

Análisis de los efectos de proximidad en películas delgadas de Nb superconductor mediante STM

Juan Lorenzo Santana González

Tutora: Isabel Guillamón Gómez

Trabajo de Fin de Grado. Universidad Autónoma de Madrid

Curso 2021-2022

Abstract

El Niobio es un superconductor tipo II muy conocido y estudiado. Su alta tendencia a la oxidación hace difícil su estudio en sistemas fuera del ultra alto vacío. Gracias a una fina lámina de oro de unas pocas capas atómicas se consigue evitar dicha oxidación y estudiar la superconductividad de sistemas de Nb puro y Nb en contacto con un ferromagneto, como el Eu. En este trabajo se han caracterizado películas delgadas de Nb y de Nb en contacto con Eu mediante el uso de microscopía de efecto túnel (STM) a muy bajas temperaturas, y se ha analizado la dependencia en temperatura del gap superconductor y la variación espacial de la densidad de estados. Los resultados están en concordancia con lo esperado para el Nb, teniendo en cuenta efectos de proximidad con un material no superconductor, como el Au. También se ha analizado el efecto de la interacción entre el Nb superconductor y un ferromagneto como el Eu. Los resultados demuestran el gran potencial para la espectroscopía electrónica que tiene el STM.

1 Introducción

El fenómeno de la superconductividad lleva inspirando el desarrollo científico del estado sólido desde su descubrimiento en 1911, por el físico holandés H. K. Onnes. Debido a su propia naturaleza, los campos magnéticos juegan un papel fundamental en la física superconductora. Desde el efecto Meissner hasta la cuantización del flujo magnético, los ejemplos son numerosos e interesantes. Muchas de las propiedades termodinámicas de la fase superconductora están dictadas por la presencia de campos magnéticos, incluso produciendo la destrucción de esta. Y es que la superconductividad y el magnetismo son fenómenos antagónicos.

1.1 Descripción y tipos de superconductividad

La superconductividad es una fase de la materia, caracterizada por la condensación de pares de electrones que se comportan como cuasibosones, en un estado fundamental macroscópico.

Los electrones pueden ver superada la repulsión coulombiana a través de la mediación de las excitaciones colectivas

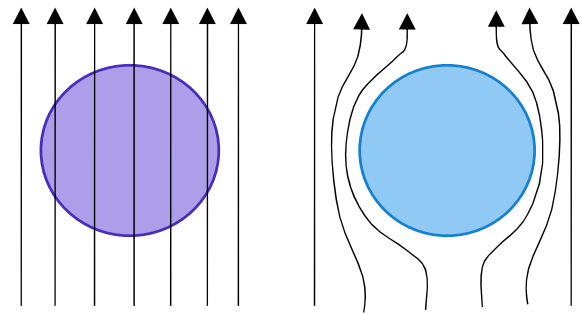


Figura 1.1. Líneas de campo magnético atravesando un material normal (izquierda) y un material superconductor en fase Meissner (derecha).

de la red iónica (fonones). Así, debido a un potencial efectivo atractivo, formarían estos estados ligados llamados pares de Cooper (Teoría BCS [1, 2]). El sistema lleva a cabo una condensación Bose-Einstein [3], y todos los pares se condensan en un estado coherente y macroscópico de fase bien definida, con una función de onda que se extiende por todo el material. Esta función de onda constituiría entonces el primer parámetro de orden de la transición de fase (Teoría Ginzburg Landau [1, 4]).

Tomando en cuenta materiales no homogéneos, esta función de onda debe decaer en aquellas regiones donde no exista superconductividad o condensación macroscópica [5]. Este decaimiento estará entonces caracterizado por una longitud, conocida como longitud de coherencia ξ [1, 2, 4], que determina como de rápido se pierde

la coherencia del estado macroscópico en dichas regiones.

La siguiente longitud característica del superconductor es la que describe el efecto Meissner, la longitud de penetración λ . Esta es una medida del decaimiento de un campo magnético externo en el superconductor, i. e. de la efectividad del material como diamagnético perfecto [1].

Una contraposición se encuentra entonces entre estas dos longitudes. Aquellos materiales con $\xi > \lambda$ tenderán a repeler mayormente el campo, mientras que aquellos donde $\lambda > \xi$ tendrán una fase donde es energéticamente favorable permitir que el campo magnético atravesase el material en pequeñas cantidades. Esto nos permite diferenciar entre dos tipos de superconductores, según su valor del parámetro $\kappa = \lambda/\xi$ [1, 6, 7].

$\kappa \ll 1$, Tipo I

$\kappa \gg 1$, Tipo II

En este informe nos centraremos solamente en los tipo II, aquellos que poseen una fase intermedia, o dos campos críticos.

1.2 Convivencia entre el magnetismo y la superconductividad

La teoría Ginzburg-Landau predice la existencia de dos campos magnéticos críticos diferentes para superconductores de tipo II. Esto define una fase intermedia entre la normal y la superconductora, llamada fase mixta.

En esta fase mixta, al material le es energéticamente favorable permitir que pase cierta cantidad de campo magnético, sin que se destruya totalmente la superconductividad [4]. Pero no cualquier cantidad de flujo magnético está permitida.

Los pares de Cooper interactúan con el campo externo mediante la fuerza de Lorentz [1, 10] produciendo regiones de campo no nulo en el material de tamaño

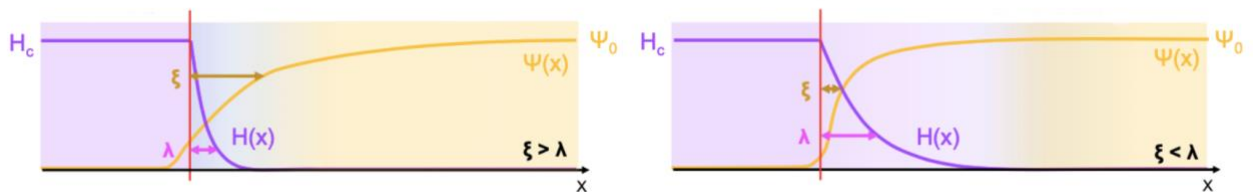


Figura 1.2. Comparación entre los dos tipos de superconductores. A la izquierda, los tipo I, posee mayor longitud de coherencia, por lo que repelen el campo magnético con mayor efectividad. A la derecha, los tipo II, donde $\lambda \gg \xi$. Para ellos, llegados a cierto valor del campo, es favorable permitir que el flujo atravesase el superconductor de forma cuantizada. Imagen adaptada de [16].

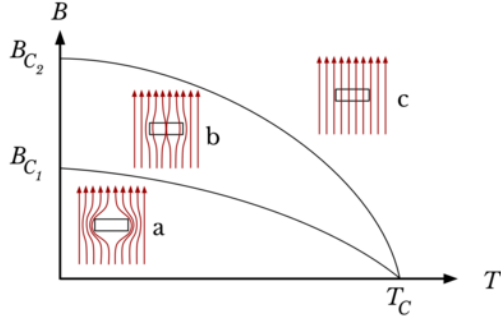


Figura 1.3. Dependencia del campo magnético crítico con la temperatura en superconductores de tipo II. El material se encuentra en las fases a) Meissner, b) mixta, c) no superconductora.

característico λ . A través de estas regiones, el flujo de campo magnético es igual a Φ_0 , el cuanto de flujo magnético, que resulta tener un valor $\Phi_0 = hc/2e \approx 2.067 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2$ [1].

Estas regiones son llamadas vórtices de Abrikosov [6-9]. Como los momentos magnéticos asociados son paralelos, los vórtices se repelen entre sí, formando una red ordenada, cuya separación entre vecinos disminuye con el campo aplicado, de la forma [1]:

$$d_{\Delta} = \left(\frac{4}{3}\right)^{1/4} \sqrt{\frac{\Phi_0}{B}} \quad (1)$$

Habitualmente, los vórtices forman una red hexagonal [11] (celda primitiva triangular con distancia a primeros vecinos d_{Δ}), aunque se han podido observar redes cuadradas bajo ciertas condiciones (en materiales con simetría tetragonal [12]). Cuando el campo aumenta, los vórtices se van acercando entre sí hasta que la distancia entre ellos

se iguala con la longitud de coherencia ξ , llegado al segundo campo crítico, y se rompe la superconductividad.

Debido a que, en el centro de estos vórtices, la función de onda decae rápidamente (como ξ), el gap se cierra y se tiene una densidad de estados que no varía apreciablemente respecto a la energía en regiones cercanas al nivel de Fermi, como en un conductor en estado normal [1, 4, 6, 8]. Por ello, el microscopio de efecto túnel es uno de los mejores instrumentos para la observación de estas redes de vórtices, como se verá más tarde.

1.3 Teoría BCS y gap superconductor

La descripción de la formación de estados ligados entre electrones por mediación de un fonón es la base general de la teoría BCS, muy exitosa mayormente en SC de tipo I [2]. Una de las predicciones más importantes es la existencia de una “energía de ligadura” entre los electrones del par, provocando la aparición de un gap en la densidad de estados (DOS) de las cuasipartículas en estado superconductor (y a temperatura cero):

$$N_S(E) = \begin{cases} \frac{E}{\sqrt{E^2 + \Delta^2}} & E > \Delta \\ 0 & E < \Delta \end{cases}$$

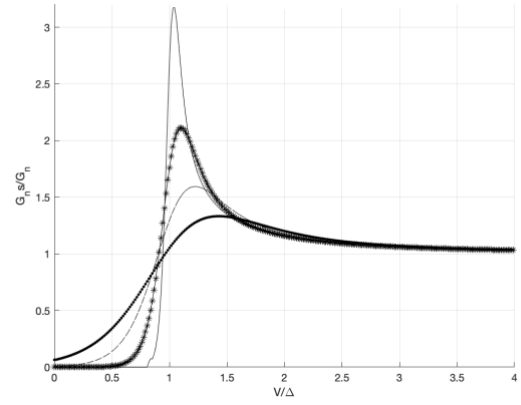
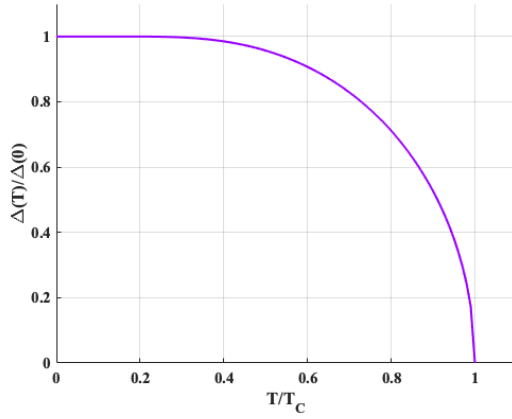


Figura 1.4. Izquierda: relación normalizada entre el parámetro de orden Δ y la temperatura. Derecha: densidad de estados de cuasipartículas para distintas temperaturas (arbitrarias). A menor temperatura, más abrupto el pico de cuasipartículas, centrado en el valor del gap Δ y con un ancho dependiente con $k_B T$.

Aquí, Δ es el gap superconductor del material (y también el parámetro de orden de la teoría). Solo las cuasipartículas con energía mayor que dicho parámetro podrán ser excitadas desde el condensado de pares de Cooper que forma el estado fundamental. Además, Δ es el parámetro de orden de la fase, así que $\Delta \rightarrow 0$ cuando $T \rightarrow T_c$ o $H \rightarrow H_c$. Este parámetro suele ser del orden de los meV, así que las temperaturas críticas serán del orden los Kelvin y los campos críticos del orden de kilo Gauss.

La dependencia del gap con la temperatura también es predicha en BCS (figura 1.4, izquierda) [1] y comprobada en este proyecto (figura 3.4). Resulta interesante notar que existe una relación constante entre la temperatura crítica del material y el gap superconductor de la forma [1]:

$$\frac{\Delta(0)}{k_B T_c} = 1.764 \quad (2)$$

Este número varía dependiendo del material y su acople electrón-fonón (para una ampliación véase la teoría de Eliashberg [13]).

2 Método Experimental

2.1 Microscopía de Efecto túnel

El microscopio de efecto túnel (STM) es una herramienta que permite estudiar las propiedades electrónicas en la superficie de materiales con resolución atómica. Para ello, se hace uso del efecto túnel de electrones entre una fina punta (en nuestro caso, suele ser de oro) y la superficie a estudiar, a la que se le aplica un voltaje del orden del milivoltio.

La corriente túnel entre dos materiales conductores (o superconductores) a través de un aislante es bien conocida. Por ejemplo, la teoría BCS predice una

corriente neta (diferencia de las corrientes que fluyen del material A al B y viceversa) como (modelo semiconductor [1]):

$$I = A|T|^2 \int_{-\infty}^{\infty} N_1(E)N_2(E + eV)[f(E) - f(E + eV)]dE$$

Donde A es una constante de proporcionalidad, T es el elemento de matriz de la interacción entre la punta y la muestra. N_1 y N_2 hacen referencia a las densidades de estados de la punta y muestra, y $f(E)$ se refiere a la función de distribución de Fermi-Dirac. El conocimiento del voltaje V y la medición de dicha corriente permite conocer numerosas propiedades de la muestra.

El punto clave recae en el elemento de matriz $|T|$. En el efecto túnel, la probabilidad de transición (transmitancia) de la barrera decae exponencialmente con su grosor, de manera que esta tiene la forma: $|T| = e^{-z/z_0}$, donde z_0 es un parámetro que depende de la función de trabajo (energía necesaria para arrancar un electrón) [14-16] de los materiales entre los que se hace túnel.

Como conocemos la dependencia de la transmitancia con la separación punta-muestra, podemos analizar topográficamente la muestra, o elegir la intensidad de la corriente túnel a nuestro antojo.

Las principales opciones que se tienen para analizar un material son dos: topografía y espectroscopía.

2.1.1 Topografía

La topografía permite analizar la superficie del material y “dibujar” su forma. Manteniendo constante la corriente mediante un controlador con sistema de retroalimentación PID [14-16], se analiza la distancia a la que la punta debe estar y el voltaje a aplicar para que dicha altura se mantenga inalterada. Esto nos permite conocer la forma de la superficie en cada punto, llegando incluso a distinguir los átomos (figura 2.1). También es posible mantener fija la altura de la punta y medir variaciones en la corriente según la posición, aunque esta medida solo sería útil en regiones planas donde los cambios bruscos en topología tengan una escala pequeña comparada con la distancia punta-muestra.

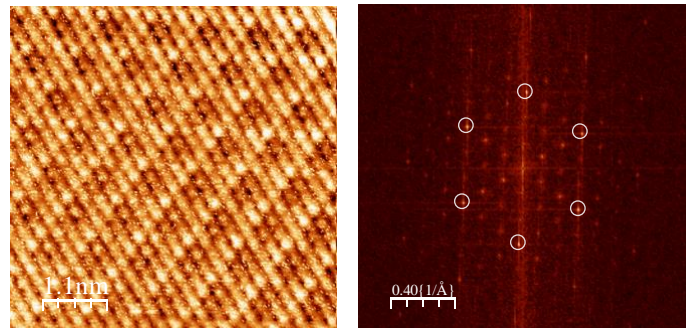


Figura 2.1. Izquierda: imágenes de topografía de átomos en NbSe₂. Se observan cordilleras brillantes periódicas referentes a ondas de densidad de carga. Derecha: Transformada de Fourier de la topografía. Se pueden discernir claramente los picos de Bragg (círculos blancos).

2.1.2 Espectroscopía

El verdadero potencial del STM, sin embargo, se halla en su capacidad para estudiar las propiedades electrónicas de la superficie. Cuando el potencial aplicado entre la muestra y la punta es pequeño (del orden de los meV, o cuando la altura de la barrera de energía punta-muestra es mucho mayor que eV [14-16]), se puede considerar que el elemento de matriz es constante, y entonces la conductancia es una medida de la densidad de estados de la muestra modulada por la derivada de la función de Fermi. Dicha función es un pico muy estrecho, de ancho proporcional a la energía térmica $k_B T$, que tiende a un delta de Dirac centrada en la energía de Fermi de la muestra menos el potencial aplicado cuando T tiende a cero (esto cuando la punta se encuentra en estado conductor normal, y por tanto su densidad de estados (DOS) es

aproximadamente constante cerca del nivel de Fermi [1]):

$$\sigma = \frac{dI}{dV} \propto \int_{-\infty}^{\infty} N_2(E) \frac{\partial f(E - eV)}{\partial V} dE$$

Por tanto, cuanto menor sea la temperatura, más cercana será la medida de la conductancia a la medida de la DOS de la muestra. Como podemos emplear este método en cada posición de la punta, podemos hacer un mapeado de la DOS en la superficie del material, con una resolución solo limitada por la temperatura a la que podamos bajar (figura 2.2). Esto nos va a permitir observar las variaciones de la DOS con la posición, y, por tanto, analizar aquellas regiones donde se produzcan vórtices.

Además, es posible tomar medidas topográficas y espectroscópicas a la vez. STM es una herramienta muy poderosa para el estudio de cualquier tipo de fase

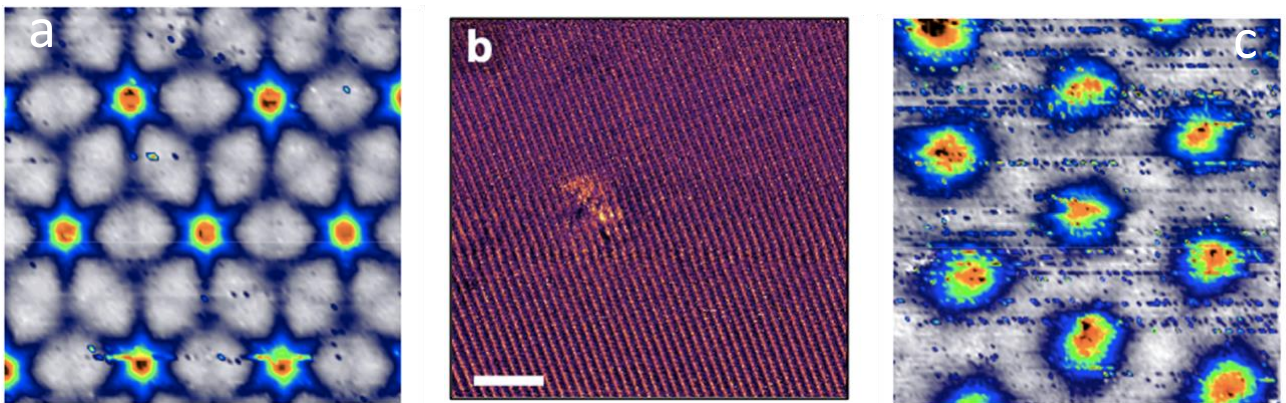


Figura 2.2. Imágenes de Espectroscopía. a) Red de vórtices en NbSe₂ a 0 meV y 0.15 T (adaptado de [14]), b) Átomos en WTe₂ (adaptado de [15]) c) Red de vórtices en NbS₂ a 100 mK y 0.3 T (adaptado de [14])

del material, ya que los resultados anteriores son generales (para una punta en estado conductor normal).

2.2 Montaje Experimental

2.2.1 Microscopio y electrónica

El montaje del microscopio en sí mismo es sencillo, solo es necesario construir un sistema de soporte y movimiento para la punta y la muestra.

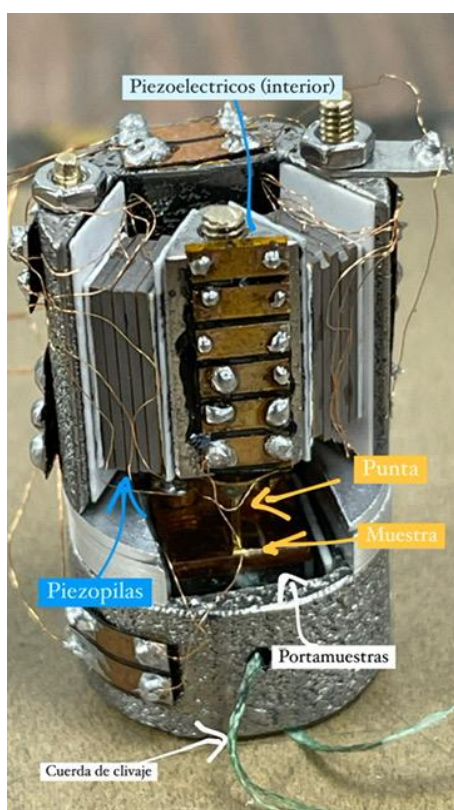


Figura 2.3. Partes básicas de la estructura de un STM

La punta se coloca introducida en un piezotubo, al que se le aplica un alto voltaje para deformarlo, y así conseguir un movimiento muy fino en las 3 dimensiones.

El piezotubo consiste en un cilindro dividido en 4 secciones enfrentadas dos a dos [14-16]. Al aplicar un voltaje entre

secciones enfrentadas, el piezotubo se estrecha o se alarga resultando en un movimiento muy fino en el plano de la muestra. Este movimiento es del orden de 100 Amstrong por Voltio, para una ventana límite de movimiento de 2x2 micrómetros cuadrados [14]. También es posible la deformación en el eje z, lo que constituye el movimiento más fino del microscopio en medidas de topografía o espectroscopía, del orden de 10 Amstrong por Voltio hasta un máximo de 300nm [14].

Sin embargo, se ha de tener riguroso cuidado con la distancia punta-muestra. Cualquier defecto de gran “altura” en la superficie podría producir un choque y desplazar los átomos de la punta o destruir parcialmente la topografía de la muestra. Por ello, es necesario poder mover la punta en el eje z en mayor magnitud para producir acercamientos o alejamientos de la punta en distancias mayores. Esto se hace mediante unas piezo pilas. Las piezo pilas son unas láminas piezoeléctricas colocadas paralelamente a las que se le aplica un voltaje alternado en signo. Debido a que las láminas también tienen polaridad alternada, todas se mueven en la misma dirección al aplicar dicho voltaje [14]. Al aplicar una señal en forma de diente de sierra, las piezo pilas se mueven lentamente durante la fase creciente del

potencial, arrastrando el cuerpo del microscopio en la dirección z deseada. Cuando el voltaje se hace cero repentinamente, las láminas vuelven a la posición original rápidamente y sin desplazar el STM, de forma que es posible volver a iniciar un movimiento en z repitiendo lo anterior. Este método proporciona una buena precisión para mayores rangos de movimiento (del orden de mm), aunque también necesita mayor voltaje (5 Amstrong/Voltio).

2.2.2 Optimización de ruido mecánico y electrónico

Todas las señales dirigidas al movimiento del STM son de alto voltaje. Por ello, deben estar bien aisladas de las señales que se dirigen a la muestra (del orden del mV), para que no se induzca ruido en ellas, lo que introduciría error en la medida. Las conexiones electrónicas exteriores también pueden producir ruido en las medidas si no están todas bien aisladas.

Otras causas de ruido son los movimientos cercanos al microscopio, que inducen en él movimientos vibratorios. Para evitar que todas las vibraciones del laboratorio (y del edificio en general) afecten a la medida, el criostato donde está situado el microscopio está colgado en suspensión por unos arneses. Además, el suelo de la

sala de medida también está suspendido y conectado al suelo real mediante unos muelles de constante elástica muy alta, de forma que nunca hay contacto con nada cercano al criostato durante la medida. Las bombas de vacío también se sitúan en una sala aparte para evitar vibraciones, y todo el sistema se encuentra dentro de dos capas de vacío, para evitar radiación exterior.

2.2.3 Preparación de la muestra

Las muestras consisten en el material a estudiar pegado a un trozo de oro (dado que suele ser el material de la punta), que sirve para limpiar, “afilarse” o hacer pruebas con la punta. Al material se le añade un trozo de alúmina encima, que se adhiere a las primeras capas y permite arrancarlas más fácilmente durante el proceso de clivaje.

Dicho proceso consiste en pasar el material por una cuchilla tirando de una cuerda conectada al exterior del criostato, de forma que se arrancan las primeras capas que tienen suciedad y restos de cuando la muestra estaba fuera del vacío a temperatura ambiente [14-16]. La superficie final es, por tanto, una capa (preferentemente plana) limpia de suciedad y preparada para medir. Este es un punto clave del experimento, dado que el clivaje se realiza con la muestra fría y en alto vacío, por lo que no es

posible comprobar si ha resultado exitoso o no. Esta puede ser una causa de que no haya superficies planas en la muestra, o de que haya zonas que ni siquiera se puedan analizar.

Sin embargo, en este trabajo no se ha utilizado este sistema de clivaje, ya que se han estudiado películas delgadas del superconductor pasivizadas con una película delgada de Au.

2.3 Sistema de refrigeración de dilución

El control de la temperatura en cualquier sistema de medición en superconductores es crucial para un buen resultado. Cuanto más baja es la temperatura, menor es el redondeo térmico de la conductancia, y mayor parecido a la densidad de estados se obtiene. Mediante el sistema de dilución de ^3He - ^4He se alcanzan temperaturas de hasta 100mK [17].

Este sistema de refrigeración consiste en un circuito cerrado por donde se introduce una mezcla de ^3He - ^4He . La mezcla se enfría inicialmente y se licua gracias al contacto térmico con una cámara de ^4He líquido, que se extrae del baño de ^4He en el que se encuentra todo el criostato. Dicha cámara se encuentra conectada a una bomba de vacío externa e independiente, de forma que la temperatura en ella es cercana a 1K. La

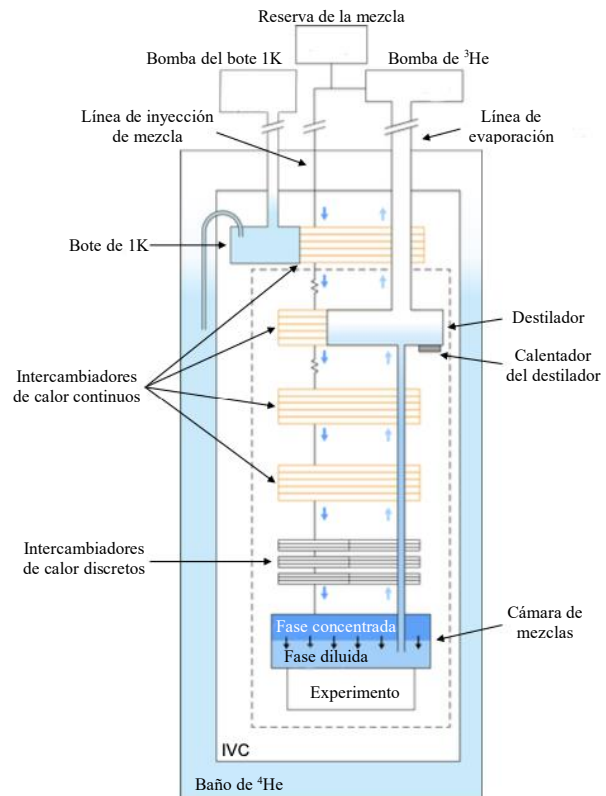


Figura 2.4. Esquema del sistema de dilución (adaptado de [15])

dilución pasa entonces a través de una serie de intercambiadores de calor, hasta alcanzar la cámara de mezclas. Aquí, la mezcla sufre una separación de fases, una muy concentrada de ^3He (con menor densidad), y otra de ^4He diluido con ^3He gaseoso (más pesada).

Debido a que la fase diluida posee una concentración de ^3He no nula hasta en 0 absoluto, y mediante la extracción de ^3He de la fase diluida, es posible enfriar el ambiente de la cámara de mezclas mediante la evaporación de ^3He de la fase concentrada a la diluida, lo cual es un proceso endotérmico. Una descripción más detallada del proceso se incluye en el Anexo.

El ^3He extraído se usa para enfriar la dilución entrante, hasta llegar a otra cámara que lo evapora (aumentando la presión osmótica, que favorece a su vez la extracción de más ^3He). Una vez evaporado, mediante otra bomba independiente se le hace pasar por un sistema de trampas de nitrógeno que lo limpia de toda impureza gaseosa posible, y vuelve a introducirse en el circuito, donde se condensa y se devuelve a la fase concentrada de la cámara de dilución. El sistema posee dos cámaras de vacío, una exterior (OVC, exterior al baño de ^4He , evita que la radiación o contacto térmico con el exterior afecte al baño térmico) y una interior (IVC, entre el baño y la cámara de mezcla, donde se sitúa el sistema de medida). Una medida precisa de la temperatura en la cámara de mezclas se consigue mediante un

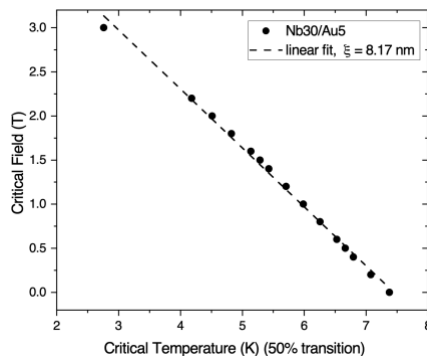


Figura 3.1. Resultados específicos para la muestra medida entre el primer campo crítico y la temperatura crítica. Proporcionados por el grupo “Quantum Materials and Devices”, Cambridge.

termómetro Matshushita (termómetro de carbono) en contacto térmico.

3 Superconductividad en AuNb

3.1 Sistema AuNb

El Niobio es un material altamente estudiado y conocido en el ámbito de los superconductores. Es un superconductor de tipo II, con una temperatura crítica de 9.26K [18] aproximadamente, y con sendos campos críticos $H_{c1} \sim (2000 - 2700)G$ y $H_{c2} \sim (4500 - 6000)G$ [18, 19] (a temperatura cero), respectivamente¹.

Debido a la aproximación de acople débil presente en la teoría BCS, los valores obtenidos experimentalmente para el Nb usualmente se desvían de forma ligera. Hay un buen acuerdo para la magnitud del cociente entre el gap y la temperatura crítica; $2\Delta(0)/k_B T_C = 3.65 \pm 0.04$ [18,20] frente al valor de 3.53 predicho por BCS. Esta magnitud ha sido comprobada en este proyecto.

Debido a su alta tendencia a oxidarse, los sistemas con Nb son complicados de medir sin un sistema de ultra alto vacío.

El simple hecho de colocar la muestra en aire produciría óxido en su superficie, estropeando la medición túnel. Por ello,

¹ Las desviaciones proceden de los distintos tipos de tratamiento que se le dan a la muestra [18]

para nuestra muestra se recubre la superficie con una fina capa de oro de unos 5nm, a fin de reducir dicha oxidación. Una desventaja de esto es que la medición no se efectúa sobre el Nb puro, sino sobre dicha capa, por lo que la superconductividad medida es inducida sobre el Au por el Nb, dado que el oro no es superconductor. Por ello es necesario estudiar los efectos de proximidad si se quieren entender los resultados de otros sistemas más complejos de Nb que contengan oro en la superficie [21].

Para la muestra específica estudiada, se muestran los resultados obtenidos por el grupo que las ha fabricado, (“Quantum Materials and Devices” de Cambridge, dirigido por el profesor Jason Robinson) en la figura 3.1. La muestra se compone de 30nm de Nb puro con la capa de oro ya mencionada, de 5nm (Au5-Nb30). También es conocido que las propiedades superconductoras de un material dependen en general de la dimensionalidad, por lo que la temperatura crítica se ve reducida. Sin

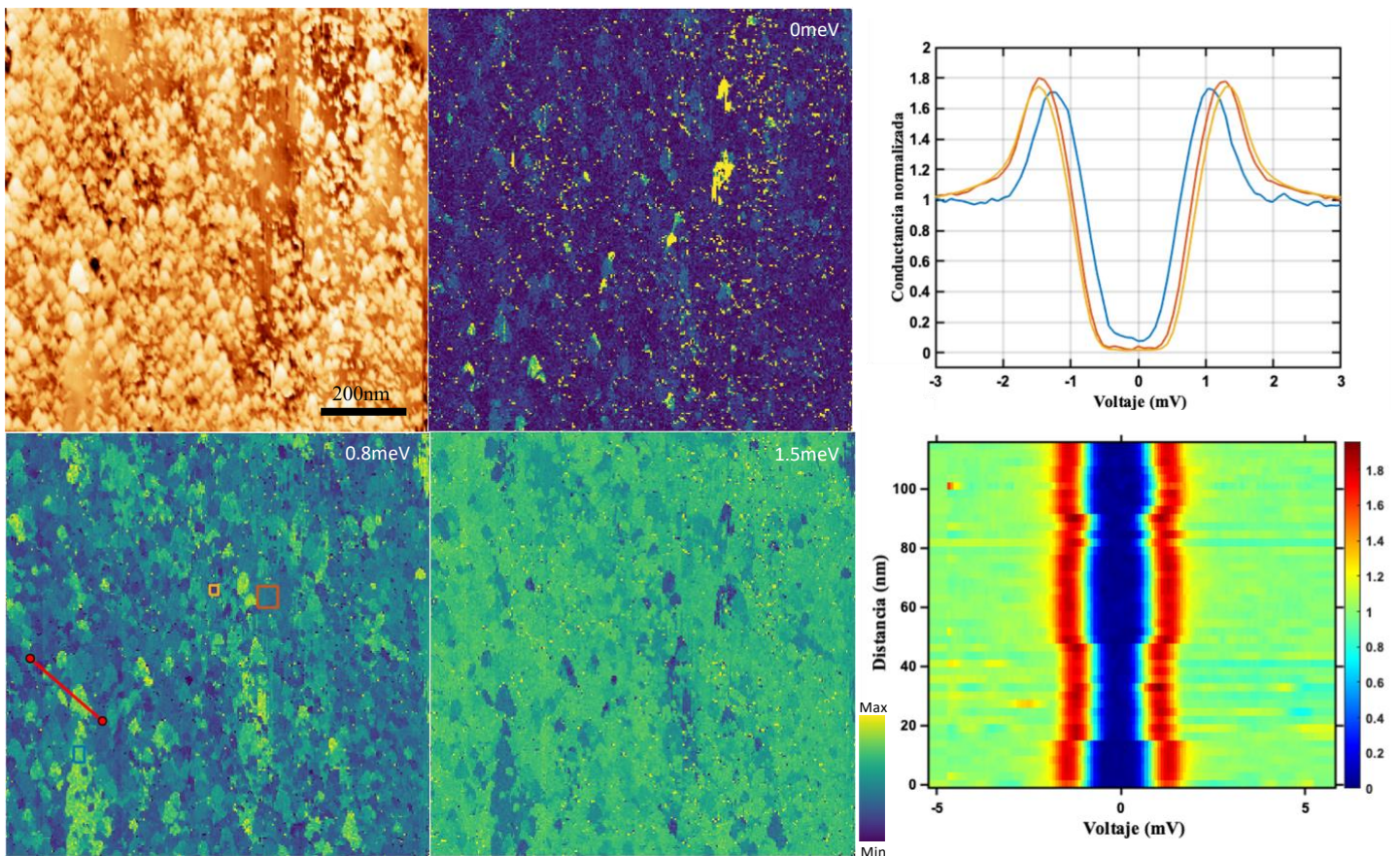


Figura 3.2. Izquierda: Imágenes mediante STM de la muestra de Au5-Nb30. Topografía y mapas de conductancia a diferentes bias. Las imágenes se presentan con diferentes contrastes (min-max) dados por (0-0.2), (0.6-1.8) y (0.7-2), para las imágenes de menor a mayor conductancia. Algunas regiones parecen tener valores del gap diferenciados, pero la muestra es bastante homogénea en general. Estas regiones parecen depender de las zonas topográficas (como la “meseta” abajo a la izquierda), pero los resultados no son conclusivos. Derecha: Curvas de conductancia (arriba) en las regiones denotadas con cuadrados de colores en el mapa de conductancia de 0.8meV y un perfil de conductancia (abajo) a lo largo de la línea roja indicada también en este mapa.

embargo, la relación entre el gap y la temperatura crítica no varía. Observamos en nuestra muestra una temperatura crítica de 7.4K, y un campo $H_{c2} \sim 3T$, aproximadamente. Mediante la relación (2) y el valor de T_c de nuestra muestra, esperaríamos un gap de 1.16meV, aproximadamente.

En la figura 3.2 se exponen mapas de conductancia de la muestra a 420mK, para distintos voltajes bias. En general, el gap es bastante homogéneo para las diferentes zonas de la ventana de medición.

3.2 Análisis del gap superconductor en función de la temperatura

Escogiendo una región específica del material, es posible estudiar la evolución del sistema con la temperatura. Dicho análisis se muestra en la figura 3.3.

El ajuste se ha hecho mediante un ajuste BCS a la curva de menor temperatura, y convolucionando la densidad de estados asociada a dicha curva con la derivada de la distribución de Fermi-Dirac para el

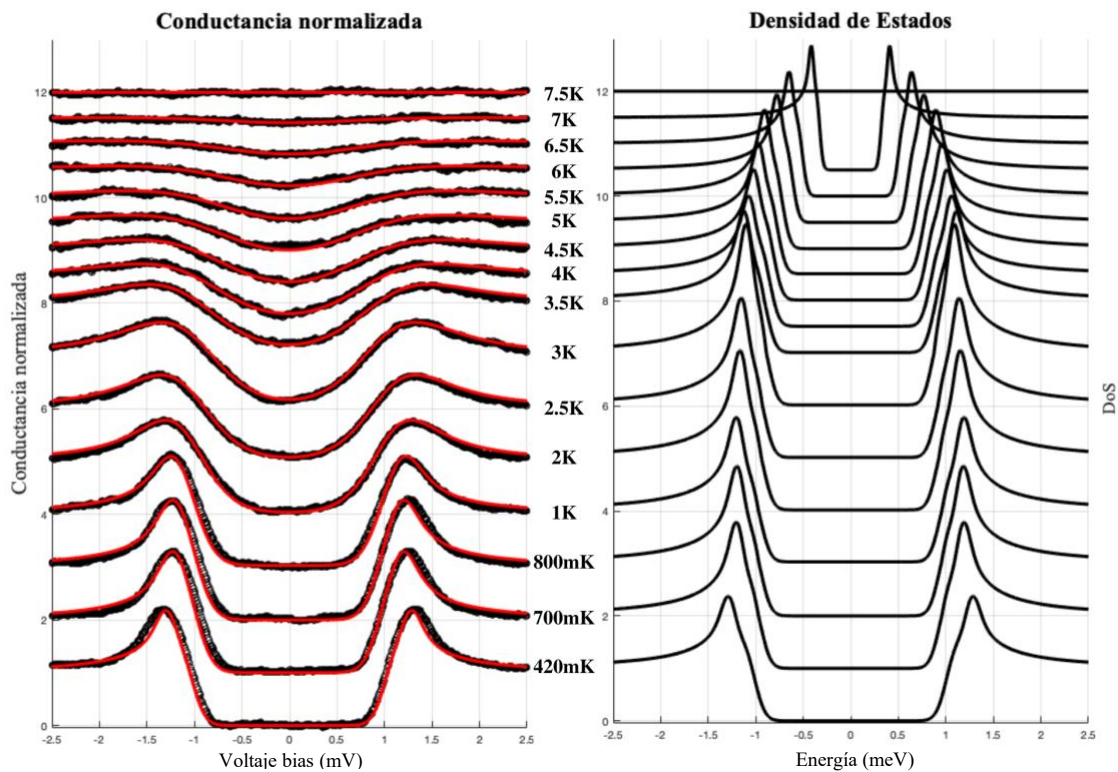


Figura 3.3. Derecha: Ajustes (líneas rojas) a las curvas de conductancia experimentales (puntos negros) para distintas temperaturas. Los ajustes resultan de la convolución de la densidad de estados (izquierda) con la derivada de la función de Fermi para cada temperatura. Cuando aumenta la temperatura, ambos gaps se acercan en magnitud, hasta cerrarse en 7.5K aproximadamente

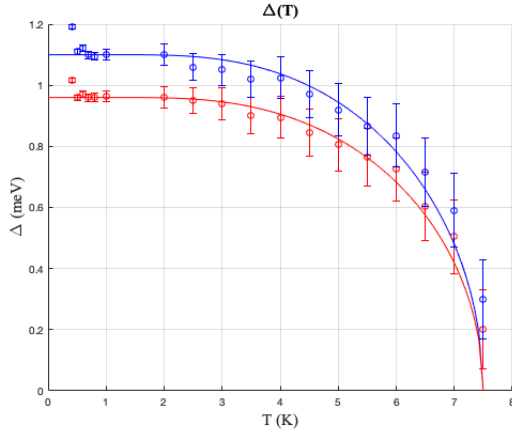


Figura 3.4. Dependencia experimental del gap con la temperatura, en ausencia de campo. La línea sólida representa un ajuste a la teoría BCS.

resto de las temperaturas. Se observa una buena consistencia con la teoría BCS y los datos ya conocidos en Nb.

Para realizar un buen ajuste ha sido necesario introducir dos valores del gap, muy próximos entre sí. La existencia de dos gaps no es extraña en materiales como el Nb, (materiales con bandas s y d [22]). Pequeñas desviaciones en los valores del gap pueden deberse a que la superconductividad medida es un efecto de proximidad en este sistema. El valor final para el cociente (2) resulta:

$$\frac{2\Delta(0)}{k_B T_C} = 3.49 \pm 0.14$$

La relación obtenida es equivalente a un gap superior $\Delta(0) = (1.13 \pm 0.03)\text{meV}$, aproximadamente, y una temperatura crítica $(7.5 \pm 0.1)\text{K}$. A partir del ajuste para la densidad de estados y conductancia, se obtiene la variación del gap superconductor con la temperatura, con un error proporcional al

redondeo térmico $k_B T$. Esta dependencia se muestra en la figura 3.4.

La teoría BCS predice una temperatura crítica menor, y unos picos de cuasipartículas más bajos. Además, solo contempla la existencia de un único gap. Esta ajusta de forma muy correcta para temperaturas bajas, lo que puede ser indicio de que la pérdida de comportamiento BCS al aumentar la temperatura puede haberse visto incrementada por el efecto de proximidad con el Au, que introduciría estados dentro del gap, con el efecto de reducirlo. También puede deberse a pequeñas desviaciones intrínsecas del gap en las películas delgadas de Nb que se están midiendo. En general, estas variaciones son pequeñas y el gap es bastante uniforme, como se puede ver en la figura 3.2.

En conclusión, los resultados son satisfactorios y esperados para un sistema compuesto de Niobio, si bien los efectos de proximidad hacen que la magnitud del gap se reduzca de manera apreciable.

3.3 Vórtices en el sistema AuNb

La superficie corrugada del oro dificulta la observación de vórtices superconductores, debido a la abrupta disposición de la topografía. Numerosos mapas han sido tomados a distintos

campos magnéticos perpendiculares a la superficie, y muchos de ellos siguen todavía en proceso de análisis. El resultado más prometedor se muestra en la figura 3.6, para un campo de 0.1T. Se observa la presencia de una red hexagonal de vórtices, aunque el contraste se ha visto reducido por los efectos de proximidad.

Los vórtices (regiones en amarillo de la imagen 3.6) tienden a organizarse en una estructura hexagonal. En su interior, la densidad de estados es máxima, aunque no llega a ser la densidad de estados de la fase normal, como suele ocurrir en películas delgadas superconductoras en proximidad con metales normales. Una topografía con la escala de esta imagen, así como más imágenes a distintas

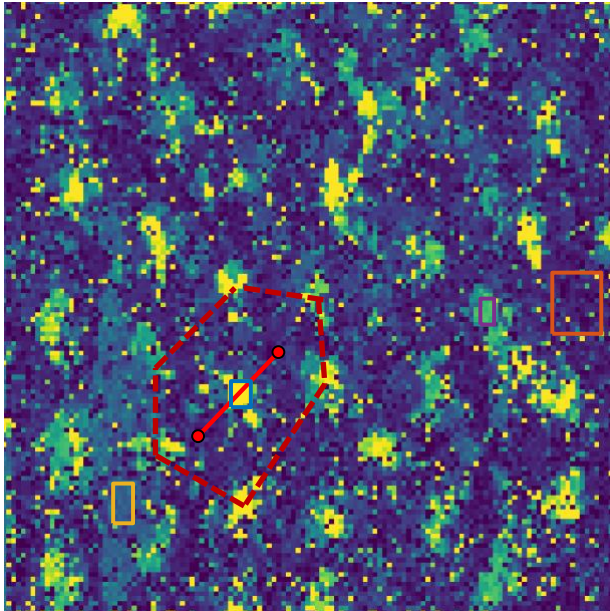


Figura 3.6. Mapa de la conductancia a 1.4 meV en AuNb a 0.1T. Se marca en rojo una posible celda hexagonal de vórtices. Las conductancias de presentan en la figura 3.5. El contraste de esta imagen está indicado en el anexo.

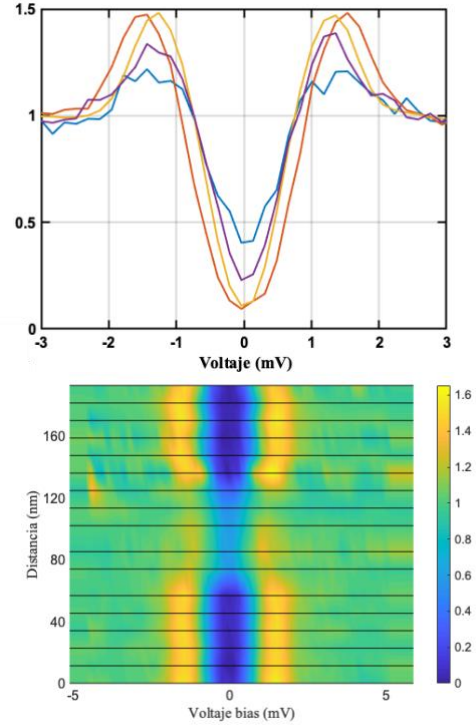


Figura 3.5. Arriba: Conductancia en las regiones indicadas en el mapa de la figura 3.6. Abajo: Perfil de conductancia a través de un vórtice, donde se observa como aumenta la densidad de estados.

conductancias se encuentran en el anexo de “[Imágenes experimentales](#)”.

Otro concepto importante que nos permite distinguir vórtices es la distancia entre ellos. Los vórtices tienden a formar redes hexagonales en la mayoría de los casos, por lo que son equidistantes unos entre otros. Esta distancia solo depende del campo magnético aplicado, como se mencionó en la ecuación (1). Una primera estimación visual en la región marcada ofrece $d_{\Delta} \approx (160 \pm 20)\text{nm}$. La distancia intervorticial coincide la dada por la ecuación (1) (156nm aproximadamente). El hecho de que la red no sea perfectamente hexagonal se

debe a que, en presencia de defectos o regiones abruptas en la superficie, los vórtices tienden a colocarse en dichos defectos. Algunas variaciones en el espesor de la película de Nb podrían producir estos defectos, que a su vez producirían un efecto de anclaje en la red de vórtices (véase el capítulo 5 de [14]).

4 Superconductividad en contacto con un ferromagneto: AuNbEu

Una vez analizado el sistema AuNb, se desea estudiar las consecuencias de la proximidad con materiales magnéticos, como el Europio. Con este objetivo, se mide una muestra de Au5-Nb5-Eu30 (capa de oro de 5nm, 5 nm de Nb puro y 30nm de Europio puro en contacto).

Los mapas de conductancia sin campo magnético se muestran en la figura 4.1. Es inmediatamente notable la inhomogeneidad del gap superconductor. Zonas

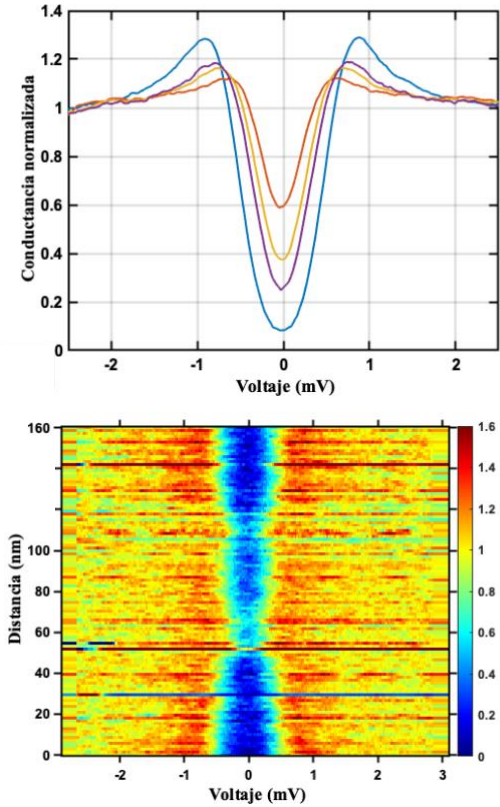


Figura 4.2. Arriba: Curvas de conductancia en las regiones indicadas en la figura 4.1. (0meV). Abajo: Perfil de conductancia (línea roja en la figura 4.1. (0meV). Se observa gran variación en zonas extensas del material. Hay muchos dominios con diferente densidad de estados.

de similar topografía muestran curvas de conductancia diferentes, llegando a cerrarse en buena parte en algunas regiones. Esto es debido al campo magnético efectivo presente en el Nb

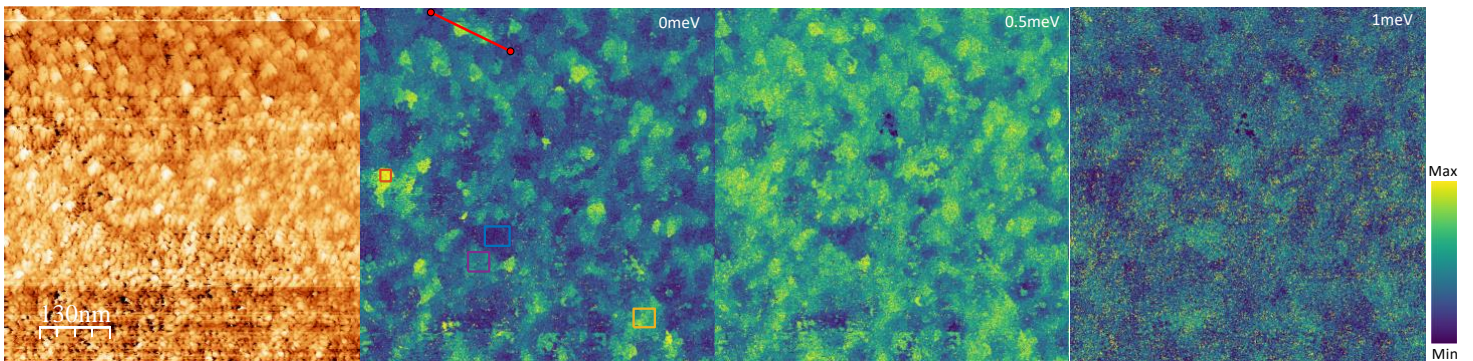


Figura 4.1. Imágenes STM en Au5-Nb5-Eu30. Izquierda: topografía de la muestra, la ventana es de mayor tamaño que la de la figura 3.2. A continuación mapas de conductancia a diferentes voltajes bias. Se presentan las imágenes con contrastes de voltaje (min-max) de (0-0.6), (0.3-1.2) y (1-1.5), respectivamente. La muestra presenta inhomogeneidad, y aparece la idea de “regiones” con diferentes conductancias.

debido a la magnetización permanente del Eu. Sin embargo, no sería posible estimar este campo efectivo directamente de esta muestra, dado que la capa de Nb es mucho más fina. Al variar la dimensionalidad lo harán también el gap y la temperatura crítica.

En la figura 4.2 se incluye un perfil de conductancia a lo largo de una extensa línea que recorre varias regiones. Este perfil se compara con el presente en la figura 3.2 para el AuNb, de forma que es clara la variación de la conductancia en distintas regiones de la ventana de medida.

Actualmente, los esfuerzos se están centrando en obtener una dependencia del gap con la temperatura, como la figura 3.3, y en estudiar la aparición de vórtices para posterior comparación con los resultados en AuNb. Finalmente, se planea el estudio de sistemas NbEu con campos magnéticos paralelos a la superficie, dado que el Eu presente magnetización paralela. Esto se hará mediante una bobina superconductora de 3 ejes integrada en el STM.

5 Conclusiones

Los sistemas Nb superconductor-ferromagneto son de alto interés es el desarrollo de nuevas tecnologías como los filtros de espín, etc. Un mayor estudio es necesario, pero las primeras conclusiones son claras.

El recubrimiento con Au no afecta en gran forma a la superconductividad en el Nb, se han observado resultados esperados. Además, la red de vórtices tampoco desaparece, y futuros estudios serán necesarios para caracterizar su dinámica. Ahora bien, está superconductividad se ve afectada en gran manera en presencia de un ferromagneto en contacto. La densidad de estados superconductora deja de ser homogénea con la posición y aparecen regiones con diferentes gaps que probablemente describan la distribución de dominios magnéticos de la lámina delgada de Eu en contacto.

Finalmente, serán necesarios futuros estudios para concretar la practicidad de estos materiales, en los que la Universidad Autónoma de Madrid será una de las pioneras, y en cuyos inicios se enorgullece el autor de haber participado.

Referencias

- [1] Tinkham, M. (1996). *Introduction to superconductivity* (2.a ed.). <https://doi.org/10.1063/1.2807811>
- [2] Bardeen, J., Cooper, L. N., & Schrieffer, J. R. (1957). *Theory of Superconductivity*. *Physical Review*, 108(5), 1175–1204. <https://doi.org/10.1103/physrev.108.117>
- [3] Randeria, M., & Taylor, E. (2014). *Crossover from Bardeen-Cooper-Schrieffer to Bose-Einstein Condensation and the Unitary Fermi Gas*. *Annual Review of Condensed Matter Physics*, 5(1), 209–232. <https://doi.org/10.1146/annurev-conmatphys-031113-133829>
- [4] Cyrot, M. (1973). *Ginzburg-Landau theory for superconductors*. *Reports on Progress in Physics*, 36(2), 103–158. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/36/2/001>
- [5] Hook, J. R. & Waldram, J. R. *A Ginzburg-Landau equation with non-local correction for superconductors in zero magnetic field*. (1973). *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 334(1597), 171–192. <https://doi.org/10.1098/rspa.1973.0086>
- [6] Abrikosov, A. (Julio de 2004). *Nobel Lecture: Type-II superconductors and the vortex lattice*. *Reviews of modern physics*, 76, 975-979.
- [7] Huebener, R. P. (2019). *The Abrikosov Vortex Lattice: Its Discovery and Impact*. *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, 475-481.
- [8] Golubov, A. A., & Hartmann, U. (1994). *Electronic structure of the Abrikosov vortex core in arbitrary magnetic fields*. *Physical Review Letters*, 72(22), 3602–3605. <https://doi.org/10.1103/physrevlett.72.3602>
- [9] R.P. Huebener, N. S. (2002). *Vortices in Unconventional Superconductors and Superfluids*. Springer.
- [10] Ginzburg, V. L. (Marzo de 1957). *Ferromagnetic Superconductors*. *JETP*, 4, 153-160.
- [11] Rusinov, A. I., & Mkrtchyan, G. S. (1971). *On the theory of the Abrikosov vortex lattice in superconductors with $\kappa \gg 1$* . *JETP*, 34, 413–417.
- [12] de Wilde, Y., Iavarone, M., Welp, U., Metlushko, V., Koshelev, A. E., Aranson, I., & Crabtree, G. W. (1997). *Scanning Tunneling Microscopy Observation of a Square Abrikosov Lattice in LuNi2B2C*. *Physical review letter*, 78.
- [13] Marsiglio, F. (2019). *Eliashberg Theory: a short review*. University of Alberta, Department of Physics, Edmonton.

- [14] Guillamón, I. (2009). *Orden y desorden en superconductividad*. Madrid.
- [15] Vega, F. M. (2021). *Visualization of quasiparticles in quantum materials at high magnetic fields*. Madrid.
- [16] Barrena Escolar, V. (2022). *Scanning tunneling spectroscopy of superconductors close to a quantum critical point and at magnetic impurities*. Madrid.
- [17] G., B. G. (2015). *Principles of dilution refrigerator*. Oxford: Oxford Instruments NanoScience.
- [18] BooRsz, H. A. (1964). *Superconducting and Normal Specific Heats of a Single Crystal of Niobium*. Physical review, 134, 1322-1328.
- [19] Saito K. (2001). *Critical field limitation of the niobium superconducting RF cavity*. The 10th Workshop on RF Superconductivity, 583-587.
- [20] Meincke, V. N. (1975). *Single Superconducting Energy Gap in Pure Niobium*. Journal of Low Temperature Physics, 18.
- [21] Clarke, J. (1968). *The proximity effect between superconducting and normal thin films in zero field*. Journal de physique, C2-3-C2-16.
- [22] Suhl, H., Matthias, B. T., & Walker, L. R. (1959). *Bardeen-Cooper-Schrieffer Theory of Superconductivity in the Case of Overlapping Bands*. Physical Review Letters, 3(12), 552–554.
<https://doi.org/10.1103/physrevlett.3.55>
- [23] Suderow, H., Guillamón, I., Rodrigo, J. G., & Vieira, S. (2014). *Imaging superconducting vortex cores and lattices with a scanning tunneling microscope*. Superconductor Science and Technology, 27(6), 063001.
<https://doi.org/10.1088/0953-2048/27/6/063001>

Imágenes experimentales

A continuación, se exponen algunas imágenes tomadas mediante STM que son de ayuda para el análisis de la muestra, pero de menor importancia que las presentes en el artículo.

La figura A.1. es una exposición de imágenes de la red de vórtices en AuNb, si bien su observación es complicada. También se incluye la topografía de la muestra.

Principio de funcionamiento de un refrigerador de dilución

El sistema está basado en la termodinámica de la mezcla de $^3\text{He}/^4\text{He}$, cuyo diagrama de fases puede verse en la figura A.3. Cuando baja la temperatura,

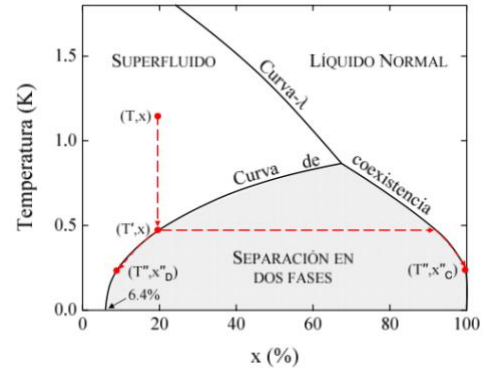


Figura A.3. Diagrama de fases de una mezcla $^3\text{He}/^4\text{He}$. El eje horizontal x es la concentración de ^3He . Adaptado de [14].

existe una región prohibida en la que la mezcla sufre una separación en dos fases, una donde la concentración de ^3He es máxima, y otra donde predomina el ^4He . Podría considerarse esta separación en una fase condensada (“ ^3He líquido”) con menor densidad, y otra diluida (“ ^3He gaseoso” dentro del ^4He líquido).

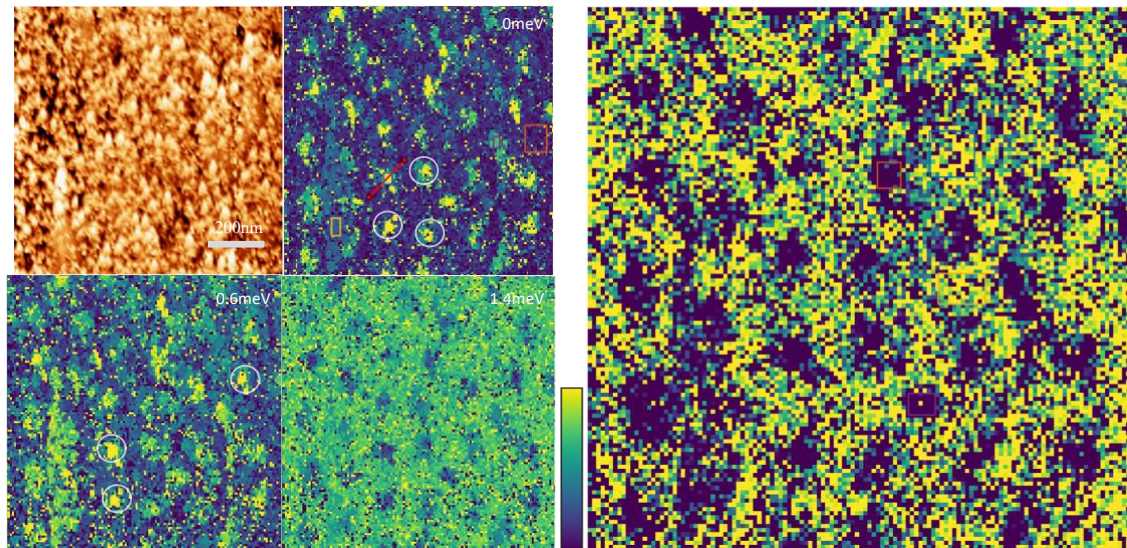


Figura A.1. Izquierda: topografía de la muestra AuNb a 0.1T, muy similar a la presente en la figura 3.2, y mapas de conductancia a 0.1T. Los contrastes son (0-0.4), (0.3-0.85) y (1-1.7). En mapas de baja conductancia, los vórtices se observan como islas de alta conductancia, donde el gap está más cerrado (o cerrado completamente, idealmente). Esto se muestra señalado con círculos blancos. Al aumentar la conductancia, se pierde un poco el contraste hasta alcanzar la zona de los picos de cuasipartículas, entre 1.2 y 1.4 meV. En esta zona, los vórtices se observan como pozos de conductancia menor, dado que carecen de dichos picos o son menos prominentes. Derecha: mapa de conductancia a 1.4meV, pero con diferente contraste para mejorar la visualización, contraste (1.45-1.77).

Termodinámicamente, el cambio ^3He “líquido” al “vapor” de la fase es un proceso endotérmico, es decir, absorbe calor del ambiente. Debido a que, incluso a temperatura cero, existe cierto porcentaje de ^3He en la fase diluida, es posible favorecer este proceso de “evaporación” de ^3He absorbiendo el gas ^3He de la fase diluida mediante una bomba. De esta forma, el ^3He de la fase condensada se evapora absorbiendo calor, y enfriando el entorno.

Curvas I-Z. Cuanto de conductancia

Antes de realizar la medida, se debe intentar que la punta tenga una forma de punta de lápiz, de forma que el túnel se realice a través de un solo un átomo de oro. Esto permitirá mayor precisión y control sobre la medida, dado que los ajustes teóricos tienen en cuenta un electrón en un solo orbital. Otros defectos que pueden estropear la medida son partículas de otro material que se enganchen en la punta, ya sea porque esta choca con la muestra al moverse (el PID no responde lo suficientemente rápido), o porque el ultra vacío no ha sido el más deseable.

La forma habitual de “afilarse” la punta es estrellarla repetidamente contra una superficie del mismo material del que esté hecha, en nuestro caso Au, y recoger átomos del material en una cadena

(idealmente unidimensional) de dichos átomos, de forma que la conducción se realice entre átomos individuales. Para comprobar cuando la punta está afilada se toman datos de corriente frente a altura (I-Z) del piezoeléctrico vertical (a voltaje fijo). Cuando la punta está muy lejos, no se obtiene corriente. Cuando el primer átomo de oro impacta sobre la superficie, la corriente eléctrica es directa entre átomos de oro, y se observa un valor fijo de la corriente, equivalente a tener un cuanto de conductancia. Cuando la punta sigue introduciéndose en el oro, la conductancia aumenta, aunque ya no se puede decir que aumente un número entero de cuantos, debido a que no tenemos control sobre la forma exacta de la punta, y podría haber otros canales de transmisión. A la hora de

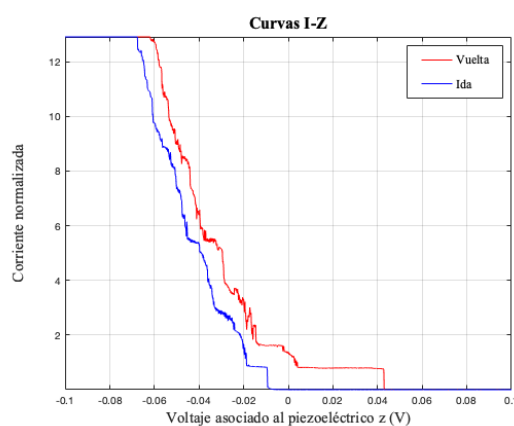


Figura A.4. Curva I-Z. Se observa los platós de cuanto de conductancia. La curva de vuelta tiene un plató más extenso porque arrastra una cadena monoatómica al salir del material que conserva la corriente átomo-átomo. El comienzo del primer escalón tiene en realidad una forma exponencial, fruto de la transmisión túnel.

alejarse, la punta arrastra material de la superficie, la estira formando una cadena monoatómica (aumenta el plató de un cuanto de conductancia) hasta que esta cadena se rompe, dejando un solo átomo (idealmente) en la punta. Haciendo esto repetidamente, es posible tomar un histograma de los puntos de todas las curvas I-Z que se hayan tomado. En este histograma se observa un gran pico en el cuanto de conductancia para el oro, haciendo referencia a la región de contacto de un solo átomo (point contact).

Las desviaciones en nuestro caso son de un 15%. Pueden explicarse debido a la existencia de algunos errores sistemáticos, como que el amplificador no proporciona un voltaje de 0.1V exactos (sino de 0.097V, aproximadamente), o también por el hecho de que estamos midiendo la resistencia en serie de todos los cables y aparatos electrónicos, lo que reduce la conductancia medida.

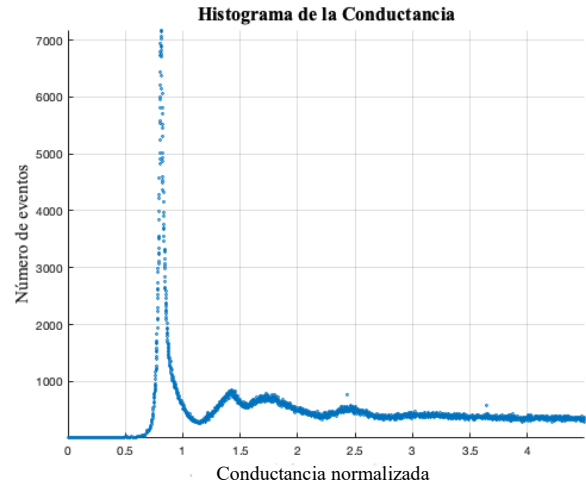


Figura A.5. Histograma (solo los puntos superiores) de la conductancia. Se observa un gran número de puntos cerca del cuanto de conductancia. El eje x está normalizado al cuanto de conductancia en Au.