

UNIVERSIDAD DE ZARAGOZA

GRADO DE FÍSICA

TRABAJO DE FIN DE GRADO

Sensores Superconductores para Astrofísica e Información Cuántica

Autor:

Sergio ALVES

Directores

Carlos POBES

Agustín CAMÓN

28 de junio de 2018



Índice

1. Introducción	5
2. Objetivos	7
3. Desarrollo	7
3.1. Montaje Experimental	7
3.2. Descripción Matemática del Sistema	9
3.3. Obtención Analítica de la Respuesta Temporal de un TES	12
3.3.1. Respuesta a una Delta	15
3.3.2. Respuesta a un Pulso Ancho	15
4. Medidas y Resultados	16
4.1. Análisis de la Respuesta a una Delta	17
4.2. Análisis de la Respuesta a un Pulso Ancho	20
5. Conclusiones	26
Referencias	27

1. Introducción

Un sensor de transición superconductor o TES (*Transition Edge Sensor*) es una fina lámina de material superconductor que actúa de termómetro traduciendo variaciones de temperatura en variaciones de resistencia eléctrica. Como se puede observar en la figura 1, el paso de estado normal a superconductor ocurre de forma abrupta, pero continua, en un determinado rango de temperaturas. Esto permite asociar un valor de la resistencia del TES a una temperatura concreta dentro de este rango. La anchura de la transición es habitualmente del orden del milikelvin, por lo que pequeñas variaciones de la temperatura pueden generar cambios apreciables en la resistencia. Esto hace del TES un sensor de alta sensibilidad, una de las características principales que han propulsado el desarrollo de este tipo de tecnología.

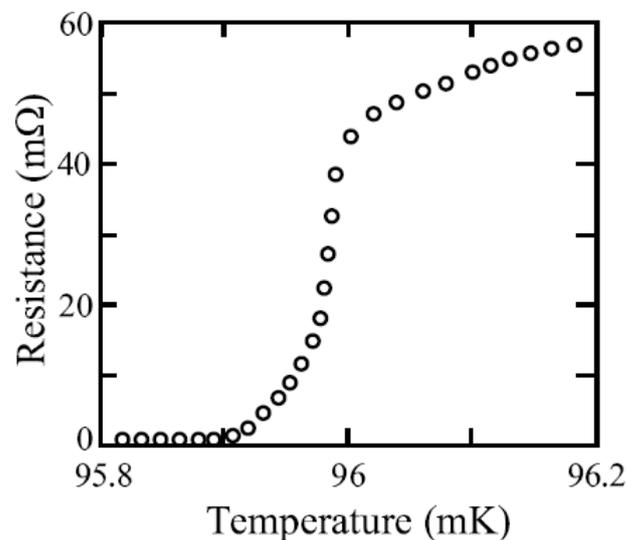


Figura 1: Cambio de la resistencia a través de la transición en una bicapa de Mo/Cu. [2].

Debido a su sensibilidad los TES son bastante inestables pero un fenómeno conocido como retroalimentación electrotérmica negativa [6] hace que el TES se polarice a sí mismo en temperatura cuando sufre algún tipo de excitación, estabilizándose y manteniéndose siempre dentro de la región de transición. Para que esto ocurra se necesita utilizar el TES polarizado en voltaje tal como se muestra en la figura 2. Si $R_L \ll R_0$ la diferencia de potencial en el TES es constante. De esta forma, si el sensor se calienta y aumenta su resistencia, la intensidad que la atraviesa disminuye para mantener el producto $I \times R$ constante. Cuando la intensidad disminuye la potencia Joule disipada $P_J = IV$ también disminuye, lo que tiende a compensar el efecto de la excitación y devolver al TES a la situación de equilibrio. De la misma manera, la variación de I lleva información sobre el cambio de temperatura que se ha producido y puede utilizarse para reconstruir la señal incidente.

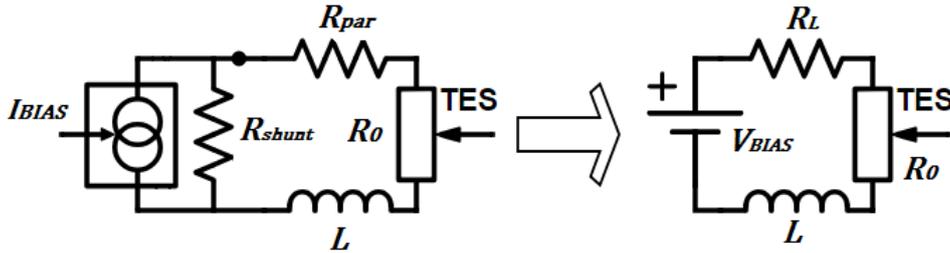


Figura 2: A la derecha el esquema del circuito usado para la polarización del TES. A la izquierda, su equivalente Thevenin-Norton, donde $V_{BIAS} = I_{BIAS}R_{shunt}$ y $R_L = R_{shunt} + R_{par}$

Una de las principales aplicaciones del TES es la de detectar y medir radiación ionizante. En general, el TES necesita de un material absorbente para poder funcionar como detector. La elección de este material se realiza en función de la eficiencia cuántica que presenta para el tipo de radiación que se quiere medir. Cuando un fotón incide en el absorbente y cede toda su energía produce un aumento de temperatura según

$$\Delta T = \frac{E}{C}, \quad (1)$$

que hará cambiar la resistencia del TES. No obstante los materiales que se usan como absorbentes tienen en general una mala conductividad térmica por lo que se utiliza un segundo material que sea buen conductor del calor para acoplarlo térmicamente al TES. En el Equipo de Investigación de Bajas Temperaturas de la Universidad de Zaragoza trabaja en la caracterización de TES para la misión astrofísica ATHENA, de la Agencia Espacial Europea. Esta misión tiene como objetivo estudiar grandes estructuras gaseosas y agujeros negros supermasivos [8]. Para ello necesitan un telescopio espacial que pueda medir en un gran espectro de energías con gran precisión. Este telescopio está basado en sensores superconductores [7]. Los TES considerados en este trabajo están preparados para trabajar en el rango de bajas energías, de 1 KeV a 10 KeV, y usan Bismuto como absorbente sobre una fina lámina de Oro que actúa de acoplador.

La resolución en energía que se puede alcanzar con un TES es $\Delta E = \sqrt{k_B T^2 C}$, por eso conviene usar materiales superconductores con T_c muy pequeña, en general menor que 1 K. Para alcanzar dichos valores de T_c , los TES se construyen de bicapas de metal normal-superconductor. En este tipo de configuraciones aparece un efecto llamado “efecto de proximidad” que suprime la T_c del material superconductor hasta valores cercano a los 100 mK. Los TES que se usan consisten en bicapas de Mo/Au y se fabrican en el INA (Instituto de Nanociencia de Aragón) mediante técnicas de sputtering sobre sustratos de silicio.

Las características de los TES, resolución en energía y tiempo de respuesta, vienen determinadas por los requisitos mínimos establecidos por la misión ATHENA. Por esta razón es fundamental ser capaz de dar una caracterización completa de los TES que

fabricamos. Existen actualmente varias técnicas complementarias para la caracterización de un TES. Una consiste en el estudio de la respuesta del TES a corrientes de distintas frecuencias, conocidas como medidas de impedancia compleja [1][4] y dan información sobre los parámetros dinámicos del sistema (α , β , τ_I y G). Otras se centran en el análisis de la respuesta del TES a fuentes de Rayos-X de energía conocida [3] para estimar la resolución que pueden alcanzar.

2. Objetivos

La caracterización de los TES en este rango de energías se realizan con el isótopo radioactivo ^{55}Fe , que emite rayos-X de 6 KeV. Actualmente no disponemos del montaje necesario para realizar este tipo de medidas por lo que realizamos estimaciones de la resolución de la energía mediante el análisis del ruido del TES.

La caracterización mediante rayos-X se basa en excitar el TES con aumentos de temperatura a través de depósitos de energía conocida. No obstante también se puede inducir en el TES una respuesta parecida mediante variaciones de corriente. Por ello nos planteamos el uso de excitaciones en corriente como un método alternativo de caracterización del TES .

El objetivo del trabajo será obtener una estimación de los parámetros fundamentales del TES mediante el análisis de su respuesta temporal a una serie de pulsos de corriente y compararlos con los obtenidos mediante el ajuste de impedancias complejas para valorar la calidad del método.

3. Desarrollo

3.1. Montaje Experimental

Para alcanzar temperaturas en torno a los 100 mK se usa un refrigerador de dilución, que enfría mediante bombeo de una mezcla de $^3\text{He}/^4\text{He}$. Durante el proceso de medida el TES debe aislarse térmicamente. También se aísla magnéticamente mediante dos elementos: Un encapsulado de μ -metal (material de alta permeabilidad magnética) que actúa como vehículo para las líneas de campo, y otro encapsulado de plomo que al hacerse superconductor apantalla cualquier otro campo existente. En caso de quedar campo magnético remanente en el interior se puede anular generando un campo opuesto mediante una bobina que incorpora el *holder* del TES.

Tanto la medida como la polarización del TES se realizan con el circuito de la figura 3. La parte de la izquierda esquematiza el circuito de polarización, que es idéntico al mostrado en la figura 2. A la derecha encontramos un elemento nuevo asociado a la etapa de medida. Esa figura representa un *SQUID* (*Superconducting Quantum Interference Device*). Cuando la corriente que atraviesa el TES cambia, la autoinducción L genera un campo magnético que se acopla al *SQUID*. El campo magnético que atraviesa el *SQUID* debe ser un número exacto de cuantos de flujo. Como el campo generado por L no tiene porque estar cuantizado, el *SQUID* genera un campo extra de forma que la suma de ambas contribuciones sí lo esté. La corriente inducida en el *SQUID* genera una diferencia de potencial, que posteriormente amplificamos y medimos en V_{out} . Por último, la rama de retroalimentación compuesta por R_f y M_f se encarga de linealizar la respuesta del *SQUID* de forma que la relación entre V_{out} e I_{TES} es simplemente:

$$V_0 = \frac{M_{in} R_f}{M_f} I_{TES}. \quad (2)$$

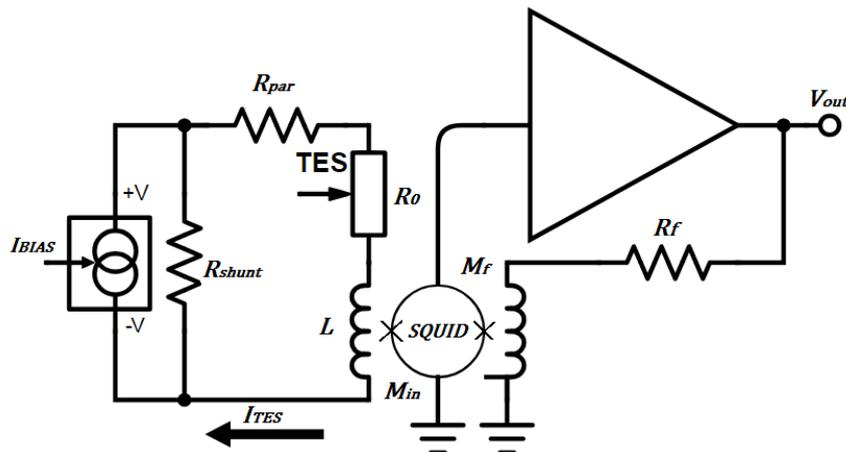


Figura 3: Configuración del circuito de medida y de polarización del TES.

Por último, pero no menos importante, el TES está en contacto con un baño térmico a temperatura T_{bath} menor que T_c . Cuando el TES sufre un aumento de temperatura, vuelve a enfriarse hasta la situación de equilibrio cediendo energía al baño térmico (P_{bath}) a un ritmo caracterizado por la conductividad térmica G . Este “circuito” térmico se esquematiza en la figura 4.

Como ya dijimos, el TES en realidad forma parte de una estructura más compleja compuesta por diferentes materiales con distintas capacidades caloríficas, por lo que la C que se muestra en el esquema es en realidad una C promedio, aunque está dominada por la C del absorbente. En el esquema también aparecen dos contribuciones extra. La potencia Joule P_{Joule} disipada debido a la corriente que atraviesa el TES y la potencia P asociada a una excitación externa, por ejemplo, la absorción de un fotón.

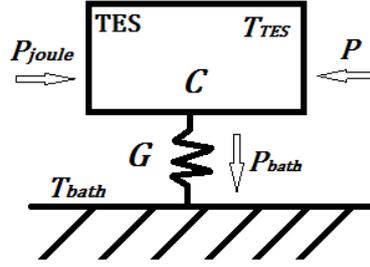


Figura 4: Esquema de la interacción térmica del TES con el baño térmico.

3.2. Descripción Matemática del Sistema

En esta sección desarrollamos las ecuaciones del sistema y para ello usamos como referencia [2, cap. 2, pag. 7–12]. Con el objetivo de medir la respuesta temporal del TES a diferentes excitaciones, las dos variables que nos van a interesar son la corriente I_{TES} que atraviesa el TES y lleva información sobre la variación de R_0 frente a la excitación, y T_{TES} , que es el principal responsable de las variaciones de R_{TES} . Ambas variables de estado vienen descritas por dos ecuaciones diferenciales acopladas que presentamos a continuación. Llamamos I_{TES} , T_{TES} y R_0 como I , T y R respectivamente. Además $R \equiv R(T, I)$. Entonces la ecuación diferencial electrónica es:

$$L \frac{dI}{dt} = V - IR_L - IR(T, I), \quad (3)$$

donde V es el voltaje de polarización obtenido a partir del equivalente Thevenin-Norton y $R_L = R_{shunt} + R_{par}$ es la resistencia de carga. La ecuación diferencial térmica sigue como

$$C \frac{dT}{dt} = -P_{bath} + P_J + P. \quad (4)$$

Como ya habíamos dicho, el TES está en contacto con un baño térmico, por lo que P_{bath} es el flujo de potencia que se transfiere del TES al baño. Por otra parte, tenemos una contribución P_J debido a la potencia disipada por efecto Joule. Por último, el término P es la potencia de carga consecuencia de un depósito de energía externo. Es interesante ver que en una situación estacionaria para la temperatura, $dT/dt = 0$, se cumple que

$$P_{bath_0} = P_{J_0} + P_0, \quad (5)$$

y obviamente bajo las mismas circunstancias para la intensidad,

$$V_0 = I_0 R_L + I_0 R(T_0, I_0) \quad (6)$$

donde el subíndice “0” en estas o en cualquier otra variable indica el valor en la situación de equilibrio.

Ahora bien, $R(T, I)$ y P_{bath} son términos no lineales que complican la resolución

de estas ecuaciones diferenciales. Bajo la condición de *pequeñas señales* podemos hacer un desarrollo lineal de estos parámetros en torno a sus valores en el equilibrio. Los términos que vamos a tener que linealizar son la potencia transferida al baño, la resistencia del TES y la potencia Joule disipada. Comenzando por la primera de estas, asumimos una dependencia de P_{bath} con la temperatura de la forma

$$P_{bath} = K(T^n - T_{bath}^n). \quad (7)$$

Si la expandimos en torno a T_0 ($\delta T = T - T_0$) con $G = dP_{bath} / dT$, obtenemos que

$$P_{bath} \approx P_{bath_0} + G\delta T \quad (8)$$

con $G = nKT^{n-1}$, conocida como conductividad térmica. Este es el parámetro G introducido en la figura 4.

Hacemos lo mismo para la resistencia del TES, pero esta vez en torno al valor de la temperatura y la intensidad en la situación de equilibrio ($\delta I = I - I_0$):

$$R(T, I) \approx R(T_0, I_0) + \left. \frac{\partial R}{\partial T} \right|_I \delta T + \left. \frac{\partial R}{\partial I} \right|_T \delta I. \quad (9)$$

Resulta cómodo expresar el resultado en función de las sensibilidades logarítmicas α_I y β_I para temperatura y corriente:

$$\alpha_I \equiv \frac{T_0}{R_0} \left. \frac{\partial R}{\partial T} \right|_I = \left. \frac{\partial \log R}{\partial \log T} \right|_I, \quad \beta_I \equiv \frac{I_0}{R_0} \left. \frac{\partial R}{\partial I} \right|_T = \left. \frac{\partial \log R}{\partial \log I} \right|_T. \quad (10)$$

Finalmente obtenemos una expresión para la resistencia de la forma

$$R(T, I) \approx R_0 + \alpha_I \frac{R_0}{T_0} \delta T + \beta_I \frac{R_0}{I_0} \delta I, \quad (11)$$

donde $R_0 = R(T_0, I_0)$. De la misma forma este resultado es útil al hacer el desarrollo de la potencia Joule disipada. Usando la expresión $P_J = IV = I^2 R$,

$$P_J \approx I_0^2 R_0 + 2I_0 R_0 \delta I + \alpha_I \frac{R_0}{T_0} \delta T + \beta_I \frac{R_0}{I_0} \delta I, \quad (12)$$

donde identificamos $I_0^2 R_0$ como P_{J_0} .

Una vez linealizados todos los términos, introducimos las expresiones (8),(11) y (12) en las ecuaciones (3) y (4), y sustituimos las variables I, V, P y T por $I_0 + \delta I, V_0 + \delta V, P_0 + \delta P$ y $T_0 + \delta T$ para obtener:

$$L \frac{d(I_0 + \delta I)}{dt} = V_0 + \delta V - (I_0 + \delta I) R_L - (I_0 + \delta I) \left[R_0 + \alpha_I \frac{R_0}{T_0} \delta T + \beta_I \frac{R_0}{I_0} \delta I \right], \quad (13)$$

$$C \frac{d(T_0 + \delta T)}{dt} = -(P_{bath_0} + G\delta T) + I_0^2 R_0 + 2I_0 R_0 \delta I + \alpha_I \frac{R_0}{T_0} \delta T + \beta_I \frac{R_0}{I_0} \delta I + P_0 + \delta P. \quad (14)$$

Despreciando los términos de segundo orden y usando las ecuaciones (5) y (6) para des-hacernos de los términos en el equilibrio llegamos a:

$$\frac{d\delta I}{dt} = -\frac{R_L + R_0(1 + \beta_I)}{L} \delta I - \frac{I_0 \alpha_I R_0}{L T_0} \delta T + \frac{\delta V}{L}, \quad (15)$$

$$\frac{d\delta T}{dt} = \frac{I_0 R_0(2 + \beta_I)}{C} \delta I + \frac{\alpha_I P_{J_0}/T_0 - G}{C} \delta T + \frac{\delta P}{C}. \quad (16)$$

Es bastante útil definir las siguientes constantes:

$$\mathcal{L}_I = \frac{P_{J_0} \alpha_I}{G T_0} \quad (17)$$

es la ganancia de lazo a baja frecuencia a corriente constante. También definimos la constante térmica natural

$$\tau \equiv C/G \quad (18)$$

como el tiempo de relajación característico del TES a una variación de temperatura cuando no hay ningún tipo de retroalimentación. Entonces:

$$\frac{d\delta I}{dt} = -\frac{R_L + R_0(1 + \beta_I)}{L} \delta I - \frac{\mathcal{L}_I G}{L I_0} \delta T + \frac{\delta V}{L} \quad (19)$$

$$\frac{d\delta T}{dt} = \frac{I_0 R_0(2 + \beta_I)}{C} \delta I - \frac{1 - \mathcal{L}_I}{\tau} \delta T + \frac{\delta P}{C} \quad (20)$$

De la misma forma, si nos vamos a los casos límites de las ecuaciones (15) y (16) podemos identificar dos tiempos característicos más. Primero, cuando $\mathcal{L}_I = 0$, no hay retroalimentación entre la corriente y la resistencia por efecto Joule y se obtiene el tiempo característico de un circuito RL , donde R_0 depende de la intensidad a través de β_I . Este tiempo nos indica cuánto le cuesta al circuito adaptarse a un cambio de corriente.

$$\tau_{el} = \frac{L}{R_L + R_0(1 + \beta_I)}. \quad (21)$$

Segundo, en el caso $\delta I = 0$, que equivale al caso de polarización en corriente, la ecuación diferencial de la temperatura puede ser integrada para obtener un nuevo tiempo característico que nos indica la velocidad con la que el TES se recupera de un aumento de temperatura.

$$\tau_I = \frac{\tau}{1 - \mathcal{L}_I}. \quad (22)$$

Este tiempo característico es muy interesante, no solo porque depende de las características térmicas y eléctricas del sistema a través de τ y \mathcal{L}_I , sino porque presenta una

divergencia y un cambio de signo al atravesarla. Esta divergencia será de interés más adelante cuando expliquemos la respuesta del TES a los pulsos de corriente.

Finalmente ya podemos escribir la versión definitiva de nuestras ecuaciones. Lo haremos en forma matricial, lo cual se mostrará bastante útil en próximos desarrollos:

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \delta I \\ \delta T \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} 1/\tau_{el} & \frac{\mathcal{L}_1 G}{I_0 L} \\ -\frac{I_0 R_0 (2 + \beta_I)}{C} & 1/\tau_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta I \\ \delta T \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta V/L \\ \delta P/C \end{pmatrix}, \quad (23)$$

donde llamaremos \mathbf{A} a la matriz 2×2 . De esta forma se ve claramente que los responsables de sacar al TES de una situación de equilibrio son $\delta V/L$ y $\delta P/C$, identificándolos con una excitación externa. Por esta misma razón, ya que no disponemos en el laboratorio de una fuente de rayos-X, no tenemos acceso a excitaciones del tipo $(\delta P/C)$, solo a excitaciones del tipo $(\delta V/L)$ reproducibles con una fuente de corriente. De ahí la necesidad de ser capaces de caracterizar los TES mediante el análisis de la respuesta a variaciones de la intensidad.

Antes de seguir con el desarrollo analítico del TES indicamos que la caracterización mediante impedancia compleja parte de la ecuación (23) con $\delta P = 0$. Se realiza una expansión armónica en series de Fourier de I , T y V y se despeja $V(\omega)/I(\omega)$ con el objetivo de obtener una expresión para la impedancia compleja $Z(\omega)$ [2, pag. 15]. El resultado final es:

$$Z(\omega) = R_L + i\omega L + \overbrace{R_0(1 + \beta_I) + \frac{R_0 \mathcal{L}_I}{1 - \mathcal{L}_I} \frac{2 + \beta_I}{1 + i\omega \tau_I}}^{Z_{TES}(\omega)}. \quad (24)$$

Los resultados de las medidas de impedancia compleja se ajustan a la ecuación anterior y se obtienen valores para \mathcal{L}_I , β_I y τ_I .

3.3. Obtención Analítica de la Respuesta Temporal de un TES

Acorde con el objetivo del trabajo, vamos a usar excitaciones en forma de variaciones de I_{BIAS} , que se traducen en variaciones de V mediante un equivalente Thevenin-Norton. Es decir, para nosotros el término independiente en la ecuación (23) es de la forma

$$\begin{pmatrix} \delta V(t)/L \\ \delta P(t)/C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \delta I_{BIAS}(t) R_{shunt}/L \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (25)$$

Aunque la resolución de (23) se puede hacer de forma ordinaria mediante un cambio de variables que desacople ambas ecuaciones y buscando posteriormente soluciones homogéneas y particulares, para nuestro caso concreto es mucho más sencillo seguir usando el formalismo matricial, y pasar del dominio temporal al dominio de la variable compleja

“s” mediante la transformada de Laplace.

Recordemos que δI y δT son funciones del tiempo por lo que al aplicar la transformada de Laplace

$$\begin{aligned}\delta I(t) &\rightarrow \delta I(s), \\ \delta T(t) &\rightarrow \delta T(s), \\ \delta I_{BIAS}(t) &\rightarrow \delta I_{BIAS}(s), \\ \frac{d}{dt} &\rightarrow s.\end{aligned}$$

De aquí en adelante todas las funciones pertenecen al dominio de frecuencias complejas a no ser que se indique lo contrario. Dicho esto, la ecuación matricial se convierte en

$$\begin{pmatrix} s & 0 \\ 0 & s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta I \\ \delta T \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} 1/\tau_{el} & \frac{\mathcal{L}_I G}{I_0 L} \\ -\frac{I_0 R_0 (2 + \beta_I)}{C} & 1/\tau_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta I \\ \delta T \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{\delta V}{L} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (26)$$

Despejando $(\delta I, \delta T)$ obtenemos que:

$$\begin{pmatrix} \delta I \\ \delta T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/\tau_{el} + s & \frac{\mathcal{L}_I G}{I_0 L} \\ -\frac{I_0 R_0 (2 + \beta_I)}{C} & 1/\tau_I + s \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \frac{\delta V}{L} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (27)$$

donde a esta nueva matriz 2×2 la llamaremos \mathbf{M} . Recordemos que queremos estudiar la respuesta temporal de la intensidad a una excitación del tipo (25) por lo que el único término que nos interesa es el elemento (1, 1) de la matriz inversa, el cual podemos obtener usando la siguiente relación matricial básica:

$$\mathbf{M}^{-1} = \frac{1}{\det(\mathbf{M})} \text{adj}(\mathbf{M}), \quad (28)$$

donde $\text{adj}(\mathbf{M})$ es la matriz de adjuntos, no la matriz adjunta. De esta forma sabiendo que

$$\det(\mathbf{M}) = \left(\frac{1}{\tau_{el}} + s \right) \left(\frac{1}{\tau_I} + s \right) + \frac{\mathcal{L}_I G I_0 R_0 (2 + \beta_I)}{I_0 L C}, \quad (29)$$

el elemento (1, 1) de la matriz inversa es:

$$\mathbf{M}^{-1}(1, 1) = \frac{1/\tau_I + s}{\left(\frac{1}{\tau_{el}} + s \right) \left(\frac{1}{\tau_I} + s \right) + \frac{\mathcal{L}_I G I_0 R_0 (2 + \beta_I)}{I_0 L C}} \quad (30)$$

La ecuación (30) es el elemento fundamental de la función de transferencia que usaremos para estudiar la respuesta del TES a un excitación, por eso vale la pena ahondar en este resultado. Si desarrollamos la expresión de $\det(\mathbf{M})$ obtenemos una ecuación de

segundo grado para s :

$$\det(\mathbf{M}) = s^2 + \left(\frac{1}{\tau_{el}} + \frac{1}{\tau_I}\right)s + \frac{1}{\tau_{el}} \frac{1}{\tau_I} + \frac{\mathcal{L}_I G I_0 R_0 (2 + \beta_I)}{I_0 L C}. \quad (31)$$

Nótese que esta ecuación se puede escribir de forma más sencilla si nos damos cuenta de que el coeficiente del término lineal es la traza de la matriz \mathbf{A} definida en (23) y el término independiente es su determinante:

$$\det(\mathbf{M}) = s^2 + \text{tr}(\mathbf{A})s + \det(\mathbf{A}). \quad (32)$$

Podemos factorizar esta ecuación como

$$\det(\mathbf{M}) = (s + \lambda_+)(s + \lambda_-) \quad (33)$$

donde los parámetros λ_+ y λ_- toman los siguientes valores:

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2} \left(\text{tr}(\mathbf{A}) \pm \sqrt{\text{tr}(\mathbf{A})^2 - 4 \det(\mathbf{A})} \right). \quad (34)$$

Ahora ya estamos en condiciones de obtener la forma analítica de la respuesta del TES a una excitación mediante.

$$\delta I(t) = \mathcal{L}^{-1}\{\delta I(s)\} = \mathcal{L}^{-1}\left\{ \frac{1/\tau_I + s}{(s + \lambda_+)(s + \lambda_-)} \frac{\delta V(s)}{L} \right\} \quad (35)$$

para distintas formas de $\delta V(s)$.

Es interesante ver que la estabilidad del sistema esta relacionada con el signo de λ_{\pm} . Mientras sean reales y positivas el TES será estable. En los casos que vamos a tratar $\lambda_+ > \lambda_-$, por lo que el sistema está sobreamortiguado. Volviendo a la ecuación (22), el hecho de que τ_I pueda cambiar de signo puede dar a entender que pasado cierto punto, un cambio en temperatura pueda producir inestabilidad térmica en el TES. No obstante, en el régimen sobreamortiguado el TES es estable siempre que [2, pag. 17]:

$$R_0 > \frac{\mathcal{L}_I - 1}{\mathcal{L}_I + 1 + \beta_I} R_L. \quad (36)$$

Es decir, las inestabilidades pueden manifestarse en puntos bajos de la transición cuando $R_0 < R_L$. Para el desarrollo de este trabajo nos hemos asegurado de estar siempre bajo condiciones de estabilidad.

3.3.1. Respuesta a una Delta

Este caso es el más sencillo de resolver ya que para una delta de la forma $\delta(t)$, $\mathcal{L}\{\delta(t)\} = 1$ y la excitación $\delta V(t)$ queda como una simple constante δV . Entonces lo que nos queda a resolver es

$$\delta I(t) = \mathcal{L}^{-1} \left\{ \frac{\lambda_I + s}{(s + \lambda_+)(s + \lambda_-)} \frac{\delta V}{L} \right\} \quad (37)$$

donde se ha hecho el cambio $1/\tau_I = \lambda_I$.

Descomponemos la función de transferencia en fracciones simples:

$$\delta I(s) = \frac{\delta V}{L} \left(\frac{c_1}{s + \lambda_+} + \frac{c_2}{s + \lambda_-} \right), \quad (38)$$

donde los coeficientes c_1 y c_2 cumplen que

$$\begin{aligned} c_1 + c_2 &= 1 \\ c_1 \lambda_- + c_2 \lambda_+ &= \lambda_I. \end{aligned} \quad (39)$$

Despejando obtenemos el resultado final $\delta I(s)$

$$\delta I(s) = \frac{\delta V}{L} \frac{1}{\lambda_+ - \lambda_-} \left((\lambda_I - \lambda_-) \frac{1}{s + \lambda_-} - (\lambda_I - \lambda_+) \frac{1}{s + \lambda_+} \right). \quad (40)$$

Aplicando la transformada de Laplace inversa obtenemos una función que es resta de dos exponenciales:

$$\delta I(t) = \frac{\delta V}{L} \frac{1}{\lambda_+ - \lambda_-} \left((\lambda_I - \lambda_-) e^{-\lambda_- t} - (\lambda_I - \lambda_+) e^{-\lambda_+ t} \right). \quad (41)$$

Aquí es donde entran en juego las raíces definidas en (34) como los tiempos de respuesta del sistema, que será lo que posteriormente mediremos.

3.3.2. Respuesta a un Pulso Ancho

Este caso se puede simplificar si nos damos cuenta de que un pulso ancho es equivalente a la suma de dos funciones escalones, uno ascendente y otro descendente, a distintos tiempos. Esto quiere decir que para calcular la repuesta del TES al pulso solo es necesario evaluar la respuesta a la función escalón $u(t)$, conocida como función *heaviside*. Entonces la excitación será del tipo:

$$\mathcal{L}\{\delta V \cdot u(t)\} = \delta V \frac{1}{s}. \quad (42)$$

La ecuación que nos queda a resolver es:

$$\delta I(t) = \mathcal{L}^{-1} \left\{ \frac{\lambda_I + s}{(s + \lambda_+)(s + \lambda_-)s} \frac{\delta V}{L} \right\} \quad (43)$$

Repetimos el proceso de descomponerlo en fracciones simples. Añadiendo al denominador $\lambda_+ - \lambda_-$, podemos separarlo en dos términos mucho más accesibles:

$$\delta I(s) = \frac{\delta V}{L} \left(\frac{1}{(s + \lambda_-)s} + \frac{\lambda_I - \lambda_+}{(s + \lambda_+)(s + \lambda_-)s} \right). \quad (44)$$

El primer término se puede resolver en una línea:

$$\frac{1}{(s + \lambda_-)s} = \frac{c_1}{s} + \frac{c_2}{s + \lambda_-} \rightarrow \begin{cases} c_1 + c_2 = 0 \\ c_1 \lambda_- = 1 \end{cases} \rightarrow \frac{1}{\lambda_-} \left(\frac{1}{s} - \frac{1}{s + \lambda_-} \right). \quad (45)$$

El segundo requiere un poco más de trabajo:

$$\frac{\lambda_I - \lambda_+}{(s + \lambda_+)(s + \lambda_-)s} = \frac{c_1}{s + \lambda_+} + \frac{c_2}{s + \lambda_-} + \frac{c_3}{s} \quad (46)$$

$$c_1 + c_2 + c_3 = 0$$

$$c_1 \lambda_- + c_2 \lambda_+ + c_3 (\lambda_+ + \lambda_-) = 0 \quad (47)$$

$$c_3 \lambda_- \lambda_+ = \lambda_I - \lambda_+$$

Tras resolver el anterior sistema de ecuaciones y juntarlo con la solución del primer término obtenemos la siguiente expresión:

$$\delta I(s) = \frac{\delta V}{L} i_\infty \left[-(c + 1) \frac{1}{s + \lambda_-} + 1 + c \frac{1}{s + \lambda_+} \right]. \quad (48)$$

Finalmente,

$$\delta I(t) = \frac{\delta V}{L} i_\infty \left[1 + c e^{-\lambda_+ t} - (1 + c) e^{-\lambda_- t} \right] \quad (49)$$

donde $c = (\lambda_- - i_\infty^{-1})/(\lambda_+ - \lambda_-)$. Por otra parte, $i_\infty = \lambda_I/\lambda_+ \lambda_-$ es un coeficiente que está relacionado con el valor $\delta I(t \rightarrow \infty)$, que es equivalente a hacer $s \rightarrow 0$ en la función de transferencia de la ecuación (44). Estas dos constantes serán de interés a la hora de realizar los ajustes más adelante.

4. Medidas y Resultados

A continuación presentamos los resultados obtenidos de medir la respuesta de tres TES diferentes a pulsos de corriente. Los pulsos se generan con la misma fuente que

I_{BIAS} y usamos la menor anchura posible, $1 \mu s$, para simular deltas y la mayor anchura posible, $2 ms$, para simular escalones. Antes de seguir realizamos algunas aclaraciones sobre la presentación de los datos y su obtención.

Primero, comparando el resultado obtenido en la sección anterior (ecuación (49)) y la expresión de $Z(\omega)$ (ecuación (26)) nos damos cuenta de que ambas caracterizaciones dan una estimación de la constante de tiempo τ_I . Por lo tanto, con el objetivo de comprobar si la caracterización mediante el análisis de la respuesta del TES a pulsos de intensidad es una alternativa viable, centraremos nuestra atención en comparar los resultados de τ_I obtenidos con los que se obtuvieron mediante ajustes de impedancia compleja.

Segundo, el ajuste de los resultados se realiza mediante una técnica de mínimos cuadrados usando como modelo la función (49). En un principio esta función solo depende de 3 parámetros, λ_+ , λ_- y λ_I . No obstante, la presencia de parámetros dividiendo a través de las constantes i_∞ y c ocasiona infinitos muy a menudo y hace el ajuste muy dependiente de los parámetros iniciales. Tras varios procesos de prueba y error se obtiene que el método de ajuste más robusto pasa por usar la siguiente función con cuatro parámetros, más un quinto parámetro temporal que le permite encontrar el inicio del pulso sin necesidad de indicarlo manualmente.

$$f(t) = u(t - p_5) \left(p_1 (1 + p_2 e^{-p_3(t-p_5)}) - (1 + p_2) e^{-p_4(t-p_5)} \right) \quad (50)$$

Lo que nosotros medimos es el voltaje de salida (V_{out}), por lo que necesitamos convertir dichos resultados a corriente usando (2). Además, dividimos los datos resultantes por $\delta V/L$ para poder identificar p_1 con i_∞ . Obviamente, p_2 , p_3 y p_4 juegan el papel de c , λ_+ y λ_- . Esto nos permite obtener una estimaciones de τ_I a partir de i_∞ .

$$(1) \quad \tau_I = \frac{1}{i_\infty \lambda_+ \lambda_-} = \frac{1}{p_1 p_3 p_4} \quad (51)$$

Por último, τ_I puede tomar valores tanto positivos como negativos. Por comodidad vamos a representar esta magnitud siempre positiva para poder compararla con los resultados de las impedancias complejas, que siguen este mismo criterio.

4.1. Análisis de la Respuesta a una Delta

Comenzamos midiendo la respuesta del TES a una delta de intensidad ya que es el equivalente en corriente a la absorción de un fotón. Realizamos medidas con amplitudes de $60 \mu A$ a $50 mk$, $70 mk$ y $75 mk$. También realizamos medidas con una amplitud de $40 \mu A$ a $50mK$. Decidimos comenzar el análisis por los datos de menor amplitud. En la gráfica 5 se pueden observar varios resultados a distintas $rp(= R_0/R_N)$.

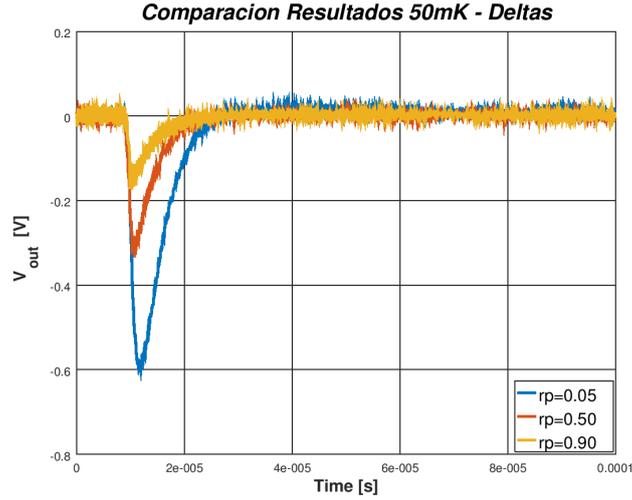


Figura 5: Medidas de la respuesta del TES a una delta de $40 \mu A$.

Si volvemos a la ecuación (41) y hacemos $t = 0$, obtenemos que $\delta I(t = 0) \neq 0$. Es decir, teóricamente el TES ve la delta como una variación instantánea de la corriente y vuelve a la situación estacionaria mediante los términos exponenciales de λ_+ y λ_- . Lo que estamos viendo en las medidas es una excitación inicial con un tiempo característico λ_1 , y una desexcitación de vuelta a la situación de equilibrio con un tiempo característico λ_2 . Es decir que la respuesta medida no es la de una delta. Por observación se deduce que debe de estar descrita por una función del tipo.

$$I'(t) \propto (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}). \quad (52)$$

El resto de medidas a diferentes temperaturas presentan el mismo comportamiento. No obstante, con la intención de sacar toda la información posible de estos datos, suponemos que las constantes de tiempo λ_1 y λ_2 son λ_+ y λ_- , ya que al fin y al cabo, toda ecuación de la respuesta del TES tiene como origen la ecuación (35). Realizamos un ajuste de estos datos a una función del tipo:

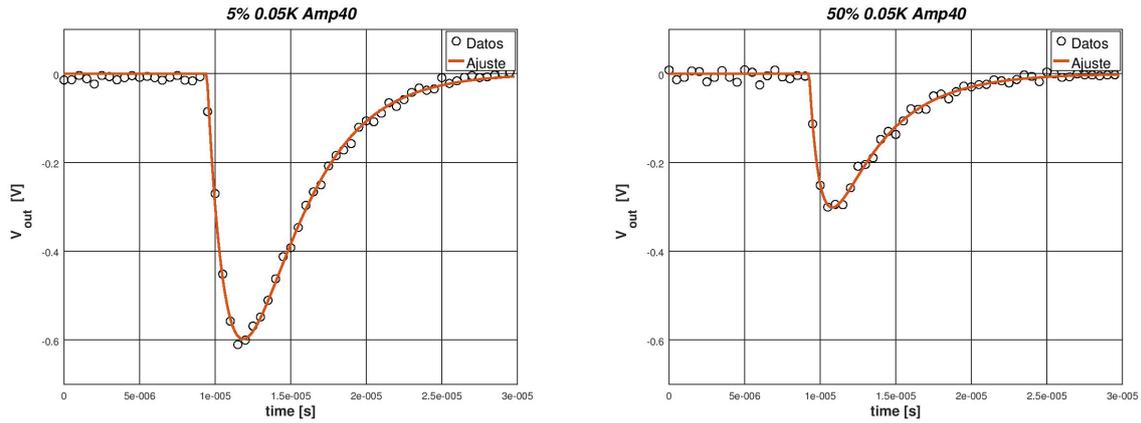
$$f(t) = p_1 (e^{-p_2 t} - e^{-p_3 t}) \quad (53)$$

donde p_1 , p_2 y p_3 son los parámetros del ajuste. En la figura 6 mostramos dos resultados del ajuste frente a las medidas usando la función anterior.

Se observa que la función (53) reproduce correctamente la respuesta del TES. Ahora solo tenemos que comprobar si los valores asociados a los parámetros p_2 y p_3 se corresponden con λ_+ y λ_- . Sin nos fijamos en la ecuación (34), vemos que se cumple que:

$$\lambda_+ + \lambda_- = \lambda_I + \lambda_{el}, \quad (54)$$

donde $\lambda_{el} = 1/\tau_{el}$. Este parámetro depende de los parámetros del circuito, que son cono-



(a) Ajuste de los datos tomados en $rp=0.05$.

(b) Ajuste de los datos tomados en $rp=0.5$.

Figura 6: Ajuste de los datos de la respuesta desconocida a una posible función.

cidos, y de β_I . Este último parámetro no lo conocemos, pero como nuestra intención es comprobar si la hipótesis propuesta es correcta usamos los valores de β_I que se obtuvieron del ajuste de impedancias complejas. Despejamos τ_I como:

$$\tau_I = (\lambda_+ + \lambda_- - \lambda_{el})^{-1} \tag{55}$$

Los resultados obtenidos se presentan en la figura 7. Como se puede ver en la gráfica los resultados obtenidos difieren en dos ordenes de magnitud de los obtenidos a partir de $Z(\omega)$, por lo que la suposición realizada unas líneas más arriba no es correcta.

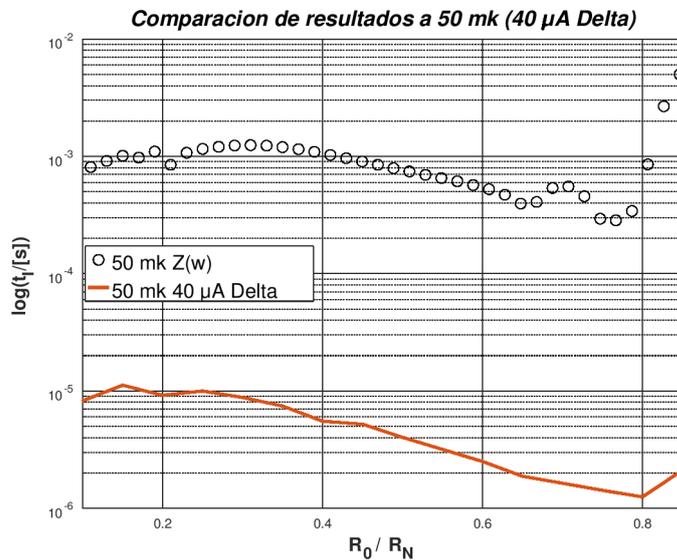


Figura 7: Resultados obtenidos del ajuste en escala logarítmica para poder apreciar bien la diferencia en los ordenes de magnitud.

La razón que ofrecemos para poder explicar estos resultados pasa por considerar la no idealidad de la excitación usada. El tiempo característico de subida del TES τ_+ (=

$1/\lambda_+$), y en general de la mayoría de TES, está en el orden del microsegundo. Por esta razón, los pulsos de $1 \mu\text{s}$ que nosotros introducimos no son lo suficientemente estrechos como para inducir en el TES una respuesta parecida a la que generaría una delta ideal. A cambio, el TES reconoce la excitación como un pulso ancho y empieza respondiendo de la misma manera que en 9. No obstante el pulso termina rápidamente y el TES vuelve a la situación de equilibrio con un tiempo de relajación desconocido¹.

4.2. Análisis de la Respuesta a un Pulso Ancho

Tras ver que no podemos hacer medidas con deltas debido a la limitación que nos impone el equipo del que disponemos, realizamos únicamente medidas de pulsos anchos. Se realizaron dos series de medidas, cada una en un TES diferente por lo que haremos un análisis de los resultados de forma separada.

Antes de realizar los ajustes realizamos unos cálculos previos para asegurarnos de el TES esta respondiendo correctamente al pulso introducido, no hay una distorsión como con las deltas. Para ello, junto con el resto de medidas, se realizan medidas en estado normal y en estado superconductor. En estas situaciones el TES se comporta como una resistencia normal o como un cortocircuito, por lo que es sencillo deducir la amplitud del pulso a partir de V_{out} . En la figura 8 se muestran las medidas para el caso de $40 \mu\text{A}$.

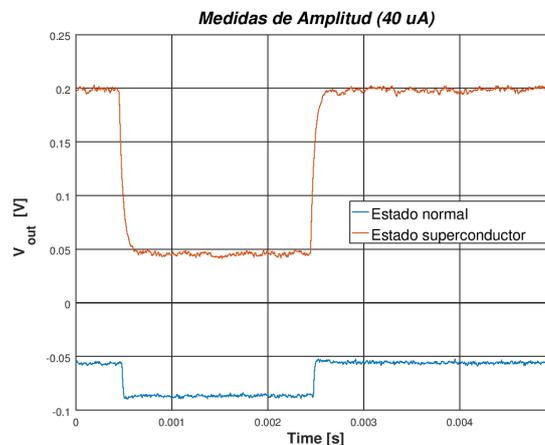


Figura 8: Respuesta del TES a un pulso de corriente en el estado normal y superconductor.

En el estado superconductor, la rama del TES presenta menos resistencia al paso de la corriente por lo que la variación δI_{TES} será mayor que en la situación normal para el mismo valor de δI_{BIAS} .

Para poder asociar unos valores numéricos a estos resultados resolvemos la ecuación del circuito para una situación en continua, es decir, despreciando la autoinducción.

¹Se usaron simulaciones para intentar entender este comportamiento pero no se obtuvieron resultados concluyentes

La relación entre δI_{TES} y δI_{BIAS} es la siguiente:

$$\delta I_{BIAS} = \delta I_{TES} \frac{R_L + R_{TES}}{R_{shunt}}. \quad (56)$$

Usando la relación entre I_{TES} y V_{out} establecida en (2), llegamos a la siguiente expresión:

$$\delta I_{BIAS} = \delta V_{out} \frac{M_f}{R_f M_{in}} \frac{R_L + R_{TES}}{R_{shunt}}, \quad (57)$$

de forma que dependiendo de la situación en la que estemos R_{TES} valdrá 0 o R_N . Este y otros parámetros del circuito se recogen en la siguiente tabla:

Cuadro 1: Parámetros del sistema en la primera medida.

Parámetro	Valor
R_N	8.6 m Ω
R_{par}	165 $\mu\Omega$
R_{shunt}	2 m Ω
R_f	3000 Ω
$1/M_{in}$	24.1 $\mu A/\phi_0$
$1/M_f$	33.3 $\mu A/\phi_0$

Los resultados para cada caso se muestran en la siguiente tabla.

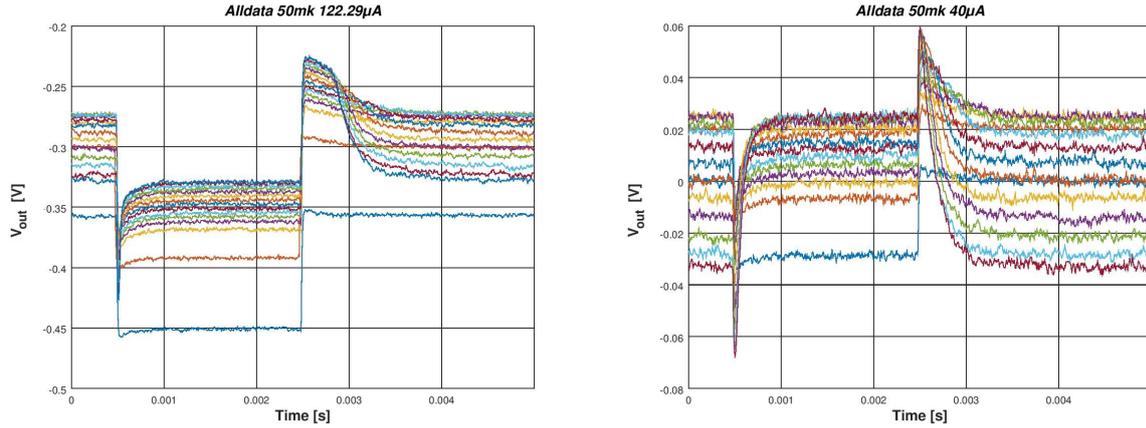
Cuadro 2: Resultados de las amplitudes medidas.

	Estado	$\delta I_{th} = 122, 29 \mu A$	$\delta I_{th} = 40 \mu A$	$\delta I_{th} = 20 \mu A$
$\delta I_{exp} [\mu A]$	N	121.39	39.95	20.12
	S	121.99	39.55	9.85

Donde se ha usado la relación (57). Hemos resaltado un valor en amarillo ya que este no concuerda con lo esperado. Es justo la mitad de lo que debería ser. Una posible explicación considera un cambio en el acoplo del detector. Estos resultados nos permiten asegurar que, efectivamente, los pulsos que introducimos en el circuito mantiene su forma y amplitud.

Pasamos ahora al estudio de la respuesta del TES a pulsos anchos cuando se encuentra en diferentes puntos de la transición, es decir, distintos valores de $rp (= R_0/R_N)$. Discutiremos los resultados obtenidos con 122.29 μA y 40 μA . Los resultados de la medida se presentan en la figura 9. Se aprecia un poco de saturación de los pulsos en la respuesta al escalón ascendente, pero eso no supone ningún problema ya que nosotros ajustamos la respuesta al escalón descendente, que es más sencillo.

Los pulsos se ajustan tal como se ha explicado en el inicio de la sección y los resultados obtenidos para τ_I en ambos casos se muestra en la figura 11



(a) Todas las medidas de la respuesta del TES a pulsos de $122.29 \mu A$

(b) Todas las medidas de la respuesta del TES a pulsos de $40 \mu A$

Figura 9: Forma de la respuesta del TES a distintas amplitudes.

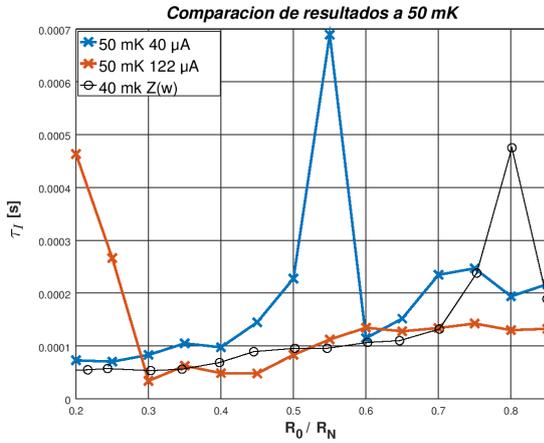


Figura 10: Comparación de los resultados obtenidos mediante el análisis de pulso e impedancia compleja.

La interpretación de estos resultados no es sencilla. Sabemos que, por la forma analítica de τ_I (22), esta presenta un divergencia para algún punto de rp donde $\mathcal{L}_I = 1$. La caracterización mediante impedancias complejas predice que este punto se encuentra entorno a $rp = 0.8$. Los resultados obtenidos mediante el análisis de pulsos, no solo da una predicción completamente diferente, sino que tampoco coinciden entre ellos. Lo que observamos es que a mayor amplitud del pulso, más bajo es el valor de rp en el que ocurre la divergencia, estando en $rp = 0.55$ en caso de $40 \mu A$ y pasado $rp = 0.20$ en el caso de $122.29 \mu A$. Esto nos hace suponer que existe una fuerte relación entre la amplitud de los pulsos y la forma en la que τ_I evoluciona a lo largo de la transición. Observamos de igual manera que los valores de τ_I de la curva de $40 \mu A$ entre $rp = 0.2$ y $rp = 0.4$ parecen coincidir con los de $Z(\omega)$, al menos en el orden de magnitud.

Durante la medida de $20 \mu A$, dado que la amplitud de pulso que ve el TES disminuye a medida que rp aumenta, pasado un punto la configuración de trigger no funcionó correctamente y solo tenemos datos a valores de rp bajos. Aunque no veamos la divergencia, podemos usar estos resultados de rp 's bajas para comprobar si, como vimos con el caso de $40 \mu A$, estos valores pueden reproducir los resultados de $Z(\omega)$ a medida que la amplitud disminuye.

Efectivamente, los resultados expuestos en la figura 11 ponen de manifiesto que a medida que la amplitud disminuye los dos métodos de caracterización dan estimaciones similares de τ_I . Esto mantiene viva la posibilidad de usar este método de caracterización como una alternativa viable.

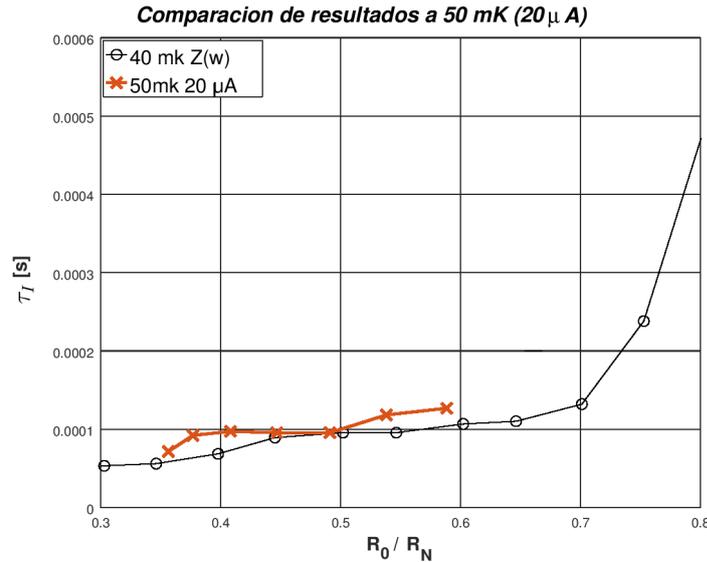


Figura 11: Resultados para τ_I obtenidos a partir de los datos a 20 μ A.

Con el objetivo de comprobar si existe realmente una relación entre la amplitud del pulso y el desplazamiento observado en los valores de τ_I realizamos medidas a 40 mK con pulsos de 10 μ A, 20 μ A y 40 μ A sobre un TES diferente. También medimos pulsos de 15 μ A de amplitud entre 40 mK y 70 mK para poder ver si la temperatura juega un papel importante en este efecto. Los parámetros del sistema durante esta medida se muestran en la tabla 3.

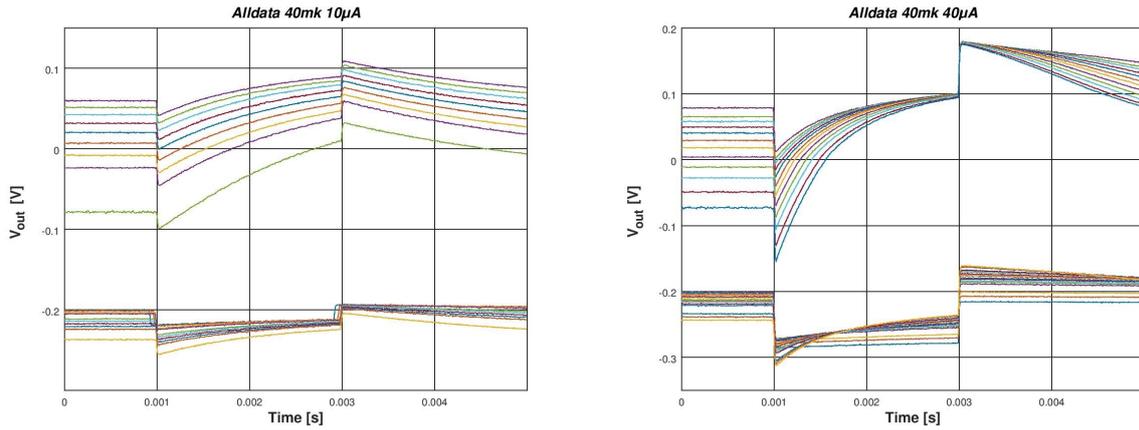
Cuadro 3: Parámetros del sistema durante la tercera medida.

Parámetro	Valor
R_N	17.4 m Ω
R_{par}	0.179 $\mu\Omega$
R_{shunt}	2 m Ω
R_f	10 k Ω
$1/M_{in}$	24.1 μ A/ ϕ_0
$1/M_f$	33.3 μ A/ ϕ_0

Comenzamos por pulsos de diferente amplitud a la misma temperatura para poder confirmar, o descartar, la hipótesis realizada con el fin de explicar los resultados obtenidos con el anterior TES. La siguiente figura representa un conjunto de datos de las medidas a 10 μ A y a 40 μ A. No se aprecia saturación, a diferencia de 9.

Un detalle importante de esta medida de amplitud variable es que no se realizó el mismo día que las de amplitud fija. Por lo tanto la medida de 15 μ A a 40 mK no está tomada en las mismas condiciones que al resto de medidas a 40 mK y se deja de lado en esta comparativa.

Volviendo al análisis de resultados, representamos las τ_I obtenidas con la inten-



(a) Conjunto de datos obtenidos durante la medida de pulsos de $10 \mu A$

(b) Conjunto de datos obtenidos durante la medida de pulsos de $40 \mu A$

Figura 12: Respuesta del TES a pulsos de distinta amplitud.

ción de poder ver un desplazamiento gradual hacia la izquierda de la divergencia a medida que la amplitud aumenta.

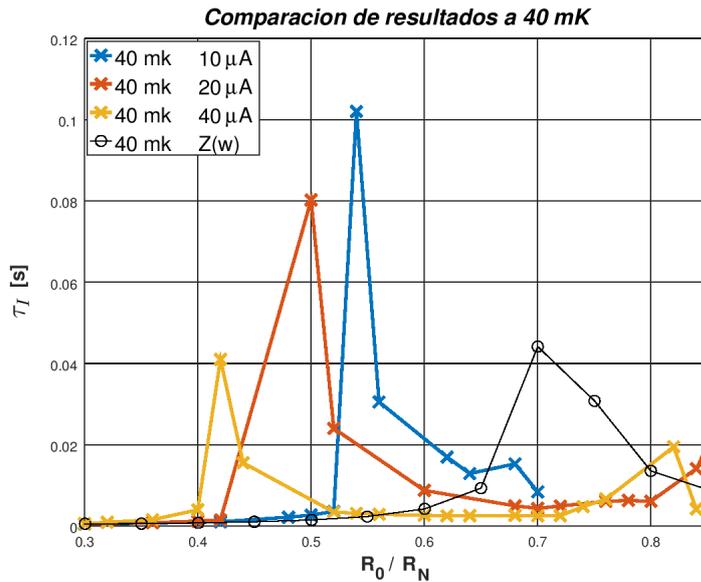
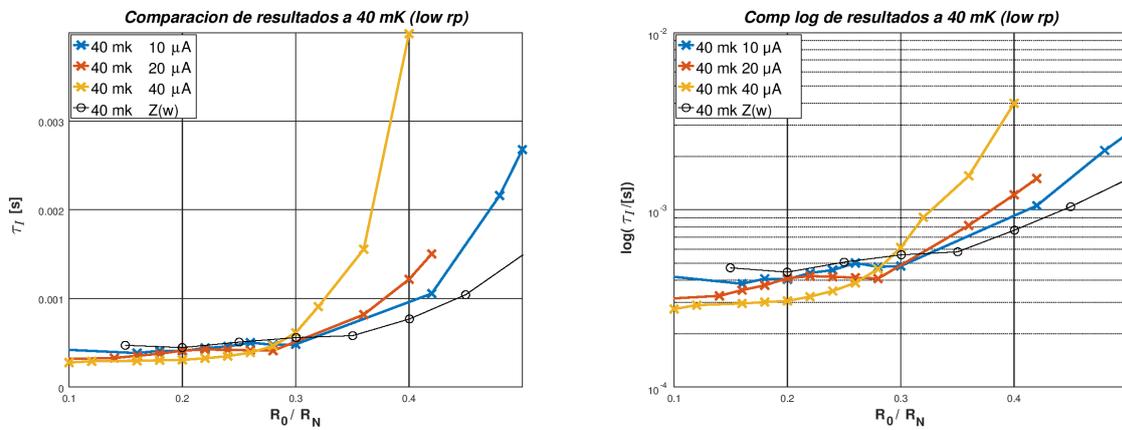


Figura 13: Comparacion de los resultados de τ_I en donde se aprecia como el desplazamiento de la divergencia depende de la amplitud del pulso.

Tras estos resultados podemos afirmar definitivamente que existe una relación entre la amplitud del pulso y el valor que toma \mathcal{L}_I a lo largo de la transición. A medida que la amplitud aumenta, el cambio de signo en τ_I ocurre a rp 's más bajas. De la misma manera cuanto menor sea la amplitud, ocurrirá a valores más altos. De esta forma, se puede interpretar la medida de impedancia compleja como el caso extremo donde se usan pulsos de amplitud nula para la caracterización.

Otra de las conclusiones a las que llegamos en la con el TES anterior es que a

pesar de los efectos que introduce la amplitud del pulso, si nos vamos a valores de rp lo suficientemente bajos, los efectos de la amplitud no se notan y conseguimos reproducir los mismos resultados que $Z(\omega)$. Para ello hacemos zoom en la figura 13 en la región entre $rp = 0.15$ y $rp = 0.45$. Los resultados se pueden ver en la figura 14. En la representación lineal (14a) se se puede observar como los resultados reproducen un comportamiento similar entre ellos, y con $Z(\omega)$ aunque posteriormente comienzan a divergir en puntos distintos debido a las diferentes amplitudes. La representación en escala logarítmica (14b) nos permite distinguir mejor entre las medidas y nos muestra como a medida que la amplitud disminuye los resultados se acercan cada vez más y más. La curva de $10 \mu\text{A}$ es la que mejor se adapta a la curva de $Z(\omega)$, seguida de la de $20 \mu\text{A}$ y $40 \mu\text{A}$. Por lo tanto, queda demostrado que la medida de pulsos de corriente es una alternativa viable a los actuales métodos de caracterización del TES.



(a) Representación de los valores de τ_I a valores de rp bajos comparados con los de $Z(\omega)$ en escala lineal. (b) Representación de los valores de τ_I a valores de rp bajos comparados con los de $Z(\omega)$ en escala logarítmica.

Figura 14: Resultados de τ_I a bajos valores de rp , donde el efecto de la amplitud es menor.

Para terminar el análisis de los resultados veamos que ocurre cuando la amplitud es constante pero se aumenta la temperatura (figura 15). En general se aprecia la misma tendencia cuando aumentas la temperatura a amplitud constante, que cuando dejas esta constante y aumentas la amplitud. Para comparar se usan los resultados a 40 mK ya que a otras temperaturas hubo errores en el ajuste de $Z(\omega)$.

Una explicación más cuantitativa de este fenómeno pasa por revisar las condiciones bajo las que se dedujeron las ecuaciones del sistema. A medida que la amplitud de los pulsos aumenta, $\delta I_{TES} \uparrow$ y ya no se cumple que $\delta I_{TES} \ll I_{TES}$. De la misma manera, a medida que aumentamos la temperatura del baño, la intensidad de I_{BIAS} necesaria para calentar el TES por efecto Joule hasta el punto de operación deseado disminuye y, a pesar de que δI_{TES} se mantiene constante, $I_{TES} \downarrow$ y la aproximación de pequeñas señales vuelve a romperse.

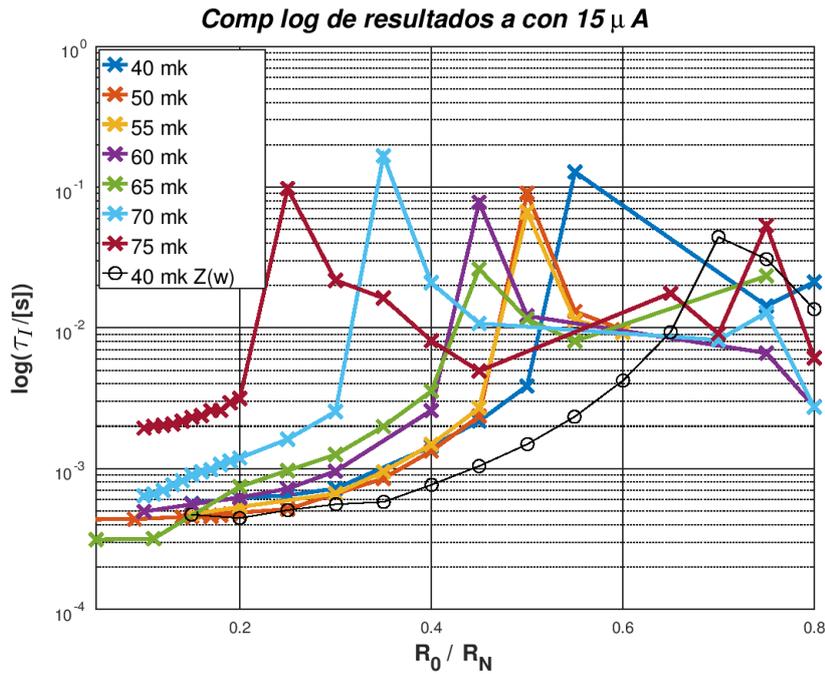


Figura 15: Resultados de los pulsos tomados a diferentes temperaturas pero con misma amplitud.

Cuando la amplitud del pulso es muy grande ya no se puede suponer que \mathcal{L}_I es constante durante toda la respuesta, sino que va cambiando a medida que el TES pasa por los distintos puntos de operación. De esta forma la $\mathcal{L}_I \text{ eff}$ que el pulso ve es inferior a la que el modelo de pequeñas señales predice, y como consecuencia los resultados de τ_I se desplazan hacia la izquierda. Wouter demostró en su tesis [5, pag. 81] mediante simulaciones que, efectivamente, en el caso de señales grandes de potencia los tiempos de respuesta del TES se pueden ver afectados. Sería necesario reproducir las simulaciones para señales de intensidad de gran amplitud para ver si el resultado es el mismo.

5. Conclusiones

En este trabajo hemos obtenido las ecuaciones de la respuesta temporal del TES a excitaciones en corriente en forma de deltas y pulsos anchos. Dichas expresiones han sido usadas para ajustar las medidas realizadas con el objetivo de extraer una estimación adicional del tiempo de respuesta τ_I para compararla con la obtenida de medidas de impedancia compleja.

Los resultados obtenidos ponen de manifiesto que la caracterización mediante pulsos anchos de corriente es capaz de aportar una segunda medida del parámetro τ_I con bastante exactitud. No obstante, este resultado se ve ampliamente afectado por la amplitud de los pulsos usados, siendo necesario el uso de amplitudes pequeñas, y de la temperatura del baño. Desafortunadamente, debido a las limitaciones impuestas por el

equipo del que disponemos no pudimos extraer ninguna conclusión de la respuesta del TES a pulsos de corriente.

Con vistas a posteriores análisis, por un lado será necesario desarrollar una configuración de disparo que funcione con amplitudes inferiores a $10 \mu\text{A}$. Por otro lado, si se quiere utilizar excitaciones en forma de Delta será necesario reducir la anchura de los pulsos todo lo posible. De la misma manera se propone un tratamiento de las ecuaciones sin despreciar términos de segundo orden para intentar entender el efecto de la amplitud fuera de la aproximación de señales pequeñas. También se propone el uso de métodos numéricos para simular el efecto de señales de gran amplitud en el TES con el objetivo de entender la consecuencias que puede tener sobre los tiempos de respuesta característicos.

Referencias

- [1] *Impedance measurements and modeling of a transition-edge-sensor calorimeter*, Lindeman, Mark A and Bandler, Simon and Brekosky, Regis P and Chervenak, James A and Figueroa-Feliciano, Enectali and Finkbeiner, Fred M and Li, Mary J and Kilbourne, Caroline A, Review of Scientific Instruments, vol. 75(5), 1238–1289, 2004, AIP.
- [2] *Transition-edge sensors*, Irwin, Kent D and Hilton, Gene C. *Cryogenic particle detection*, 63–150, 2005, Springer.
- [3] *Detection of single infrared, optical, and ultraviolet photons using superconducting transition edge sensors*, Cabrera, B and Clarke, RM and Colling, P and Miller, AJ and Nam, S and Romani, RW, Applied Physics Letters, vol 73(6), 735–737, 1998, AIP.
- [4] *Characterization of transition edge sensors for the Millimeter Bolometer Array Camera on the Atacama Cosmology Telescope*, Zhao, Yue and Allen, C and Amiri, M and Appel, JW and Battistelli, ES and Burger, B and Chervenak, JA and Dahlen, AJ and Denny, S and Devlin, MJ and others, *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy IV*, 2008, International Society for Optics and Photonics
- [5] *Resolving Power of Transition-Edge X-ray Microcalorimeters*, Tiest, Wouter Michiel Bergmann, 2004.
- [6] *An application of electrothermal feedback for high resolution cryogenic particle detection*, Irwin, KD, Applied Physics Letters, vol. 66(15),1998–2000, 1995, AIP.
- [7] *The Athena x-ray integral field unit (X-IFU)*, Barret, Didier and Trong, Thien Lam and den Herder, Jan-Willem and Piro, Luigi and Barcons, Xavier and Huovelin, Juhani and Kelley, Richard and Mas-Hesse, J Miguel and Mitsuda, Kazuhisa and Paltani,

Stéphane and others. *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray*, vol. 99, 2016, International Society for Optics and Photonics.

- [8] *ATHENA, The Advance Telescope for High Energy Astrophysics, mission proposal*. X. Barcons, D. Barret, A. Fabian, J.W. den Herder, K. Nandra , L. Piro , M. Watson . Athena IRAP website, 2014.