a la anisotropía de la superficie de Fermi y a efectos no locales, y no parece depender del magnetismo del compuesto [Miranovic95, Paul98, Kogan96, Kogan97].

En superconductores de tipo II con κ pequeños (Nb) [Christen80] ya se había observado como la red de vórtices se ordenaba con una simetría cuadrada para minimizar la energía. El

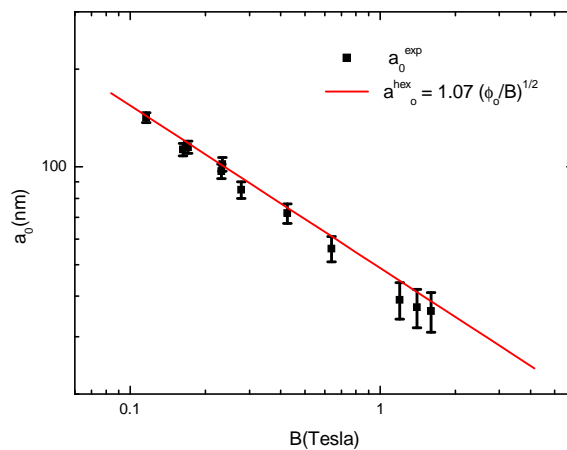


Figura 3.24: Distancia entre vórtices en función del campo magnético aplicado en el $TmNi_2B_2C$.

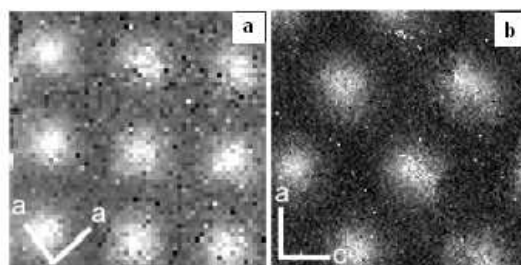


Figura 3.25: Imagen de STM de una red de vórtices cuadrada en el YNi_2B_2C (a) bajo un campo de 0.5 T con $B || c$ y (b) bajo un campo de 0.45 T con $B || a$ [Sakata00].

descubrimiento de esta transición en los borocarburos de níquel con κ alto ($\kappa = 5-15$) revitalizó este tema [Eskildsen97].

Nuestros resultados experimentales de espectroscopía túnel en el $TmNi_2B_2C$ muestran que, al aplicar un campo perpendicular al eje c la red de vórtices no sufre, hasta 1.4 T ninguna

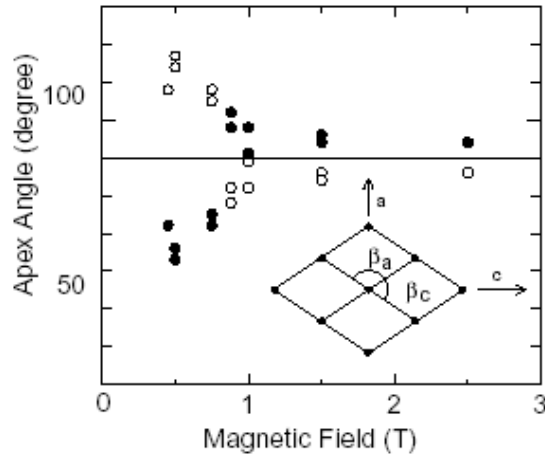


Figura 3.26: Transición de una red triangular a cuadrada con $B = 1$ T cuando $B \perp c$ en el YNi_2B_2C [Sakata00].

transición estructural. Dicha transición, como se ha mencionado, ocurre a aproximadamente 1 T en otros compuestos de la serie, por lo que $TmNi_2B_2C$ parece ser algo diferente a lo encontrado hasta ahora. Es importante señalar, tal como se recoge en la introducción a este capítulo (fig. 3.3), que a 1 T, dentro por tanto del rango de campos estudiado en este trabajo, se produce una transición a una fase con una modulación AF incommensurada. De acuerdo con nuestros experimentos, este cambio en la estructura magnética no afecta a la simetría de la red de vórtices.

Esto no ocurre cuando se aplica el campo magnético en la fase AF a lo largo del eje c , $B \parallel c$, donde la situación es mucho más complicada tal como han mostrado los experimentos de difracción de neutrones. La red de vórtices de $TmNi_2B_2C$ sufre al aumentar el campo magnético cuatro transiciones. Primero pasa de hexagonal a cuadrada, al igual que en el resto de los borocarburos de níquel alrededor de 0.1 T, de cuadrada (A) a romboédrica (B) alrededor de 0.2 T, y finalmente a una red triangular (C) alrededor de 0.5 T (figura 3.27). La transición de la red de vórtices de cuadrada (A) a romboédrica (B), coincide con una de las transiciones magnéticas [Eskildsen98] (zona II de la figura 3.27).

Densidad de estados electrónica local

Una vez estudiada la estructura de la red de vórtices, damos paso al estudio de las propiedades electrónicas locales, en el estado mixto, de este compuesto. Por un lado estudiaremos el valor absoluto de la densidad de estados local a distintas distancias, r , del núcleo del vórtice y, por otro lado, estudiaremos su dependencia radial, tomando como origen el centro del vórtice.

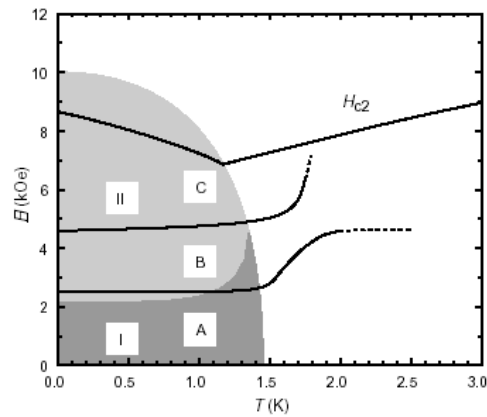


Figura 3.27: Transiciones en la red de vórtices en el $TmNi_2B_2C$ cuando se aplica un campo magnético $B \parallel c$. El campo magnético superior B_{C2} , se ha determinado con medidas de transporte. Las líneas (la parte punteada indica que no existe datos experimentales) delimitan las zonas con las diferentes simetrías de la red de vórtices, que se denotan A (cuadrada), B (romboédrica) y C (triangular) [Eskildsen98]. No se representa en esta figura la transición de hexagonal a cuadrada que sufre la red por encima de 0.1 T, y que es la misma que se encuentra en el resto de los borocarburos de níquel.

Denominaremos r_0 el centro del vórtice y r_m el punto medio entre los vórtices donde la densidad de estados en el nivel de Fermi es mínima.

En las figuras 3.28 y 3.29 se muestra la densidad de estados en la fase paramagnética cuando el campo aplicado es de 0.23 T y 0.27 T respectivamente.

Se observa claramente que dentro del vórtice la densidad de estados varía entre el 15 % y el 20 % con respecto de la densidad de estados constante que se encuentra en la fase normal. Es decir, que incluso en el centro del vórtice la densidad de estados en el nivel de Fermi sigue presentando una reducción respecto del valor a altos voltajes, lo cual es sorprendente. Este efecto se repite en todo el rango de campos y temperaturas estudiado en $TmNi_2B_2C$, sin que se observe ningún cambio de comportamiento con la aparición del ordenamiento magnético por debajo de 1.5 K.

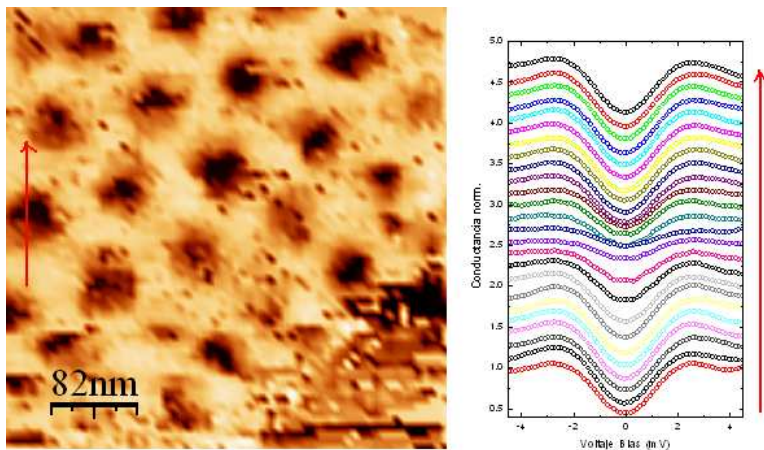


Figura 3.28: Densidad de estados superconductor en un perfil de un vórtice cuando se aplica un campo de 0.23 T a una temperatura de 2 K (distancia entre curvas de 6 nm).

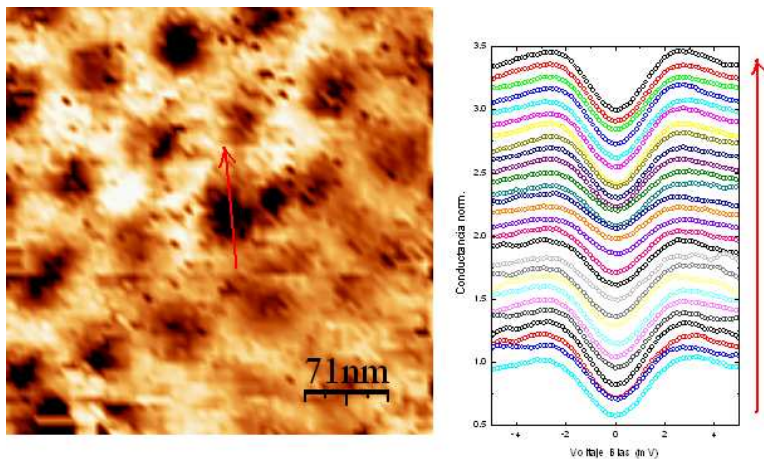


Figura 3.29: Densidad de estados superconductor en un perfil de un vórtice cuando se aplica un campo de 0.27 T a una temperatura de 2 K (distancia entre curvas de 5.5 nm).

Para estudiar este efecto con más detalle, hemos incrementado todo lo que hemos podido el número de curvas I-V realizadas dentro de un vórtice. Para ello, hacemos una imagen de $740 \times 740 \text{ nm}^2$ y localizamos un hexágono ordenado. Luego hacemos una imagen de $400 \times 400 \text{ nm}^2$ en el hexágono. Para obtener una resolución de 1.5 nm realizamos una imagen de $200 \times 200 \text{ nm}^2$ de 128×128 píxeles (fig. 3.30).

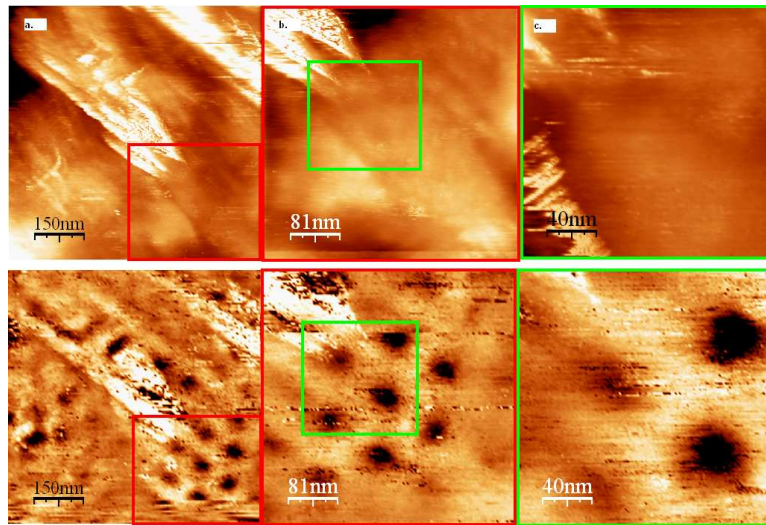


Figura 3.30: Imágenes de topografía (a) $740 \times 740 \text{ nm}^2$, (b) $400 \times 400 \text{ nm}^2$ y (c) $200 \times 200 \text{ nm}^2$ con sus respectivas imágenes de espectroscopía para un campo de 0.23 T.

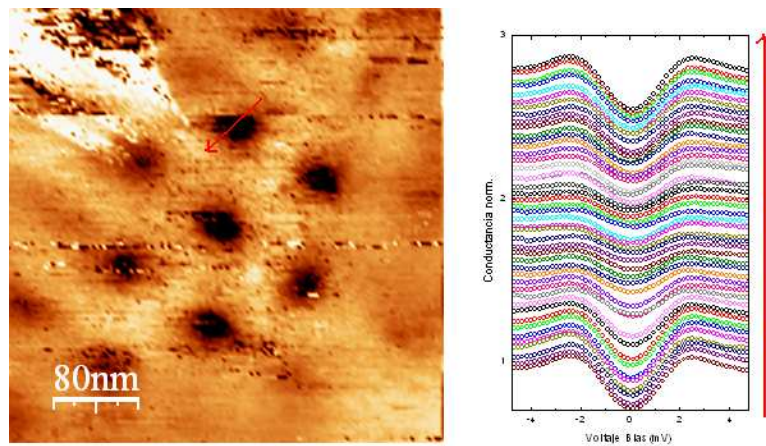


Figura 3.31: Densidad de estados superconductor en un perfil de un vórtice cuando se aplica un campo de 0.23 T a una temperatura de 100 mK (distancia entre curvas de 3 nm).

En las figuras 3.31 y 3.32 se observa la densidad de estados a lo largo de un vórtice para un campo de 0.23 T a 100 mK con una resolución espacial entre curvas de conductancia de 3 nm

y 1.5 nm, respectivamente. Con esta resolución se sigue observando una caída de la densidad de estados en el nivel de Fermi, que en este caso, es del 10 % con respecto a un valor a altos voltajes. En las medidas efectuadas a los campos magnéticos más elevados (1.4 T), se repite esta observación, y las curvas de espectroscopía tomadas dentro del núcleo de los vórtices muestran una caída de la densidad de estados en el nivel de Fermi de alrededor de un 5 % con respecto al valor a altos voltajes.

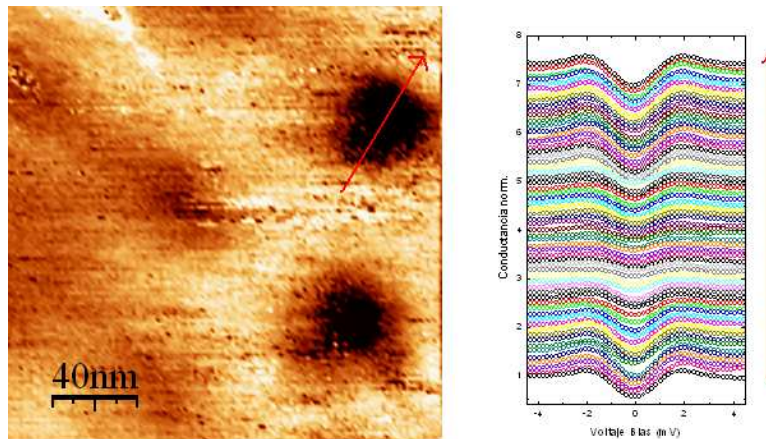


Figura 3.32: Densidad de estados superconductor el mismo vórtice de la figura 3.31 con mayor resolución (distancia entre curvas de 1.5 nm).

Conviene comparar este resultado con lo encontrado por medidas de STM en la fase de vórtices de otros compuestos superconductores. La primera observación de la red de vórtices por STM se realizó en 1989 por H. F. Hess et al. en $NbSe_2$ [Hess89, Hess90]. La aplicación de esta técnica a otros materiales, como se deduce de lo expuesto en esta tesis, es sin embargo bastante complicada. Por ello, se ha podido estudiar la estructura electrónica del núcleo de los vórtices en tan solo algunos compuestos, entre los que se encuentran los superconductores de alta T_c , MgB_2 y los borocarburos de níquel no-magnéticos.

H. F. Hess et al., observaron picos muy pronunciados en la densidad de estados electrónica en el nivel de Fermi justo en el centro de los vórtices. Estos picos se han asociado en el $NbSe_2$ a la aparición de estados localizados [Hess89, Hess90, Caroli64] (ver figura 3.34 (a)). Hay que destacar que el $NbSe_2$ es un material bidimensional con un superficie de Fermi relativamente sencilla. El pico en el nivel de Fermi en el centro del vórtice ha sido observado cuando se ha aplicado campo perpendicular a las capas del $NbSe_2$. También se ha estudiado la densidad de estados superconductor dentro de los vórtices en función del desorden en el $Nb_{1-x}Ta_xSe_2$

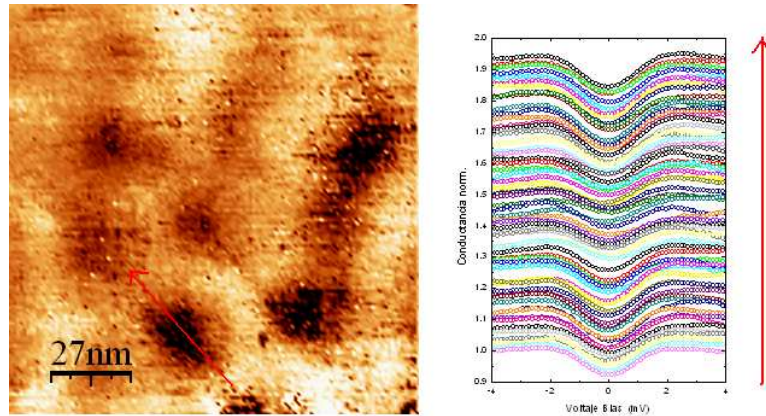


Figura 3.33: Densidad de estados superconductor en un perfil de un vórtice cuando se aplica un campo de 1.4 T a una temperatura de 100 mK (distancia entre curvas de 1 nm).

utilizando un STM a bajas temperaturas (ver figura 3.34 (b))[Renner91]. De este trabajo se concluyó que el desorden influía con un redondeo en el pico de los estados localizados e incluso llegaba a anularlo. Así si el material se halla en el límite sucio, cuando el recorrido libre medio es inferior a la longitud de coherencia superconductor, la densidad de estados en el núcleo del vórtice no presentará un pico en E_F y será similar a la densidad de estados normal. Lo que quiere decir que, una de las condiciones para observar un pico en E_F es que la superficie de la muestra esté lo suficientemente ordenada y libre de contaminación.

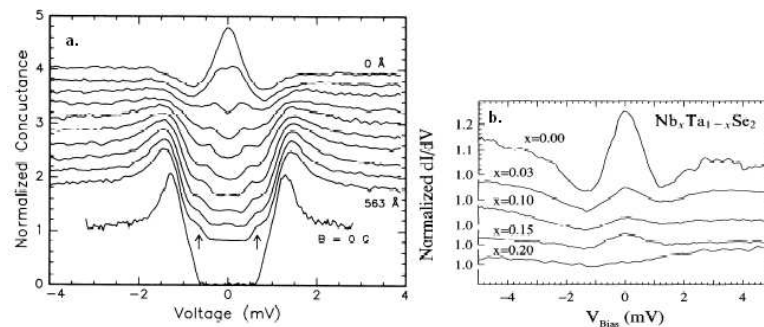


Figura 3.34: Densidad de estados superconductor dentro de un vórtice a) $NbSe_2$ con un campo de 0.05 T [Hess90] y b) $Nb_{1-x}Ta_xSe_2$ a 1.3 K con un campo de 0.3 T [Renner91].

El recorrido libre medio en el volumen, ℓ , se puede estimar a partir de la relación

$$\rho_0^{-1} = \frac{2}{3} e^2 N(E_F) v_F \ell \quad (3.18)$$

donde e es la carga del electrón, ρ_0 la resistividad residual, $N(E_F)$ la densidad de estados en el nivel de Fermi, v_F la velocidad de Fermi. Para el $TmNi_2B_2C$, $N(E_F) = 0.031 \text{ 1/eV \AA}^3$ [Divis00] y $\rho_0 = 3.53 \text{ } \mu\Omega\text{cm}$ [Bhatnagar97]. Utilizando la velocidad de Fermi más elevada obtenida a partir del análisis del campo crítico de la ref.[Brison04] (fig.3.5, $v_F = 0.2 \times 10^6 \text{ m/s}$), se encuentra un recorrido libre medio de $\ell \approx 26 \text{ nm}$, es decir, del mismo orden de magnitud que la longitud de coherencia. Por lo tanto, el pico en la densidad de estados en el nivel de Fermi dentro del vórtice debería de estar también presente en $TmNi_2B_2C$ si las excitaciones electrónicas en el centro del vórtice se comportaran igual que en $NbSe_2$, y según lo encontrado en la referencia [Renner91].

Por otro lado, se estudió la densidad de estados dentro de un vórtice aislado en el MgB_2 (ver figura 3.35) [Eskildsen02]. Se encontró una densidad de estados plana, es decir, equivalente a la de la fase normal, en el centro del vórtice, a pesar de que en este caso, el libre recorrido medio también es del orden de la longitud de coherencia o incluso algo superior. Estos autores proponen que no se ha observado el pico del estado localizado en E_F en MgB_2 , debido a efectos relacionados con la estructura de la superficie de Fermi. En este compuesto, la superficie de Fermi no es muy complicada, y está muy bien determinada. Consta de esencialmente de dos bandas (π y σ), en las que se encuentran diferentes valores para el gap superconductor, y que interactúan débilmente [Rubio01, Bascones02, Liu01]. La interacción entre las dos bandas podría producir una distribución en energía y espacial de los estados localizados diferente de la que se esperaría para cada banda independientemente [Eskildsen02].

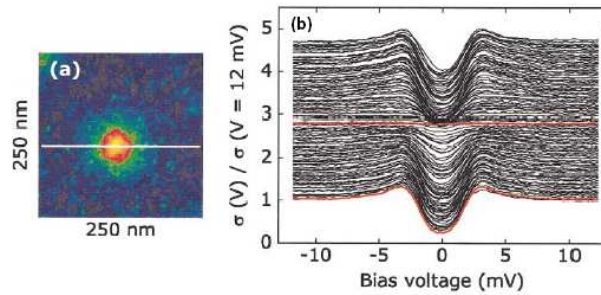


Figura 3.35: (a) Imagen de $250 \times 250 \text{ nm}^2$ de un vórtice aislado, $B = 0.05 \text{ T}$ en MgB_2 . (b) Densidad de estados superconductor dentro del vórtice [Eskildsen02].

También en la familia de los borocarburos de níquel, se han estudiado las propiedades electrónicas en el estado mixto para los superconductores no magnéticos, el YNi_2B_2C [Nishimori04]. En este caso, se encuentra que en el centro del vórtice, se suprimen los picos de cuasipartículas característicos de la presencia de un gap superconductor, y aparecen un máximo a voltajes positivos y un mínimo a voltajes negativos dentro del gap superconductor situados aproximadamente a ± 0.6 meV (fig.3.36). Nótese que estos picos no se encuentran en el nivel de Fermi como ocurre en el $NbSe_2$. Para explicar estas observaciones, se ha propuesto que, en el caso de YNi_2B_2C , también hay estados localizados en el núcleo del vórtice, al igual que en $NbSe_2$, pero su posición en energía está ligeramente desplazada. En efecto, cálculos precisos de la densidad de estados en el núcleo del vórtice enseñan que en algunas condiciones dichos estados localizados podrían producir curvas asimétricas como las observadas [Hayashi98].

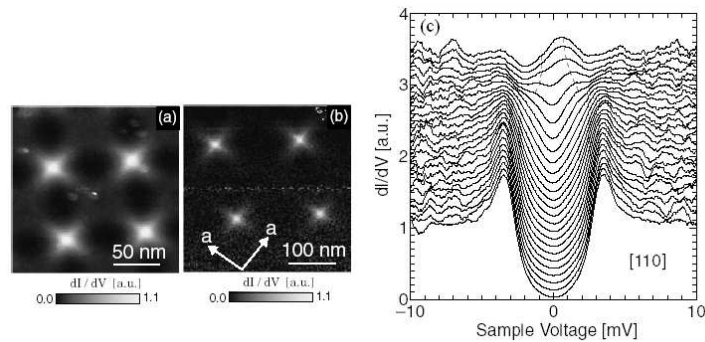


Figura 3.36: (a) Red de vórtices en el YNi_2B_2C con $V_0 = 0$ mV a 0.46 K (a) 0.30 T (180×180 nm²) (b) 0.07 T (360×360 nm²). Las flechas en (b) indica la dirección del eje *a*. (c) Densidad de estados desde el centro del vórtice (arriba) hasta el punto medio de los vórtices primeros vecinos (abajo) [Nishimori04].

Dicho esto, surge la pregunta sobre el origen de la reducción en la densidad de estados que encontramos en el núcleo del vórtice del $TmNi_2B_2C$. Como se ha discutido, la superficie de Fermi en este compuesto es complicada (ver figura 1.9), por lo que se podrían producir efectos similares a los que se han propuesto en MgB_2 [Eskildsen02], que lleven a la desaparición del pico en la densidad de estados en el nivel de Fermi en el núcleo del vórtice. Pero esto no explica la reducción indicada. Hay que remarcar que con el STM sondeamos la superficie, por lo que

no debemos de descartar efectos relacionados con el magnetismo superficial. Dado que, como veremos en el siguiente capítulo, un efecto similar al observado en el núcleo del vórtice de este compuesto, se observa también en el otro borocarburo de níquel magnético estudiado, el $ErNi_2B_2C$, dejamos este punto, de momento, para efectuar una discusión conjunta de ambos compuestos.

Consideramos ahora, la dependencia radial, en el vórtice, de la densidad de estados en el nivel de Fermi. Para discutir este aspecto, tomamos el valor de la conductancia en el nivel de Fermi, y lo normalizamos usando la siguiente expresión,

$$\sigma_v(r) = \frac{1}{\sigma(r_m)}(\sigma(r) - \sigma(r_0)) \quad (3.19)$$

donde $\sigma(r_0)$ es la conductancia en el centro del vórtice y $\sigma(r_m)$ la conductancia en el punto de más baja densidad de estados en el nivel de Fermi entre vórtices. Para las imágenes tomadas a 2 K, $\sigma(r_0) = 0.2$ y $\sigma(r_m) = 0.7$, y para las imágenes tomadas a 100 mK, $\sigma(r_0) = 0.1$ y $\sigma(r_m) = 0.65$. Así, podemos usar una expresión muy sencilla que, según GL (ecuación 3.15), describe el comportamiento del parámetro de orden superconductor en una interfase N-S ,

$$\sigma_v(r) = \prod_i \tanh\left(\frac{r-r_i}{\xi}\right) \quad (3.20)$$

siendo r_i la distancia entre las sucesivas zonas "normales", es decir, los vórtices. Evidentemente, esto es una aproximación muy sencilla, ya que ni el núcleo del vórtice se comporta como si fuera un metal normal, como hemos visto, ni la conductancia en el nivel de Fermi refleja exactamente el valor del parámetro de orden superconductor. Sin embargo, esta aproximación ha sido utilizada anteriormente con éxito para interpretar medidas de STM en el MgB_2 y se han extraído informaciones útiles sobre la longitud de coherencia [Eskildsen02].

En la figura 3.37 se muestra la dependencia radial de la densidad de estados para dos vórtices en la fase paramagnética para campos aplicados de 0.11 T, 0.16 T, 0.23 T y 0.27 T. Se observa que la expresión 3.20 ajusta perfectamente los datos experimentales con $\xi = 26$ nm. Nótese que en el ajuste sólo se ha incluido el efecto del campo variando la distancia entre vórtices, según la expresión 3.20. Esto quiere decir, que la densidad de estados en el nivel de Fermi entre los vórtices, $\sigma(r_m)$, disminuye con el campo, únicamente por el efecto de solapamiento de los vórtices al aumentar el campo.

En la figura 3.38 representamos $\sigma_v(x)$ para dos vórtices en la fase antiferromagnética (a 100 mK) para campos aplicados de 0.23 T, 0.42 T, 0.63 T, 1.2 T y 1.4 T.

Del ajuste de los datos experimentales también se obtiene $\xi = 26$ nm. Utilizando la teoría BCS que relaciona la longitud de coherencia con la velocidad de Fermi y el gap superconductor:

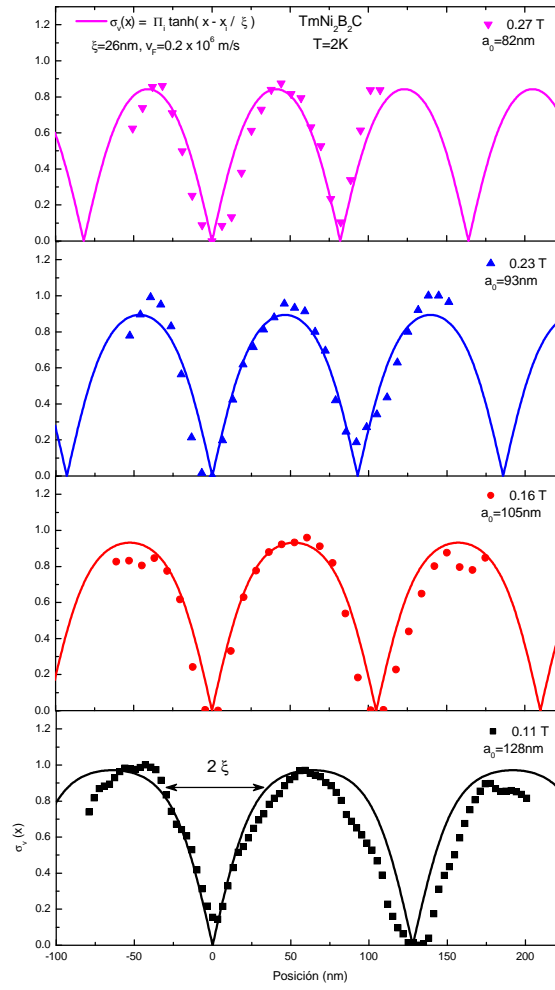


Figura 3.37: $\sigma_v(x)$ para un campo de 0.11 T , 0.16 T, 0.23 T y 0.27 T a 2 K. Para el ajuste se ha utilizado la expresión 3.20 con un $\xi = 26$ nm.

$$\xi = \frac{\hbar v_F}{\pi \Delta_0} \quad (3.21)$$

obtenemos $v_F = 0.2 \times 10^6$ m/s, con $\Delta_0 = 1.6$ meV [Suderow01]. Dicha velocidad de Fermi concuerda con una de las dos velocidades de Fermi utilizadas por los autores de la ref.[Brison04] (v_{F2} , ver tabla 3.4) para explicar el campo crítico de $TmNi_2B_2C$.

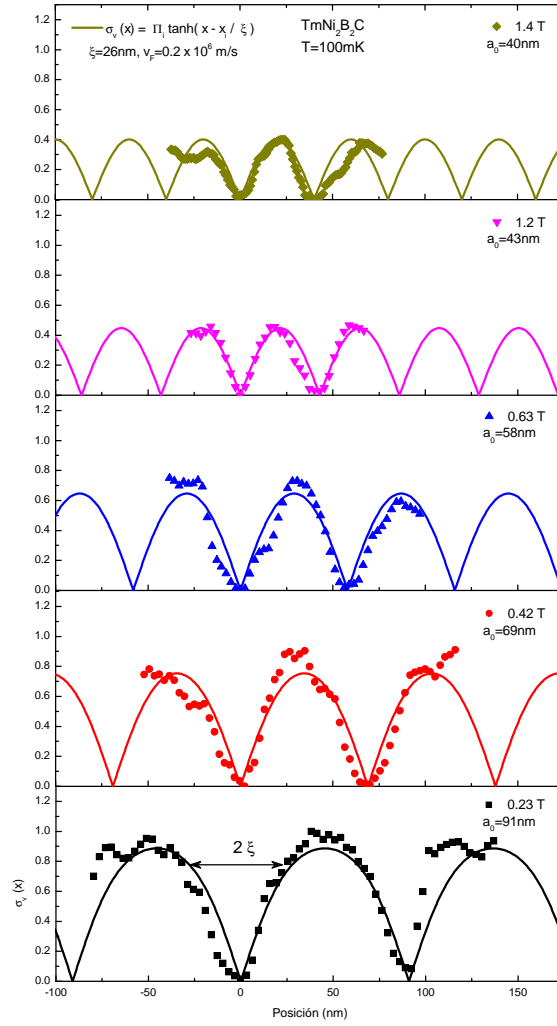


Figura 3.38: $\sigma_v(x)$ para un campo de 0.23 T , 0.42 T, 0.63 T, 1.2 T y 1.4 T a 100 mK. Para el ajuste se ha utilizado la expresión 3.20 con un $\xi = 26$ nm.

La longitud de coherencia ξ que obtenida del ajuste de $\sigma_v(x)$ es muy diferente a la longitud de coherencia que se obtiene de la pendiente del campo crítico superior cerca de T_C (ver tabla 3.3). A partir de esta, la velocidad de Fermi que se obtiene es $v_F = 0.08 \times 10^6$ m/s que concuerda con la velocidad de Fermi (v_{F1} , ver tabla 3.4) que se obtuvo para el $TmNi_2B_2C$ utilizando el modelo de la ref.[Brison04]. Esto indica que el tamaño de los vórtices viene determinado por las propiedades de tan sólo una parte de la superficie de Fermi, lo que confirma la importancia de

la estructura de la superficie de Fermi en la comprensión de las propiedades electrónicas de los vórtices en $TmNi_2B_2C$.

3.5. Conclusiones

Se ha estudiado por primera vez la red de vórtices en un superconductor magnético, $TmNi_2B_2C$, mediante espectroscopía túnel local. Cuando se aplican campos magnéticos perpendiculares al eje c , comprendidos entre 0.1 T y 1.4 T, la estructura de la red de Abrikosov es triangular.

Las propiedades electrónicas del núcleo de los vórtices en $TmNi_2B_2C$ son diferentes a lo encontrado hasta ahora. No se observa ningún pico en el nivel de Fermi, como en $NbSe_2$, ni una densidad de estados constante, como en MgB_2 , sino que se encuentra una pequeña reducción en la densidad de estados en el nivel de Fermi.

De la dependencia radial de la densidad de estados en el nivel de Fermi, tomando como origen el centro del vórtice, se obtiene un valor de la longitud de coherencia, que coincide con el obtenido del análisis del campo crítico B_{C2} .

El comportamiento de la densidad de estados en el nivel de Fermi entre los vórtices ($r = r_m$) con el campo, se explica únicamente con el efecto de solapamiento de los vórtices con el aumento de campo.

Capítulo 4

Espectroscopía túnel y red de vórtices en el $ErNi_2B_2C$

4.1. Introducción

El $ErNi_2B_2C$ presenta un diagrama de fases más rico que el $TmNi_2B_2C$, que comentaremos con detalle más adelante. El aspecto más remarcable es sin duda que la superconductividad coexiste con una fase ferromagnética débil que aparece a una temperatura, $T_{WFM} = 2.3$ K [Canfield96]. Así, se especuló con la posible aparición de vórtices espontáneamente, sin campo externo aplicado, a bajas temperaturas [Buzdin83, Varma97]. Algunos experimentos mostraron efectos curiosos relacionados con la coexistencia de la superconductividad y el magnetismo. Por ejemplo, se ha observado como la red de vórtices se inclina con respecto al campo magnético aplicado si este se aplica perpendicularmente a los momentos magnéticos [Yaron96]. También se ha medido un notable incremento de la corriente crítica por debajo de T_{WFM} [Gammel00]. Las medidas más recientes [Chia06, Budko06, Bluhm06], demuestran que, a campo cero, el magnetismo no parece inducir vórtices en este compuesto. Sin embargo, como veremos en este capítulo, las propiedades de la fase superconductora sí se modifican sustancialmente con respecto a lo esperado según la teoría BCS.

A diferencia del caso del $TmNi_2B_2C$, el $ErNi_2B_2C$ no había sido estudiado anteriormente en el LBTUAM. Además, el diagrama de fases, como se ha comentado, es bastante más complicado y había algunos puntos que no estaban claros. De hecho, si bien las fases magnéticas se habían estudiado por difracción de neutrones, con mucho detalle, el campo crítico no se había

medido con la precisión suficiente para verificar si la multitud de transiciones magnéticas que se encuentran bajo campo magnético están relacionadas con la superconductividad. Por ello, nos ha parecido oportuno realizar un trabajo previo de caracterización y estudio del diagrama de fases, usando siempre el STM como sonda experimental. Así, hemos obtenido medidas macroscópicas, como el campo crítico superior, B_{c2} , en todo el rango de temperatura y hemos podido construir el diagrama de fases B-T a partir de medidas de dilatación térmica. Encontramos que las transiciones magnéticas producen pequeñas anomalías en el campo crítico. Por otro lado, hemos realizado las primeras medidas de la densidad de estados electrónica en todo el rango de temperaturas, obteniendo una densidad de estados muy diferente a lo que se obtuvo en el $TmNi_2B_2C$. Finalmente, hemos observado la red de vórtices en el $ErNi_2B_2C$. Como más adelante explicaremos, en el $ErNi_2B_2C$ el contraste dentro y fuera de los vórtices es pequeño por lo que la detección de vórtices es particularmente delicada.

4.2. Características y propiedades superconductoras y magnéticas del $ErNi_2B_2C$

El $ErNi_2B_2C$ tiene una temperatura crítica de 11 K, muy parecida a la del $TmNi_2B_2C$ que es de 10.5 K. En cambio, las propiedades magnéticas de estos dos compuestos son muy diferentes. Como ya se ha explicado en el capítulo anterior, el $TmNi_2B_2C$ presenta una única transición antiferromagnética a 1.5 K. Experimentos de difracción de neutrones demuestran que el $ErNi_2B_2C$ atraviesa dos transiciones magnéticas por debajo de T_C . En este compuesto los momentos magnéticos de los iones Er^{3+} se ordenan antiferromagnéticamente (AF) a $T_{N1} = 6$ K en una onda de spin transversalmente polarizada de vector con onda incommensurable $Q_N = (0.55, 0, 0)$ en unidades de $(\frac{2\pi}{a})$ a lo largo del eje a , y con los espines paralelos al eje b (nótese que en el $TmNi_2B_2C$ los momentos magnéticos se encuentran en el eje c). En este superconductor hay, además una modulación sinusoidal en la amplitud del momento magnético con un vector de onda $Q = (0.05, 0, 0)$ (figura 4.1 (a)). Q_N corresponde al vector de nesting de la superficie de Fermi de la familia de los borocarburos de níquel (ver figura 1.10). El momento magnético de un ion Er^{3+} aislado es de $\mu = 7.8 \mu_B/Er$. Por debajo de T_{WFM} aparece otra transición magnética a un estado ferromagnético débil WFM, en el cual la modulación sinusoidal en la amplitud del momento magnético pasa a ser cuadrada como se observa en la figura 4.1 (b).

En la figura 4.2 se observa como uno de cada veinte momentos magnéticos de los iones de Er^{3+} contribuyen al orden ferromagnético formando capas FM perpendiculares al eje a con una periodicidad de $10a$ (~ 3.5 nm). Esta estructura de espín da lugar a un momento promedio de $\mu_{WFM} = 0.39 \mu_B/Er$ ($\mu_{WFM} = \frac{1}{20} 7.8 \mu_B/Er$), el cual concuerda con el obtenido de las medidas

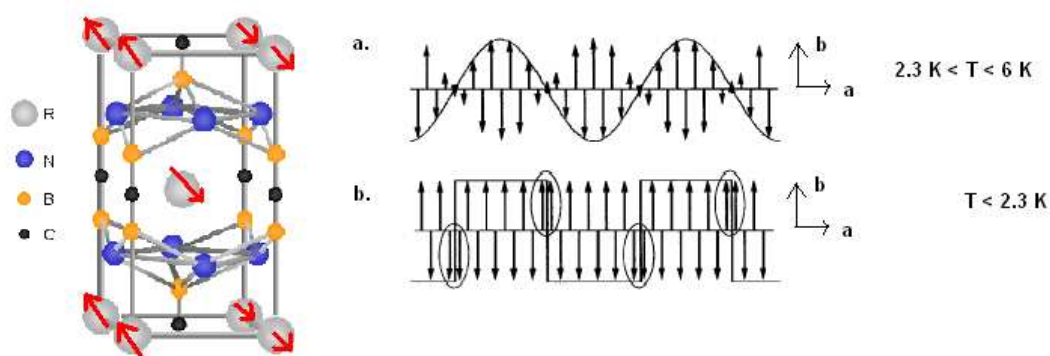


Figura 4.1: Estructura cristalina del $ErNi_2B_2C$ y la estructura de la densidad de onda del espín en las dos transiciones magnética [Choi01].

de magnetización $\mu_{WFM} = 0.35 \mu_B/Er$ [Canfield96]. Se estima que este orden magnético genera un campo interno $B_{int} \sim 4\pi M \simeq 0.05$ T, cercano al valor del campo crítico inferior B_{C1} y mucho menor que $B_{C2}(T = 0K) = 1.5$ T (ver tabla 4.1).

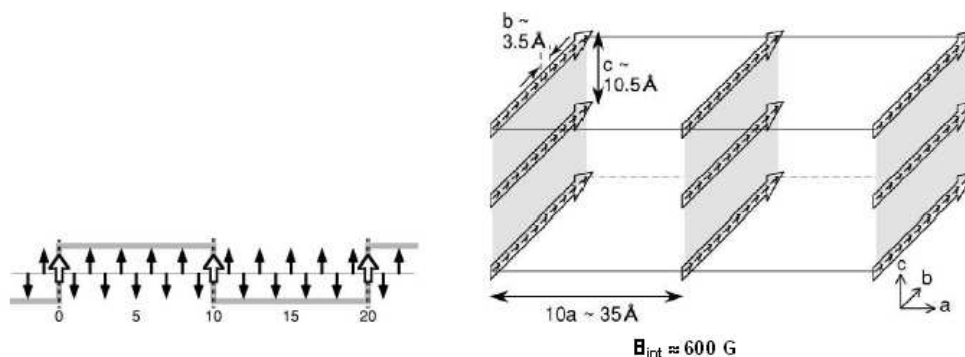


Figura 4.2: Estructura FM de los espines en la fase WFM [Kawano02].

Por otro lado, se ha estudiado el diagrama de fases bajo campo magnético del $ErNi_2B_2C$ a partir de medidas de magnetización en función del campo y de la temperatura [Budko00] y de medidas de difracción de neutrones cuando se aplica un campo magnético a lo largo de las

diferentes direcciones cristalográficas [Jensen04]. De estos estudios se obtuvieron toda una serie de estructuras magnéticas que aparecen entre 2 K y 6 K al variar el campo magnético hasta 8 T, en las que se observan cambios en el vector de modulación AF, pequeños, pero bien definidos, alrededor del vector de *nesting* ($Q_N = (0.55, 0, 0) \frac{2\pi}{a}$). También se han realizado medidas de expansión térmica, en las que se han podido identificar algunas de estas transiciones en el ordenamiento magnético [Doerr02]. En la figura 4.3, se representan los puntos en los que se observa una anomalía en la expansión térmica lineal o en la magnetostricción, correspondientes a transiciones de fase en la estructura magnética.

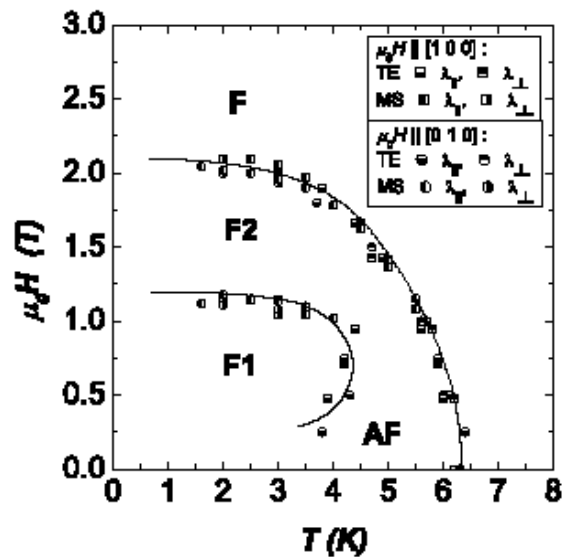


Figura 4.3: Diagrama de fases magnético del $ErNi_2B_2C$ para un campo aplicado perpendicular al eje c a partir de medidas de dilatometría capacitiva. Los símbolos denotan el tipo de medida (TE = Expansión térmica, MS = magnetostricción) y la dirección de medida en comparación con el campo aplicado [Doerr02].

A partir de medidas de resistividad y de magnetización se ha obtenido el campo crítico superconductor $B_{c2}(T)$ del $ErNi_2B_2C$ [Cho95] (fig.4.4). Las longitudes de coherencia y de penetración se han estimado usando estas medidas y el procedimiento descrito anteriormente (campo crítico cerca de la T_c a campo cero, y ecuaciones 3.16 y 3.17), siendo muy similares a las del

RNi_2B_2C	$\lambda(0)(nm)$	$\xi(0)(nm)$	$\kappa = \frac{\lambda}{\xi}$	$B_{C2}(0)(Tesla)$
$ErNi_2B_2C(a;c)$;116	15;13.1	;8.9	1.2;1.5

Cuadro 4.1: Características superconductoras del $ErNi_2B_2C$: longitud de penetración, λ [Cho95], longitud de coherencia, ξ [Cho95], parámetro de Ginzburg-Landau, κ , el campo crítico superior a temperatura nula correspondiente a la dirección perpendicular y paralela al eje c respectivamente, $B_{C2}(0)$ [Cho95].

$TmNi_2B_2C$ (tabla 4.1). En $ErNi_2B_2C$, se observa, al igual que en $TmNi_2B_2C$, que a campos altos o bajas temperaturas, $B_{c2}(T)$ es algo menor si el campo se aplica a lo largo del eje de fácil imanación (eje a en el $ErNi_2B_2C$, y c en $TmNi_2B_2C$). El campo crítico, al igual que la susceptibilidad magnética de la fase normal, es mucho más isótropo que el campo crítico del $TmNi_2B_2C$, y los valores que se encuentran a bajas temperaturas son relativamente bajos.

Se observan además alrededor de T_N unas anomalías pronunciadas, seguidas de pequeñas estructuras a más bajas temperaturas, que no quedan bien reflejadas en estas medidas. Por otro lado, las líneas discontinuas en la figura 4.4 muestran la dependencia de T_N obtenida por medidas de magnetización, de resistividad y de scattering de neutrones. Se observa que mientras que para $B \parallel c$, T_N es independiente del campo (ver línea discontinua azul figura 4.4) para $B \perp c$, T_N decrece con el campo llegando a ser de 2 K para un campo de 2 T (ver línea discontinua roja figura) [Canfield98].

4.3. Caracterización de la superficie del $ErNi_2B_2C$

Hemos caracterizado las superficies de las diferentes muestras de $ErNi_2B_2C$ utilizando el STM, obteniendo superficies irregulares similares a las encontradas para el $TmNi_2B_2C$. En las figuras 4.5 (a) y 4.5 (b) se muestran escalones con una altura que varían entre 1 nm y 10 nm aproximadamente. En la figura 4.5 (c) aparecen estructuras cuyo tamaño promedio es de 5 nm en altura y en diámetro como se han observado en el $TmNi_2B_2C$ y en el YNi_2B_2C [Sakata00].

También en el caso del $ErNi_2B_2C$, hemos conseguido encontrar zonas lo suficientemente planas en las que se han podido observar estructuras atómicas aunque no con el detalle que se ha encontrado en el $TmNi_2B_2C$. En la figura 4.6 presentamos imágenes de topografía, con sus respectivas transformadas de Fourier, con diferentes tamaños y voltajes entre punta y muestra. Al igual que el $TmNi_2B_2C$, la transformada de Fourier muestra puntos distribuidos con simetría

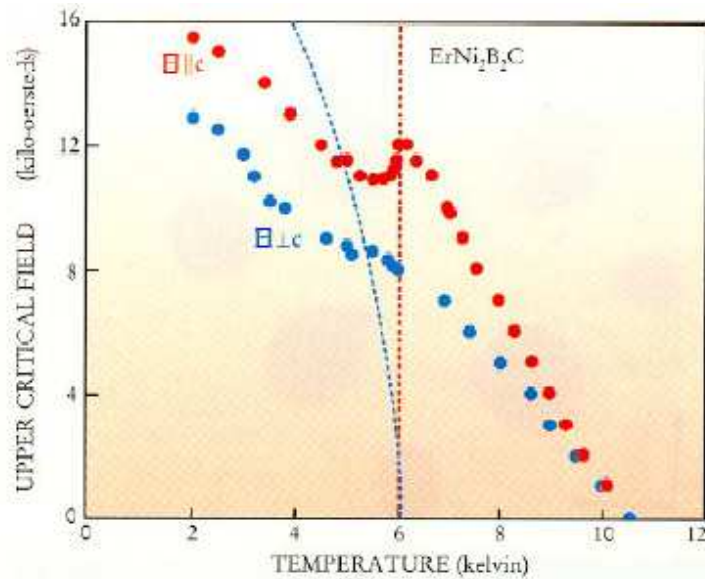


Figura 4.4: $B_{c2}(T)$ para el $ErNi_2B_2C$ cuando $B \parallel c$ (rojo) y $B \perp c$ (azul). Las líneas punteadas representan la evolución de T_N en función del campo magnético aplicado cuando $B \parallel c$ (rojo) y $B \perp c$ (azul) [Canfield98].

cuadrada y rectangular (ver figura 4.6), y vectores de modulación que se corresponden con distancias similares a las que encontramos en la celda unidad (figura 1.6). La corrugación de estas estructuras periódicas también es de aproximadamente de 0.03 nm.

4.4. Medidas macroscópicas en el $ErNi_2B_2C$

Se ha mencionado a lo largo de esta tesis que el STM a bajas temperaturas ha resultado ser un instrumento ideal para el análisis local de detalles finos del parámetro de orden superconductor. En este apartado mostraremos como con el STM se puede obtener información sobre

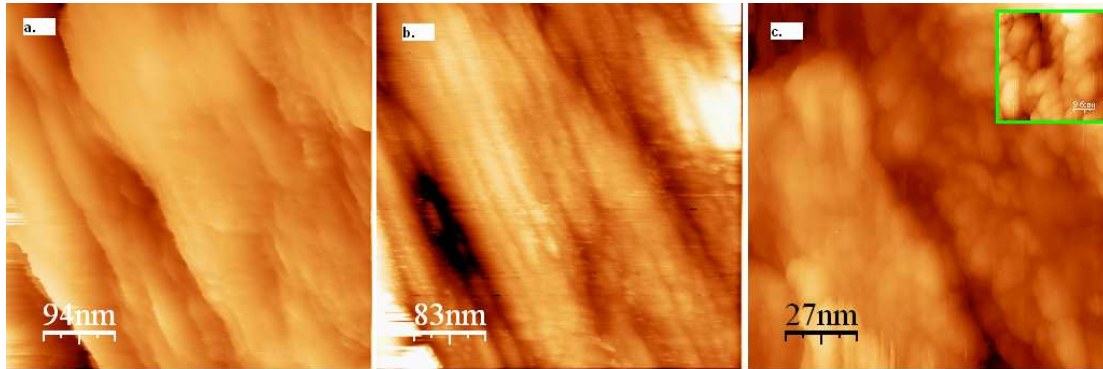


Figura 4.5: Imágenes de topografía del $ErNi_2B_2C$ con STM (a) $460 \times 460 \text{ nm}^2$ (b) $410 \times 410 \text{ nm}^2$ (c) $130 \times 130 \text{ nm}^2$. En el *inset* $45 \times 45 \text{ nm}^2$.

propiedades macroscópicas, tales como el campo crítico $B_{C2}(T)$ o la dilatación térmica. Los resultados presentados en este apartado han sido realizados con una muestra partida en el eje c , es decir, con el campo magnético aplicado en el plano ab de la estructura tetragonal de $ErNi_2B_2C$.

4.4.1. Diagrama de fases magnético B-T a partir de medidas de dilatación térmica

El método para medir la expansión térmica de una muestra utilizando un STM se desarrolló previamente en el LBTUAM, para el estudio de la transición antiferromagnética del $CeNiGe_3$ a $T_N \approx 5 \text{ K}$ [Rodrigo06] (ver figura 4.7). Se aprovecha la gran sensibilidad de la corriente túnel en función de la distancia entre los electrodos. La distancia punta-muestra se mantiene constante y se realiza un barrido en temperatura. Pequeños cambios de la longitud de la muestra dan lugar a cambios de la posición vertical de la punta. Registrando estos últimos cambios en función de la temperatura, podemos seguir los cambios de la longitud de la muestra debido a la expansión térmica. En una transición antiferromagnética, cerca de T_N , la expansión térmica a menudo muestra una clara anomalía, debido a fuertes cambios en la longitud de la muestra ocurridos en un pequeño intervalo de temperatura. Por lo tanto, este método parece adecuado para estudiar la evolución en función del campo magnético de una temperatura de transición AF con detalle. Es más complicado extraer información cuantitativa de la expansión térmica de la muestra ya que, en los cambios de longitud medidos por éste método, la expansión térmica de todo el sistema experimental (el STM) juega un papel importante, que es difícil de analizar previamente con detalle.

Hemos realizado medidas del coeficiente lineal de la expansión térmica $\alpha_{\perp c} = l^{-1} dl/dT$

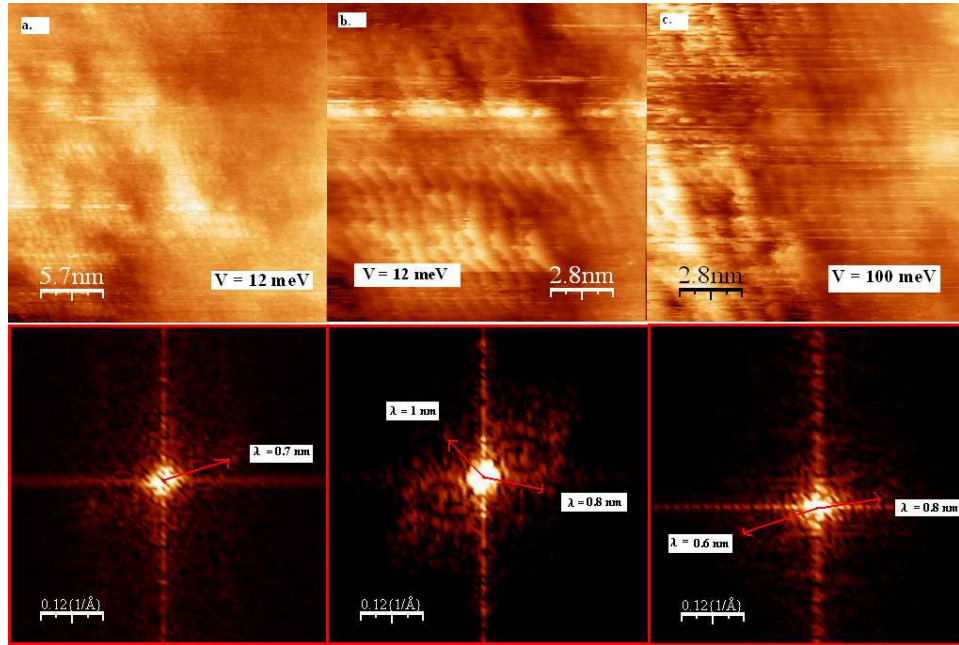


Figura 4.6: (a) Imagen de topografía del $ErNi_2B_2C$ $28 \times 28 \text{ nm}^2$ con un voltaje entre punta y muestra de 12 meV. (b) Imagen de topografía de $14 \times 14 \text{ nm}^2$ con $V = 12 \text{ meV}$. (c) Imagen de topografía de $14 \times 14 \text{ nm}^2$ con $V = 100 \text{ meV}$. Debajo de cada imagen de topografía se muestra su transformada de Fourier en unidades de $1/a$.

en el $ErNi_2B_2C$ a lo largo de una dirección perpendicular al eje c (en nuestro caso la longitud de la muestra era de $l = 0.9 \text{ mm}$), entre 2 y 10 K, y bajo campos magnéticos aplicados ($\perp c$) de hasta 1.1 T. Previamente comprobamos que el portamuestras no presenta cambios significativos en el intervalo de temperatura de interés, realizando medidas similares en una muestra de $TmNi_2B_2C$ ($T_N = 1.5 \text{ K}$). El *inset* de la figura 4.8, muestra el desplazamiento de la punta debido a la expansión térmica del $TmNi_2B_2C$ (línea) y del $ErNi_2B_2C$ (círculos). En el caso del $TmNi_2B_2C$, observamos como al calentar las variaciones de la longitud de las distintas partes del STM, produce un aumento aparente de la distancia punta-muestra. En cambio, al calentar

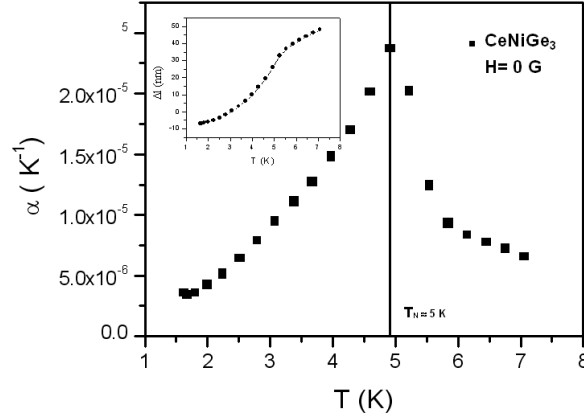


Figura 4.7: Curva de la expansión térmica obtenida alrededor de T_N para una muestra de $CeNiGe_3$. En el *inset*, se muestra el desplazamiento de la punta del STM debido a la expansión térmica de la muestra [Rodrigo06].

$ErNi_2B_2C$ (puntos abiertos), éste se empieza a expandir al acercarnos a la transición AF a 6 K, produciéndose un cambio brusco, que se identifica con cambios en el tamaño de la muestra, de aproximadamente 80 nm. A temperaturas más elevadas, se observa una contracción uniforme similar a la observada en $TmNi_2B_2C$. Señalemos también que hemos obtenido un coeficiente lineal de expansión térmica, $\alpha_{\perp c}$, justo en la temperatura de Néel, de aproximadamente de $1.5 \times 10^{-4} K^{-1}$, similar al encontrado por medidas realizadas en un dilatómetro convencional [Doerr02].

Como se observa en la figura 4.8, mientras que la transición a 6 K produce una clara anomalía en la expansión térmica, no hemos observado la transición correspondiente a la fase WFM a 2.3 K. Como se ha comentado en la introducción, en medidas de calor específico se observan dos anomalías correspondientes a las dos transiciones magnéticas (ver figura 1.7). Sin embargo, la anomalía en el calor específico debido a la transición WFM es muy pequeña en comparación con la anomalía de la transición AF [Budko06].

Al subir el campo magnético por encima de 0.27 T, aparece un nuevo pico en la curva de la expansión térmica. En la figura 4.9 mostramos una rampa de temperatura realizada a 0.46 T. Se encuentran dos picos, el primero alrededor de 6.3 K y el segundo alrededor de 2.6 K. En el *inset*, mostramos el desplazamiento de la punta debido a la expansión térmica (aproximadamente 160

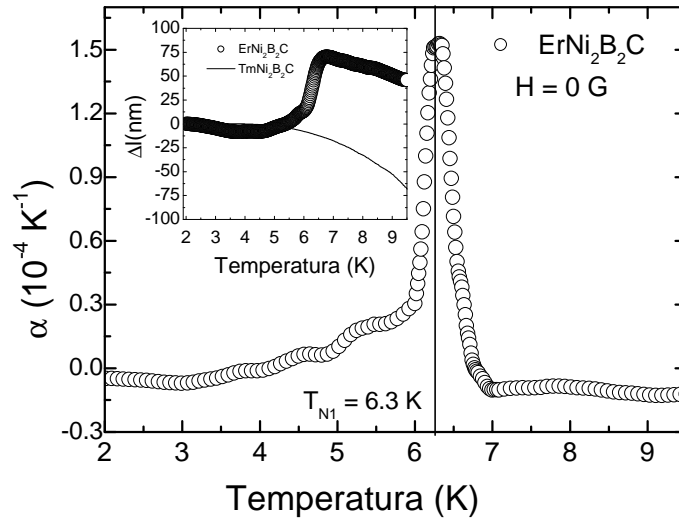


Figura 4.8: La forma λ de la curva de la expansión térmica obtenida alrededor de T_N para una muestra de $ErNi_2B_2C$ de longitud 0.9 mm. En el *inset*, se muestra el desplazamiento de la punta debido a la expansión térmica de las muestras de $ErNi_2B_2C$ y de $TmNi_2B_2C$.

nm).

En la figura 4.10 mostramos el diagrama de fase magnético B-T. Las flechas muestran los picos de $\alpha_{\perp c}$ que hemos observado en las figuras 4.8 y 4.9. La transición antiferromagnética ($T_N = 6K$) disminuye ligeramente a medida que aumenta el campo magnético. Hemos obtenido una $T_N = 5.65$ K para un campo de 1.1 T coincidiendo con lo obtenido por difracción de neutrones [Jensen04]. Los resultados se comparan bien con los expuestos anteriormente (Ref.[Doerr02] y fig.4.3) que se obtuvieron a partir de medidas de dilatometría capacitiva, pero observamos que con nuestro método obtenemos algunas transiciones entre 2.5 K $< T < 3.5$ K y 0.5 T $< B < 0.2$ T que no habían sido detectadas anteriormente.

4.4.2. Campo crítico superior utilizando un STM

Una vez construido el diagrama de fases magnético B-T utilizando el STM, obtuvimos $B_{C2}^{\perp c}(T)$ a partir de medidas de espectroscopía túnel entre 100 mK y 11 K.

En la figura 4.11 mostramos $B_{C2}^{\perp c}(T)$ a partir de medidas de conductancia túnel. Cada punto

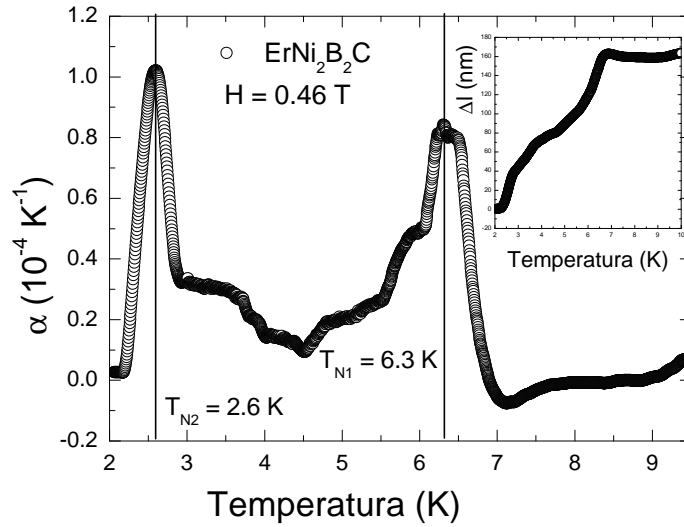


Figura 4.9: Bajo un campo de 0.46 T se obtienen dos picos correspondientes a dos transiciones magnéticas. En el *inset*, se muestra el desplazamiento de la punta debido a la expansión térmica de la muestra.

que obtenemos en la curva $B_{C2}^{\perp c}(T)$, corresponde al campo o la temperatura donde desaparece el gap superconductor en las curvas de conductancia. Realizamos varios barridos en campo magnético y en temperatura, buscando siempre las zonas en las que se observen las propiedades superconductoras más pronunciadas. Los resultados están de acuerdo con los datos tomados anteriormente por resistividad y magnetización [Canfield96, Canfield98, Budko00], aunque el barrido en temperatura es mucho más completo. Así, observamos que, cerca de T_c a campo cero, se encuentra una variación suave de B_{c2} con T , pero a más bajas temperaturas y campos magnéticos más altos, se observan toda una serie de pequeñas estructuras (aproximadamente a 6 K, 4 K, 3 K y 2 K). La estructura a 6 K es la más pronunciada, y el campo crítico se vuelve perfectamente plano, hasta tal punto que resulta imposible medir B_{c2} realizando rampas de temperatura entre 5 y 6 K, teniendo que tomar curvas de conductancia túnel en función del campo magnético. Algo similar ocurre entre 1.5 K y 2 K.

Cuando representamos en una misma gráfica (fig.4.12) las medidas de $B_{C2}^{\perp c}$ (puntos negros), del diagrama de fases por expansión térmica (puntos rojos), y las diferentes regiones en el diagrama de fases magnético en las que se observan cambios en el vector de modulación magnético

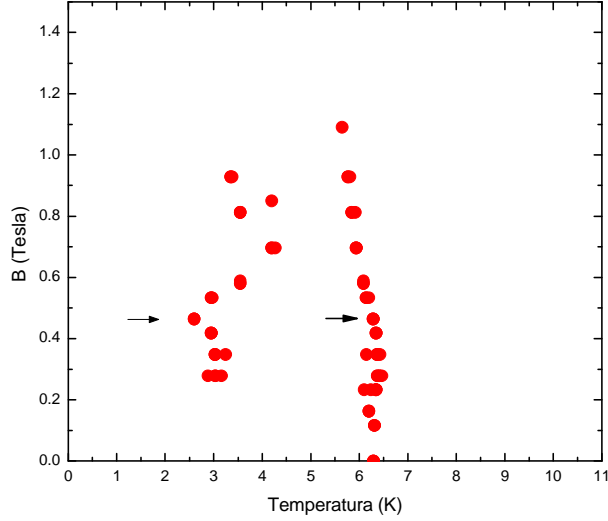


Figura 4.10: Diagrama de fases B-T obtenido por un STM sirviéndonos de la expansión térmica que sufre la muestra al atravesar una transición magnética. Las flechas muestran los picos de $\alpha_{\perp c}$ que hemos observado en las figuras 4.8 y 4.9

(obtenidas por difracción de neutrones [Jensen04]), observamos que la estructura a 6K de $B_{C2}^{\perp c}$ coincide con T_N , y la estructura a 4 K coincide con un punto tricrítico en el diagrama de fases magnético. Notemos que estas medidas están realizadas en una misma muestra, lo que facilita enormemente la comparación. Por otro lado, podemos también representar (regiones rayadas), las diferentes fases magnéticas encontradas por difracción de neutrones [Jensen04]. Se encuentra un acuerdo perfecto entre las líneas de transición observadas en esta tesis con las medidas por difracción de neutrones. Esto nos permite identificar las diferentes estructuras magnéticas, que se encuentran en cada fase. Vemos que se trata de pequeños cambios en el vector de modulación AF, que varía entre $Q = (0.57,0,0)$ (azul), $Q = (0.55-0.56,0,0)$ (roja), $Q = (0.58,0,0)$ (azul cyan) y $Q = (0.59,0,0)$ (verde). En la figura 4.12 hemos rayado una región verde claro que no ha sido identificada por medidas de difracción de neutrones.

Evidentemente, con todas estas pequeñas estructuras en $B_{c2}(T)$ parece inútil realizar un aná-

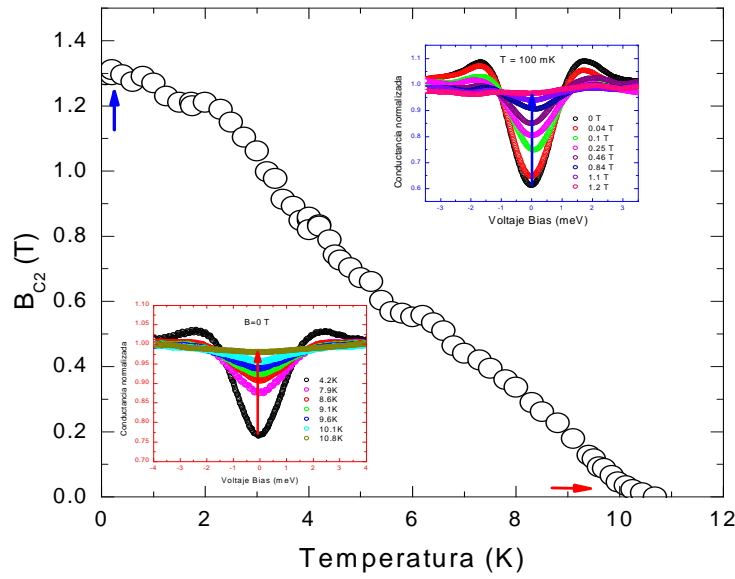


Figura 4.11: $B_{C2}^{\perp c}$ en función de la temperatura obtenido a partir de medidas de conductancia túnel local. En los insets se representan curvas de conductancia para dos puntos de la curva de $B_{C2}^{\perp c}$ una haciendo un barrido en temperatura y otra haciendo un barrido en campo hasta que desaparece el gap superconductor.

lisis del campo crítico similar al que se ha descrito en $\text{TmNi}_2\text{B}_2\text{C}$ en el apartado 3.3.2. (fig.3.5). Usando los datos a altas temperaturas, sin embargo, sí podemos confirmar las estimaciones de la longitud de coherencia encontradas en medidas anteriores de resistividad (fig.4.4 y tabla 4.1). Sin embargo, conviene añadir que los valores de la longitud de coherencia encontrados usando la pendiente del campo crítico cerca de T_c a campo cero (ecuaciones 3.16 y 3.17), pueden subir fácilmente hasta alrededor de 30 - 40 nm, si usamos nuestros datos, dado que $B_{c2}(T)$ presenta una curvatura positiva pronunciada, muy similar a la encontrada en $\text{TmNi}_2\text{B}_2\text{C}$, que dificulta la determinación de dicha pendiente.

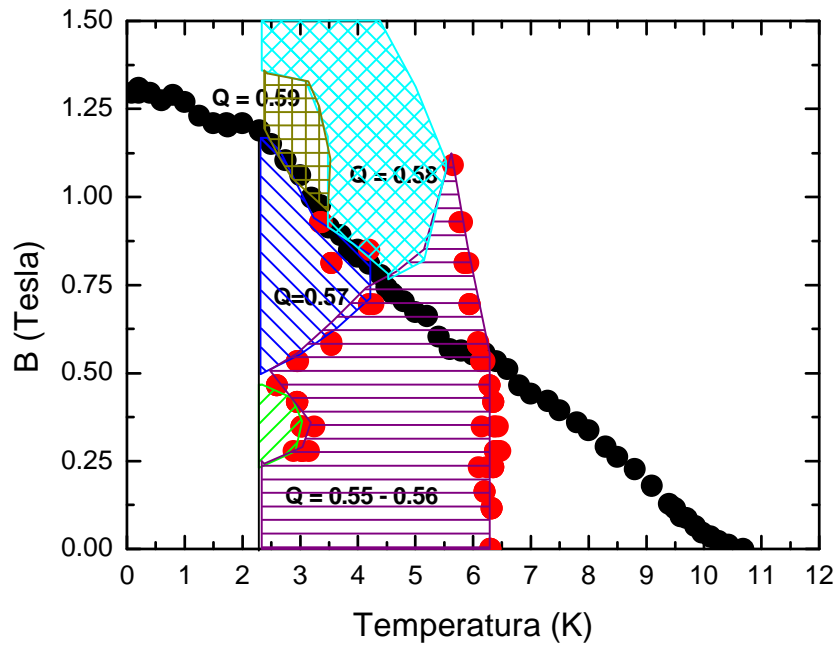


Figura 4.12: Los puntos negros representan B_{C2} y los puntos rojos representan el diagrama de fases magnético del $ErNi_2B_2C$ obtenidos con STM. Las zonas rayadas representan las distintas fases magnéticas.

4.5. Medidas microscópicas en el $ErNi_2B_2C$

4.5.1. Medidas microscópicas a campo cero en el $ErNi_2B_2C$: Densidad de estados superconductor

En el $ErNi_2B_2C$, la densidad de estados superconductor presenta una propiedad interesante, que está ausente en el resto de los compuesto de los borocarburos de níquel medidos por STM. En la figura 4.13 hemos seleccionado algunas curvas de conductancia obtenidas en diferentes puntos de la superficie de $ErNi_2B_2C$ para una temperatura de 150 mK. Encontramos una conductancia alrededor del nivel de Fermi, que se corresponde a la mitad del valor de la conductancia a voltajes altos. Hemos realizado esta medida en un gran número de monocristales diferentes (hasta catorce), partidos en ambiente criogénico, obteniendo siempre el mismo resultado, un índice de excitaciones en el nivel de Fermi superior al 50 %.

En las figuras 4.14 y 4.15 mostramos imágenes de topografía junto con sus imágenes de espectroscopía en unas regiones de $400 \times 400 \text{ nm}^2$ y $430 \times 430 \text{ nm}^2$ respectivamente. Las curvas de conductancia tienen la misma forma en toda la superficie de la muestra, con una variación en el nivel de Fermi de aproximadamente del 20 %, que se recoge también en la figura 4.13 y que no parece estar correlacionada con la topografía.

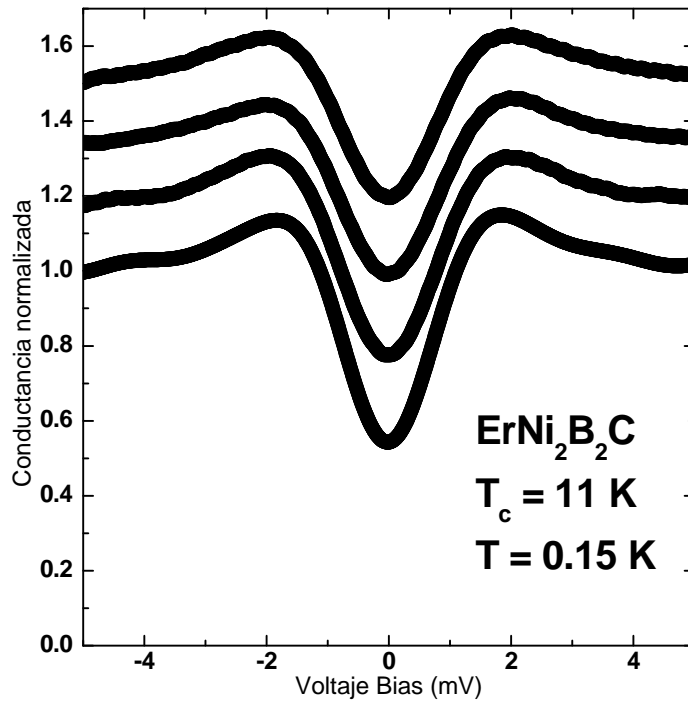


Figura 4.13: Curvas de conductancia normalizada en diferentes puntos de la superficie de $ErNi_2B_2C$ a 150 mK. Nótese la enorme diferencia con respecto a lo obtenido en $TmNi_2B_2C$. Claramente, la densidad de estados local en $ErNi_2B_2C$ no sigue lo esperado según la teoría BCS. Este resultado ha sido observado en catorce muestras monocristalinas partidas en frío.

Como se ha explicado en el apartado 2.3.1, la conductancia túnel N-S es proporcional a la convolución de la densidad de estados del superconductor y la derivada de la función de distribución de Fermi con respecto al voltaje (ver ecuación 2.4). Por lo tanto, la conductancia túnel a 150 mK (figura 4.13) es una medida directa de la densidad de estados local $N_{loc}(E)$. Su forma depende de las propiedades superconductoras de la superficie y de su estructura electrónica. En $ErNi_2B_2C$, obtenemos una gran cantidad de excitaciones en el nivel de Fermi, que demuestra que el gap superconductor se anula para una parte importante de los electrones que contribuyen a la corriente túnel. Por otro lado, obtenemos también una densidad de estados en forma de "V" con un pico de cuasipartículas bien definido. Esto demuestra que, dichas excitaciones "sin gap" coexisten en la superficie con excitaciones con un gap superconductor. La forma de la curva en

”V” indica que para éstas últimas excitaciones no se encuentra un solo gap superconductor, si no una distribución gaps, que produce una densidad de estados que aumenta de forma continua hasta el pico de cuasipartículas. Este pico daría el valor máximo de la distribución de valores del gap superconductor, y se sitúa a $\Delta = 1.8$ meV (figura 4.13). Este valor es similar, aunque ligeramente mayor, al gap esperado por la teoría BCS con un valor de 1.65 meV ($\Delta_0 = 1.73 k_B T_C$), y al valor encontrado en el $TmNi_2B_2C$ (1.45 meV) [Suderow01].

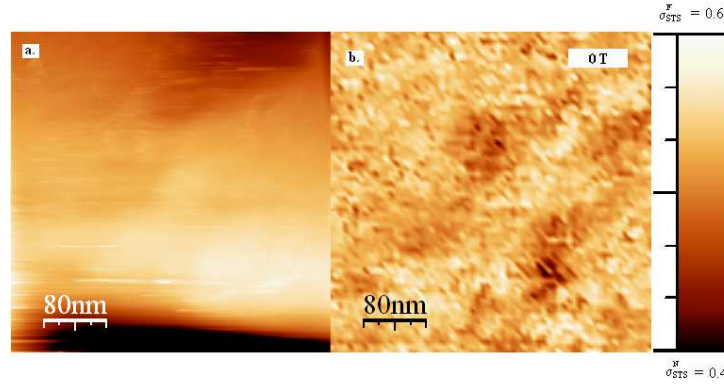


Figura 4.14: (a) Imagen topográfica del $ErNi_2B_2C$ de $400 \times 400 \text{ nm}^2$. (b) Imagen de espectroscopía del $ErNi_2B_2C$ a 2 K con campo cero. Todas las imágenes de espectroscopía que presentaremos a continuación muestran la variación de la diferencia de la conductancia en el pico de cuasipartículas, $V_1 = 1.8$ meV, con la conductancia en el nivel de Fermi, $V_0 = 0$ meV.

Hemos seguido las curvas de conductancia en función de la temperatura en distintas muestras y en diferentes posiciones. Los cambios de las curvas de conductancia túnel cuando incrementamos la temperatura se muestran en la figura 4.16 (a). En la figura 4.16 (b) se muestra la densidad de estados en función de la temperatura, obtenida deconvolucionando la integral de la conductancia túnel (ecuación 2.4), ya que la derivada de la función de Fermi para una temperatura dada es bien conocida. Como se observa en la figura 4.16 (b), la densidad de estados local no presenta cambios espectaculares al pasar por las diferentes transiciones magnéticas, y mantiene su forma hasta $T_c = 11$ K. Al representar la posición del pico de cuasipartículas de la densidad de estados en función de la temperatura (figura 4.17), observamos que sigue lo que predice la teoría BCS para el gap superconductor (línea en figura 4.17).

Notemos que no se observa ninguna anomalía en Δ en las transiciones magnéticas a $T_{WFM} = 2.3$ K y $T_N = 6$ K (figura 4.17). Algunos estudios teóricos predicen la aparición de pequeñas anomalías en el gap superconductor en T_N en superconductores antiferromagnéticos [Nass81].

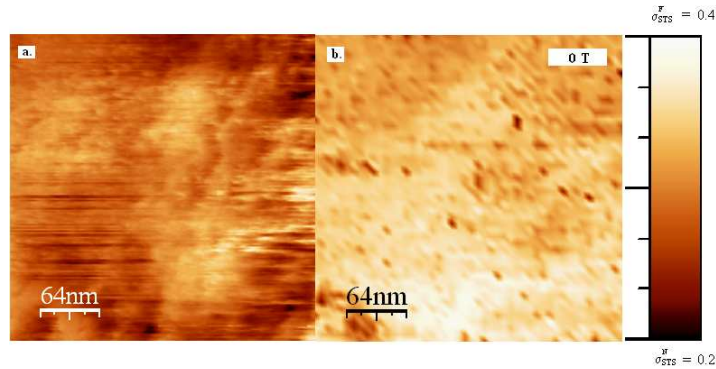


Figura 4.15: (a) Imagen topográfica del $ErNi_2B_2C$ de $430 \times 430 \text{ nm}^2$. (b) Imagen de espectroscopía del $ErNi_2B_2C$ a 2 K con campo cero.

En nuestras medidas no hemos obtenido ningún resultado que indique la presencia de estas anomalías. Tampoco se han observado en otras medidas sensibles al gap superconductor en el $ErNi_2B_2C$, como la longitud de penetración [Chia05], ni en el caso del $TmNi_2B_2C$ a $T_N = 1.5K$.

Nuestras medidas en $ErNi_2B_2C$ muestran que la densidad de estados electrónica en la fase superconductor es realmente anómala, completamente diferente a la encontrada en $TmNi_2B_2C$, con muchas excitaciones en el nivel de Fermi y una distribución de valores del gap superconductor que dan lugar a una densidad de estados en forma de "V" que se mantiene en todo el rango de temperaturas. Se obtiene un resultado similar al esperado para una superconductividad deprimida por el efecto de un campo magnético fuerte. Sin embargo, la temperatura crítica es prácticamente igual a la del $TmNi_2B_2C$, por lo que esta depresión de las propiedades superconductoras sólo afecta a la densidad de estados superconductor, y no a T_c . Se podría buscar el origen de este efecto en el pequeño campo magnético presente en la fase WFM (de aproximadamente 0.05 T). Pero este campo no es suficiente para explicar una densidad de estados tan anómala, y, además, tan solo se encuentra por debajo de T_{WFM} , mientras que la densidad de estados en $ErNi_2B_2C$ mantiene su forma en todo el rango de temperaturas.

De todas formas, el origen de un comportamiento tan diferente a lo encontrado en otros compuestos de la serie, sobre todo el $TmNi_2B_2C$, hay que buscarlo en el magnetismo, ya que es el único punto que diferencia significativamente al $ErNi_2B_2C$. Aunque las transiciones magnéticas no influyen directamente en la densidad de estados, el momento magnético del ion de Er^{3+} aislado es tres veces mayor que el del ion de Tm^{3+} . Quizá esto podría producir una destrucción selectiva de las propiedades superconductoras en algunas partes de la superficie de Fermi. Sin embargo, no tenemos por el momento ningún apoyo de cálculos teóricos a esta afirmación.

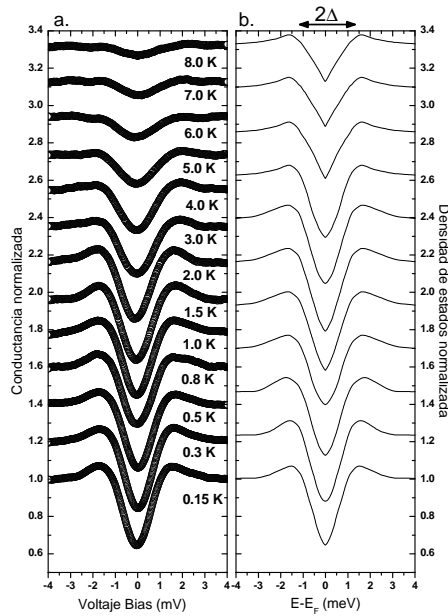


Figura 4.16: (a) Curvas de conductancia túnel haciendo un barrido en temperatura. (b) Densidad de estados obtenida de la deconvolución con la temperatura de la conductancia túnel. La forma de la densidad de estados se mantiene en todo el rango de temperaturas, sin mostrar cambios importantes en las transiciones magnéticas ($T_N = 6$ K y $T_{WFM} = 2.3$ K). Δ se obtiene como muestra la flecha.

Por otro lado, hay que señalar que en medidas realizadas con el STM, no hay ninguna forma de excluir completamente efectos relacionados con el magnetismo de superficie, que está muy poco estudiado en compuestos con una gran integral de intercambio, como el $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Por ejemplo, si una pequeña capa superficial resulta ser ferromagnética a una temperatura del orden de T_C o mayor, podría crear un campo magnético notable, que afecte a las propiedades superconductoras de la superficie. Otro efecto interesante sería el producido por una capa superficial en la cual el orden magnético del volumen estaría perturbado por defectos a escala atómica. Esto crearía una elevada densidad de estados superconductoras en el nivel de Fermi debido al *scattering* magnético cerca de la superficie, es decir, procesos de scattering en los que el espín electrónico cambia de orientación. Recientemente, se ha considerado esta posibilidad con más detalle [Gusacova06]. Estos autores usan expresiones desarrolladas para calcular la densidad de estados en capas superconductoras - ferromagnéticas, basadas en las ecuaciones cuasi-clásicas

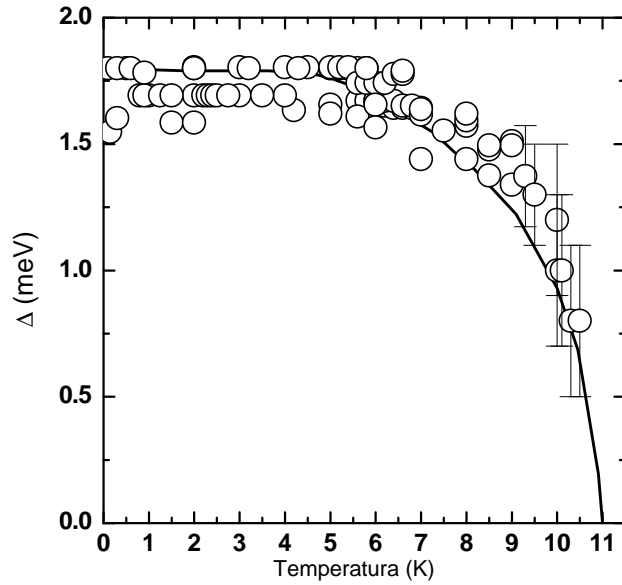


Figura 4.17: Representamos la posición en energía del pico de las cuasipartículas de la densidad de estados Δ en función de la temperatura. La línea representa la variación del gap de energía superconductor en función de la temperatura en la teoría BCS.

de Usadel que tienen en cuenta la superconductividad deprimida debido al efecto de proximidad del metal ferromagnético. Para simular el caso del $ErNi_2B_2C$, se sustituye la presencia de una capa ferromagnética por una capa en la que no hay ferromagnetismo, pero sí scattering magnético, ausente en el volumen. Se asume que la dirección del campo de canje es paralela a la superficie (en nuestro caso, esto coincide con el eje de fácil imanación), y se consideran procesos de scattering en los que se cambia el espín en las direcciones paralelas y perpendiculares a dicho campo. Como parámetros del modelo se usan el espesor de la capa con desorden magnético, d_f , y la constante de scattering magnético, α , siendo inversamente proporcional a τ , el tiempo de relajación correspondiente a este tipo de scattering. Dentro de este formalismo, la diferencia entre el $TmNi_2B_2C$ y el $ErNi_2B_2C$ estaría relacionada con la importante diferencia de sus temperaturas de Néel (6 K y 1.5 K, respectivamente). La más baja T_N conduciría a un scattering magnético mucho menor en el $TmNi_2B_2C$. En la figura 4.18 se muestra un ajuste teórico de la densidad de estados del $ErNi_2B_2C$, con $\alpha = 0.95$, y del $TmNi_2B_2C$, con $\alpha = 0$ [Gusacova06]. A partir del valor de la constante de scattering magnético, α , encontrada en este ajuste, se puede estimar el

tiempo de relajación correspondiente a este tipo de scattering, y se encuentra $\tau \approx 1 \times 10^{-10}$ s, lo que se corresponde con un libre recorrido medio para el scattering de espín de $\ell_{spin} \approx 10 \mu\text{m}$, estimado usando un valor para la velocidad de Fermi del mismo orden que los encontrados en $TmNi_2B_2C$ ($v_F \approx 0.1 \cdot 10^6$ m/s). Este libre recorrido medio es tres ordenes de magnitud mayor que el libre recorrido medio estimado usando la resistividad residual en el $TmNi_2B_2C$ ($\ell \approx 26$ nm). Evidentemente, la resistividad residual en el $ErNi_2B_2C$ es del mismo orden, por lo que la diferencia entre ℓ_{spin} y ℓ sólo puede ser debida a que el scattering no-magnético, es decir, por defectos o impurezas que no cambian la dirección del espín electrónico, predomina. Así, según estas estimaciones, la cantidad de defectos que producen scattering magnético necesarios para producir una densidad de estados tan anómala es realmente pequeña.

Evidentemente, medidas sensibles a la densidad de estados superconductoras en el volumen serían útiles para confirmar la validez de esta propuesta. De confirmarse, el $ErNi_2B_2C$ sería un caso diferente entre los superconductores estudiados hasta ahora con el STM, ya que, hasta ahora, siempre se ha encontrado una densidad de estados electrónica en la superficie que coincide con la del volumen. En efecto, todas las medidas de espectroscopía túnel realizadas en superconductores de longitudes de coherencia del orden de 10 nm ó mayores han dado resultados que están dominados por las propiedades de volumen [Suderow01, Martinez03b, Suderow04, Rodrigo04, Hess90, Rubio01, Sakata00, Eskildsen02, deWilde97].

4.5.2. Medidas microscópicas bajo campo en el $ErNi_2B_2C$: red de vórtices

La búsqueda de vórtices en el $ErNi_2B_2C$ ha sido difícil debido a que la diferencia entre la densidad de estados dentro y fuera del vórtice es mucho más pequeña que en $TmNi_2B_2C$.

Hemos observado a menudo estructuras de la densidad de estados en la superficie que dependen claramente del campo magnético y que se corresponden con la presencia de vórtices. Para asegurarnos de esto, hemos realizado numerosas imágenes primero bajo campo magnético, y después a campo cero (sin haber calentado por encima de T_c , en este último caso) en la misma zona. En la figura 4.19 se muestra la topografía de $800 \times 800 \text{ nm}^2$ a 2 K junto con las imágenes de espectroscopía con un campo de 0.23 T y 0 T. En la figura 4.19 (b) se observa claramente un hexágono, que desaparece (figura 4.19 (c)) al quitar el campo.

En la figura 4.20 (a) se muestra una imagen de topografía de $680 \times 680 \text{ nm}^2$ a 2 K. En la imagen de espectroscopía bajo un campo de 0.23 T (figura 4.20 (b)) vuelven aparecer numerosos vórtices. Realizando la transformada de Fourier en esta imagen (inset figura 4.20 (b)), se observa claramente que estas estructuras presentan claramente una simetría hexagonal. En la figura 4.20 (c) se muestra la espectroscopía de la misma zona al disminuir el campo a cero. Curiosamente, la imagen presenta zonas de gap más deprimido, también con simetría triangular. Estas estruc-

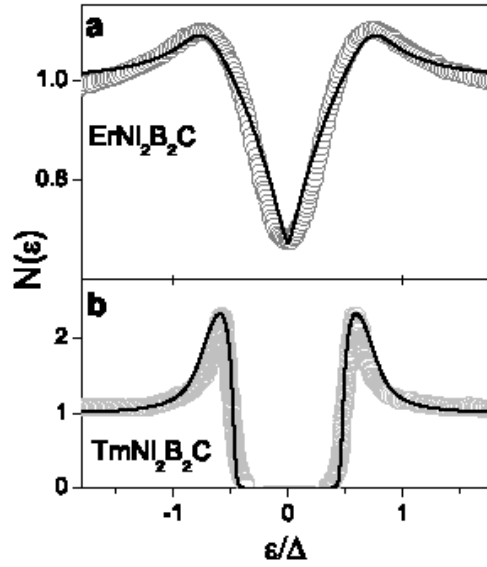


Figura 4.18: (a) Los círculos abiertos corresponden a los datos experimentales de la densidad de estados del $ErNi_2B_2C$ [Crespo06a]. La línea corresponde al ajuste teórico utilizando el modelo descrito en el texto. (b) Los círculos abiertos corresponden a los datos experimentales de la densidad de estados del $TmNi_2B_2C$ [Suderow01]. La línea corresponde al ajuste teórico utilizando el modelo descrito en el texto [Gusacova06].

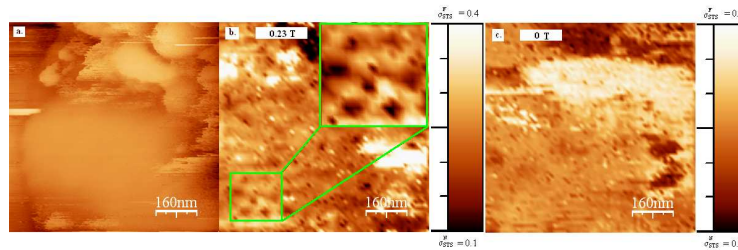


Figura 4.19: (a) Imagen topográfica del $ErNi_2B_2C$ de $800 \times 800 \text{ nm}^2$. (b) Imagen de espectroscopía del $ErNi_2B_2C$ a 2 K con un campo de 0.23 T. En el *inset* se muestra ampliado un recuadro de la imagen, en el que se observa un hexágono. (c) Imagen de espectroscopía a campo cero.

turas pueden ser asociadas con vórtices que han permanecido anclados al disminuir el campo magnético en la fase superconductora.

Dada la dificultad del experimento, nos parece oportuno presentar aquí algunas de las imáge-

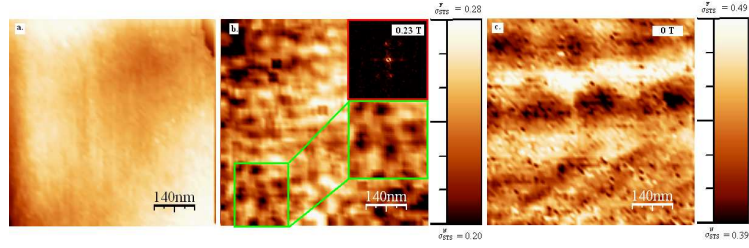


Figura 4.20: (a) Imagen topográfica del $ErNi_2B_2C$ de $680 \times 680 \text{ nm}^2$. (b) Imagen de espectroscopía del $ErNi_2B_2C$ a 2 K con un campo de 0.23 T. En los *insets* se muestran la transformada de Fourier de la imagen de espectroscopía y una ampliación de un hexágono de la red de vórtices. (c) Imagen de espectroscopía a campo cero.

nes de topografía junto con sus imágenes de espectroscopía para diferentes campos magnéticos aplicados. Las figuras 4.21 y 4.22 representan imágenes tomadas a 2 K, a campos de 0.11 T y 0.16 T respectivamente, y las figuras 4.23 y 4.24 a 100 mK, a campos de 0.19 T y 0.21 T respectivamente. Nótese que en el $ErNi_2B_2C$ los vórtices se observan mejor para campos pequeños de aproximadamente de 0.1 T, aunque el contraste que proporciona la conductancia local para observar la red de vórtices es, en el mejor de los casos, de aproximadamente el 10 %.

A partir de todas estas imágenes, podemos calcular la dependencia en función del campo magnético de la distancia entre vórtices. En la figura 4.25 representamos la distancia entre vórtices encontrada en $ErNi_2B_2C$ y en $TmNi_2B_2C$ en función de campo magnético aplicado, cuando $B \perp c$. Claramente, observamos que la distancia entre vórtices es bastante menor en el caso del $ErNi_2B_2C$. Esto se puede explicar por la presencia de un campo magnético interno B_{int} , mayor que el aplicado B_{appl} , con lo que distancia entre vórtices en el $ErNi_2B_2C$ se escribe:

$$a_0 = \sqrt{\frac{\Phi_0}{B_{int}}} \quad (4.1)$$

Usando esta expresión, a partir de la dependencia de a_0 en función de B_{apl} , podemos obtener fácilmente $B_{int}(B_{apl})$ (figura 4.26). De esta figura podemos extraer algunas conclusiones interesantes.

Primero, si extrapolamos los datos experimentales de B_{int} a campo aplicado cero, encontramos un campo magnético interno a campo cero muy pequeño, en todo caso del orden de $B_{c1} \approx 0.05 \text{ T}$ o aún más pequeño. Como se ha comentado en la introducción, se han realizado algunos trabajos teóricos en los que se propone que en $ErNi_2B_2C$, se podrían reunir las condiciones para observar la aparición de vórtices a campo cero [Buzdin83, Varma97, Ng97, Radzihovsky01].

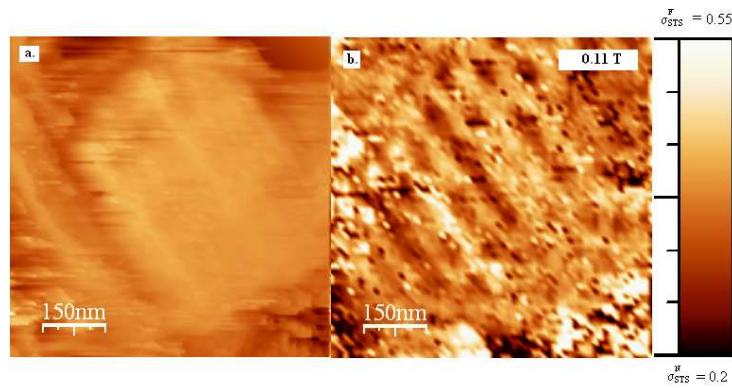


Figura 4.21: (a) Imagen topográfica del $ErNi_2B_2C$ de $760 \times 760 \text{ nm}^2$. (b) Imagen de espectroscopía del $ErNi_2B_2C$ a 2 K con un campo de 0.11 T.

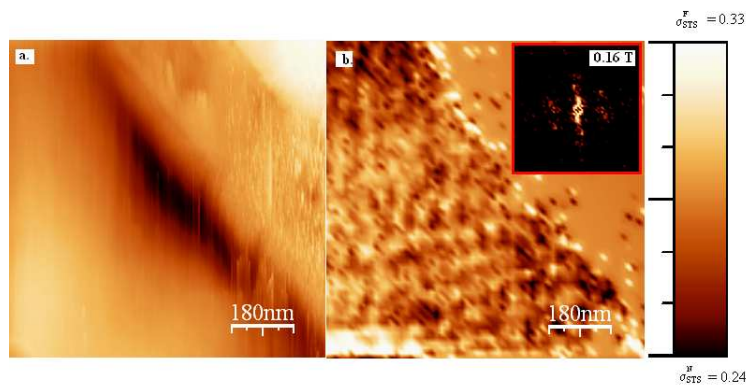


Figura 4.22: (a) Imagen topográfica del $ErNi_2B_2C$ de $880 \times 880 \text{ nm}^2$. (b) Imagen de espectroscopía del $ErNi_2B_2C$ a 2 K con un campo de 0.16 T. En el *inset* se muestra la transformada de Fourier de la imagen de espectroscopía.

Aunque hay múltiples evidencias de que este superconductor, a campo cero, se comporta de forma muy peculiar, ningún experimento demuestra claramente la presencia de vórtices en estas condiciones [Budko06, Bluhm06]. En nuestras medidas, no hemos observado tampoco ninguna evidencia que indique la presencia de vórtices a campo cero (es decir, enfriando desde $T > T_c$ a campo cero). Se podría argumentar, sin embargo, que los vórtices podrían aparecer a distancias

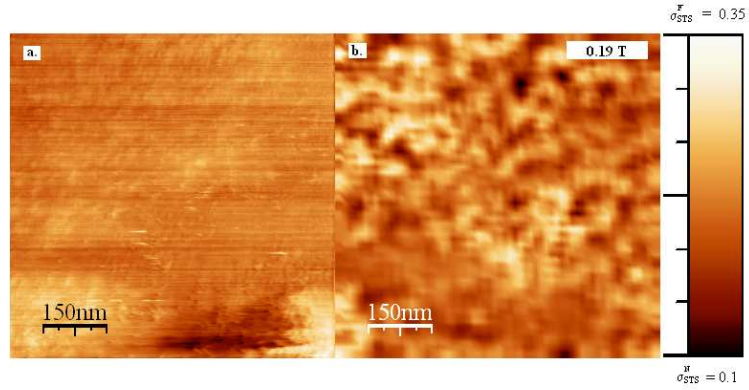


Figura 4.23: (a) Imagen topográfica del $ErNi_2B_2C$ de $725 \times 725 \text{ nm}^2$. (b) Imagen de espectroscopía del $ErNi_2B_2C$ a 100 mK con un campo de 0.19 T.

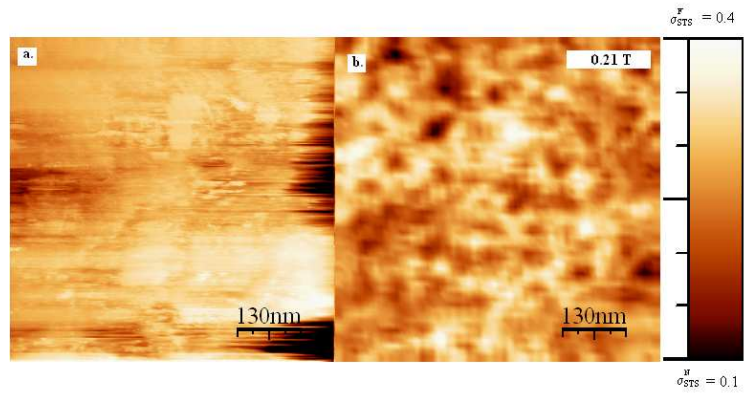


Figura 4.24: (a) Imagen topográfica del $ErNi_2B_2C$ de $670 \times 670 \text{ nm}^2$. (b) Imagen de espectroscopía del $ErNi_2B_2C$ a 100 mK con un campo de 0.21 T.

mucho mayores que las que podemos sondear con el STM. Sin embargo, usando la distancia entre vórtices hemos medido el campo magnético interno de forma directa y cuantitativa por primera vez (fig.4.26). Nuestros resultados confirman estimaciones anteriores de que el campo magnético interno a campo aplicado cero es realmente muy bajo [Canfield96, Yaron96], y, si llegara a producir vórtices en la muestra, éstos serían muy escasos y difíciles de detectar.

En segundo lugar, los datos experimentales parecen indicar que el campo interno aumenta con el campo aplicado. Es decir, que los datos se ajustan bien a una expresión similar a la mencionada en la discusión del campo crítico del $TmNi_2B_2C$ (figura 3.5),

$$B_{int} = B_{app} + \mu_0 M \quad (4.2)$$

donde M es la imanación. Tomando $M = 0,2B_{apl}/\mu_0$, un valor del mismo orden de los en-

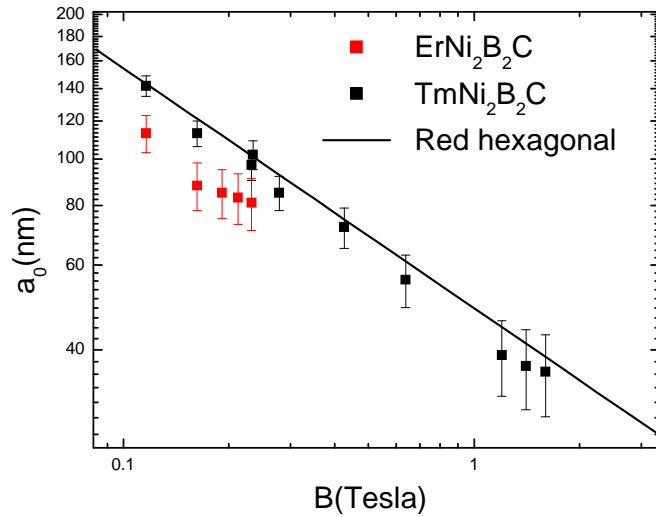


Figura 4.25: Distancia entre vórtices en función del campo magnético aplicado en el $ErNi_2B_2C$.

contrados por medidas de imanación en la fase normal [Cho95], se reproducen bien los datos experimentales (línea en la figura 4.25).

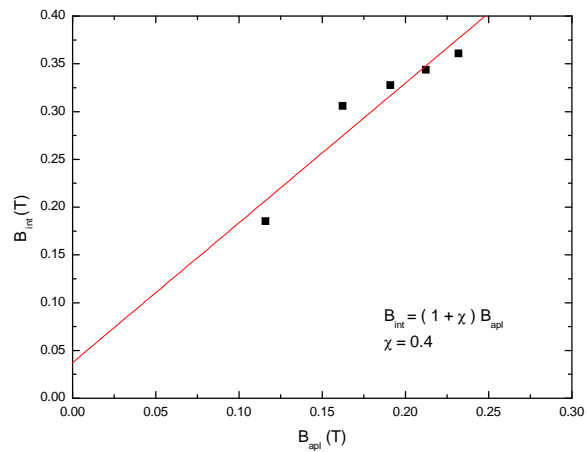


Figura 4.26: Campo magnético interno en función del campo magnético aplicado en el $ErNi_2B_2C$.

Por otro lado, ya hemos mencionado que el contraste que obtenemos en las imágenes de vórtices por espectroscopía túnel local es muy reducido. Esto es debido a la combinación de dos efectos. Por un lado, la densidad de estados local en el nivel de Fermi a campo cero es mucho mayor que lo que se encuentra en un superconductor BCS convencional. Y por otro lado, dentro del vórtice la densidad de estados en el nivel de Fermi es menor que a voltajes elevados, al igual que en el $TmNi_2B_2C$, dentro de los vórtices. Como vemos en la figura 4.27 (con $B_{apl} = 0.11$ T), la densidad de estados en el nivel de Fermi presenta un notable descenso, y está en general entre el 10 y el 20 % de la densidad de estados a voltajes elevados.

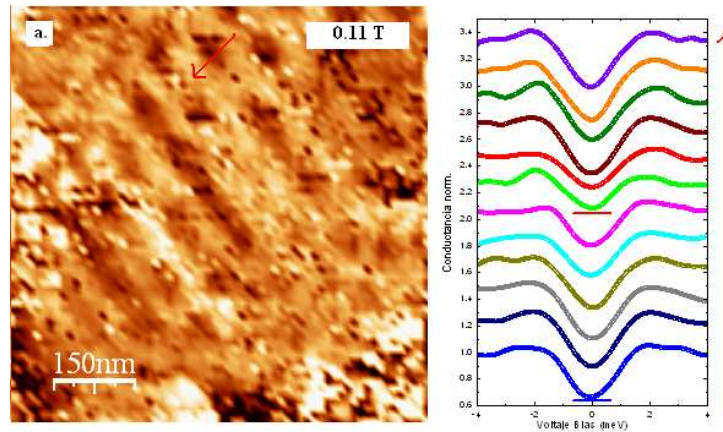


Figura 4.27: Densidad de estados superconductor en un perfil de un vórtice cuando se aplica un campo de 0.11 T a una temperatura de 2 K (distancia entre curvas de 10 nm).

En la figura 4.28 mostramos la densidad de estados a lo largo de un vórtice observado después de bajar el campo a cero sin haber calentado por encima de T_c , es decir, un vórtice que se ha quedado en la muestra por efectos de anclaje (ver también figura 4.20). En este caso, observamos que la densidad de estados en el nivel de Fermi dentro del vórtice es muy parecida a la de fuera del vórtice, obteniéndose un contraste muy débil en la imagen, del orden de un 7 % de la densidad de estados a altos voltajes.

Por otro lado, en la figura 4.29 se muestra la dependencia radial de la densidad de estados en el nivel de Fermi para dos vórtices, a 2K, para campos aplicados de 0.11 T y 0.23 T. Al igual que en el $TmNi_2B_2C$ (figura 3.37), usamos los datos a los campos más bajos para normalizar

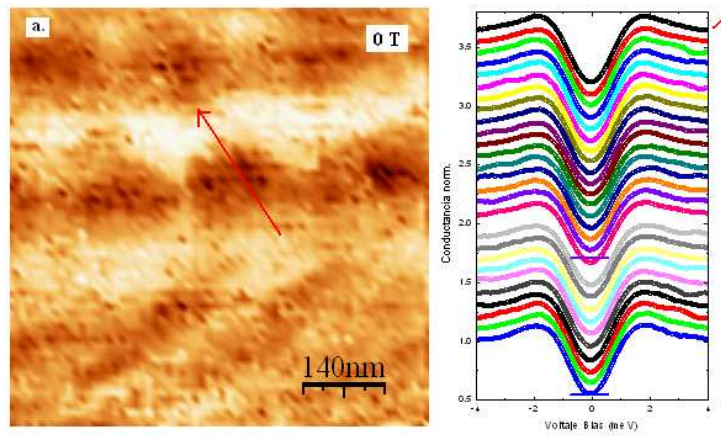


Figura 4.28: Densidad de estados superconductor en un perfil de un vórtice a campo cero después de haber aplicado un campo de 0.23 T a una temperatura de 2 K (distancia entre curvas de 13 nm).

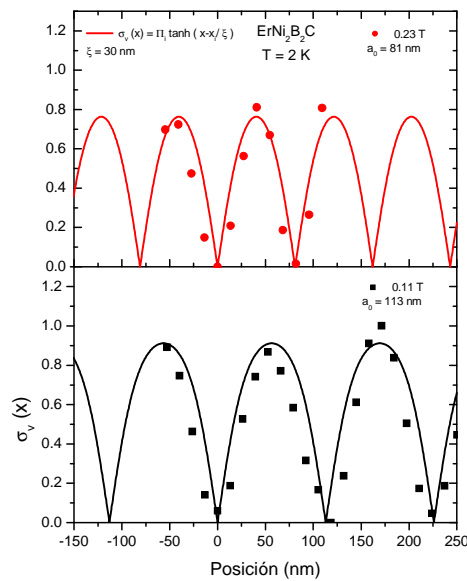


Figura 4.29: $\sigma_v(x)$ para un campo de 0.11 T y 0.23 T a 2 K. Para el ajuste se ha utilizado las ecuaciones de GL con un $\xi = 30nm$.

la conductancia en el nivel de Fermi de forma que la variación esté entre 0 y 1. Se observa que la ecuación 3.20 se ajusta perfectamente a los datos experimentales para los diferentes campos, obteniéndose un valor para la longitud de coherencia de $\xi = 30$ nm, el cual es del mismo orden que el obtenido en $TmNi_2B_2C$.

4.6. Conclusiones

Hemos realizado un estudio exhaustivo de las propiedades superconductoras de $ErNi_2B_2C$. Parece claro, que la coexistencia de superconductividad y magnetismo en este compuesto produce efectos inesperados en la fase superconductora, que no corroboran las especulaciones iniciales, en especial la presencia de vórtices a campo cero. La densidad de estados superconductora en este material muestra un comportamiento muy diferente al observado en compuestos de la misma serie, con una gran cantidad de excitaciones en el nivel de Fermi que subsisten hasta la temperatura crítica. Este comportamiento no puede explicarse con sencillos modelos de rotura de pares.

Por otro lado, se ha observado una notable coincidencia de partes significativas de las líneas de transición en los diagramas de fases magnético y superconductor. También hemos observado la red de vórtices con el STM, pero el contraste se ha visto muy reducido con respecto a lo que cabría esperar. Esto enseña que las propiedades superconductoras de la fase de vórtices en este compuesto son interesantes y complejas, y merecen un estudio más en profundidad. La interacción entre la superconductividad y el magnetismo se manifiesta de forma particularmente clara en las diferentes partes del diagrama de fases. Quizá el uso de puntas superconductoras permita mejorar la resolución en las imágenes de vórtices y ampliar así el rango de campos y temperaturas en las que estos se puedan observar. Con ésta técnica, se aumenta notablemente la sensibilidad de la espectroscopía local a pequeños cambios en la densidad de estados de la muestra, por lo que resulta muy prometedora [Rodrigo04].

Recientemente, cálculos teóricos han demostrado que el scattering magnético en la superficie podría jugar un papel determinante a la hora de explicar el comportamiento que observamos aquí. Esta posibilidad debería, en mi opinión, ser estudiada con más detalle, tratando de mejorar la calidad de las superficies obtenidas por rotura de muestras en frío, para encontrar zonas con resolución atómica más extendidas. En este caso, se podría hacer un estudio de la forma de la densidad de estados alrededor de defectos o impurezas, que permitiría realizar una comparación más exhaustiva con cálculos teóricos.

Capítulo 5

Conclusiones generales

Se ha construido un STM adecuado para medir la densidad de estados electrónica local en muestras superconductoras duras con una superficie preparada por rotura en frío. Además del sistema de rotura en frío de muestras se ha instalado un sistema de posicionamiento macroscópico, que ha permitido disponer de una zona de limpieza y preparación in-situ de la punta, y realizar estudios topográficos y espectroscópicos, en grandes áreas de la muestra.

Se ha hecho estudios de microscopía y espectroscopía túnel de barrido en los superconductores magnéticos $ErNi_2B_2C$ y $TmNi_2B_2C$ variándose el campo magnético aplicado.

Se ha observado, por primera vez con STM, la red de vórtices en ambos materiales y se ha hecho un estudio detallado de la densidad de estados local (LDOS), en el núcleo de los vórtices, como de la estructura de la red bidimensional. ha construido los diagramas de fases magnético y superconductor del $ErNi_2B_2C$, observándose una nueva fase magnética en la región de bajos campo magnético (0.25 T - 0.5 T) y de temperatura comprendida entre 2 K y 3 K.

Se ha discutido las posibles causas del comportamiento singular de estos materiales especialmente en el caso del $ErNi_2B_2C$, material que que no se puede descartar efectos relacionados con el magnetismo superficial.

Capítulo 6

Resumen

En 1956 Ginzburg predijo que la superconductividad y el ferromagnetismo difícilmente podrían coexistir en un superconductor de tipo I, ya que la magnetización uniforme espontánea generaría un campo magnético interno que sobrepasaría fácilmente el campo crítico superconductor. Sin embargo, durante las últimas décadas se ha visto que la coexistencia de estos dos fenómenos resulta posible admitiendo modulaciones de alguno de los dos parámetros de orden (o de ambos), que producen fenómenos espectaculares a escala nanoscópica. El objetivo de este trabajo ha sido realizar un estudio a escala local de la densidad de estados de superconductores magnéticos, usando microscopía y espectroscopía túnel de barrido a muy bajas temperaturas.

Hemos estudiado las propiedades superconductoras de dos materiales monocristalinos, con temperaturas críticas superconductoras muy similares, pertenecientes a la familia de los borocarburos de níquel, que cristalizan en una estructura tetragonal, el $ErNi_2B_2C$ ($T_c = 11$ K) y el $TmNi_2B_2C$ ($T_c = 10.5$ K). En ambos se observa la coexistencia de la superconductividad con varios tipos de ordenamientos antiferromagnéticos ($T_N = 6$ K en $ErNi_2B_2C$ y $T_N = 1.5$ K en $TmNi_2B_2C$), y con un ordenamiento ferromagnético débil (WFM) en el caso de $ErNi_2B_2C$ ($T_{WFM} = 2.3$ K). Esta elección viene motivada por la experiencia previa del laboratorio en compuestos de la misma familia, por la accesibilidad de las temperaturas críticas y de Néel correspondientes y sobre todo por la disponibilidad, en esta familia de compuestos, de monocristales de muy alta calidad. Además, el magnetismo de estos compuestos se ha estudiado con mucho detalle por difracción de neutrones. Los momentos magnéticos provienen de las capas 4f incompletas de la tierra rara. Cálculos de bandas demuestran asimismo que el magnetismo no es itinerante, ya que los niveles electrónicos de dichos electrones 4f se sitúan muy por debajo del nivel de Fermi. Así, la interacción entre momentos se explica por la interacción indirecta RKKY a través de los electrones de conducción. Muchas de las propiedades electrónicas de interés de

la fase superconductor, sin embargo, son un misterio, ya que la contribución magnética al calor específico enmascara completamente la contribución electrónica.

En este trabajo hemos construido un sistema experimental con el que podemos alcanzar rápidamente y con un coste en helio líquido muy reducido, temperaturas del orden de 1.5 K y aplicar campos magnéticos hasta 1 T, al que hemos incorporado un microscopio de efecto túnel (STM). Esto nos ha permitido realizar numerosos ensayos, aunque, en la última etapa del trabajo, ha sido necesario extender las medidas hasta 100 mK, usando un criostato de dilución de ^3He en ^4He con bobina de campo magnético de 8 T. Probablemente, la microscopía de efecto túnel es la mejor técnica experimental disponible para observar variaciones de la densidad de estados electrónica en un superconductor a escala local. Sin embargo, se requiere una superficie plana y limpia, así como un control adecuado sobre las propiedades de la punta. Los borocarburos de níquel son metales muy duros y no es posible exfoliar muestras monocristalinas. Al romperlas, se obtiene una rotura concoidal, que deja superficies limpias y relativamente planas, pero que no se asocian fácilmente con un plano cristalográfico. En esta tesis, hemos construido un sistema de rotura de muestras monocristalinas duras que funciona in-situ, en el STM y en ambiente criogénico, y hemos incorporado un sistema de posicionamiento macroscópico que permite estudiar varias zonas de la muestra al mismo tiempo, y preparar y caracterizar la punta, a escala atómica.

En el sistema $TmNi_2B_2C$, hemos estudiado con detalle la espectroscopía túnel local bajo campo magnético, obteniendo las primeras imágenes de la red de vórtices en un superconductor magnético. En trabajos anteriores del laboratorio, se demostró que la densidad de estados local a campo cero se explica bien usando la teoría BCS, con un gap superconductor muy bien desarrollado y una densidad de estados en el nivel de Fermi despreciable. No se encontró ninguna característica remarcable que indique alguna influencia del orden antiferromagnético en la superconductividad, lo que es comprensible si tenemos en cuenta que los momentos magnéticos cambian de signo varias veces a distancias de la longitud de coherencia ($q=(0.093,0.093,0) 2\pi/a$, con $a = 0.3$ nm, y la longitud de coherencia $\xi \approx 10$ nm), por lo que el campo magnético visto por los pares de Cooper se promedia a cero. En esta tesis, hemos estudiado las propiedades superconductoras de la fase de vórtices de este compuesto aplicando un campo magnético dentro del plano de base de la estructura tetragonal, es decir, perpendicular a la orientación de los momentos magnéticos locales de los iones de Tm^{3+} , en la fase paramagnética a 2 K y en la fase AF a 100 mK, hasta campos de 1.4 T.

La simetría de la red de vórtices es hexagonal en todo el rango de campos y temperaturas estudiado, y la dependencia de la distancia entre vórtices con el campo magnético sigue lo esperado para una red de vórtices triangular. La densidad de estados electrónica dentro del vórtice, sin embargo, no sigue el comportamiento observado en los vórtices en los borocarburos de níquel no magnéticos (YNi_2B_2C). Encontramos un ligero descenso de la densidad de estados cerca

del nivel de Fermi, que parece indicar la presencia de un gap dentro del vórtice. Para confirmar este punto, hemos realizado medidas muy precisas de la conductancia túnel a escala local tomando varias centenas de curvas corriente-voltaje dentro del núcleo del vórtice, confirmándose siempre la presencia de este gap. De momento, no tenemos claro el origen de este fenómeno, pero sí podemos decir que parece característico de los superconductores magnéticos de la serie, ya que se repite en el caso de $ErNi_2B_2C$. Finalmente, hemos estudiado la dependencia radial de la densidad de estados, comparando satisfactoriamente los resultados experimentales con una expresión sencilla, gracias a la que se puede estimar el efecto del solapamiento de los núcleos de los vórtices al aumentar su densidad con el campo magnético.

El sistema $ErNi_2B_2C$ no había sido estudiado anteriormente por espectroscopía túnel local, por lo que ha habido que realizar un trabajo previo de caracterización de las propiedades superconductoras de la superficie y estudio del diagrama de fases. Este último resulta ser más complicado que el del $TmNi_2B_2C$. Los iones de Er^{3+} se ordenan en una onda de densidad de espín inconmensurada ($q=(0.55,0,0) 2\pi/a$) con los momentos magnéticos orientados en el eje a por debajo de 6 K. Además, se encuentra una modulación sinusoidal del momento magnético con un vector de onda aproximadamente diez veces menor, que pasa a ser cuadrada por debajo de 2.3K, y forma una curiosa fase ferromagnética débil, en la que uno de cada veinte espines están orientados en la misma dirección. El campo magnético así creado es muy pequeño, tan sólo algo superior al primer campo crítico del superconductor (de alrededor de 0.05 T), por lo que se observa coexistencia de superconductividad con ordenamiento magnético hasta las temperaturas más bajas que se han estudiado. Bajo campo magnético, se encuentran ligeras variaciones del vector de modulación del ordenamiento AF y, por otro lado, pequeñas anomalías en el campo crítico de este superconductor. Estas anomalías no habían sido caracterizadas en una misma muestra y resultaba difícil comprender su relación con los cambios en el ordenamiento magnético. Así, nos propusimos medir el campo crítico de $ErNi_2B_2C$ por espectroscopía túnel local (anotando los valores de campo y temperatura a los que desaparece el gap superconductor), y seguir, al mismo tiempo, algunas transiciones magnéticas en función de la temperatura y el campo. Para esto último, hemos usado una técnica previamente desarrollada en el laboratorio, que se basa en la determinación de las variaciones de longitud de la muestra a lo largo de la transición. Ésta se puede seguir con el STM, ya que basta con trazar la variación de la posición (en el eje Z) de la punta al calentar o enfriar el STM y comparar el resultado con lo observado de la variación producida por la expansión térmica del microscopio. Las transiciones AF en el $ErNi_2B_2C$ producen cambios muy importantes en la expansión térmica, que hemos podido seguir en función del campo y de la temperatura con este método. El diagrama de fases bajo campo magnético así construido muestra que las pequeñas anomalías del campo crítico coinciden con cambios en el ordenamiento magnético. Comparando nuestras medidas con las de difracción de neutrones

hemos podido relacionar estas fases con los cambios en el vector de onda del ordenamiento AF.

Por otro lado, la espectroscopía túnel local muestra una densidad de estados superconductor a campo cero realmente peculiar, encontrándose siempre una densidad de estados en el nivel de Fermi finita y muy elevada, y sin que se pueda ajustar la conductancia túnel usando la expresión BCS más sencilla, en contraste con lo encontrado anteriormente en el $TmNi_2B_2C$. Hemos estudiado hasta catorce muestras rotas in-situ, a bajas temperaturas, sin que podamos relacionar lo encontrado con eventuales efectos sencillos de rotura de pares debido a impurezas, defectos, o a la superficie misma, ya que se observa una densidad de estados superconductor hasta la temperatura crítica de volumen. Tampoco hay cambios significativos al pasar las transiciones magnéticas. Esto último puede parecer chocante, pero está de acuerdo con otras medidas sensibles al gap superconductor como la longitud de penetración. Recientemente, un trabajo teórico [Gusacova06], ha explicado nuestros resultados en términos de rotura de pares local debido a cambios en el orden magnético cerca de la superficie. Proponen que una pequeña capa superficial en la que el orden magnético sufra cambios notables actúe como región en la que se rompan parcialmente pares de Cooper, y produzca una densidad de estados en el nivel de Fermi muy elevada en la superficie, sin que la temperatura crítica local disminuya. Esta interpretación está de acuerdo con nuestras medidas, aunque no se puede descartar, por falta de medidas sensibles a la densidad de estados superconductor en el volumen de la muestra, que el comportamiento que hemos encontrado en la superficie no sea también el del volumen. De hecho, hasta ahora, en todos los superconductores estudiados por STM se han encontrado resultados que coinciden con los del volumen, ya que la longitud de coherencia es, en general, bastante mayor que la distancia interatómica, y por lo tanto eventuales efectos de superficie no influyen notablemente en los resultados.

Por último, la red de vórtices resulta enormemente difícil de estudiar en este material, ya que la densidad de estados dentro y fuera del vórtice cambia muy poco, encontrándose, al igual que en $TmNi_2B_2C$, una densidad de estados con un mínimo dentro de los vórtices. Los vórtices en $ErNi_2B_2C$ se ordenan en una red triangular, al igual que en $TmNi_2B_2C$. Sin embargo, la densidad de vórtices es bastante mayor que la correspondiente al campo externo, aumentando esta diferencia con la magnitud de este. Esto indica que, para encontrar el campo magnético interno, responsable de la creación de vórtices, hay que tener en cuenta la imanación de la subred de iones de Er^{3+} . Parece, por lo tanto, que el incremento de la densidad de vórtices es otra característica de los superconductores magnéticos que podría relacionarse con la asimetría del campo crítico.

Bibliografía

- [Cryobitz] [Http://www.cryobitz.de](http://www.cryobitz.de).
- [Abrikosov61] ABRIKOSOV, A. A., y L. P. GORKOV. «Theory of superconducting alloys with paramagnetic impurities.» *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 39, (1961), 1781.
- [A57] ABRIKOSOV, A.A. «On the magnetic properties of superconductors of the second group.» *Sov. Phys. JETP*, 5, (1957), 1174.
- [Alff03] ALFF, L., Y. KROCKENBERGER, B. WELTER, M. SCHONECKE, R. GROSS, D. MANSKE, y M. NAITO. «A hidden pseudogap under the 'dome' of superconductivity in electron-doped high-temperature superconductors.» *Nature*, 422, (2003), 698 – 701.
- [Anderson59] ANDERSON, P. W., y H. SUHL. «Spin Alignment in the Superconducting State.» *Phys. Rev.*, 116, (1959), 898.
- [Arnold78] ARNOLD, G. B. «Theory of thin proximity-effect sandwiches.» *Phys. Rev. B.*, 18, (1978), 1076.
- [BCS57b] BARDEEN, J., L.Ñ. COOPER, y J. R. SCHRIEFFER. «Microscopic Theory of Superconductivity.» *Phys. Rev.*, 106, (1957), 162.
- [BCS57] —. «Theory of Superconductivity.» *Phys. Rev.*, 108, (1957), 1175.
- [Bascones02] BASCONES, E., y F. GUINEA. «Direct current through a superconducting two-barrier system.» *Phys. Rev. B*, 65, (2002), 174505.
- [Bhatnagar97] BHATNAGAR, A. K., K. D. D. RATHNAYAKA, D. G. NAUGLE, y P. C. CANFIELD. «Electrical resistivity and thermopower of single-crystal RNi_2B_2C (R=Dy, Ho, Er, Tm) magnetic superconductors.» *Phys. Rev. B.*, 56, (1997), 437.

- [Blount79] BLOUNT, E. I., y C. M. VARMA. «Electromagnetic Effects near the Superconductor-to-Ferromagnet Transition.» *Phys. Rev. Lett.*, 42, (1979), 1079.
- [Bluhm06] BLUHM, H., S. E. SEBASTIAN, J. W. GUIKEMA, I. R. FISHER, y K. A. MOLER. «Scanning Hall probe imaging of $ErNi_2B_2C$.» *Phys. Rev. B.*, 73, (2006), 014514.
- [Blundell] BLUNDELL, Stephen. *Magnetism in Condensed Matter*. Oxford University Press, New York, 2001.
- [Brison04] BRISON, J.P., N. LUCHIER, A. SULPICE, H. SUDEROW, P. MARTÍNEZ-SAMPER, S. VIEIRA, A.I. BUZDIN, y P.C. CANFIELD. «Anisotropic superconductivity in borocarbide superconductors and spin disorder.» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 272, (2004), 158.
- [Budko06] BUDKO, S.L., G.M. SCHMIEDESHOFF, y P.C. CANFIELD. «Anisotropic thermal expansion and uniaxial pressure dependence of superconducting and magnetic transitions in $ErNi_2B_2C$.» *preprint*, cond-mat/0607762.
- [Bulaevski85] BULAEVSKI, L.Ñ., A. I. BUZDIN, M. L. KULIC, y S. V. PANJUKOV. «Coexistence of superconductivity and magnetism: Theoretical predictions and experimental results.» *Advances in Physics*, 34, (1985), 175 – 261.
- [Bullock98] BULLOCK, M., J. ZARESTKY, C. STASSIS, A. GOLDMAN, P. CANFIELD, Z. HONDA, G. SHIRANE, y S. M. SHAPIRO. «Low-energy phonon excitations in superconducting RNi_2B_2C (R = Lu, Y).» *Phys. Rev. B.*, 57, (1988), 7916.
- [Buzdin83] BUZDIN, A.I., L. BULAEVSKII, y S. S. CROTOV. «Magnetic structures in the coexistence phase of superconductivity and weak ferromagnetism.» *Solid State Communications*, 48, (1983), 719.
- [Canfield96] CANFIELD, P. C., S. L. BUD'KO, y B. K. CHO. «Possible co-existence of superconductivity and weak ferromagnetism in $ErNi_2B_2C$.» *Physica C*, 262, (1996), 249.
- [Canfield98] CANFIELD, P. C., P. L. GAMMEL, y D. J. BISHOP. «New Magnetic Superconductors: A Toy Box For Solid-State Physicists.» *Physics Today*, 51, (1998), 40.

- [Caroli64] CAROLI, C., P. G. DE GENNES, y J. MATRICON. «Bound fermion states on a vortex line in a type II superconductor.» *Phys. Lett.*, 9, (1964), 307.
- [Cava94a] CAVA, R.J., y H. TAKAGI. «Superconductivity at 23 K in yttrium palladium boride carbide.» *Nature*, 367, (1994), 146.
- [Cava94b] —. «Superconductivity in the quaternary intermetallic compounds $\text{LuNi}_2\text{B}_2\text{C}$.» *Nature*, 367, (1994), 252.
- [Chang96] CHANG, L. J., C. V. TOMY, y D. McK. PAUL. «Magnetic structure of $\text{TmNi}_2\text{B}_2\text{C}$.» *Phys. Rev. B.*, 54, (1996), 9031.
- [Chia06] CHIA, E. E. M., M. B. SALAMON, T. PARK, H. J. KIM, y S. I. LEE. «Observation of the spontaneous vortex phase in the weakly ferromagnetic superconductor $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$: A penetration depth study.» *Europhys. Lett.*, 73, (2006), 772.
- [Chia05] CHIA, M.E.E., W. CHEONG, T. PARK, y M.B. SALAMON. «Thermal expansion measured by STM in magnetic superconductor $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$.» *PhysicaB*, 72, (2005), 214505.
- [Cho95] CHO, B. K., P. C. CANFIELD, L. L. MILLER, D. C. JOHNSTON, W. P. BEYERMANN, y A. YATSKAR. «Magnetism and superconductivity in single-crystal $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$.» *Phys. Rev. B*, 52, (1995), 3684.
- [Cho95b] CHO, B. K., Ming XU, P. C. CANFIELD, L. L. MILLER, y D. C. JOHNSTON. «Magnetic and superconducting properties of single-crystal $\text{TmNi}_2\text{B}_2\text{C}$.» *Phys. Rev. B.*, 52, (1995), 3676.
- [Choi01] CHOI, S. M., J. W. LYNN, D. LOPEZ, P. L. GAMMEL, P. C. CANFIELD, y S. L. BUD'KO. «Direct Observation of Spontaneous Weak Ferromagnetism in the Superconductor $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$.» *Phys. Rev. Lett.*, 87, (2001), 107001.
- [Christen80] CHRISTEN, D. K., H. R. KERCHNER, S. T. SEKULA, y P. THOREL. «Equilibrium properties of the fluxoid lattice in single-crystal niobium. II. Small-angle neutron-diffraction measurements.» *Phys. Rev. B.*, 21, (1980), 102.
- [Cooper56] COOPER, L.Ñ. «Bound Electron Pairs in a Degenerate Fermi Gas.» *Phys. Rev.*, 104, (1956), 1189.

- [Crespo06a] CRESPO, M., H. SUDEROW, S. BUDKO, P.C. CANFIELD, y S. VIEIRA. «Local Superconducting Density of States of $ErNi_2B_2C$.» *Phys. Rev. Lett.*, 96, (2006), 027003.
- [Dervenagas96] DERVENAGAS, P., J. ZARESTKY, C. STASSIS, A. I. GOLDMAN, P. C. CANFIELD, y B. K. CHO. «Magnetic structure of $TbNi_2B_2C$.» *Phys. Rev. B.*, 53, (1996), 8506.
- [Detlefs96] DETLEFS, C., A. I. GOLDMAN, C. STASSIS, P. C. CANFIELD, y B. K. CHO. «Magnetic structure of $GdNi_2B_2C$ by resonant and nonresonant x-ray scattering.» *Phys. Rev. B.*, 53, (1996), 6355.
- [Dewhurst05] DEWHURST, C. D., S. J. LEVETT, y D. McK. PAUL. «Vortex-lattice symmetry near T_c in YNi_2B_2C .» *Phys. Rev. B.*, 72, (2005), 014542.
- [deWilde97] DEWILDE, Y., M. IAVARONE, U. WELP, V. METLUSHKO, A. E. KOSHELEV, I. ARANSON, G. W. CRABTREE, y P. C. CANFIELD. «Scanning Tunneling Microscopy Observation of a Square Abrikosov Lattice in $LuNi_2B_2C$.» *Phys. Rev. Lett.*, 78, (1997), 4273.
- [Divis00] DIVIS, M., K. SCHWARZ, P. BLAHA, G. HILSCHER, H. MICHOR, y S. KHMELEVSKYI. «Rare earth borocarbides: Electronic structure calculations and electric field gradients.» *Phys. Rev. B.*, 62, (2000), 6774.
- [Doerr02] DOERR, M., M. ROTTER, M. MASSALAMI, S. SINNING, y H. TAKEYA. «Magnetoelastic effects in $ErNi_2B_2C$ single crystal: probing the H-T phase diagram.» *J. Phys.: Condens. Matter*, 14, (2002), 5609.
- [Dugdale99] DUGDALE, S. B., M. A. ALAM, I. WILKINSON, R. J. HUGHES, I. R. FISHER, P. C. CANFIELD, T. JARLBORG, y G. SANTI. «Nesting Properties and Anisotropy of the Fermi Surface of $LuNi_2B_2C$.» *Phys. Rev. Lett.*, 83, (1999), 4824 – 4827.
- [Gammel97] ESKILDSEN, M. R., P. L. GAMMEL, B. P. BARBER, U. YARON, A. P. RAMIREZ, D. A. HUSE, D. J. BISHOP, C. BOLLE, C. M. LIEBER, S. OXX, S. SRIDHAR, N. H. ANDERSEN, K. MORTENSEN, , y P. C. CANFIELD. «Observation of a Field-Driven Structural Phase Transition in the Flux Line Lattice in $ErNi_2B_2C$.» *Phys. Rev. Lett.*, 78, (1997), 1968.

- [Eskildsen98] ESKILDSEN, M. R., K. HARADA, P. L. GAMMEL, A. B. ABRAHAMSEN, N. H. ANDERSEN, G. ERNST, A. P. RAMIREZ, D. J. BISHOP, K. MORTENSEN, D. G. NAUGLE, K. D. D. RATHNAYAKA, y P.C. CANFIELD. «Intertwined symmetry of the magnetic modulation and the flux-line lattice in the superconducting state of $TmNi_2B_2C$.» *Nature*, 393, (1998), 242–245.
- [Eskildsen02] ESKILDSEN, M. R., M. KUGLER, S. TANAKA, J. JUN, S.M. KAZAKOV, J. KARPINSKI, y Ø. FISCHER. «Vortex Imaging in the π Band of Magnesium Diboride.» *Phys. Rev. Lett.*, 89, (2002), 187003.
- [Eskildsen01] ESKILDSEN, M.R., A. B. ABRAHAMSEN, V. G. KOGAN, P. L. GAMMEL, K. MORTENSEN, N. H. ANDERSEN, y P. C. CANFIELD. «Temperature Dependence of the Flux Line Lattice Transition into Square Symmetry in Superconducting $LuNi_2B_2C$.» *Phys. Rev. Lett.*, 86, (2001), 5148.
- [Eskildsen97] ESKILDSEN, M.R., P. L. GAMMEL, B. P. BARBER, A. P. RAMIREZ, D. J. BISHOP, N. H. ANDERSEN, K. MORTENSEN, C. A. BOLLE, C. M. LIEBER, y P. C. CANFIELD. «Structural Stability of the Square Flux Line Lattice in YNi_2B_2C and $LuNi_2B_2C$ Studied with Small Angle Neutron Scattering.» *Phys. Rev. Lett.*, 79, (1997), 487.
- [Fertig77] FERTIG, W. A., D. C. JOHNSTON, L. E. DELONG, R. W. MCCALLUM, M. B. MAPLE, y B. T. MATTHIAS. «Destruction of Superconductivity at the Onset of Long-Range Magnetic Order in the Compound $ErRh_4B_4$.» *Phys. Rev. Lett.*, 38, (1977), 987–990.
- [Fischer75] FISCHER, Ø., y A. TREYVAUD. «Superconductivity in the $Re_xMo_6S_8$.» *Solid State Commun.*, 17, (1975), 721.
- [Fisher97] FISHER, I. R., y J. R. COOPER. «Anisotropic resistivity and normal-state magnetoresistance of $TmNi_2B_2C$ (R= Y, Lu, Er, Ho).» *Phys. Rev. B.*, 56, (1997), 10820.
- [Flouquet02] FLOUQUET, J., y A.I. BUZDIN. *Phys. World*, 15, (2002), 9.
- [Frenkel30] FRENKEL, J., y J. DORFMAN. «Spontaneous and induced magnetization in ferromagnetic bodies.» *Nature*, 126, (1930), 274.
- [Gammel100] GAMMEL, P. L., B. BARBER, D. LOPEZ, A. P. RAMIREZ, D. J. BISHOP, S. L. BUD'KO, y P. C. CANFIELD. «Enhanced Critical Currents of Su-

- perconducting $ErNi_2B_2C$ in the Ferromagnetically Ordered State.» *Phys. Rev. Lett.*, 84, (2000), 2497.
- [Giaever60] GIAEVER, I. «Energy Gap in superconductor Measured by Electron Tunneling.» *Phys. Rev. Lett.*, 5, (1960), 147.
- [Ginzburg57] GINZBURG, V. L. «Ferromagnetic superconductors.» *Sov. Phys. JETP*, 4, (1957), 153.
- [GL50] GINZBURG, V. L., y L. D. LANDAU. «On the theory of superconductivity.» *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.*, 20, (1950), 1064.
- [G59] GORKOV, L. P. «Microscopic derivation of the Ginzburg-Landau equations in the theory of superconductivity.» *Sov. Phys. JETP*, 9, (1959), 1364.
- [Gorkov64] GORKOV, L. P., y A.J. RUSINOV. *Sov. Phys. JETP*, 19, (1964), 922.
- [Gusacova06] GUSAKOVA, D.Yu., A.A. GOLUBOV, M.Yu. KUPRIYANOV, y A. BUZDIN. «Density of states in SF bilayers with arbitrary strength of magnetic scattering.» *preprint*, cond-mat/0603532.
- [Gyorffy83] GYORFFY, B. L., y G. M. STOCK. «Concentration Waves and Fermi Surfaces in Random Metallic Alloys.» *Phys. Rev. Lett.*, 50, (1983), 374.
- [Hayashi98] HAYASHI, N., T. ISOSHIMA, M. ICHIOKA, y K. MACHIDA. «Low-Lying Quasiparticle Excitations around a Vortex Core in Quantum Limit.» *Phys. Rev. Lett.*, 80, (1998), 2921.
- [Hernando] HERNANDO, A., y J.M. ROJO. *Física de los Materiales Magnéticos*. Editorial Sintesis, S.A, Madrid, 2001.
- [Hess89] HESS, H. F., R. B. ROBINSON, R. C. DYNES, J. M. VALLES, y J. V. WASZCZAK. «Scanning-Tunneling-Microscope Observation of the Abrikosov Flux Lattice and the Density of States near and inside a Fluxoid.» *Phys. Rev. Lett.*, 62, (1989), 214.
- [Hess90] HESS, H. F., R. B. ROBINSON, y J. V. WASZCZAK. «Vortex-core structure observed with a scanning tunneling microscope.» *Phys. Rev. Lett.*, 64, (1990), 2711.

- [Hoffman02] HOFFMAN, J. E., E. W. HUDSON, K. M. LANG, MADHAVAN, H. EISAKI, S. UCHIDA, y J. C. DAVIS. «A Four Unit Cell Periodic Pattern of Quasi-Particle States Surrounding Vortex Cores in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$.» *Science*, 295, (2002), 466.
- [Huang95] HUANG, Q., A. SANTORO, T. E. GRIGEREIT, J. W. LYNN, R. J. CAVA, J. J. KRAJEWSKI, y W. F. PECK. «Neutron-powder-diffraction study of the nuclear and magnetic structures of the antiferromagnetic superconductor $HoNi_2B_2C$.» *Phys. Rev. B.*, 51, (1995), 3701.
- [OxfordInstruments] INSTRUMENTS, Research. *Kelvinox Dilution Refrigerator system*. Operator's Handbook, England.
- [Jensen04] JENSEN, A., K. NØRGAARD TOFT, A. B. ABRAHAMSEN, D. F. MCMORROW, M. R. ESKILDSEN, N. H. ANDERSEN, J. JENSEN, P. HEDEGARD, J. KLENKE, S. DANILKIN, K. PROBES, V. SIKOLENKO, P. SMEIBIDL, S. L. BUD'KO, y P. C. CANFIELD. «Field-induced magnetic phases in the normal and superconducting states of $ErNi_2B_2C$.» *Phys. Rev. B*, 69, (2004), 104527.
- [Johnston95] JOHNSTON, D. C., B. K. CHO, y P. C. CANFIELD. «Onset of superconductivity in the antiferromagnetically ordered state of single-crystal $DyNi_2B_2C$.» *Phys. Rev. B.*, 52, (1995), R3844.
- [Kawano02] KAWANO-FURUKAWA, H., H. TAKESHITA, M. OCHIAI, T. NAGATA, H. YOSHIZAWA, N. FURUKAWA, H. TAKEYA, y K. KADOWAKI. «Weak ferromagnetic order in the superconducting $ErNi_2^{11}B_2C$.» *Phys. Rev. B*, 65, (2002), 180508(R).
- [Kogan97] KOGAN, V. G., M. BULLOCK, y B. HARMON. «Vortex lattice transitions in borocarbides.» *Phys. Rev. B.*, 55, (1997), 8693(R).
- [Kogan96] KOGAN, V. G., A. GUREVICH, J. H. CHO, D. C. JOHNSTON, Ming XU, J. R. THOMPSON, y A. MARTYNOVICH. «Nonlocal electrodynamics and low-temperature magnetization of clean high-k superconductors.» *Phys. Rev. B.*, 54, (1996), 12386.
- [Levy05] LEVY, G., M. KUGLER, A. A. MANUEL, y Ø. FISCHER. «Fourfold Structure of Vortex-Core States in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$.» *Phys. Rev. Lett.*, 95, (2005), 257005.

- [Liu01] LIU, A. Y., I. I. MAZIN, y J. KORTUS. *Phys. Rev. Lett.*, 87, (2001), 87005.
- [Lounasmaa] LOUNASMAA, O.V. *Experimental Principles and methods Below 1 K*. Academic Press, London, 1974.
- [Lynn97] LYNN, J. W., S. SKANTHAKUMAR, Q. HUANG, S. K. SINHA, Z. HOSSAIN, L. C. GUPTA, R. NAGARAJAN, y C. GODART. «Magnetic order and crystal structure in the superconducting RNi_2B_2C materials.» *Phys. Rev. B*, 55, (1997), 6584.
- [Martinez00] MARTÍNEZ-SAMPER, P., J.G. RODRIGO, N. AGRAÏT, R. GRANDE, y S. VIEIRA. «Tunneling and point-contact spectroscopy on $NbSe_2$.» *Physica C*, 332, (2000), 450.
- [MartinezTesis] MARTÍNEZ-SAMPER, P. *Efectos multibanda en superconductores anisótropos estudiados con espectroscopía túnel*. Tesis Doctoral, Dpto de Física de la Materia Condensada. Universidad Autónoma de Madrid, 2003.
- [Martinez03b] MARTÍNEZ-SAMPER, P., H. SUDEROW, S. VIEIRA, J. P. BRISON, N. LUCHIER, P. LEJAY, y P. C. CANFIELD. «Phonon-mediated anisotropic superconductivity in the Y and Lu nickel borocarbides.» *Phys. Rev. B*, 67, (2003), 014526.
- [Massalami03] MASSALAMI, M. EL, R. E. RAPP, F. A. B. CHAVES, H. TAKEYA, y C. M. CHAVES. «Magnon specific heat of single-crystal borocarbides RNi_2B_2C ($R = Tm, Er, Ho, Dy, Tb, Gd$).» *Phys. Rev. B*, 67, (2003), 224407.
- [Matthias77] MATTHIAS, B. T., E. CORENZWIT, J. M. VANDENBERG, y H. E. BARZ. «High superconducting transition temperatures of new rare earth ternary borides.» *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, 74, (1977), 1334.
- [Matthias58] MATTHIAS, B.T., H. SUHL, y E. CORENZWIT. «Spin exchange in superconductors.» *Phys. Rev. Lett.*, 1, (1958), 92.
- [Mazumdar93] MAZUMDAR, Ch., R. NAGARAJAN, C. GODART, L.C. GUPTA, M. LATROCHE, S.K. DHAR, C. LEVY-CLEMENT, B.D. PADALIA, y R. VIJAYARAGHAVAN. «Destruction of Superconductivity at the Onset of Long-Range Magnetic Order in the Compound $ErRh_4B_4$.» *Solid State Commun.*, 87, (1993), 413.

- [Mersevey94] MERSEVEY, R., y P.M. TEDROW. «Spin-polarized electron tunneling.» *Phys. Rep.*, 238, (1994), 173.
- [Miranovic95] MIRANOVIC, P., y Lj. DOBROSAVLJEVIC-GRUJIC. «Ginzburg-Landau theory of vortex lattice structure in deformable anisotropic superconductors.» *Phys. Rev. B.*, 52, (1995), 12852.
- [Müller01] MÜLLER, K-H, y V.Ñ. NAROZHNYI. «Interaction of superconductivity and magnetism in borocarbide superconductors.» *Rep. Prog. Phys.*, 64, (2001), 943–1008.
- [Mueller01] MÜLLER, K. H., y V.N. NAROZHNYI. «Interaction of superconductivity and magnetism in borocarbide superconductors.» *Reports Prog. Phys.*, 64, (2001), 943.
- [Nagarajan94] NAGARAJAN, R., Ch. MAZUMDAR, Z. HOSSAIN, S.K. DHAR, K.V. GOPALAKRISHNAN, L.C. GUPTA, C. GODART, B.D. PADALIA, y R. VIJAYARAGHAVAN. «Bulk superconductivity at an elevated temperature ($T_c \approx 12$ K) in a nickel containing alloy system Y-Ni-B-C.» *Phys. Rev. Lett.*, 72, (1994), 274.
- [Nass81] NASS, M. J., K. LEVIN, y G. S. GREST. «Bardeen Cooper Schrieffer pairing in antiferromagnetic superconductors.» *Phys. Rev. Lett.*, 46, (1981), 614.
- [Ng97] NG, T. K., y C. M. VARMA. «Spontaneous vortex phase discovered ?» *Phys. Rev. Lett.*, 78, (1997), 330 – 333.
- [Varma97] —. «Tilting Instability and Other Anomalies in the Flux Lattice in Some Magnetic Superconductors.» *Phys. Rev. Lett.*, 78, (1997), 3745.
- [Nishimori04] NISHIMORI, H., K. UCHIYAMA, S. KANEKO, A. TOKURA, H. TAKEYA, K. HIRATA, y N. NISHIDA. «First observation of the fourfold-symmetric and quantum regime vortex core in YNi_2B_2C by scanning tunneling microscopy and spectroscopy.» *Journal of the Physical Society of Japan*, 73, (2004), 3247.
- [Norgaard04] NØRGAARD, K., A. B. ABRAHAMSEN, M. R. ESKILDSEN, K. LEFMANN, N. H. ANDERSEN, P. VORDERWISCH, P. SMEIBIDL, M. MEISSNER, y P. C. CANFIELD. «Neutron diffraction study of anomalous high-field magnetic phases in $TmNi_2B_2C$.» *Phys. Rev. B.*, 69, (2004), 214507.

- [Norgaard00] NØRGAARD, K., M. R. ESKILDSEN, y N. H. ANDERSEN. «Interdependence of Magnetism and Superconductivity in the Borocarbide $TmNi_2B_2C$.» *Phys. Rev. Lett.*, 84, (2000), 4982.
- [Paul98] PAUL, M. Mck., C. V. TOMY, C. M. AEGERTER, R. CUBITT, S. H. LLOYD, E. M. FORGAN, S. L. LEE5, y M. YETHIRAJ. «Nonlocal Effects and Vortex Lattice Transitions in YNi_2B_2C .» *Phys. Rev. Lett.*, 80, (1998), 1517.
- [Pavlov] PAVLOV, P. V., y A. F. JOJLOV. *Física del estado sólido*. Bibfismat, 1985.
- [Pickett94] PICKETT, W. E., y D.J. SINGH. « $LuNi_2B_2C$: A novel Ni-based strong-coupling superconductor.» *Phys. Rev. Lett.*, 72, (1994), 3702.
- [Radzihovsky01] RADZIHOVSKY, L., A. M. ETTOUHAMI, K. SAUNDERS, y J. TONER. «Soft Anharmonic Vortex Glass in Ferromagnetic Superconductors.» *Phys. Rev. Lett.*, 87, (2001), 027001.
- [Ramakrishnan81] RAMAKRISHNAN, T. V., y C. M. VARMA. «Pairbreaking in superconductors near and below antiferromagnetic transitions.» *Phys. Rev. B.*, 24, (1981), 137.
- [Renner91] RENNER, Ch., A. D. KENT, Ph. NIEDERMANN, ϕ . FISCHER, y F. LEVY. «Scanning tunneling spectroscopy of a vortex core from the clean to the dirty limit.» *Phys. Rev. Lett.*, 67, (1991), 1650 – 1652.
- [Rhee95] RHEE, J. Y., X. WANG, y B.Ñ. HARMON. «Generalized susceptibility and magnetic ordering in rare-earth nickel boride carbides.» *Phys. Rev. B*, 51, (1995), 15585.
- [Rodrigo04] RODRIGO, J.G., H. SUDEROW, y S. VIEIRA. «On the use of STM superconducting tips at very low temperatures.» *European Phys. Journal B*, 40, (2004), 483.
- [Rodrigo04b] RODRIGO, J.G., H. SUDEROW, S. VIEIRA, E. BASCONES, y F. GUINEA. «Superconducting nanostructures fabricated with the scanning tunnelling microscope.» *J. Phys.: Condens. Matter*, 16, (2004), 1151.
- [Rodrigo06] RODRIGO, J.G., y S. VIEIRA. «unpublished.»

- [Rubio01] RUBIO-BOLLINGER, G., H. SUDEROW, y S. VIEIRA. «Tunneling Spectroscopy in Small Grains of Superconducting MgB_2 .» *Phys. Rev. Lett.*, 86, (2001), 5582.
- [Evenson68] Y S. H. LIU, W. E. EVENSON. «Generalized Susceptibilities and Magnetic Ordering of Heavy Rare Earths.» *Phys. Rev. Lett.*, 21, (1968), 432.
- [Sakata00] SAKATA, H., M. OOSAWA, K. MATSUBA, N. NISHIDA, H. TAKEYA, y K. HIRATA. «Imaging of a Vortex Lattice Transition in YNi_2B_2C by Scanning Tunneling Spectroscopy.» *Phys. Rev. Lett.*, 84, (2000), 1583.
- [Budko00] SERGEY, L., S. L. BUDKO, y P. C. CANFIELD. «Rotational tuning of H_{c2} anomalies in $ErNi_2B_2C$: Angular-dependent superzone gap formation and its effect on the superconducting ground state.» *Phys. Rev. B.*, 61, (2000), R14932.
- [Shubnikov37] SHUBNIKOV, L. V., V. I. KHOTKEVICH, Y. D. SHEPELEV, y Y.Ñ. RIABININ. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 7, (1937), 221.
- [Shulga98] SHULGA, S. V., S.-L. DRECHSLER, G. FUCHS, K. H. MÜLLER, K. WINZER, M. HEINECKE, y K. KRUG. «Upper Critical Field Peculiarities of Superconducting YNi_2B_2C and $LuNi_2B_2C$.» *Phys. Rev. Lett.*, 80, (1998), 1730.
- [Straub99] STRAUB, Th., Th. FINTEIS, R. CLAESSEN, P. STEINER, S. HÜFNER, P. BLAHA, C. S. OGLESBY, y E. BUCHER. «Charge-Density-Wave Mechanism in $2H-NbSe_2$: Photoemission Results.» *Phys. Rev. Lett.*, 82, (1999), 4504.
- [Suderow01] SUDEROW, H., P. MARTÍNEZ-SAMPER, S. VIEIRA, N. LUCHIER, J. P. BRISON, y P. C. CANFIELD. «Tunneling spectroscopy in the magnetic superconductor $TmNi_2B_2C$.» *Phys. Rev. B*, 64, (2001), 020503(R).
- [Suderow05d] SUDEROW, H., V. G. TISSEN, J. P. BRISON, J. L. MARTÍNEZ, y S. VIEIRA. «Pressure Induced Effects on the Fermi Surface of Superconducting $2H-NbSe_2$.» *Phys. Rev. Lett.*, 95, (2005), 117006.
- [Suderow04] SUDEROW, H., S. VIEIRA, J. D. STRAND, S. BUD'KO, y P. C. CANFIELD. «Very-low-temperature tunneling spectroscopy in the heavy-fermion superconductor $PrOs_4Sb_{12}$.» *Phys. Rev. B*, 69, (2004), 060504(R).

- [Suh96] SUH, B. J., F. BORSA, D. R. TORGESON, B. K. CHO, P. C. CANFIELD, D. C. JOHNSTON, J. Y. RHEE, y B.Ñ. HARMON. «Absence of antiferromagnetic correlations in YNi_2B_2C .» *Phys. Rev. B.*, 53, (1996), R6022.
- [Thomlinson82] THOMLINSON, W., G. SHIRANE, J.W. LYNN, y D.E. MONCTON. *Superconductivity in Ternary Compounds II, Superconductivity and Magnetism*. M B Maple and ϕ Fischer, Berlin, 1982.
- [Träuble68] TRÄUBLE, H., y U. ESSMAN. «Flux-Line Arrangement in Superconductors as Revealed by Direct Observation.» *J. Appl. Phys.*, 39, (1968), 4052.
- [Vinnkov05] VINNIKOV, L. Ya., J. ANDEREGG, S. L. BUD'KO, P. C. CANFIELD, y V. G. KOGAN. «Domain structure in $ErNi_2B_2C$ and $HoNi_2B_2C$ single crystals observed by a high-resolution Bitter decoration technique.» *Phys. Rev. B.*, 71, (2005), 224513.
- [Vinnkov01] VINNIKOV, L. Ya., T. L. BARKOV, P. C. CANFIELD, S. L. BUD'KO, J. E. OSTENSON, F. D. LAABS, y V. G. KOGAN. «Low-field reorientation transition and anisotropic orientational order of vortex lattices in $LuNi_2B_2C$.» *Phys. Rev. B.*, 64, (2001), 220508.
- [Werthamer66] WERTHAMER, N. R., E. HELFAND, y P. C. HOHENBERG. «Temperature and Purity Dependence of the Superconducting Critical Field, H_{c2} . III. Electron Spin and Spin-Orbit Effects.» *Phys. Rev.*, 147, (1966), 295.
- [Yaron96] YARON, U., P. L. GAMMEL, A. P. RAMIREZ, D. A. HUSE, D. J. BISHOP, A. I. GOLDMAN, C. STASSIS, P. C. CANFIELD, K. MORTENSEN, y M. R. ESKILDSEN. «Microscopic coexistence of magnetism and superconductivity in $ErNi_2B_2C$.» *Nature*, 382, (1996), 236–238.
- [Yethiraj97] YETHIRAJ, M., D. McK. PAUL, C. V. TOMY, y E. M. FORGAN. «Neutron Scattering Study of the Flux Lattice in YNi_2B_2C .» *Phys. Rev. Lett.*, 78, (1997), 4849.
- [Zarestky99] ZARESTKY, J., C. STASSIS, A. GOLDMAN, P. CANFIELD, G. SHIRANE, y S. SHAPIRO. «Phonon profiles in superconducting YNi_2B_2C and $LuNi_2B_2C$.» *Phys. Rev. B.*, 60, (1999), 11932.
- [Zarestky95] ZARESTKY, J., C. STASSIS, A. I. GOLDMAN, P. C. CANFIELD, P. DERVENAGAS, B. K. CHO, y D. C. JOHNSTON. «Magnetic structure of $ErNi_2B_2C$.» *Physical Review B*, 51, (1995), R678.