

# Medición del gap superconductor de una unión Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Pb mediante corriente de efecto tunel

S. Alonso de la Fuente Chávez, José Luis del Olmo Naranjo, Juan L. Santana González  
Tutor: Eduardo Lee

21 de Enero del 2022  
Universidad Autónoma de Madrid

## Resumen

La teoría BCS predice la existencia de un gap en la densidad de estados de un superconductor. Las propiedades de conductividad del material se ven afectadas por este hecho lo que modifica su comportamiento en fenómenos de transporte. En particular, modifican la conducción túnel que tiene lugar si una diferencia de potencial es aplicada entre dicho material y otro, siendo este último conductor y superconductor. Mediante la preparación de muestras de unión tunel Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Pb, se caracterizará, tras alcanzar temperaturas de transición superconductor en Pb, el gap en la densidad de estados de dicho material y su conductividad en dicho estado mediante efecto túnel de electrones.

## 1 Introducción

La existencia del gap en materiales en estado superconductor ha sido demostrada por varios experimentos desde que se predijo mediante el estudio del calor específico a bajas temperaturas. En este trabajo se lleva a cabo una caracterización de la energía del gap, mediante el estudio del transporte entre Pb y Al cuando ambos están en el estado normal y cuando el Pb es superconductor, que es donde se medirá el gap superconductor. El estado de cada material (normal o superconductor) afecta directamente a su densidad de estados y por tanto, a la dependencia I-V cuando se aplique un voltaje entre ellos. Es por ello que se emplea la caracterización mediante efecto túnel en este trabajo. Igualmente, se estudiará el efecto térmico en la medida del gap superconductor.

## 2 Marco Teórico

En la práctica, el efecto túnel es el responsable de toda la corriente medida, por lo que se estudia el comportamiento de dicha corriente a través de la unión, cuando está formada por dos metales en su estado normal y cuando uno de ellos se encuentra en estado superconductor. Siendo la barrera de potencial el delgado aislante entre metales.

Usando el modelo Semiconductor [2] y las predicciones de la Teoría BCS, la densidad de estados de los conductores en sus estados normal y superconductor

y el comportamiento de la corriente se representa en la figura 1.

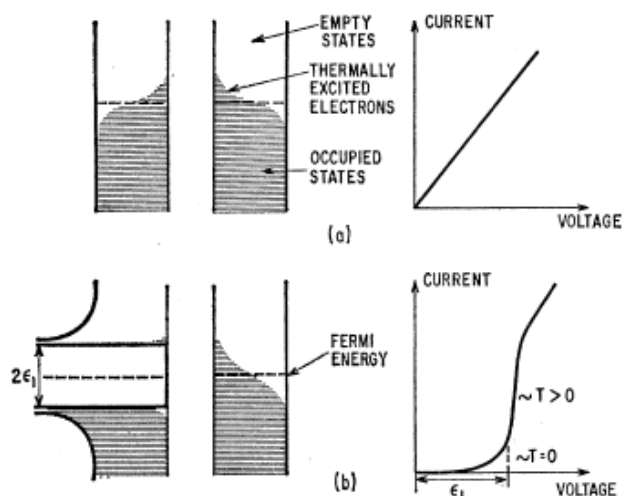


Figura 1: Diagrama energético que muestra la densidad de estados a la izquierda y la relación I-V a la derecha. (a) Ambos metales en el estado normal. (b) Un metal en el estado superconductor y el otro en estado normal.[1]

### 2.1 Estado Normal-Normal

En equilibrio termodinámico, los electrones que han pasado de un metal a otro equilibran el potencial químico de ambos metales lo que detiene dicha corriente. Por ello, la aplicación de un voltaje incrementa el potencial químico de un metal respecto a otro lo que provoca que para voltajes "pequeños" la corriente

sea proporcional al voltaje aplicado, por lo que la esta crece linealmente con el voltaje obedeciendo la Ley de Ohm.

La corriente por tanto será:

$$\begin{aligned} I_{nn} &= A |T|^2 N_1(0)N_2(0) \int_{-\infty}^{\infty} [f(E) - f(E + eV)]dE \\ &= A |T|^2 N_1(0)N_2(0)eV \equiv G_{nn}V \end{aligned} \quad (1)$$

Se observa una conductancia independiente del voltaje y una corriente independiente de T. Esto es debido a que la mayor parte de la corriente es debido al aumento del voltaje y no a las excitaciones térmicas. A medida que el voltaje crece, el efecto térmico queda apantallado porque a mayor voltaje, mayores estados accesibles habrá, lo que explica dicha independencia de la temperatura, ya que la corriente por excitación térmica será mínima.

## 2.2 Estado Superconductor-Normal

Cuando uno de los metales está en el estado superconductor, aparece un gap centrado su nivel de Fermi.

En este caso, en el cero absoluto, no hay flujo de corriente hasta que el voltaje sea proporcional a la energía del gap:  $V = \Delta/e$ . Debido a que la diferencia de potencial tiene que aportar suficiente energía para permitir la corriente tunel a través de la barrera.

La corriente en este caso será:

$$\begin{aligned} I_{ns} &= \\ &= \frac{G_{nn}}{e} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_{2s}(E)}{N_2(0)} [f(E) - f(E + eV)]dE = \\ &= A |T|^2 N_1(0) \int_{-\infty}^{\infty} N_{2s}(E) [f(E) - f(E + eV)]dE \end{aligned} \quad (2)$$

Considerando que la corriente es proporcional a la densidad de estados, cuando el voltaje es proporcional a la energía del gap  $V = \Delta/e$  se puede observar un gran crecimiento de la corriente, y a partir de ahí se irá acercando de forma asintótica a la relación I-V obtenida cuando ambos metales están en el estado normal.

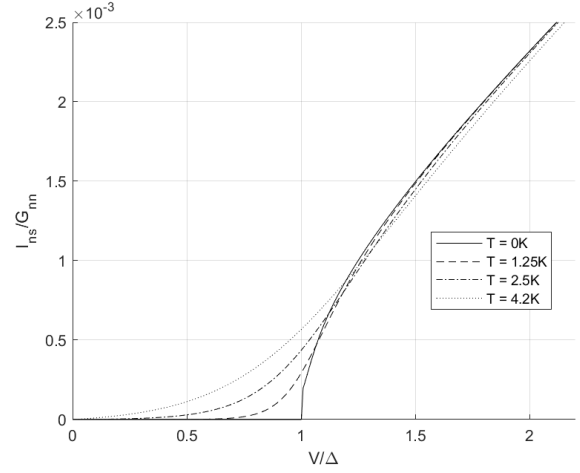


Figura 2: Relación I-V que muestra la dependencia térmica de la corriente. Se puede observar que cuando la temperatura se aproxima a la temperatura crítica del metal, se recupera el comportamiento Óhmico, como si ambos metales estuvieran en el estado normal, indicando que el gap superconductor desaparece. Además, se observa una pequeña corriente para el estado superconductor cuando la temperatura es distinta de cero pero el voltaje no equipara la mitad de la energía del gap, debido a excitaciones térmicas.

Si se considera una conductancia diferencial que depende de V tal que:

$$\begin{aligned} G_{ns} &= \frac{dI_{ns}}{dV} \\ &= G_{nn} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_{2s}(E)}{N_2(0)} \left( -\frac{\partial f(E + eV)}{\partial(eV)} \right) dE \end{aligned} \quad (3)$$

En el límite de bajas temperaturas, dicha conductancia es una medida directa de la densidad de estados del superconductor:

$$G_{ns}|_{T=0} = \frac{dI_{ns}}{dV} = G_{nn} \frac{N_{2s}(e|V|)}{N_2(0)} \quad (4)$$

Si la temperatura es diferente de cero, la conductancia se modifica debido a la aparición de corriente no nula incluso para  $V = 0$  (Ver anexo 6.2)

## 2.3 Gap y Temperatura

Desde los primeros experimentos con superconductores se han encontrado numerosas evidencias de la dependencia del gap superconductor con la temperatura. BCS propone que existe una temperatura crítica de transición para la que el gap desaparece, y que este aumenta hasta llegar a un valor aproximadamente constante para temperaturas bajas, donde hay pocas

cuasipartículas excitadas. Este valor de la temperatura crítica se relaciona con el gap a temperatura cero mediante la expresión:

$$\frac{\Delta_{wc}(0)}{kT_c} = 1.764, \frac{\Delta_{sc}(0)}{kT_c} = 2 \quad (5)$$

Donde los sufijos “wc” y “sc” son referidos al cálculo para materiales con acoplo electrón-fonón débil y fuerte, respectivamente (sección 2.4.1 de [4], por ejemplo). En el caso del Pb, es útil computar esta relación para los datos obtenidos para comprobar que es de acoplo fuerte, y además, que el valor del cociente es mayor de lo predicho en la teoría BCS. Esto indica que sería necesaria una ampliación de dicha teoría para materiales de acople fuerte, desarrollada por Eliashberg (ver [4]).

## 3 Preparación Experimental

### 3.1 Fabricación de Muestras

Las muestras de Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Pb se preparan en una evaporadora de metales en alto vacío. La muestra consiste en un vidrio sobre el cual se evaporan 6 líneas de Al, que se dejarán oxidar durante un tiempo específico y bien medido, para luego aplicar una línea de Pb encima. Los contactos en la muestra, se realizan manualmente con In tras finalizar la preparación de la misma. Acto seguido, se mide rápidamente su resistencia mediante un multímetro, para evitar que se produzca más oxidación en el Al. La teoría BCS predice que el gap del Pb debe ser del orden de milielectronvoltios (meV), así que se busca una resistencia de  $k\Omega$ .

### 3.2 Medida

Para medir el gap que aparece cuando un metal se encuentra en el estado superconductor, la muestra se introduce en una vasija Dewar, conectada a una fuente de alimentación que realiza un barrido en intensidades y un ordenador mediante una medida de 4 puntas. Esto se hace para evitar que la resistencia de los cables falsee la medida de la unión túnel.

Para que el Pb alcance el estado superconductor, es necesario enfriar la muestra por debajo de 7.2K. Para ello se utiliza tanto N como He líquidos, que permiten mantener una temperatura inferior el tiempo necesario para realizar las medidas. Una vez que la muestra se encuentre en el interior de la vasija, se utiliza una caja de conexiones para poder aplicar corriente a las diferentes uniones túnel, obteniendo los valores de voltaje en la muestra que analizaremos más tarde.

## 4 Análisis de los resultados

### 4.1 Corriente y magnitud del gap

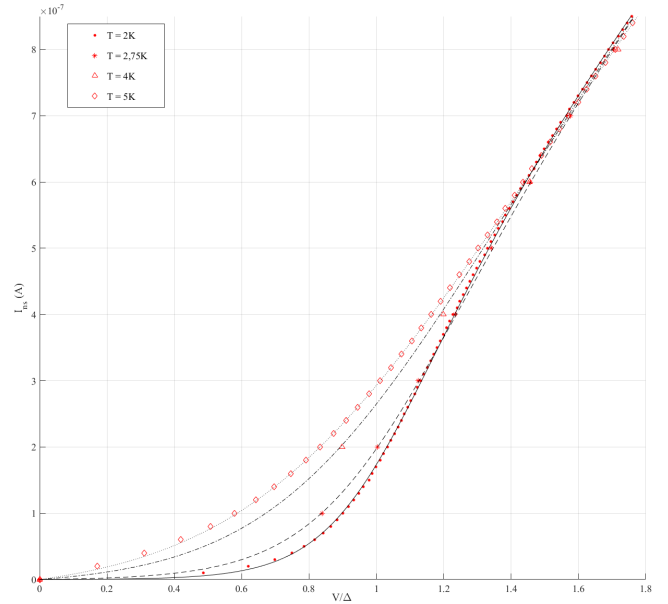


Figura 3: Se muestra la corriente aplicada cuando Pb se encuentra en estado superconductor, frente a al voltaje por electrón y normalizado por la energía del gap. Se puede ver como el efecto térmico provoca corriente antes de llegar a la situación  $eV = \Delta$ . Para corrientes altas todos los experimentos confluyen y la corriente se comporta como una corriente óhmica.

En la figura 3, se muestran los datos obtenidos para diversas temperaturas, junto con su ajuste a la teoría BCS (2). La predicción BCS es muy buena para prácticamente todo el espectro de voltajes medidos, si bien algunas regiones concretas como las cercanas a voltaje cero o las de mayor variación de la curva no son perfectas, como se verá más claramente para el ajuste a la conductancia. El valor del gap para cada curva experimental es diferente, debido a la variación de la temperatura de la muestra, sin embargo se muestran muy similares en el rango de temperaturas mucho menores a la crítica. Los valores de corriente para voltajes altos no se muestran para poder observar más claramente el comportamiento cerca del gap. No se ha podido caracterizar una variación clara de la conductancia al variar la temperatura, debido principalmente a la ausencia de datos estables para voltajes grandes y a la imprecisión de la medida dentro del gap, y también a errores sistemáticos como la variación de temperatura durante la medida. Finalmente, el valor del gap superconductor en el Pb hallado ha sido:

$$2\Delta = (2.68 \pm 0.02) \cdot 10^{-3} eV$$

En concordancia con los resultados de Giaever et al [1].

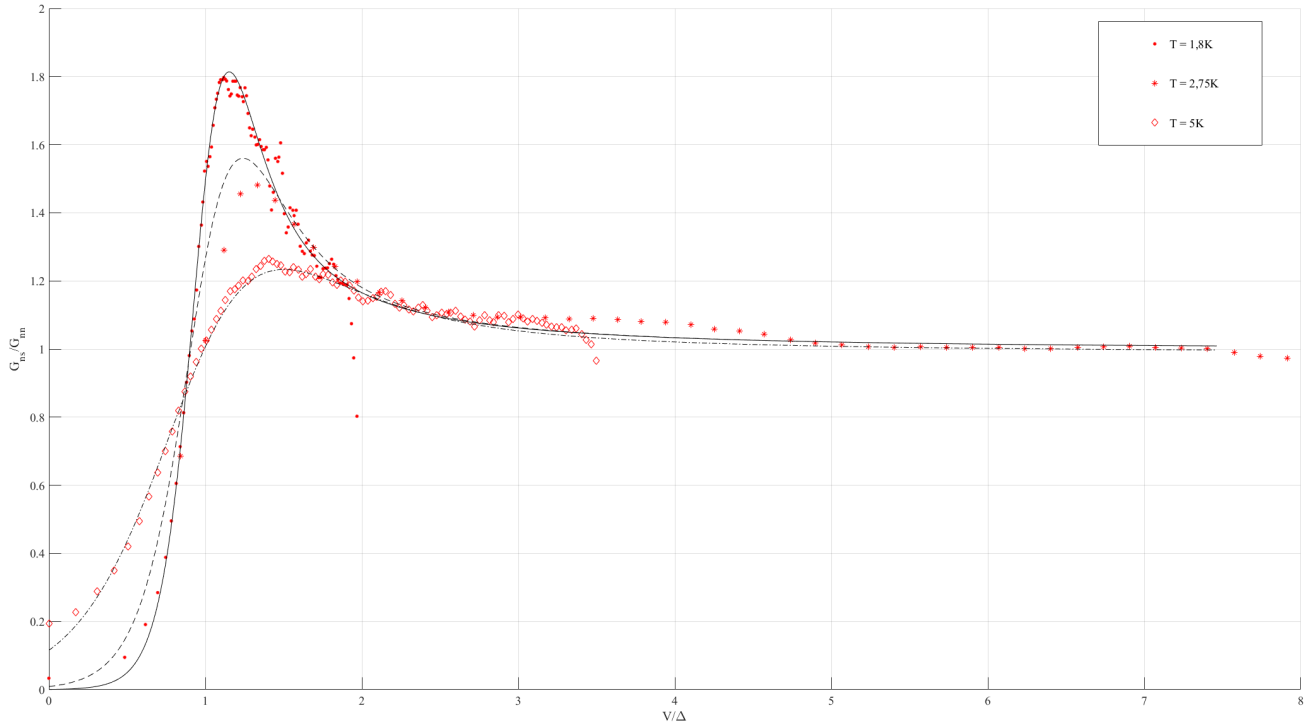


Figura 4: Representación de la conductividad cuando el Pb es superconductor normalizada por la conductividad cuando ambos son metales, frente a la energía aplicada normalizada por la energía del gap. Siguiendo (4), esta representación muestra la densidad de estados del superconductor, en este caso, no a  $T=0$ . El hecho de que la temperatura no sea 0, hace que las líneas se suavicen, debido al cambio en la distribución de Fermi Dirac (thermal smearing, [3])

Esta curva también permite ajustar la temperatura a la que se efectuó la medida.

## 4.2 Conductancia y densidad de estados

Los valores más precisos encontrados corresponden a las medidas de mayor y menor temperatura que se han podido efectuar, de 2K y 5K respectivamente (estas temperaturas provienen del ajuste del apartado anterior, y son orientativas). Las temperaturas intermedias no se ajustan correctamente al valor predicho por efectos experimentales como que la temperatura no fuese constante durante la medición, aunque la idea general se mantiene. Se observa el aumento de la conductancia en el gap y en el grosor del pico debido al aumento de la energía térmica (véase anexo 6.2).

También se observan oscilaciones para valores altos de voltaje, donde la conductancia debería acercarse a la de la corriente conductor-conductor. Esto puede ser debido al acople fonón-electrón fuerte presente en el plomo, un hecho que BCS falla en considerar. Consideramos que no es efecto de errores experimentales ya que se observa mayormente para temperaturas bajas, donde se tiene una mayor precisión en la determinación de la densidad de estados (estas oscilaciones ya

han sido bien estudiadas, véase por ejemplo [3]). Esto también podría ser la causa del fallo del ajuste para temperaturas de entre 3K y 4K. En la figura 4 se observa aproximadamente la forma de la densidad de estados del superconductor, modulada por la influencia de la temperatura. Esta figura también permite obtener una magnitud aproximada para el gap, pero más difícil de ajustar visualmente.

## 4.3 Dependencia del gap con la temperatura

Lamentablemente, el montaje experimental no nos permite regular o conocer exactamente la temperatura de la muestra antes de comenzar a medir, así que no ha sido posible medir en un rango cercano a la temperatura crítica. Como consecuencia ha sido imposible obtener un valor propio de dicha temperatura, así como valores suficientes para caracterizar una buena curva de dependencia gap y temperatura (véase, por ejemplo, la sección 3.6.2 de [2]).

Dado a que la mayor parte de las medidas se efectuaron en el rango de temperaturas de 3 a 2 Kelvin, se ha podido caracterizar el comportamiento cercano a la temperatura cero, comprobando que el valor es cons-

tante en  $\Delta = (1.34 \pm 0.01) \cdot 10^{-3} \text{eV}$ . Esta dependencia se muestra en la figura 5.

También se han encontrado evidencias de la disminución del gap en algunas medidas como las de  $T = (3 \pm 0.2) \text{K}$  y  $T = (4.25 \pm 0.2) \text{K}$ , con valores de  $\Delta = (1.28 \pm 0.02) \cdot 10^{-3} \text{eV}$  y  $\Delta = (1.09 \pm 0.03) \cdot 10^{-3} \text{eV}$  respectivamente, sin embargo no son suficientes como caracterizar una buena dependencia.

Así pues, aún es de gran utilidad computar el cociente (5) con el valor tabulado de la temperatura crítica del plomo, que resulta ser 7.19K:

$$\frac{\Delta(0)}{kT_c} = 2.16 \pm 0.02 \quad (6)$$

El cociente es ligeramente superior a lo predicho según las consideraciones de acople fuerte de la teoría BCS, pero lo suficiente para que sea incompleta (si el cociente fuera correcto, la temperatura crítica del plomo sería 7.78K). Es necesaria una teoría más allá de la BCS para explicar el acople fuerte fonón-electrón.

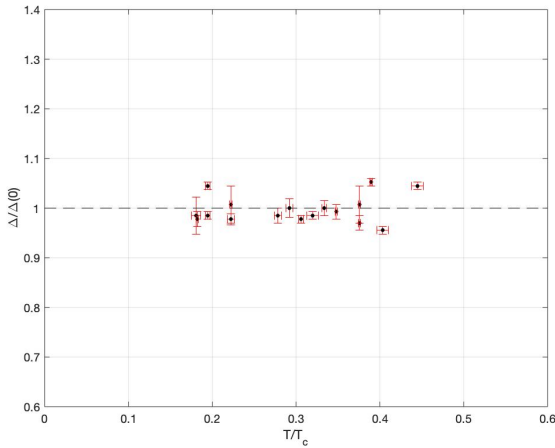


Figura 5: Región de comportamiento cuasi constante del gap para temperaturas muy inferiores a la crítica, para el Pb,  $T_c = 7.19 \text{K}$  (tabulada)

## 5 Conclusión

El uso de del efecto túnel de electrones para la demostración del gap superconductor, ha sido satisfactorio. El valor del gap obtenido es de  $2\Delta = (2.68 \pm 0.02) \cdot 10^{-3} \text{eV}$  que coincide con el valor obtenido por Giaever. Las limitaciones del equipo en cuanto al control de la temperatura dificultan la caracterización de la dependencia del gap frente a esta, sin embargo ha sido posible observarla cualitativamente y se ha comprobado la necesidad de una teoría más allá de la teoría BCS, en general para explicar algunas

características debidas al acople fuerte electrón-fonón en el Pb (teoría de Eliashberg).

Finalmente, se concluye que la teoría BCS es de renombre merecido, ya que predice correctamente magnitud y dependencia del gap, y nos permite visualizar la fundamental densidad de estados del superconductor, aunque no es la última palabra.

## 6 Anexos

### 6.1 Preparación de la muestra

La evaporadora de alto vacío consiste en una bomba de vacío primaria, otra bomba de alto vacío, y un contacto evaporador de efecto Joule. La bomba primaria vacía la campana de aire e impurezas hasta alcanzar aproximadamente  $10^{-2} \text{ mBar}$ . En este punto, el alto vacío comienza hasta alcanzar una presión de  $10^{-6} \text{ mBar}$ , la idónea para comenzar a evaporar. Previo a comenzar el vacío, la muestra se ha colocado directamente por encima del crisol que contiene el metal a evaporar, junto con la correspondiente máscara para formar las líneas. De esta forma, mediante una fuente de corriente se hace pasar corriente por el crisol, calentando y evaporando el metal. El metal se irá ahora evaporando en todas las direcciones. Al inicio de la evaporación, algunas impurezas o suciedad puede ser expulsada de la superficie del metal. Para evitar contaminación en la muestra, se coloca una tapa que puede moverse desde fuera de la bomba, de forma que se tiene el control de cuando se desea empezar a depositar sobre la muestra. El grosor de las capas depositadas es especialmente importante en la evaporación del Pb, dado que si la capa no es suficientemente gruesa, podría haber cortocircuito entre las zonas de unión túnel y la línea de Pb donde se sitúa el contacto. Para poder controlar este parámetro, se introduce una balanza de cuarzo en la cámara. El metal se irá depositando al mismo ritmo en la balanza y en la muestra, de forma que podemos controlar el ritmo de evaporación (que será importante en el caso del Pb, para no destruir las superficies oxidadas) y el grosor depositado. Los grosores aproximados útiles fueron de 40nm para el Al, y 100nm para el Pb. Estos valores de la balanza los consideramos orientativos pero no exactos debido a varios factores de error sistemático, por ejemplo el hecho de que la muestra debe destaparse para que empiece a depositarse metal en ella (es decir, se deposita más material en la balanza), o quizás una mala calibración de la balanza (un estudio de la resistividad medida en las líneas, que depende del grosor de estas, es lo que nos lleva a considerar esto último).





Figura 6: Montaje experimental para la preparación de muestras, compuesto de una campana de vacío, una bomba primaria (no visible), una bomba de alto vacío y una evaporadora de metales por efecto Joule

Finalmente, la muestra válida fue obtenida para una oxidación de 10 minutos, resultando en una unión de  $2.2k\Omega$ . aproximadamente, y resguardada en una caja de nitrógeno para evitar que aumentará la oxidación antes de medir.

La mayor parte del proyecto se basa en la preparación de una buena muestra y una buena medida. Se han encontrado dificultades sobretodo en este último apartado, debido a la imposibilidad de regular la temperatura de la muestra dentro de la vasija Dewar. El principal efecto de esto es que, para la mayor parte de la medida, la temperatura (y por tanto la conductancia) variaban mientras la toma de datos estaba teniendo lugar, conduciendo a errores sistemáticos, (e imposibilitando una buena caracterización de la variación de la conductancia frente a la temperatura, por ejemplo). Esta es la mayor fuente del error experimental inducido en nuestro experimento.

## 6.2 Conductancia a temperaturas no nulas

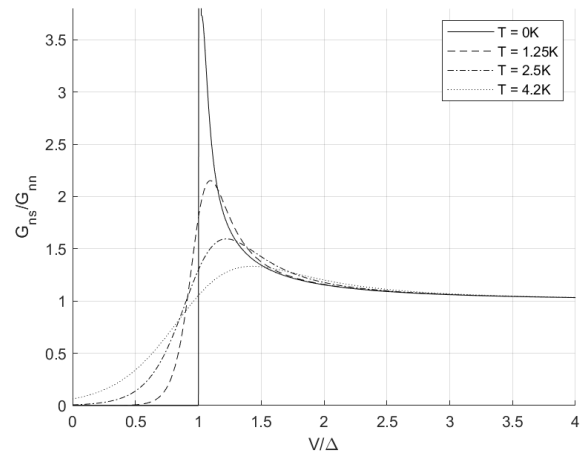


Figura 7: Predicción teórica BCS para la conductancia

Cuando la temperatura sube, cierta cantidad de corriente pasa a través de la barrera incluso aunque el potencial no llegue a la magnitud del gap. Esto produce que aparezca una pequeña conductancia cerca del gap, donde antes había un corte abrupto, en consonancia con la densidad de estados para un superconductor (4). El ancho del pico en la densidad de estados también aumenta y puede tomarse como una referencia de la energía térmica presente en la medida. Todos los ajustes presentes en el trabajo han tenido en cuenta la variación en la temperatura tanto de la distribución Fermi Dirac como de la densidad de estados, si bien esta es más bien baja en la escala de temperaturas más estudiada.

## Referencias

- [1] IVAR GIAEVER AND KARL MEGERLE, Study of superconductos by Electron Tunneling. General electric Research Laboratory, Schenectady. New York, May 15 1961.
- [2] TINKHAM Michael, Introduction to Superconductivity. 2ªedición. Mc-Graw-Hill, Inc. ISBN 0070648786
- [3] W.L. McMILLAN AND J.M. ROWELL, Lead phonon spectrum calculated from superconducting density of states, Bell Telephone Laboratories, Murray Hill, New Jersey, 25 January 1965.
- [4] F. MARSIGLIO AND J.P. CARBOTTE. Electron - Phonon Superconductivity, February 1, 2008