

ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIEROS
INDUSTRIALES Y DE TELECOMUNICACIÓN

UNIVERSIDAD DE CANTABRIA



Trabajo Fin de Máster

**DETECTORES BASADOS EN
INDUCTANCIA CINÉTICA PARA LA MEDIDA
DE LA POLARIZACIÓN DEL FONDO
CÓSMICO DE MICROONDAS**

**(Kinetic inductance detectors for measuring
the polarization of the cosmic microwave
background)**

Para acceder al Título de

***Máster Universitario en
Ingeniería de Telecomunicación***

Autor: África Fernández Pérez

Octubre - 2019



E.T.S. DE INGENIEROS INDUSTRIALES Y DE TELECOMUNICACION

MASTER UNIVERSITARIO EN INGENIERÍA DE TELECOMUNICACIÓN

CALIFICACIÓN DEL TRABAJO FIN DE MASTER

Realizado por: África Fernández Pérez.

Director del TFM: Luisa de la Fuente Rodríguez y Beatriz Aja Abelán.

Título: “Detectores basados en inductancia cinética para la medida de la polarización del fondo cósmico de microondas”

Title: “Kinetic inductance detectors for measuring the polarization of the cosmic microwave background “

Presentado a examen el día: 22 de octubre del 2019.

para acceder al Título de

MASTER UNIVERSITARIO EN INGENIERÍA DE TELECOMUNICACIÓN

Composición del Tribunal:

Presidente (Apellidos, Nombre): Artal Latorre, Eduardo

Secretario (Apellidos, Nombre): Pascual Gutiérrez, Juan Pablo

Vocal (Apellidos, Nombre): Arce Diego, José Luis

Este Tribunal ha resuelto otorgar la calificación de:

Fdo.: El Presidente

Fdo.: El Secretario

Fdo.: El Vocal

Fdo.: El Director del TFM
(sólo si es distinto del Secretario)

Vº Bº del Subdirector

Trabajo Fin de Máster Nº
(a asignar por Secretaría)

Resumen

A lo largo de los años se han realizado diversos estudios para entender el origen del Universo. En la actualidad se pretende conocer mejor el proceso inflacionario del Universo que, según el modelo cosmológico actual, ocurrió en los primeros momentos después del *Big Bang*, en el que se produjo una expansión extremadamente rápida del mismo. Una de las pruebas de la teoría del Big Bang, es la existencia de la radiación de fondo de microondas, considerada como un remanente de la explosión. El estudio de esta radiación es útil para los astrónomos, ya que permite entender cómo se formó el universo temprano.

Dado que la intensidad de la radiación del fondo cósmico de microondas es muy baja, se necesitan receptores extremadamente sensibles que permitan caracterizar de forma precisa sus anisotropías, su grado de polarización etc. Entre los detectores más sensibles se encuentran los bolómetros, que son termómetros basados en el cambio de temperatura a partir de la energía absorbida. En la actualidad se está utilizando los detectores TES (Transition Edge Sensor), los cuales utiliza materiales superconductores para conseguir una alta sensibilidad a pequeños cambios de temperatura. Sin embargo, debido a problemas de inestabilidad, rango dinámico e integración en un array, se han desarrollado nuevos detectores, entre los que se encuentran los *detectores basados en inductancia cinética*, los cuales se basan en el cambio de las propiedades eléctricas del material superconductor cuando se le incide la señal a detectar. Para observar dicho cambio, se introduce el elemento que absorbe como parte de un resonador de alto factor de calidad. La alteración en las características del resonador, debido a la radiación absorbida se puede medir con técnicas de radiofrecuencia.

En este trabajo fin de máster se ha realizado el diseño de dos detectores basados en inductancia cinética capaces de absorber en banda W (75-110 GHz), siendo uno de ellos capaz de distinguir las polarizaciones de la onda incidente. Se ha elegido esta tecnología debido a sus prestaciones: alta sensibilidad y la posibilidad de realizar estructuras con un gran número de detectores, formando arrays.

Con el fin de analizar el comportamiento de los elementos que forman el resonador a temperatura ambiente, se fabricó y midió un detector que solo distingue una polarización de la onda incidente. También fue medido el detector a temperatura criogénica para observar sus frecuencias de resonancia. Estas medidas fueron comparadas con los resultados obtenidos en las simulaciones.

Palabras clave: Fondo Cósmico de Microondas, Detectores basados en inductancia cinética, Material superconductor, Resonador, Banda W.

Abstract

Throughout history, several studies have been done to understand the origin of the Universe. Currently, it is expected to gain knowledge on the Universe inflationary process which, according to the actual cosmological model, happened after the *Big Bang*. The *Cosmic Microwave Background* is an evidence of the Big Bang theory. The study of this radiation is useful for astronomers since it allows to understand how the origin of the early universe was.

Due to the low intensity of the Cosmic Microwave Background, sensitive receivers are necessary to characterize its anisotropies, polarization etc. Among the most sensitive detectors are the bolometers, which are thermometers based on the change of the temperature with the absorbed energy. Nowadays, the Transition Edge Sensors (TES) are being used because their superconductor composition allows high sensitivity to temperature changes. However, the TES are unstable, they have low dynamic range and low multiplexable factor, so new detectors have been developed, like the *Kinetic Inductance Detectors*, based on the change of the electrical properties of superconductor materials caused by an incident signal. These detectors are made up of an absorbing element as part of a resonator with high quality factor. The change of the resonator characteristics due to absorbed radiation can be measured with radiofrequency techniques.

In this project, two kinetic inductance detectors have been designed to detect W band signals (75-110GHz). One of them can distinguish the incident wave polarization. This technology has been chosen due to its good features: high sensibility and the chance of make large structures with the detectors, making arrays.

Finally, the single polarization detector was fabricated to measure the resonator elements behavior at room temperature. Also, the detector was measured at cryogenic temperatures to observe the resonance frequencies. These measurements were compared to the simulation results.

Keywords: Cosmic Microwave Background, Kinetic inductance detectors, Superconductor materials, Resonator, W band.

Agradecimientos

En primer lugar, quiero agradecer a Luisa de la Fuente y a Beatriz Aja la oportunidad que me han dado de trabajar a su lado, y la ayuda prestada. Además, a los miembros del Grupo de Radiofrecuencia y Microondas por el trato que me han dado.

Por otro lado, dar las gracias al Centro de Astrobiología, en especial a Alicia Gómez, por la fabricación y montaje de los KIDs.

Por último, quiero agradecer a mis compañeros del máster y amigos, por los momentos de desconexión. También quiero dar las gracias a mi familia, sobre todo a mi hermana, por estar siempre ahí. Y a Álvaro por su apoyo y ánimos cuando más lo he necesitado.

Índice

Resumen	IV
Abstract	II
Agradecimientos	III
1 Introducción	1
1.1 Objetivos	1
1.2 Estructura del documento	2
2 Detectores en radioastronomía	3
2.1 Bolómetros	4
2.2 Transition Edge Sensors	5
2.3 Kinetic Inductance Detectors	6
3 Superconductividad	8
3.1 Efecto Meissner	8
3.2 Teoría BCS	10
3.3 Modelo de dos fluidos	11
3.4 Tipos de superconductor	13
3.4.1 Superconductores de tipo I	13
3.4.2 Superconductores de tipo II	13
3.5 Comportamiento en alta frecuencia	14
3.5.1 Conductividad compleja y resistencia superficial	15
3.5.2 Inductancia cinética	16
4 Detectores basados en inductancia cinética	18
4.1 Teoría de resonadores	19
4.1.1 Resonadores con elementos concentrados	19
4.1.2 Circuito resonante con elementos distribuidos	23
4.2 Detectores basados en inductancia cinética de microondas	26
4.3 Detectores basados en inductancia cinética con elementos concentrados	27
5 Diseño del detector en banda W	30
5.1 Diseño en baja frecuencia	31
5.1.1 Simulación del inductor	32
5.1.2 Simulación del condensador interdigital	35
5.1.3 Simulación del resonador	38
5.2 Diseño en alta frecuencia	45
5.2.1 Diseño para detectar una polarización	45

5.2.2	Diseño para detectar dos polarizaciones	53
5.2.3	Simulación del KID	57
5.3	Diseño implementado	61
5.3.1	Simulación en alta frecuencia	61
5.3.2	Simulación en baja frecuencia	62
6	Montaje y medida	65
6.1	Medida	66
6.1.1	Calibración	69
6.1.2	Resultados de las medidas	69
7	Conclusiones y líneas futuras	73
7.1	Líneas futuras	74
A	Anexo	76
	Bibliografía	76

Índice de figuras

Figura 2.1	<i>Esquema de dos resonadores acoplados inductivamente con una línea de transmisión.</i>	6
Figura 2.2	<i>Desplazamiento de la frecuencia de resonancia en un KID cuando se detecta.</i>	7
Figura 3.1	<i>Esquema del efecto Meissner.</i>	9
Figura 3.2	<i>Esquema de la formación de pares de Cooper.</i>	11
Figura 3.3	<i>Circuito equivalente del modelo de dos fluidos.</i>	12
Figura 3.4	<i>Esquema de la destrucción de los pares de Cooper.</i>	14
Figura 4.1	<i>Esquema simplificado y respuesta del circuito resonante serie.</i>	20
Figura 4.2	<i>Esquema simplificado y respuesta del circuito resonante paralelo.</i>	21
Figura 4.3	<i>Circuito resonador $\frac{\lambda}{2}$ acabado en cortocircuito.</i>	23
Figura 4.4	<i>Circuito resonador $\frac{\lambda}{2}$ acabado en circuito abierto.</i>	25
Figura 4.5	<i>Detector basado en inductancia cinética de microondas fabricado por JPL [12].</i>	27
Figura 4.6	<i>Esquema básico del detector basado en inductancia cinética realizado con elementos concentrados.</i>	28
Figura 5.1	<i>Cálculo de la inductancia.</i>	32
Figura 5.2	<i>Layout de la bobina diseñada en ADS.</i>	33
Figura 5.3	<i>Sustratos realizados para la simulación en baja frecuencia de la bobina.</i>	34
Figura 5.4	<i>Parámetros de scattering del inductor declarando el metal como sheet o intrude.</i>	34
Figura 5.5	<i>Esquema del condensador interdigital.</i>	36
Figura 5.6	<i>Resultados obtenidos para el diseño del condensador interdigital.</i>	37
Figura 5.7	<i>Parámetros de scattering del condensador declarando el metal como sheet o intrude.</i>	38
Figura 5.8	<i>Resonador diseñado.</i>	39
Figura 5.9	<i>Parámetros de scattering del resonador declarando el metal como sheet o intrude.</i>	40
Figura 5.10	<i>Resonador diseñado acoplado a una guía de onda coplanar.</i>	41
Figura 5.11	<i>Parámetros de scattering del resonador con guía de onda coplanar declarando el metal como sheet o intrude.</i>	42
Figura 5.12	<i>Resonador diseñado y resultados de la resonancia declarando el conductor como sheet y como intrude.</i>	43
Figura 5.13	<i>Comparativa de la frecuencia de resonancia del resonador declarando el material con conductividad real o compleja.</i>	44

Figura 5.14	<i>En la parte izquierda aparece un boceto de las dimensiones de la rejilla y a la derecha un esquema eléctrico de la estructura.</i>	46
Figura 5.15	<i>Estructura de la rejilla.</i>	47
Figura 5.16	<i>Carta de Smith del parámetro S_{11} de la rejilla inicial.</i>	47
Figura 5.17	<i>Carta de Smith del parámetro S_{11} con el tramo de distancia de aire calculado.</i>	48
Figura 5.18	<i>Estructura de la rejilla con silicio hasta la distancia al corto circuito.</i>	49
Figura 5.19	<i>Carta de Smith del S_{11} con $\lambda_{sub}/4$ de silicio hasta el corto.</i>	50
Figura 5.20	<i>Carta de Smith del S_{11} con la longitud calculada.</i>	51
Figura 5.21	<i>Comparativa de la adaptación con distancia al backshort con aire y silicio.</i>	51
Figura 5.22	<i>Comparativa de la absorción con distancia al backshort con aire y silicio.</i>	52
Figura 5.23	<i>Estructuras con un inductor.</i>	52
Figura 5.24	<i>Comparativa de la adaptación con aire y silicio entre la bobina y el backshort.</i>	53
Figura 5.25	<i>Comparativa de la absorción con aire y silicio entre el inductor y el backshort.</i>	53
Figura 5.26	<i>Esquema del detector de dos polarizaciones.</i>	54
Figura 5.27	<i>Estructura con dos rejillas perpendiculares entre si separadas por silicio.</i>	54
Figura 5.28	<i>Resultados de las simulaciones propagándose los modos que absorbe cada rejilla en cada caso.</i>	55
Figura 5.29	<i>Resultados de las simulaciones propagándose los modos que absorbe cada inductor en cada caso.</i>	56
Figura 5.30	<i>Esquema del detector de dos polarizaciones.</i>	56
Figura 5.31	<i>Resultados de las simulaciones propagándose los dos modos que se desean absorber.</i>	57
Figura 5.32	<i>Estructura de un resonador y resultados obtenidos.</i>	58
Figura 5.33	<i>Resultado de la simulación con dos modos de polarización.</i>	58
Figura 5.34	<i>Estructura de dos resonadores y resultados obtenidos.</i>	59
Figura 5.35	<i>Estructura de un LEKID.</i>	59
Figura 5.36	<i>Resultados de la simulación del LEKID.</i>	60
Figura 5.37	<i>Estructura del detector y resultados obtenidos.</i>	60
Figura 5.38	<i>Estructura de la rejilla diseñada y resultados obtenidos.</i>	61
Figura 5.39	<i>Estructura del LEKID diseñado y resultados obtenidos.</i>	62
Figura 5.40	<i>Resultados de la simulación del inductor.</i>	62
Figura 5.41	<i>Estructura y resultados de la medida en baja frecuencia del LEKID.</i>	63
Figura 5.42	<i>Estructura y resultados de la medida en baja frecuencia del LEKID.</i>	63
Figura 5.43	<i>Resultados de la simulación del resonador con la inductancia cinética calculada.</i>	64
Figura 6.1	<i>Rejilla fabricada.</i>	65
Figura 6.2	<i>Partes del detector fabricado.</i>	66
Figura 6.3	<i>Esquema del puesto de medida.</i>	67
Figura 6.4	<i>Analizador de redes N5245A y controlador N5251A.</i>	67
Figura 6.5	<i>Bocinas utilizadas.</i>	68
Figura 6.6	<i>Lentes utilizadas.</i>	68

Figura 6.7	<i>Puesto de medida.</i>	69
Figura 6.8	<i>Elementos para la calibración.</i>	69
Figura 6.9	<i>Puesto de medida con el LEKID.</i>	70
Figura 6.10	<i>Adaptación de la medida comparado con la simulación.</i>	70
Figura 6.11	<i>Adaptación de la medida comparado con la simulación.</i>	71
Figura 6.12	<i>Adaptación de la medida comparado con la simulación.</i>	72

Índice de tablas

Tabla 3.1	<i>Ejemplo de metales superconductores de tipo I con su temperatura crítica.</i>	13
Tabla 3.2	<i>Ejemplo de metales superconductores de tipo II con su temperatura crítica.</i>	14
Tabla 5.1	<i>Características de la bicapa de aluminio-titanio en alta frecuencia.</i>	31
Tabla 5.2	<i>Características de la bicapa de aluminio-titanio en baja frecuencia.</i>	31
Tabla 5.3	<i>Parámetros necesarios para el cálculo de la inductancia teórica.</i>	33
Tabla 5.4	<i>Valor de la inductancia obtenido en simulación para 700 MHz.</i>	35
Tabla 5.5	<i>Valores utilizados para el cálculo del condensador interdigital.</i>	36
Tabla 5.6	<i>Dimensiones del condensador.</i>	37
Tabla 5.7	<i>Valor de la capacidad obtenido en las simulaciones.</i>	38
Tabla 5.8	<i>Resumen de los resultados obtenidos en la simulación del resonador con la guía de onda coplanar.</i>	41
Tabla 5.9	<i>Resultados de la inductancia que introduce la guía de onda coplanar.</i>	42
Tabla 5.10	<i>Factores de acoplo obtenidos.</i>	43
Tabla 5.11	<i>Factores de calidad del resonador.</i>	44
Tabla 5.12	<i>Valores de la inductancia y condensador para el cálculo de la inductancia cinética.</i>	64

1

Introducción

A lo largo de los años se han realizado diversas investigaciones con el fin de entender el origen del Universo. Para ello se han realizado diversos análisis de las radiaciones recibidas del *Fondo Cósmico de Microondas del Universo*, conocido como *CMB*¹.

Este trabajo fin de máster está dentro del proyecto de investigación titulado *Detectores basados en KIDS y amplificadores en ondas milimétricas para la observación del CMB del Plan Estatal de I+D+I Retos 2017 (ESP2017-83921-C2-2-R)*. Este proyecto tiene como meta desarrollar detectores de gran sensibilidad para captar las ondas del fondo cósmico de microondas del Universo en el rango de 60 a 120 GHz. A partir de estas señales se pretende conocer más aspectos del origen del Universo. El proyecto lo lleva a cabo el *Departamento de Ingeniería de Comunicaciones* de la Universidad de Cantabria junto al *Instituto de Física de Cantabria*.

1.1. Objetivos

El objetivo de este trabajo fin de máster es realizar el diseño de detectores basados en inductancia cinética en banda W. Los detectores deben operar, es decir, su máxima absorción debe estar en torno a la frecuencia que se desea captar, en este caso a 90 GHz. Cada detector estará formado por varios resonadores, por lo que se debe tener en cuenta la influencia de cada resonador a sus adyacentes, ya que las resonancias deben ocupar el menor ancho de banda posible y no se debe solapar ninguna, ya que si esto ocurre la información de esos resonadores no es útil. Como se ha dicho anteriormente, se están realizando estudios de detectores que sean capaces de distinguir polarizaciones de una onda incidente linealmente polarizada. Por esta razón, en este trabajo en primer lugar se ha diseñado un detector de una única polarización para posteriormente abordar el problema de dos polarizaciones.

Una vez diseñados los detectores, se fabricó un tipo de detector de una polarización para analizar el comportamiento del resonador a temperatura ambiente. Este detector se

¹Cosmic Microwave Background.

fabricó en colaboración con el *Centro de Astrobiología (CSIC-INTA)* en el *Instituto de IMDEA Nanociencia (Madrid)*. Los resultados de estas medidas darán una idea del comportamiento de los detectores a temperaturas ambiente en cuanto a absorción y a temperaturas criogénicas en cuanto a inductancia cinética, y, ayudará a mejorar en el futuro los diseños realizados.

1.2. Estructura del documento

En este apartado se va a nombrar y describir cada uno de los capítulos que forman este documento.

Capítulo 1 - Introducción: en el capítulo actual, se explica el contexto en el que se encuentra este proyecto y los objetivos que persigue. Por último, se explica el contenido de cada capítulo.

Capítulo 2 - Detectores en radioastronomía: en el segundo capítulo se explican de los detectores más utilizados en radioastronomía y se realiza una breve introducción del funcionamiento de los detectores basados en inductancia cinética, ya que es el tipo de detector que se va a diseñar en este trabajo.

Capítulo 3 - Superconductividad: en este apartado del trabajo se explica la teoría de superconductividad necesaria para entender el funcionamiento de los detectores basados en inductancia cinética.

Capítulo 4 - Detectores basados en inductancia cinética: en este capítulo se explica en que consiste el tipo de detector que se va a diseñar, y los casos dentro de éste. Además, aparece la teoría básica de resonadores, ya que los detectores basados en inductancia cinética está formado por estructuras de estos componentes.

Capítulo 5 - Diseño del detector en banda W: en este capítulo se describen las fases que se han seguido para realizar el diseño del detector. La primera parte del diseño se ha realizado en alta frecuencia, es decir, en banda W con el objetivo de obtener alta absorción. La segunda fase de diseño es a frecuencias bajas, con el fin de establecer las características del resonador. Por último, en este capítulo se analizará el comportamiento de los componentes fabricados.

Capítulo 6 - Montaje y medida: en este capítulo se explica el detector que se ha fabricado y el puesto de medida que se ha realizado para analizar el comportamiento del detector a temperatura ambiente. Además, se comparan los resultados de la medida con los obtenidos en las simulaciones.

Capítulo 7 - Conclusiones y líneas futuras: por último, en este capítulo se explican las conclusiones desarrolladas y las posibles líneas futuras que surgen a partir de los resultados obtenidos en este trabajo.

2

Detectores en radioastronomía

La radioastronomía estudia los objetos celestes y los fenómenos que ocurren en el Universo a partir de las radiaciones electromagnéticas que emiten. Uno de los temas de estudio es la radiación del fondo cósmico de microondas, ya que proporciona información del origen del Universo.

La radiación del fondo cósmico de microondas se produjo poco después del Big Bang, en torno a 380000 años después, por lo que proporciona información sobre este. Inicialmente el Universo estaba comprimido, donde las partículas que lo conformaban estaban en equilibrio. Posteriormente, el Universo empezó a expandirse y a enfriarse, como resultado comenzaron a surgir átomos neutros como el hidrógeno.

El CMB es parecido a un *cuerpo negro*² homogéneo e isótropo, con una temperatura de aproximadamente $2,725\text{ K}$, con una intensidad máxima a 160 GHz . Recogiendo estas ondas, es posible realizar un mapa de intensidad o de temperatura del Universo [1].

Se han hallado dos polarizaciones en el CMB, el *modo B* y *modo E*, las cuales se desea diferenciar para obtener mayor información del origen del Universo.

Para realizar el estudio del CMB, se han desarrollado detectores de alta sensibilidad para detectar pequeños cambios en la intensidad de la señal recibida. Otro parámetro importante en el detector es la absorción, ya que cuanto más se capte, más información se podrá analizar. Hoy en día se están investigando nuevas alternativas para poder diferenciar los modos comentados anteriormente, ya que el modo B contiene información sobre el periodo de inflación del Universo.

Seguidamente, se van a describir algunos de los detectores usados para radioastronomía.

²Objeto teórico capaz de absorber toda la energía que se incide en él.

2.1. Bolómetros

El bolómetro es un detector térmico el cual mide la temperatura de la radiación recibida. Esto es posible porque el elemento que absorbe cambia de temperatura debido a la radiación, provocando un cambio en la resistividad de este. Para conseguir mayor sensibilidad se somete al componente a temperaturas bajas.

Uno de los elementos más importantes en los bolómetros es el elemento absorbente, ya que de este va a depender la detección que se realice. La señal antes de llegar al elemento absorbente será filtrada para reducir pérdidas y será confinada sobre dicho elemento con una bocina, la cual también servirá de filtro [2].

Es posible calcular la relación señal a ruido de este detector de la siguiente forma:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_D = P\Delta t^{1/2}NEP^{-1} \quad (2.1)$$

Donde:

- P : potencia de la señal recibida en el detector.
- Δt : tiempo de integración.
- NEP : potencia equivalente de ruido.

Sabiendo que la temperatura de la fuente es T_s , la potencia se calcula con la siguiente expresión:

$$P = mkT_s B_D \quad (2.2)$$

Siendo:

- m : puede tomar los valores 1 ó 2, dependiendo del número de polarizaciones.
- k : constante de Boltzmann con valor $1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$.
- B_D : ancho de banda de la señal recibida.

Sustituyendo (2.2) en (2.1), la relación señal a ruido queda de la siguiente forma:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_D = mkT_s B_D \Delta t^{1/2} NEP^{-1} \quad (2.3)$$

Se puede valorar la efectividad del bolómetro comparando su sensibilidad con la del receptor heterodino ante la misma señal [2]. Para ello, es necesario saber la relación señal a ruido del receptor heterodino, que se calcula de la siguiente forma:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_H = T_s T_H^{-1} (B_H \Delta t)^{-1/2} \quad (2.4)$$

Donde:

- T_H : temperatura de ruido del receptor.

- B_H : ancho de banda de la detección.

Asumiendo que reciben ambos componentes la misma señal en el mismo periodo de tiempo, la relación de sus señales a ruido queda de la siguiente forma:

$$\frac{\left(\frac{S}{N}\right)_H}{\left(\frac{S}{N}\right)_D} = \frac{B_H^{1/2} NEP}{mkT_H B_D} \quad (2.5)$$

En [2] aparece un ejemplo donde para la misma señal, el bolómetro presenta mejores resultados, siendo la diferencia más notable para dos polarizaciones.

2.2. Transition Edge Sensors

Este tipo de detectores son conocidos por sus siglas en inglés, es decir, *TES*. Los detectores TES constan de un elemento absorbente realizado con material superconductor, el cual varía su resistencia dependiendo de la temperatura a la que se encuentre.

Los detectores TES operan a una temperatura cercana a la crítica del material. Esto se debe a que por debajo de la temperatura crítica el material apenas presenta resistencia, pero a la temperatura crítica o justo por encima, el cambio en la resistencia es notable. Por esta razón, su figura de mérito depende de la temperatura (T) y de la resistencia (R), esta es la siguiente [3]:

$$\alpha \equiv \frac{d(\log R)}{d(\log T)} = \frac{T}{R} \frac{dR}{dT} \quad (2.6)$$

A partir de esta figura de mérito, es posible calcular una aproximación de la resolución energética del detector de la siguiente forma [3]:

$$\Delta E \propto \sqrt{\frac{kT^2 C}{|\alpha|}} \quad (2.7)$$

Como se aprecia en la expresión anterior, la resolución de energía depende de la temperatura del detector (T), de la capacidad calorífica (C) y de la figura de mérito de este tipo de detectores.

Los detectores TES utilizan materiales superconductores ya que presentan mayor sensibilidad. Por la zona en la que operan, es decir, cerca de la temperatura crítica, es necesario realizar un diseño cuidadoso porque con pequeños cambios de temperatura se producen grandes alteraciones en la resistividad del material.

En la actualidad, se utilizan los TES para las observaciones del CMB debido a sus altas prestaciones. Pero presentan limitaciones como su alto coste de fabricación. Además, en futuras investigaciones se pretende aumentar el número de detectores por área, y los TES presentan factores bajos de multiplexación, por lo que no va a ser fácil utilizar estos detectores para dichos estudios [1].

2.3. Kinetic Inductance Detectors

Los detectores basados en inductancia cinética, conocidos como *KIDS* son una alternativa a los bolómetros y TES para las ondas milimétricas o submilimétricas observadas en el Universo. Esto se debe a sus altas prestaciones, como su alta sensibilidad o su alto factor de multiplexación [1].

Este tipo de detectores utilizan materiales superconductores operando en el estado superconductor, ya que en dicho escenario el material es más sensible. Cuando el material se encuentra en superconducción, si llega una señal con una energía mayor a la banda prohibida ($E = h\nu > 2\Delta$), se modificarán las propiedades macroscópicas del material debido a la rotura de *pares de Cooper* y el aumento de *cuasi-partículas*³. Este cambio se puede observar realizando un resonador con el material superconductor y observando el desplazamiento de la frecuencia de resonancia. Para observar dicho cambio, el resonador estará débilmente acoplado a algún elemento como puede ser una línea de transmisión o guía de onda, para realizar la medida del parámetro de scattering en transmisión S_{21} del resonador.

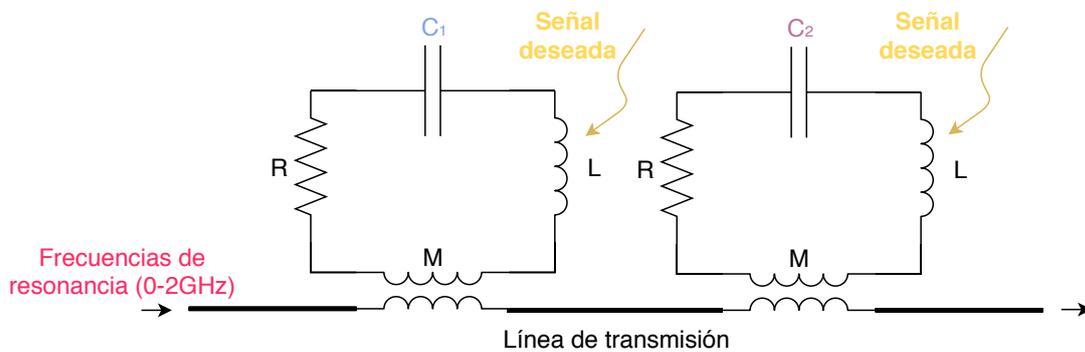


Figura 2.1. Esquema de dos resonadores acoplados inductivamente con una línea de transmisión.

Como se observa en la figura anterior, estos detectores están formados por varios resonadores, los cuales van a tener distinta frecuencia de resonancia para poder saber cuál está detectando. Estos resonadores presentan la misma inductancia y la misma resistencia, pero su condensador es distinto, como se observa en la **Figura 2.1**, ya que con éste se ajustará la frecuencia de resonancia. Por otro lado, con la línea de transmisión se analizarán los resultados obtenidos de la frecuencia de resonancia.

La frecuencia de resonancia del resonador al recibir la señal deseada se desplazará a frecuencias menores y se reducirá la amplitud del parámetros S_{21} , esto se debe al aumento de cuasi-partículas, ya que se rompen pares de Cooper y provocan un aumento en la impedancia. Dicho aumento es relevante en la parte compleja de la impedancia, ya que debido a la reducción de pares de Cooper, estos provocan un efecto inductivo, que se explicará en el **Capítulo 3**.

³Electrones excitados por la señal detectada.

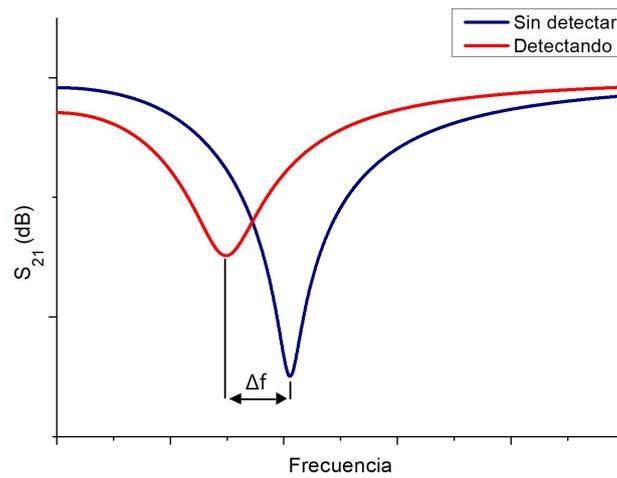


Figura 2.2. Desplazamiento de la frecuencia de resonancia en un KID cuando se detecta.

Como se ha dicho anteriormente, cada detector estará formado por varios resonadores por lo que la frecuencia de resonancia de cada uno debe estar lo suficientemente espaciada para no confundir una resonancia con otra.

Por otro lado, este tipo de detectores pueden captar las ondas utilizando una antena o con la estructura que forman ellos mismos, dependerá de la frecuencia de operación y del tipo de KID que se realice.

El detector que se va a realizar en este trabajo es de este tipo, por lo que se explicará de forma detenida en los siguientes capítulos.

3

Superconductividad

La superconductividad fue descubierta en 1911 por los científicos holandeses *Kamerlingh Onnes* y *Gilles Holst* [4]. Este efecto se produce en ciertos metales y aleaciones cuando se les somete a una temperatura por debajo de la conocida como *temperatura crítica* (T_C). Dicha temperatura es distinta en cada material, por debajo de esta se produce la desaparición repentina de la resistividad eléctrica. Cabe destacar que en corriente alterna no se anula totalmente la resistividad, pero a frecuencias bajas es muy pequeña. Este tipo de materiales se utilizan actualmente para realizar detectores debido a su alta sensibilidad.

Los materiales superconductores expulsan el campo magnético de su interior, es decir, son perfectos diamagnetos. Esto se conoce como *efecto Meissner*, descubierto en 1933 por los físicos alemanes *Walter Meissner* y *Robert Ochsenfeld* [4][5].

Por otro lado, al aplicar un campo magnético superior al *campo magnético crítico* al material cuando está en estado superconductor, la resistencia eléctrica deja de ser nula [5].

En este capítulo se va a explicar brevemente la teoría de la superconductividad, haciendo hincapié en los conceptos más relevantes para los detectores que se van a diseñar.

3.1. Efecto Meissner

Cuando un material superconductor se encuentra a una temperatura menor a la crítica y desaparece su resistividad eléctrica presenta el *efecto Meissner*, el cual consiste en que el material expulsa el campo magnético de su interior (**Figura 3.1**), comportándose como un diamagneto perfecto. Este efecto puede provocar la *levitación* de un imán sobre un superconductor.

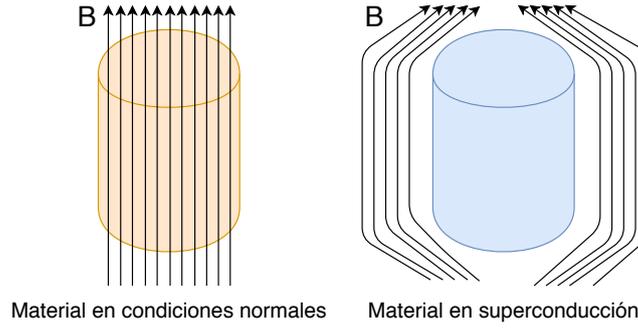


Figura 3.1. Esquema del efecto Meissner.

Este efecto se describe mediante las ecuaciones de *Fritz y Heinz London*, propuestas en 1935. Este modelo asume que en los metales superconductores los electrones no se dispersan como en los metales en condiciones normales, estos electrones se conocen como *electrones superconductores* o *pares de Cooper* cuya densidad es n_s . Este comportamiento provoca una aceleración en el campo eléctrico [6]. Bajo estas premisas, aplicando un campo eléctrico variante en el tiempo, es posible formular la primera ecuación de London:

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} = \frac{n_s e^2}{m} \mathbf{E} \quad (3.1)$$

Donde:

- e : carga del electrón.
- m : masa efectiva del electrón.
- E : campo eléctrico variante en el tiempo ($E = E_0 \exp(j\omega t)$).

La conductividad de los electrones superconductores o pares de Cooper se describe de la siguiente forma:

$$\sigma_s = -j \frac{n_s e^2}{\omega m}, \text{ siendo } \omega \text{ la frecuencia angular.} \quad (3.2)$$

Para demostrar el efecto Meissner, es necesario plantear las siguientes ecuaciones de Maxwell [6]:

$$\dot{\mathbf{B}} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (3.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{J} + \dot{\mathbf{D}}), \text{ donde } \mu_0 \text{ es la permeabilidad magnética} \quad (3.4)$$

Si se aplican las expresiones anteriores a un conductor perfecto, este evita que el campo magnético modifique su interior, dando como resultado la siguiente expresión:

$$\dot{\mathbf{B}}(x) = \dot{\mathbf{B}}(a) \exp\left(\frac{-x}{\sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}}}\right) \quad (3.5)$$

Donde x es la distancia desde la superficie del conductor y $\mathbf{B}(a)$ es la densidad de flujo de corriente magnética en la superficie del conductor variante en el tiempo. Además, se observa que la penetración del campo disminuye a medida que se propaga por la superficie.

El material superconductor expulsa cualquier flujo de su interior, por lo que no es perfecto. Los hermanos London propusieron una serie de condiciones mediante las cuales no solo la derivada temporal del campo magnético decae exponencialmente, sino que el campo magnético en si mismo presenta el mismo comportamiento [6]. De esta forma la ecuación (3.5) resulta en:

$$\mathbf{B}(x) = \mathbf{B}(a) \exp\left(\frac{-x}{\sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}}}\right) \quad (3.6)$$

En la expresión anterior se observa que el valor del campo magnético disminuye exponencialmente desde la superficie del superconductor hasta el interior, siendo apreciable hasta cierta profundidad de penetración, conocida como *profundidad de penetración de London*, que se describe de la siguiente forma:

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}} \quad (3.7)$$

Como se aprecia en la ecuación anterior, la penetración de London depende de la densidad de pares de Cooper del material, siendo esta longitud menor cuantos más pares de Cooper existan.

3.2. Teoría BCS

En 1957 los científicos *John Bardeen*, *Leo Cooper* y *Alexander Schrieffer* propusieron la teoría microscópica de la superconductividad, conocida como *Bardeen Cooper Schrieffer (BCS)*. Esta teoría propone que, a bajas temperaturas, es decir, a temperaturas por debajo de la crítica, los electrones que conforman la red cristalina, pueden presentar una energía atractiva entre ellos. Esto se debe a que un electrón distorsiona la red provocando la atracción de iones positivos hacia él, haciendo que la parte de la red por donde pasa el electrón tenga más densidad de carga positiva, eso hace que otro electrón sea atraído (**Figura 3.2**), formando pares de Cooper. La vibración que se produce en los iones positivos se conoce como *fonón*, estas vibraciones reducirán la cantidad de energía del primer electrón, y el electrón atraído recibirá dicha energía. Este proceso se va alternando entre los dos electrones, ya que uno de ellos reduce su energía por la interacción con la red, mientras que el otro aumenta su energía al sentirse atraído.

Los electrones capaces de formar pares de Cooper presentan un momento igual pero de signo contrario y se mueven en sentido contrario, siendo su energía de unión $2\Delta \approx 3,526k_b T_C$, pero todos los pares de Cooper que se forman realizan el mismo movimiento. Además, estos electrones se encuentran en torno al nivel de Fermi, ya que los niveles de energía superiores están desocupados y los inferiores están ocupados. Por lo tanto, los pares de Cooper se van a encontrar alrededor del nivel de Fermi, y los electrones libres por debajo, si se desea que pasen a niveles superiores se debe aplicar una energía mayor

a la zona donde se encuentran los pares de Cooper para realizar el salto energético [7].

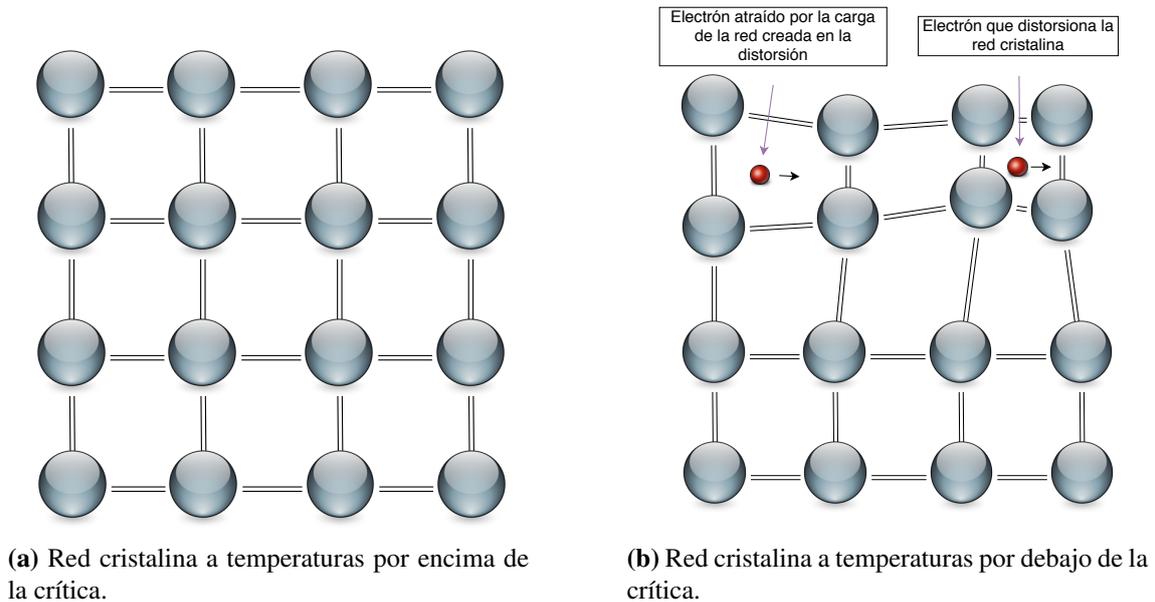


Figura 3.2. Esquema de la formación de pares de Cooper.

Cuando el material superconductor se encuentra a una temperatura superior a la crítica, el movimiento de los electrones puede ser modificado por las alteraciones de la red cristalina, produciéndose así una resistencia eléctrica. Por el contrario, cuando el material se encuentra en el estado de superconducción, todos los pares de Cooper que se forman realizan el mismo movimiento, reduciéndose o anulándose la resistencia eléctrica.

Otro aspecto a tener en cuenta para que los electrones formen pares de Cooper, es la distancia a la que se encuentran los electrones, esta se conoce como *longitud de coherencia*. Si la longitud de coherencia es muy grande, los electrones se encontrarán muy alejados, por lo que se puede deducir que su unión es débil. Este parámetro se calcula de la siguiente forma [7]:

$$L_0 = \frac{2\hbar v_f}{\Delta_0} \quad (3.8)$$

Siendo la energía de la banda prohibida Δ_0 a temperatura 0K, y dando como resultado la longitud de coherencia a dicha temperatura. El parámetro v_f es la velocidad de Fermi y \hbar la constante de Planck.

Esta teoría explica el comportamiento de los superconductores ideales o de **tipo I**. Por el contrario, no explica los superconductores formados por aleaciones o cerámicos, conocidos como **tipo II**.

3.3. Modelo de dos fluidos

Este concepto fue elaborado principalmente por los científicos holandeses *Cornelis Jacobus Gorter* y *Hendrik Brugt Gerhad Casimir*. Este modelo supone que un metal cuando se encuentra en estado superconductor, es decir, cuando se encuentra a una tem-

peratura menor que la crítica, existen electrones excitados o cuasi-partículas y pares de Cooper, con densidades n_n y n_s , respectivamente. Su circuito equivalente se representa de la siguiente forma:

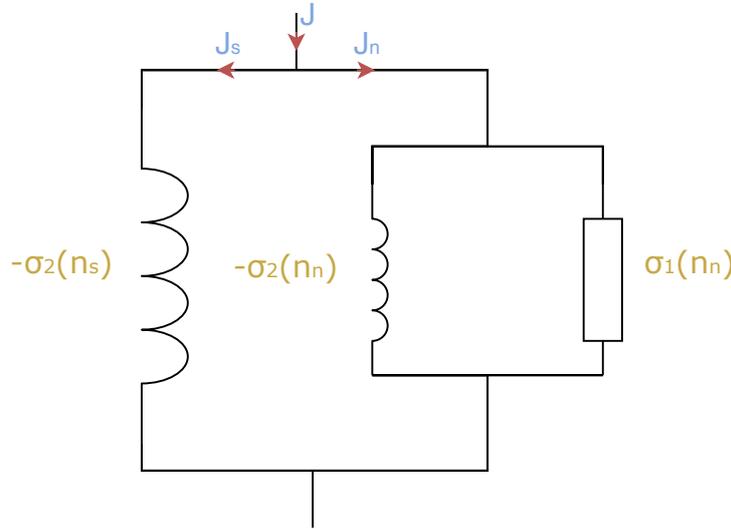


Figura 3.3. Circuito equivalente del modelo de dos fluidos.

En la figura anterior, $\sigma_1(n_n)$ es la parte real y $\sigma_2(n_n)$ la parte imaginaria de la conductividad debido a las cuasi-partículas. La parte de la conductividad debido a los pares de Cooper es puramente reactiva, siendo esta $\sigma_2(n_s)$. Por lo tanto, la conductividad depende de la densidad de cuasi-partículas y pares de Cooper, que a su vez su concentración depende de la temperatura. Esto se relaciona de la siguiente forma [8]:

$$\frac{n_s}{n} = 1 - \left(\frac{T}{T_C}\right)^4 \quad \text{Siendo } n \text{ la densidad de carga total } (n_s + n_n) \quad (3.9)$$

En la expresión anterior se observa que si la temperatura a la que se encuentra el material (T) es igual a la temperatura crítica (T_C), la concentración de pares de Cooper es nula.

Aplicando la ecuación anterior a la profundidad de London (3.7):

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_C}\right)^2}} \quad (3.10)$$

En la ecuación anterior se observa que si la temperatura es $0K$, la profundidad de penetración de London es $\lambda_L(0)$, ya que todos los electrones se encuentran formando pares de Cooper. Si la temperatura es la crítica (T_C), la longitud de penetración de London es infinito, ya que todos los pares de Cooper se rompen formando cuasi-partículas. En este caso el campo magnético que incide en el material no es expulsado. Esto viene explicado por las ecuaciones de London, descritas en [8].

3.4. Tipos de superconductor

Los materiales superconductores comienzan a entrar en el estado de superconducción cuando se les somete a temperaturas muy bajas, por debajo de la crítica. Para cada material la temperatura crítica es distinta. Cuando estos materiales se encuentran por debajo de la temperatura crítica, es posible cambiar al estado normal incidiendo sobre estos un campo magnético superior al crítico. Dependiendo de la respuesta al cambio del material, se pueden clasificar los materiales en dos tipos, los cuales se van a explicar a continuación.

3.4.1. Superconductores de tipo I

Los materiales superconductores de Tipo I cuando están en estado superconductor, es decir, a una temperatura por debajo de la crítica, presentan una resistencia eléctrica nula y son perfectos diamagnéticos. Si estos materiales se encuentran a temperaturas por encima de la crítica, es un metal normal pero no es buen conductor. En cuanto a su comportamiento magnético, si se les somete a un campo magnético superior al crítico (H_c) cuando la temperatura es inferior a la crítica, el material pasa a estado normal de forma abrupta [9]. Dicho campo magnético depende de la temperatura de la siguiente forma:

$$H_c(T) = H_c \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (3.11)$$

Conociendo el campo crítico en 0K, la temperatura crítica del material y la temperatura a la que se encuentra el material es posible calcular el campo magnético crítico al cual el material deja de estar en estado superconductor.

Este tipo de materiales son elementos puros, algunos de ellos son los siguientes [10]:

Material	Temperatura crítica (K)
Cadmio	0,56
Uranio	0,66
Zinc	0,88
Galio	1,09
Aluminio	1,19
Estaño	3,72
Mercurio	4,15
Plomo	7,19

Tabla 3.1. Ejemplo de metales superconductores de tipo I con su temperatura crítica.

3.4.2. Superconductores de tipo II

Los materiales superconductores de tipo II al igual que los de tipo I, en estado superconductor su resistencia eléctrica es nula. Sin embargo, en estado normal su resistividad eléctrica es alta, es decir, no son buenos conductores.

Por otro lado, sus características magnéticas son más complejas ya que existen dos valores de campo magnético, H_{c1} y H_{c2} , a partir de los cuales se ven alteradas las caracte-

rísticas del material superconductor. Cuando al material en el estado de superconducción se le incide con un campo magnético menor a H_{c1} , este es expulsado por el efecto Meissner, si se aplica un campo magnético entre H_{c1} y H_{c2} es expulsado parcialmente, y si se incide con un campo magnético superior a H_{c2} el material pasa a su estado normal [9].

Este tipo de superconductores son aleaciones y *metales de transición*⁴, algunos de ellos son los siguientes [10]:

Material	Temperatura crítica (K)
Wolframio	~ 0,01
Titanio	0,39
Niobio	9,46
Galio	1,09
Tantalio	4,48
Aluminio-Titanio	0,78
Niobio-Aluminio	18,80

Tabla 3.2. Ejemplo de metales superconductores de tipo II con su temperatura crítica.

3.5. Comportamiento en alta frecuencia

Una vez desarrollado el comportamiento en baja frecuencia de los materiales superconductores, es necesario saber cómo actúa ante ondas milimétricas. Esto se conoce como *acoplo óptico* aunque no se considera el espectro óptico [8].

El material superconductor cuando se encuentra a una temperatura de $0K$ y se le incide una energía menor a la de la banda prohibida ($E < 2\Delta$), los fotones de la señal no son absorbidos, siendo la resistividad nula.

Cuando la temperatura ya no es $0K$ pero sigue siendo menor a la temperatura crítica del material, si se le incide con una señal con energía igual a la de la banda prohibida ($E = 2\Delta$), la resistencia deja de ser nula.

Por otro lado, si la señal tiene una energía superior a la banda prohibida del material ($E > 2\Delta$), este es capaz de absorber la señal, ya que los fotones provocan que los electrones pasen a bandas energéticas superiores a la banda prohibida. Esto origina que algunos pares de Cooper se rompan, aumentando la densidad de cuasi-partículas (**Figura 3.4**).

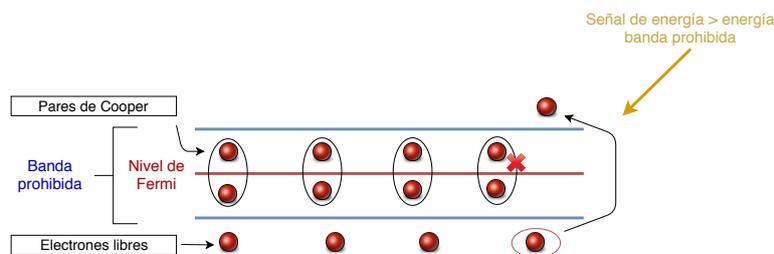


Figura 3.4. Esquema de la destrucción de los pares de Cooper.

⁴Son los elementos situados en la parte central de la tabla periódica, los cuales no tienen el orbital D completo de electrones.

3.5.1. Conductividad compleja y resistencia superficial

La principal característica de los materiales superconductores es que a temperaturas inferiores a la crítica, desaparece su resistencia. Esto se debe a la creación de pares de Cooper, donde los electrones presentan una energía de unión de $2\Delta \approx 3,526kT_c$. Sin embargo, a frecuencias altas esto no ocurre, ya que la impedancia superficial no es cero, depende de la concentración de pares de Cooper y de cuasi-partículas. Por lo tanto, el número de pares de Cooper (n_s) y de electrones (n_n) depende de la temperatura y de la frecuencia, aumentando el número de cuasi-partículas a temperaturas altas y a frecuencias altas, produciendo un aumento en la impedancia superficial [8]. Esto se explica con el modelo de dos fluidos explicado anteriormente (**Sección 3.3**), y la conductividad se expresa de la siguiente forma:

$$\sigma = \sigma_1(n_n) - j(\sigma_2(n_s) + \sigma_2(n_n)) \quad (3.12)$$

Siendo:

$$\sigma_1 = \frac{n_n e^2 \tau}{m(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (3.13)$$

$$\sigma_2 = \frac{n_n e^2 (\omega \tau)}{m_e (1 + \omega^2 \tau^2)} + \frac{n_s e^2}{m_e \omega} \quad (3.14)$$

Donde:

- τ : tiempo de relajación del electrón-fonón.
- e : carga del electrón.
- m_e : masa efectiva del electrón.
- n_n : concentración de electrones excitados o cuasi-partículas.
- n_s : concentración de electrones superconductores o pares de Cooper.

Para los pares de Cooper no existen efectos dispersivos, por lo que se puede asumir que $\tau \rightarrow \infty$, de esta forma, la conductividad se expresa con la siguiente ecuación:

$$\sigma = \sigma_1 - j\sigma_2 = \frac{n_n e^2 \tau}{m(1 + \omega^2 \tau^2)} - j \frac{n_s e^2}{m\omega} \quad (3.15)$$

La conductividad depende de las características del material, como se observa en la ecuación anterior. Además, también depende de la frecuencia y de la temperatura, ya que se ve alterada la concentración de pares de Cooper por el aumento o reducción de dichos parámetros. Sabiendo que la profundidad de London se expresa mediante la ecuación (3.7), y que tiene una dependencia con la temperatura (3.10), la conductividad queda de la siguiente forma:

$$\sigma = \frac{n_n}{m} \sigma_n - j \frac{1}{\omega \mu_0 \lambda_L^2(T)} \quad (3.16)$$

Sabiendo la conductividad compleja, es posible calcular la impedancia superficial de una lámina superconductora de la siguiente forma:

$$Z_s \approx \frac{1}{2} \omega^2 \mu_0 \lambda_L^3(T) \sigma_1 + j \omega \mu_0 \lambda_L(T) \quad (3.17)$$

En la ecuación anterior, se observa que la parte imaginaria depende de la profundidad de penetración de London, y, por lo tanto, de la temperatura y de la concentración de pares de Cooper.

Cabe destacar que en el caso de que se trabaje con una lámina superconductora de espesor menor a la profundidad de London, los electrones libres estarán limitados por dicho espesor. En este caso, las pérdidas son causadas principalmente por la dispersión en la superficie y se puede considerar que la densidad de corriente es homogénea por todo el superconductor [8]. La impedancia queda de la siguiente forma:

$$Z_s = \frac{1}{(\sigma_1 - j\sigma_2)d}, \text{ siendo } d \text{ el espesor de la lámina} \quad (3.18)$$

En este trabajo se va a operar en el caso donde el espesor del material es menor a la profundidad de London, ya que aumenta la sensibilidad del detector.

3.5.2. Inductancia cinética

Cuando a una tira superconductora se le aplica un campo eléctrico, la energía puede almacenarse de dos formas [8]. La primera como energía magnética debida al aplicar una corriente, la cual genera un campo magnético, que depende de la estructura del conductor. Esta energía se calcula de la siguiente forma:

$$E_m = \frac{1}{2}L_m I^2 \quad (3.19)$$

Donde I es la corriente eléctrica y L_m es la suma de la inductancia debida al campo magnético que es capaz de llegar al interior del conductor, que depende de la profundidad de penetración de London, y de la inductancia generada en el exterior de la tira conductora, que depende de las dimensiones de esta.

Por otro lado, se puede almacenar como energía cinética, efecto en el que se basa los detectores de este trabajo. Como se ha explicado en este capítulo, la corriente del material dependerá de la concentración de pares de Cooper y de las cuasi-partículas, que esto depende de la temperatura y de la señal que se les incide. Ante señales de alta frecuencia, los pares de Cooper presentan una inercia que les impide seguir la corriente de dicha señal, provocando el aumento de la reactancia, la cual es puramente inductiva. Esta energía cinética se describe de la siguiente forma [8]:

$$E_{kin} = \int \frac{m_e n_s v_0^2}{2} = \frac{m_e}{2n_s e^2} \int J_s^2 dV = \frac{1}{2}L_{kin} I^2 \quad (3.20)$$

Donde v_0 es la velocidad media de los pares de Cooper y L_{kin} es la inductancia cinética.

En la ecuación anterior, se observa que, si aumenta la concentración de pares de Cooper, quiere decir que la temperatura es más baja, entonces la energía cinética disminuye, estando el mínimo en $0K$. Por el contrario, si la temperatura está aumentando, la concentración de cuasi-partículas es mayor y el superconductor empieza a comportarse como un conductor normal. Si la temperatura es igual a la temperatura crítica, entonces todos los pares de Cooper se rompen y forman cuasi-partículas, donde las pérdidas se deben a la dispersión de los electrones. Esto se puede explicar observando la corriente, ya que está formada por dos partes, la primera es la parte superconductora (J_s) y la segunda

la parte normal (J_n), es decir, $J = J_s + J_n$. Cuando la temperatura es $0K$ sólo existen pares de Cooper, por lo que la corriente es toda debida a estos, es decir $J = J_s$. Cuando va aumentando la temperatura, los pares de Cooper se rompen y aumenta la concentración de cuasi-partículas, es decir, σ_2 decrece mientras que σ_1 aumenta. En este escenario, al reducirse la concentración de pares de Cooper, éstos aumentan su velocidad con el objetivo de mantener la misma corriente J_s , provocando el aumento de resistencia superficial del material y la inductancia cinética (L_{kin}). Debido al aumento de cuasi-partículas, la parte real de la impedancia superficial también aumenta.

Como se ha visto, la energía cinética depende de la densidad de pares de Cooper, creando una inductancia cinética, la cual influye en la impedancia superficial del material, que esta se puede expresar de la siguiente forma [8]:

$$Z_s = R_s + jX_s = R_s + j\omega L_{kin} \quad (3.21)$$

En este trabajo, se van a utilizar líneas conductoras con espesores menores a la profundidad de London ($d \ll \lambda_L$), de esta forma, sabiendo **(3.18)**, se puede expresar la inductancia cinética de la siguiente forma:

$$L_{kin} = \frac{\sigma_2}{d(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)\omega} \quad (3.22)$$

4

Detectores basados en inductancia cinética

Para poder captar y analizar las ondas del fondo cósmico de microondas del universo, se han desarrollado diversos detectores con el objetivo de recoger dichas señales, las cuales son débiles, perturbando lo menor posible la señal.

Los detectores basados en inductancia cinética, conocidos como *KIDS*⁵, son una alternativa desarrollada al principio del siglo XXI, los cuales son robustos y de alta sensibilidad, ya que son capaces de captar ondas de baja intensidad. Además, es posible multiplexar varios KIDS, es decir, permite conformar estructuras de detectores ocupando poco espacio [11].

Los KIDS están realizados con materiales superconductores debido a su alta sensibilidad a ciertas señales en el estado superconductor. La señal que se desea medir al incidir en el detector con una energía mayor a la energía de la banda prohibida del material ($E = h\nu > 2\Delta$), provoca la rotura de algunos *pares de Cooper*, y, por lo tanto, el aumento de cuasi-partículas. La reducción de los pares de Cooper y el aumento de cuasi-partículas hace que las propiedades eléctricas del material se vean alteradas, provocando un aumento en su impedancia superficial. Para que esto se produzca, como se ha dicho antes, el material debe estar en el estado de superconducción, dicha situación ocurre cuando el material está a una temperatura por debajo de su temperatura crítica (T_C).

La impedancia superficial del material cuando se encuentra en estado superconductor se expresa de la siguiente forma:

$$Z_S = R_S + j\omega L_S \quad (4.1)$$

Donde:

- R_S : resistencia superficial.
- L_S : inductancia debida a los pares de Cooper, ya que modifican su velocidad para mantener la corriente.

⁵*Kinetic Inductance Detectors.*

Este cambio en la impedancia superficial repercute en el comportamiento del resonador, causando L_S un desplazamiento en la frecuencia de resonancia hacia frecuencias más bajas y R_S hace que la resonancia sea más ancha y menos profunda. Estos cambios modifican tanto la amplitud como la fase del resonador [12].

Para poder observar el cambio de las propiedades eléctricas macroscópicas del material, y, por lo tanto, para detectar la señal deseada, se realiza un resonador con el material superconductor que es sensible a la señal de interés. Este resonador se diseña para una frecuencia de resonancia f_0 , que será mucho menor a la frecuencia de la señal de interés. Al incidir la señal que se desea detectar sobre el resonador, la resistencia superficial del material de este aumenta, provocando un desplazamiento en la frecuencia de resonancia y alterando sus parámetros de scattering, y, por consiguiente, el factor de calidad (Q).

El resonador suele estar débilmente acoplado a una línea de transmisión o guía de onda para poder medir el parámetro de scattering en transmisión (S_{21}), y así poder detectar el cambio en la frecuencia de resonancia. El acoplo entre el resonador y la línea de transmisión o guía de onda introduce un efecto inductivo, por lo que modificará la frecuencia de resonancia de diseño.

Los KIDS están formados por varios resonadores, por lo que cada uno de estos presentan una frecuencia de resonancia distinta para saber cuál de ellos ha realizado la detección. Estas frecuencias de resonancia deben ser cercanas para ocupar el menor ancho de banda posible pero no pueden solaparse.

Dentro de este tipo de detectores, existen dos alternativas, los cuales se van a explicar más adelante, que básicamente se diferencian en los componentes con los que se realiza el resonador.

Para comprender apropiadamente cómo funcionan estos detectores es necesario explicar la teoría básica de resonadores, por esta razón a continuación se hablará de estos conceptos.

4.1. Teoría de resonadores

Los resonadores son dispositivos capaces de presentar distinta amplitud para ciertas frecuencias. Estos componentes son usados en distintas aplicaciones, como en la realización de filtros, osciladores etc.

Los componentes que forman los resonadores pueden ser guías de onda, cavidades dieléctricas, elementos concentrados o distribuidos. Los resonadores que forman los KIDS son realizados con elementos concentrados o distribuidos, esto dependerá del tipo de KID y de la frecuencia a la que opere, ya que a frecuencias altas es difícil encontrar elementos concentrados. Por esta razón, se ha dividido la sección en resonadores realizados con elementos concentrados y resonadores formados por componentes distribuidos [13].

4.1.1. Resonadores con elementos concentrados

Un resonador de microondas en torno a la frecuencia de resonancia puede ser modelado como un circuito serie o paralelo con elementos concentrados, como son una bobina, un condensador y una resistencia. Por este motivo se va a dividir este apartado en circuito RLC serie y circuito RLC paralelo.

Circuito RLC serie

Un circuito resonante en serie está formado por una resistencia, una bobina y un condensador, como se observa en la **Figura 4.1a**.

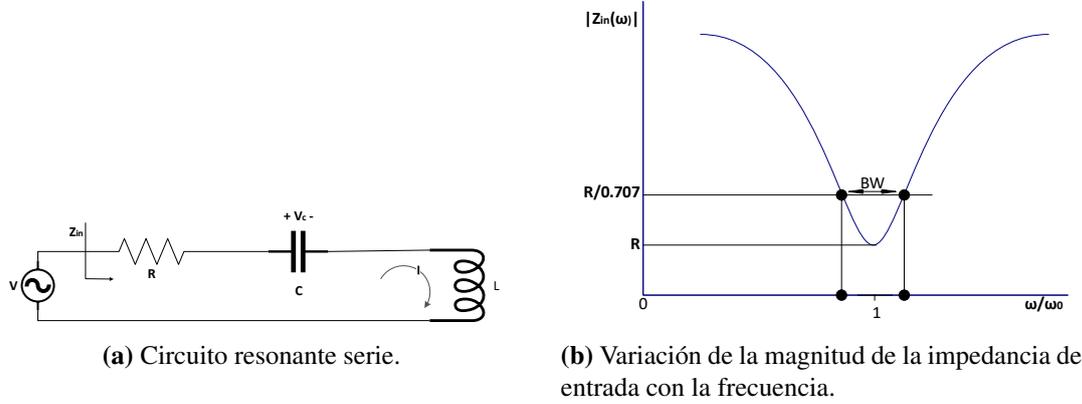


Figura 4.1. Esquema simplificado y respuesta del circuito resonante serie.

A partir del circuito de la **Figura 4.1a** es posible obtener la impedancia y potencia de entrada de la siguiente forma:

$$Z_{in} = R + j\omega L - j\frac{1}{\omega C} \quad (4.2)$$

$$P_{in} = \frac{1}{2}VI^* = \frac{1}{2}Z_{in}|I|^2 \quad (4.3)$$

También es posible calcular la potencia disipada en la resistencia (4.4), la energía magnética almacenada en la bobina (4.5) y la energía almacenada en el condensador (4.6).

$$P_R = \frac{1}{2}|I|^2 R \quad (4.4)$$

$$W_L = \frac{1}{4}|I|^2 L \quad (4.5)$$

$$W_C = \frac{1}{4}V_C^2 C = \frac{1}{4}I^2 \left(\frac{1}{\omega^2 C} \right), \text{ siendo } V_C \text{ la tensión en el condensador} \quad (4.6)$$

Con las expresiones anteriores, es posible expresar la potencia e impedancia de entrada de la siguiente forma:

$$P_{in} = P_R + 2j\omega(W_L - W_C) \quad (4.7)$$

$$Z_{in} = \frac{2P_{in}}{|I|^2} = \frac{P_R + 2j\omega(W_L - W_C)}{\frac{1}{2}|I|^2} \quad (4.8)$$

En las expresiones anteriores, se observa que cuando la energía eléctrica almacenada en la bobina es igual a la energía eléctrica almacenada en el condensador, la impedancia

de entrada es $Z_{in} = R$. Cuando la impedancia de entrada toma el valor de la resistencia aparece la resonancia, por lo que la frecuencia en dicho caso es la *frecuencia de resonancia*, que se expresa de la siguiente forma:

$$W_L = W_C \rightarrow \frac{1}{4}|I|^2L = \frac{1}{4}I^2\left(\frac{1}{\omega^2C}\right) \rightarrow \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \rightarrow f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (4.9)$$

En un resonador, es importante saber si tiene altas pérdidas, esta información la proporciona el *factor de calidad*, el cual se calcula de la siguiente forma:

$$Q = \omega_0 \frac{\text{energía media almacenada}}{\text{potencia disipada}} = \omega_0 \frac{W_L + W_C}{P_R} \quad (4.10)$$

De la expresión anterior se observa que, si el resonador tiene altas pérdidas, es decir, si el valor de la resistencia es alto, el factor de calidad será bajo. Las pérdidas pueden deberse al conductor, al dieléctrico, a componentes externos etc. Cuando no hay elementos externos, el factor de calidad se conoce como *factor de calidad descargado*, el cual se calcula de la siguiente forma:

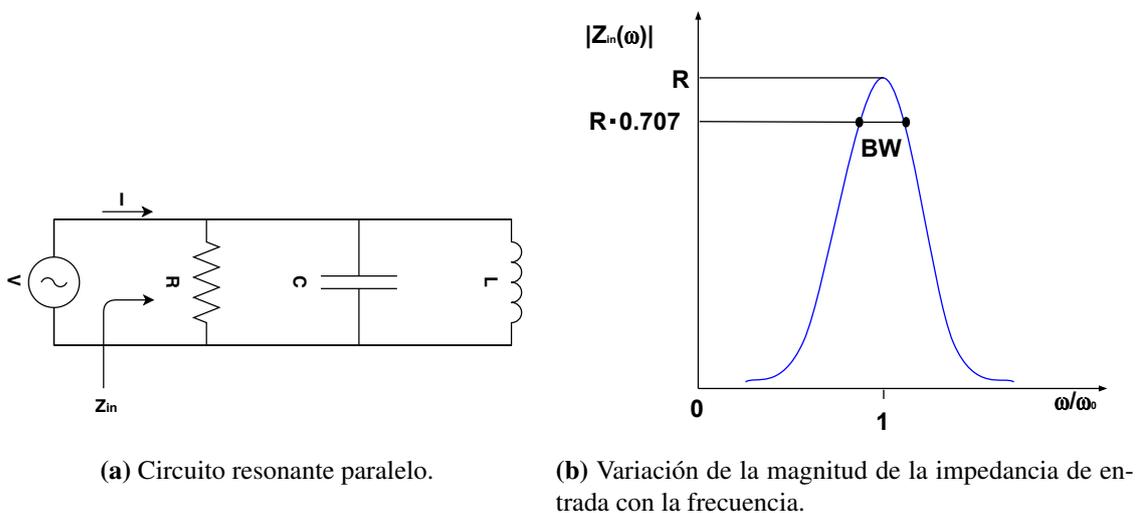
$$Q_0 = \omega_0 \frac{2W_L}{P_R} = \frac{\omega_0 L}{R} = \frac{1}{\omega_0 RC} \quad (4.11)$$

En la **Figura 4.1b** se observa el *ancho de banda relativo (BW)*, el cual se encuentra donde el valor de la resistencia se reduce $\sqrt{2}$. Este parámetro se relaciona con el factor de calidad descargado de la siguiente forma:

$$BW = \frac{1}{Q_0} \quad (4.12)$$

Circuito RLC paralelo

El circuito resonante RLC paralelo es el dual del circuito resonante RLC serie, como se aprecia en la siguiente figura:



(a) Circuito resonante paralelo.

(b) Variación de la magnitud de la impedancia de entrada con la frecuencia.

Figura 4.2. Esquema simplificado y respuesta del circuito resonante paralelo.

Observando la **Figura 4.2a**, es posible calcular la impedancia de entrada del circuito de la siguiente forma:

$$Z_{in} = \left(\frac{1}{R} + \frac{j}{\omega L} + j\omega C \right)^{-1} \quad (4.13)$$

Para obtener la frecuencia de resonancia, al igual que en el caso anterior, es necesario saber la energía eléctrica y magnética, ya que se encuentra donde toman el mismo valor.

$$W_L = \frac{1}{4}|I_L|^2 L = \frac{1}{4}|V|^2 \left(\frac{1}{\omega^2 L} \right), \text{ siendo } I_L \text{ la intensidad de la bobina} \quad (4.14)$$

$$W_C = \frac{1}{4}|V|^2 C \quad (4.15)$$

Igualando la ecuación (4.14) a (4.15) se consigue la frecuencia de resonancia, también conocida como *anti-resonancia*, que es la siguiente:

$$W_L = W_C \rightarrow \frac{1}{4}|V|^2 \left(\frac{1}{\omega^2 L} \right) = \frac{1}{4}|V|^2 C \rightarrow \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \rightarrow f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}} \quad (4.16)$$

En la expresión anterior de la frecuencia de resonancia en el circuito paralelo, se obtiene que es la misma que en el circuito resonante en serie.

También es posible calcular la potencia perdida, es decir, la potencia disipada en la resistencia, que se calcula de la siguiente forma:

$$P_R = \frac{1}{2} \frac{|V|^2}{R} \quad (4.17)$$

Con las expresiones calculadas anteriormente, la potencia de entrada del resonador es la siguiente:

$$P_{in} = P_R + 2j\omega(W_L + W_C) \quad (4.18)$$

Al igual que en el caso anterior, el factor de calidad es uno de los parámetros importantes del circuito resonante, ya que va a dar información de las pérdidas que tiene. El factor de calidad descargado se expresa de la siguiente forma:

$$Q_0 = \omega_0 \frac{2W_L}{P_R} = \frac{R}{\omega_0 L} = \omega_0 RC \quad (4.19)$$

El ancho de banda relativo se encuentra donde la impedancia de entrada vale $R \cdot \sqrt{2}$, de la misma forma que en el caso anterior, es posible calcular este parámetro a partir del factor de calidad descargado según la ecuación (4.12).

Factor de calidad cargado

En un circuito resonante RLC serie o paralelo pueden existir elementos externos, como puede ser una línea de transmisión. Este elemento externo altera el factor de calidad

del circuito total, pasando a llamarse *factor de calidad cargado*, el cual depende del *factor de calidad externo*, que es el debido a dicho componente. El factor de calidad externo en el caso del circuito resonante RLC serie es el siguiente:

$$Q_{ext} = \frac{\omega_0 L}{R_L}, \text{ siendo } R_L \text{ la resistencia debida al elemento externo.} \quad (4.20)$$

En el caso del circuito resonante RLC paralelo, el factor de calidad externo es la inversa de (4.20), es decir, se guía por la siguiente expresión:

$$Q_{ext} = \frac{R_L}{\omega_0 L}, \text{ donde } R_L \text{ la resistencia debida al elemento externo} \quad (4.21)$$

Finalmente, el factor de calidad total, es decir, el *factor de calidad cargado* se obtiene de la siguiente forma:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{ext}} \quad (4.22)$$

4.1.2. Circuito resonante con elementos distribuidos

Los circuitos resonantes con elementos distribuidos consisten en una línea de transmisión de una longitud proporcional a la longitud de onda de la frecuencia de resonancia, acabada en circuito abierto o cortocircuito. Este tipo de circuitos resonantes se utilizan debido a la dificultad de encontrar elementos concentrados cuando se desea una frecuencia de resonancia alta. Las líneas de transmisión que se utilizan, a la frecuencia de resonancia presenta bajas pérdidas, por el contrario, a otras frecuencias las pérdidas son muy altas, de esta forma es posible observar el pico de resonancia. Seguidamente, se va a explicar los resonadores básicos con líneas de transmisión.

Resonador $\lambda/2$ acabado en cortocircuito

Este tipo de resonador esta compuesto por una línea de transmisión acabada en cortocircuito, como se observa en la **Figura 4.3**.

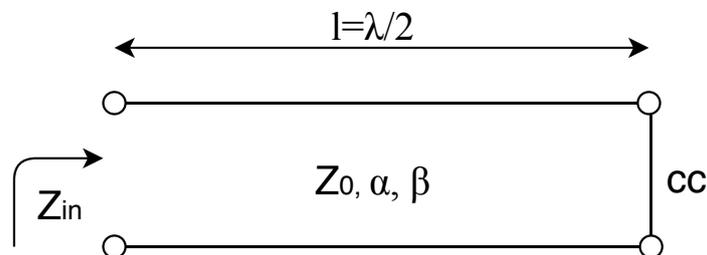


Figura 4.3. Circuito resonador $\frac{\lambda}{2}$ acabado en cortocircuito.

Las líneas de transmisión se caracterizan por su impedancia (Z_0), su constante de propagación (β) y su constante de atenuación (α). A partir de estos parámetros es posible

calcular la impedancia de entrada de la siguiente forma:

$$Z_{in} = Z_0 \tanh(\alpha + j\beta)l \rightarrow Z_{in} = Z_0 \frac{\tanh(\alpha l) + j \tan(\beta l)}{1 + j \tan(\beta l) \tanh(\alpha l)} \quad (4.23)$$

Como se ha dicho anteriormente, las líneas de transmisión en estos casos son de bajas pérdidas, por lo que la atenuación es muy baja, pudiéndose asumir que:

$$\alpha l \ll 1 \rightarrow \tanh(\alpha l) \simeq \alpha l$$

Además, la frecuencia angular es $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$, donde $\Delta\omega$ es muy pequeña. Sabiendo que la longitud de la línea de transmisión es $\lambda/2$, y que la velocidad de fase es v_p , es posible desarrollar lo siguiente:

$$\beta l = \frac{\omega l}{v_p} = \frac{\omega_0 l}{v_p} + \frac{\Delta\omega l}{v_p} \rightarrow \beta l = \pi + \frac{\Delta\omega \pi}{\omega_0}$$

Sustituyendo en la ecuación (4.23), se obtiene la siguiente expresión:

$$Z_{in} \simeq Z_0 \left(\alpha l + j \frac{\Delta\omega \pi}{\omega_0} \right) \quad (4.24)$$

La impedancia de entrada de este tipo de circuito resonante es similar al caso del circuito RLC serie. Por lo tanto, la ecuación (4.24) es equivalente a (4.2), obteniendo los siguientes valores de resistencia, inductancia y capacidad:

$$R = Z_0 \alpha l \quad (4.25)$$

$$L = \frac{Z_0 \pi}{2\omega_0} \quad (4.26)$$

$$C = \frac{1}{\omega_0^2 L} \quad (4.27)$$

Aplicando (4.11) se obtiene el siguiente factor de calidad descargado:

$$Q_0 = \frac{\omega_0 L}{R} = \frac{\pi}{2\alpha l} = \frac{\beta}{2\alpha} \quad (4.28)$$

Como se observa en la expresión anterior, el factor de calidad descargado es inversamente proporcional a la constante de atenuación, es decir, cuanto más alta sea la atenuación de la línea de transmisión, peor factor de calidad tendrá el resonador.

Resonador $\lambda/4$ acabado en cortocircuito

La línea de transmisión de longitud $\lambda/4$ presenta un comportamiento similar al circuito RLC paralelo. Sabiendo la longitud de la línea de transmisión, se obtiene lo siguiente:

$$\beta l = \frac{\omega_0 l}{v_p} + \frac{\Delta\omega l}{v_p} = \frac{\pi}{2} + \frac{\pi \Delta\omega}{2\omega_0}$$

Multiplicando la expresión (4.23) por $-j\cot(\beta l)$, y sustituyendo βl , se obtiene la impedancia de entrada, que es la siguiente:

$$Z_{in} \approx \frac{Z_0}{\alpha l + j\pi\Delta\omega/2\omega_0} \quad (4.29)$$

Como se ha dicho antes, este tipo de resonador es semejante al RLC paralelo, donde cada componente tendrá la siguiente equivalencia :

$$R = \frac{Z_0}{\alpha l} \quad (4.30)$$

$$L = \frac{1}{\omega_0^2 C} \quad (4.31)$$

$$C = \frac{\pi}{4\omega_0 Z_0} \quad (4.32)$$

El factor de calidad descargado se encuentra cuando $Z_{in} = R$, aplicando (4.19) se obtiene la siguiente expresión:

$$Q_0 = \omega_0 RC = \frac{\pi}{4\alpha l} = \frac{\beta}{2\alpha} \quad (4.33)$$

En este caso, también el factor de calidad es alto cuando la constante de atenuación es baja.

Resonador $\lambda/2$ acabado en circuito abierto

Este tipo de resonadores (Figura 4.4) equivale a un circuito en paralelo cuando la longitud de la línea de transmisión es $\lambda/2$ o múltiplo de esta. En este caso, la impedancia de entrada es la siguiente:

$$Z_{in} = Z_0 \coth(\alpha + j\beta) = Z_0 \frac{1 + j \tan(\beta l) \tanh(\alpha l)}{\tanh(\alpha l)} \quad (4.34)$$

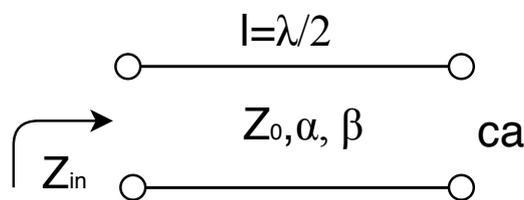


Figura 4.4. Circuito resonador $\frac{\lambda}{2}$ acabado en circuito abierto.

Al igual que en el caso del resonador $\frac{\lambda}{2}$ acabado en corto circuito, $\beta l = \pi + \frac{\pi\Delta\omega}{\omega_0}$,

quedando la impedancia de entrada de la siguiente forma:

$$Z_{in} = \frac{Z_0}{\alpha l + j\left(\frac{\Delta\omega\pi}{\omega_0}\right)} \quad (4.35)$$

Este resonador también es comparable con el resonador RLC en paralelo, tomando los siguiente valores de la resistencia, condensador y bobina:

$$R = \frac{Z_0}{\alpha l} \quad (4.36)$$

$$L = \frac{1}{\omega_0^2 C} \quad (4.37)$$

$$C = \frac{\pi}{2\omega_0 Z_0} \quad (4.38)$$

Por último, aplicando la expresión del factor de calidad descargado en los resonadores RLC en paralelo (4.19) es el siguiente:

$$Q_0 = \omega_0 RC = \frac{\pi}{2\alpha l} = \frac{\beta}{2\alpha} \quad (4.39)$$

Como se ha visto anteriormente, el factor de calidad descargado del resonador es mejor si la línea utilizada es de bajas pérdidas.

4.2. Detectores basados en inductancia cinética de microondas

Los detectores basados en inductancia cinética de microondas, más conocidos como *MKIDS*,⁶ fueron propuestos en 2002 por *Caltech*⁷ y *JPL*⁸ [12]. En la **Figura 4.5** aparece uno de los detectores basados en inductancia cinética fabricado por JPL. Este tipo de detectores surgen por la necesidad de detectar radiaciones en bandas de frecuencias muy altas, como puede ser desde los rayos X hasta frecuencias submilimétricas.

Como se ha dicho al principio del capítulo, estos detectores utilizan resonadores para realizar la detección. Los MKIDS están formados por resonadores fabricados con líneas de transmisión de materiales superconductores, debido a la dificultad de encontrar elementos concentrados para estas frecuencias, ya que para captar las ondas directamente con el resonador la línea de transmisión debe tener dimensiones de aproximadamente la longitud de onda de la señal que se desea detectar (λ), y si las frecuencias son muy altas puede que no sea posible construir dicha línea debido a su pequeño tamaño. Por esta razón, este tipo de detectores suelen utilizar antenas para recibir la señal.

Como se ha comentado al principio del capítulo, estos detectores operan a temperaturas por debajo de la crítica (T_C) del material conductor, generalmente a una temperatura diez veces menor que la crítica, para que el material se encuentre en la zona de superconducción. En esta situación la señal deseada romperá algunos pares de Cooper y aumentará

⁶*Microwave Kinetic Inductance Detectors.*

⁷*California Institute of Technology*

⁸*NASA Jet Propulsion Laboratory*

la concentración de cuasi-partículas, y causará que las características eléctricas del material cambien. Esta alteración modifica la impedancia superficial del material, la cual se puede medir utilizando este material para realizar el resonador y observando su frecuencia de resonancia.

Una de las propiedades que se ve modificada es la impedancia superficial del material, tanto su parte real como imaginaria, esta alteración se observa en el pico de resonancia del resonador, ya que se desplaza y modifica su amplitud [12].

Como se ha dicho anteriormente, estos detectores están formados por varios resonadores, por esta razón la frecuencia de resonancia debe ser distinta en cada uno de ellos. En este tipo de resonadores, la frecuencia de resonancia se modifica cambiando la longitud de las líneas de transmisión de cada resonador.

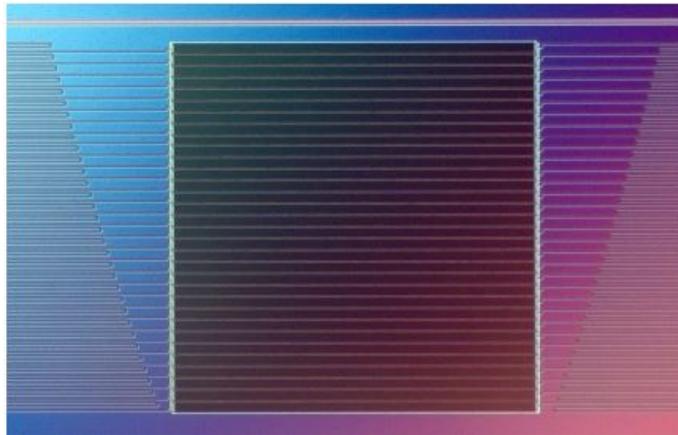


Figura 4.5. Detector basado en inductancia cinética de microondas fabricado por JPL [12].

4.3. Detectores basados en inductancia cinética con elementos concentrados

Los detectores basados en inductancia cinética realizados con elementos concentrados, conocidos como *LEKIDS*⁹ fueron propuestos en 2008 en la Universidad de Cardiff [6].

Al igual que en el caso anterior, este tipo de detectores se basan en resonadores realizados con materiales superconductores, los cuales se ven alterados por el aumento de cuasi-partículas al romperse los pares de Cooper al incidir la señal deseada, estando a una temperatura por debajo de la crítica. Esto produce un cambio en la impedancia superficial del material, el cual se observa en la respuesta del resonador, ya que la amplitud y fase de la frecuencia de resonancia varía respecto a los valores iniciales [8].

Este tipo de resonadores se realiza con elementos concentrados, ya que el propio inductor en forma de meandro presenta un tamaño de aproximadamente la longitud de onda de la señal a detectar (λ), permitiendo que este elemento capte la señal sin necesidad de utilizar una antena. También se utiliza un condensador para que el resonador tenga la frecuencia de resonancia que se desee. Estos elementos se observan en la siguiente figura:

⁹Lumped Element Kinetic Inductance Detectors.

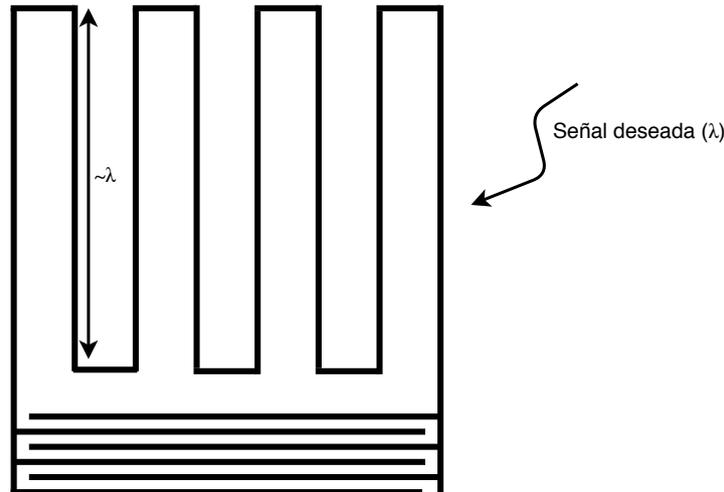


Figura 4.6. Esquema básico del detector basado en inductancia cinética realizado con elementos concentrados.

Como se ha dicho anteriormente, estos detectores están formados por varios resonadores, por lo que cada uno de ellos debe presentar una frecuencia de resonancia distinta para saber cuál de ellos ha recibido la señal. Cada una de las frecuencias de resonancia se ajusta con el condensador interdigital, ya que modificando cada longitud de los dedos se obtienen distintas capacidades, y, por lo tanto, frecuencias de resonancia diferentes.

Respecto a las características del resonador, es de interés que el factor de calidad cargado sea alto y estrecho para poder hacer que las frecuencias de resonancia de todos los resonadores sean cercanas para el análisis de resultados. Además, deben estar las resonancias lo suficientemente espaciadas para poder distinguir que resonador ha detectado la señal [8].

El primer trabajo que se ha realizado sobre este tipo de detectores, como se ha dicho anteriormente, fue en la Universidad de Cardiff. En dicho trabajo se exploraban las ventajas del LEKID frente a los MKID. El detector LEKID que se diseñó fue fabricado con aluminio y operaba en torno a $1,5 THz$ pero no distinguía polarizaciones el propio detector. En este caso, el elemento de acoplo es una línea microstrip. Por otro lado, las frecuencias de resonancia se encuentran en torno a $7 GHz$ [6].

Posteriormente, en el Instituto Tecnológico de Karlsruhe se realizó un detector LEKID en torno a la frecuencia de $150 GHz$. En este trabajo, se observaron las diferencias entre utilizar niobio o aluminio, y, además, se realizaron distintos tipos de procesos de fabricación del KID. El detector diseñado en este trabajo tenía como estructura el *fractal de Hilbert*, ya que este elemento aprovecha de forma óptima el espacio. De la misma forma que en el caso de la Universidad de Cardiff, este LEKID no distinguía directamente la polarización. En este caso, se realiza el análisis a través de una línea coplanar, con una frecuencia de resonancia en torno a $1,27 GHz$ [8].

En la Universidad de Columbia se ha realizado un LEKID a $150 GHz$ con aluminio, el cual distingue polarizaciones. En este trabajo se realiza un acoplo capacitivo para el análisis de las resonancias. Además, se utilizan bocinas para confinar la señal deseada sobre el inductor, y sirve como filtro paso alto. En este trabajo se realizan los resonadores para que tengan una frecuencia de resonancia en torno a $140 MHz$ [1].

En este trabajo se va a realizar un detector LEKID para captar las señales de en torno a 90 GHz del fondo cósmico de microondas del Universo (CMB), y que sea capaz de distinguir las dos polarizaciones de la onda incidente.

Este detector, como se ha dicho anteriormente, constara de varios resonadores, cuya frecuencia de resonancia será inferior a 1 GHz, ya que cuanto más alta sea esta frecuencia, mayores pérdidas presentará el resonador. La bobina o inductor será el elemento que va a captar la señal que se desea medir. Por esta razón el diseño se dividirá en dos partes, una en alta frecuencia con el objetivo de conseguir la máxima absorción a 90 GHz, y otra con la meta de realizar un resonador en bajas frecuencias.

5

Diseño del detector en banda W

El diseño del detector basado en inductancia cinética que se ha realizado opera dentro de la banda W (75-110 GHz), exactamente la frecuencia que se desea captar es 90 GHz. Para saber que se ha detectado, como se ha dicho anteriormente, el KID consta de un resonador, el cual tiene su frecuencia de resonancia por debajo de 1 GHz, cuando se reciba la señal deseada, dicha frecuencia de resonancia se desplazará a frecuencias más bajas. Por esta razón, el diseño se ha dividido en dos partes, la primera en alta frecuencia, para obtener la máxima absorción posible, y la segunda para diseñar el resonador.

En la primera parte del diseño, es decir, la parte de alta frecuencia, el objetivo de esta parte es que el detector absorba lo máximo posible, por lo que se centrará en la parte del circuito que recoge la señal, es decir, en el inductor, y, por consiguiente, se debe tener en cuenta el material. En este caso, se va a utilizar una bicapa de aluminio-titanio, ya que cuando está por debajo de la temperatura crítica y se le incide una señal de 90 GHz, cambia su impedancia superficial. Por esta razón es necesario saber las características que presenta el material. En este caso, se estableció $t = 35 \text{ nm}$ de espesor, ya que cuanto menor sea mayor inductancia cinética habrá y, por lo tanto, mayor cambio se observará en la resonancia cuando el detector absorba la onda incidente a 90 GHz. Además, este material presenta una resistencia por cuadro alta, como primera aproximación se utilizó $R_S = 2 \Omega/\square$. A partir de dicha resistencia es posible deducir la conductividad de la siguiente forma:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = R_S t \rightarrow \sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{1}{R_S t} \quad (5.1)$$

En el caso del material utilizado, aplicando la ecuación anterior, el resultado de la conductividad eléctrica a alta frecuencia es $1,728 \cdot 10^7 \text{ S/m}$. Por lo tanto, la bicapa de aluminio-titanio que se va a utilizar presenta las siguientes características en alta frecuencia:

Parámetro	Valor
Temperatura crítica	0,78K
Resistencia superficial	$2\Omega/\square$
Conductividad	$1,728 \cdot 10^7 S/m$

Tabla 5.1. Características de la bicapa de aluminio-titanio en alta frecuencia.

Además, como sustrato sobre el que construir el KID es necesario utilizar un material que introduzca el menor ruido posible, por esta razón se va a utilizar silicio, el cual presenta una permitividad dieléctrica de 11.9.

En la segunda parte del diseño, se realizará un análisis del comportamiento en baja frecuencia del inductor diseñado, para así obtener el condensador interdigital. Una vez diseñado el condensador, se unirán los dos componentes para comprobar su frecuencia de resonancia.

Como se ha dicho en el **Capítulo 3**, los materiales superconductores no se comportan de la misma forma en baja frecuencia que en alta frecuencia, por lo que sus características eléctricas son distintas, siendo la resistividad próxima a $0 \Omega/\square$ en baja frecuencia. Por problemas de convergencia en el simulador, no es posible definir la resistividad con $0 \Omega/\square$, tampoco es posible saber la resistividad en estado superconductor del material utilizado, es decir, en la bicapa de aluminio-titanio, ya que es difícil medir dicho valor a bajas frecuencias debido a su pequeño valor. Por esta razón se ha establecido un valor de $5 \cdot 10^{-8} \Omega/\square$, utilizado en otro trabajo para un material superconductor distinto [8].

Por otro lado, cuando el material se encuentra en estado superconductor existen pares de Cooper y cuasi-partículas, provocando un efecto inductivo conocido como inductancia cinética. Esto causa un aumento en la reactancia, siendo de carácter inductivo. En este caso, para la simulación se va a utilizar $3 pH/\square^{10}$. Por lo tanto, el material en el estado superconductor presenta las siguientes características:

Parámetro	Valor
Temperatura crítica	0,78K
Resistencia superficial	$5 \cdot 10^{-8} \Omega/\square$
Conductividad real	$5,71 \cdot 10^{14} S/m$
Inductancia cinética	$3 pH/\square$

Tabla 5.2. Características de la bicapa de aluminio-titanio en baja frecuencia.

5.1. Diseño en baja frecuencia

Para la realización del diseño en baja frecuencia se ha utilizado el programa *Advanced Design System* de *Keysight*, ya que proporciona una herramienta llamada *Momentum*, la cual es un simulador electromagnético 3D planar, que permite introducir la parte imaginaria de la impedancia superficial del material en el estado superconductor.

¹⁰Valor medido en el Centro de Astrobiología.

Para formar el circuito resonante se utiliza un meandro, que es la parte inductiva, y un condensador interdigital. Este circuito resonante estará acoplado inductivamente a una guía de onda coplanar y rodeado de un plano de masa. En esta sección se explicará el diseño del circuito resonante.

5.1.1. Simulación del inductor

Para formar el inductor se ha tenido en cuenta que debe absorber los fotones de la onda incidente. Para ello debe tener una longitud similar a la de la longitud de onda de la onda a detectar. La absorción del detector dependerá del espaciado entre las líneas del meandro, la anchura de las líneas y la resistividad del material. El diseño del inductor se explicará más adelante (**Sección 5.2**).

A partir del inductor diseñado en la **Sección 5.2**, se va a analizar su comportamiento en baja frecuencia para poder definir el condensador interdigital, pero antes se ha calculado teóricamente el valor de la inductancia de la estructura diseñada, que se puede aproximar de la siguiente forma [8]:

$$L_{linea} = L_1 + L_2 + L_{kin,tot} \quad (5.2)$$

Donde $L_{kin,tot}$ es la inductancia cinética de todo el meandro, L_1 es la inductancia de dos líneas de transmisión paralelas, de dimensión 4 veces la longitud del meandro, L_2 es la inductancia de una línea de longitud 7 veces la separación de las líneas. Esto se puede observar gráficamente en la siguiente figura:

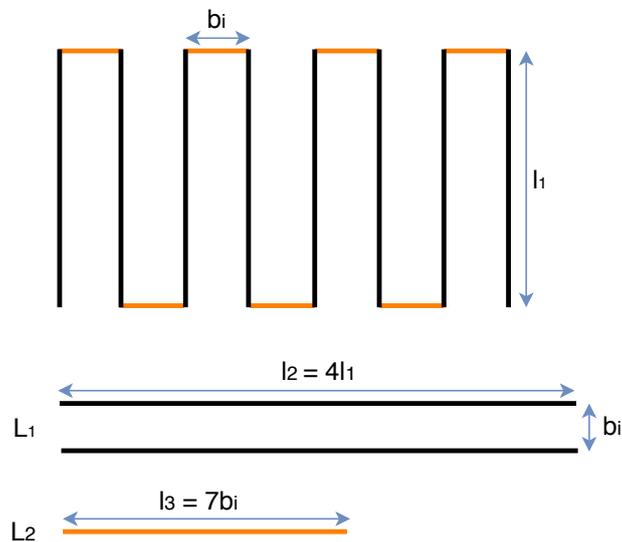


Figura 5.1. Cálculo de la inductancia.

Estas inductancias se calculan a partir de las siguientes expresiones [8]:

$$L_1 \approx 4l_2 \left(\ln \frac{b_i}{w+d} + 1,5 \right) nH \quad (5.3)$$

$$L_2 = 2l_3 \left(\ln \frac{2l_3}{w+d} + 0,5 + 0,2235 \frac{wd}{l_3} \right) nH \quad (5.4)$$

$$L_{kin, tot} = \frac{\text{Longitud total del meandro}}{\text{Anchura del meandro}} L_{kin} \quad (5.5)$$

Sabiendo que d es el espesor del conductor, w la anchura, l_1 la longitud del meandro, l_2 es la longitud total de las líneas en paralelo de longitud l_1 cada una, y l_3 es la suma de las separaciones de las líneas del meandro. Estas longitudes se expresan en centímetros.

En la siguiente tabla aparecen los valores necesarios para realizar los cálculos de la inductancia teórica:

Parámetros	Valores
l_1	0.307 cm
b_i	0.0437 cm
l_2	1.2308 cm
l_3	0.359 cm
d	$3.5 \cdot 10^{-6}$ cm
w	$3 \cdot 10^{-4}$ cm
L_{kin}	3 pH/□

Tabla 5.3. Parámetros necesarios para el cálculo de la inductancia teórica.

Con las ecuaciones (5.3), (5.4) y (5.5) y con los datos de la **Tabla 5.3**, se obtiene un valor de inductancia de 31,85 nH.

Otra forma de saber el valor de la inductancia de la bobina es simulando en baja frecuencia el inductor diseñado. Como se ha dicho anteriormente, para realizar este análisis, se ha utilizado la herramienta *Momentum* del programa *Advanced Design System* de *Keysight*. En primer lugar, se realizó la bobina con las mismas dimensiones del diseño en alta frecuencia (**Capítulo 5**), quedando el *layout* de la siguiente forma:

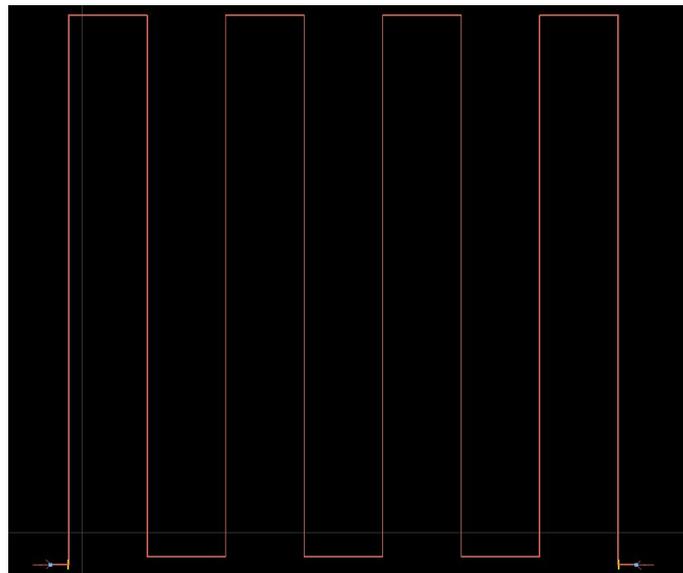
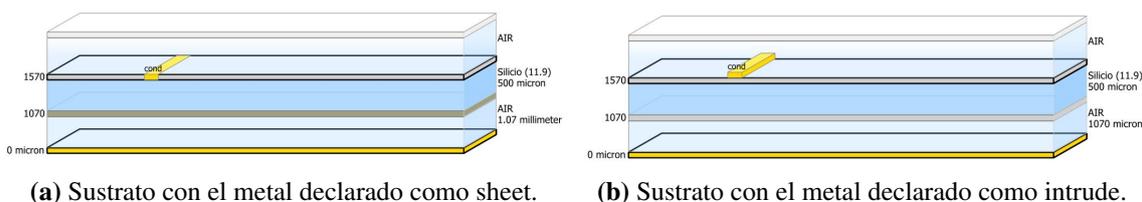


Figura 5.2. Layout de la bobina diseñada en ADS.

En este caso, sólo se va a simular el KID superior, por lo que el sustrato se realizó con las dimensiones obtenidas en alta frecuencia para el KID superior. El programa ADS da varias opciones de como declarar el metal, se eligieron las siguientes formas:

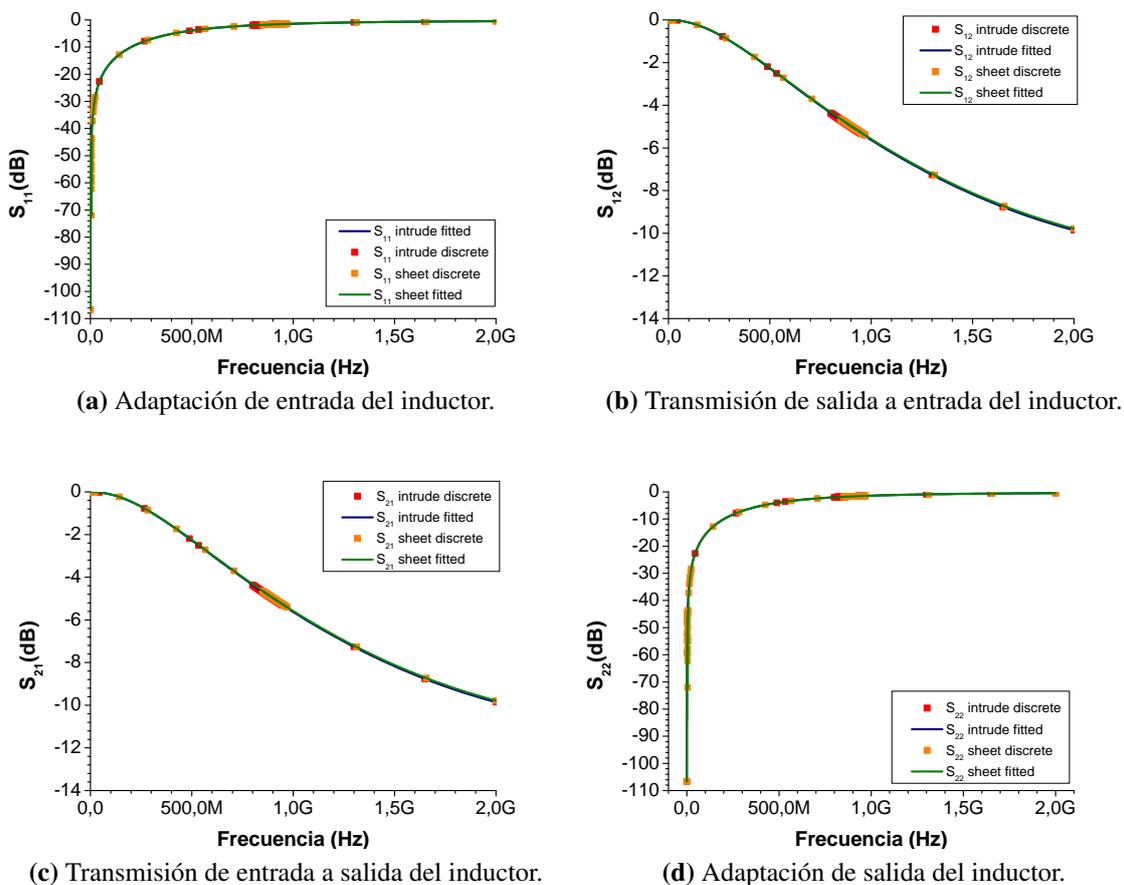
- Sheet: recomendado para cuando la capa de metal es muy fina.
- Intrude: crea un modelo de metal grueso para el conductor.



(a) Sustrato con el metal declarado como sheet. (b) Sustrato con el metal declarado como intrude.

Figura 5.3. Sustratos realizados para la simulación en baja frecuencia de la bobina.

Seguidamente, se establecieron las características de la simulación, realizando un barrido de frecuencia desde 0 a 2 GHz, ya que el resonador que se va a diseñar operará por debajo de 1 GHz. El resultado obtenido en las dos simulaciones fue el siguiente:



(a) Adaptación de entrada del inductor.

(b) Transmisión de salida a entrada del inductor.

(c) Transmisión de entrada a salida del inductor.

(d) Adaptación de salida del inductor.

Figura 5.4. Parámetros de scattering del inductor declarando el metal como sheet o intrude.

En la figura anterior, se aprecia que la adaptación tanto de entrada como de salida es prácticamente igual en ambas simulaciones, al igual que la transmisión de entrada a salida y de salida a entrada.

Una vez simulado el inductor en baja frecuencia, es necesario fijar la frecuencia de resonancia (f_0) que va a tener el resonador para poder saber el valor de condensador necesario. Se eligió la frecuencia de 700 MHz, ya que la corriente por el inductor debe ser homogénea y a medida que se sube en frecuencia empieza a ser heterogénea. Con el resultado de los parámetros de scattering del inductor, es posible calcular la inductancia que presenta a 700 MHz a partir de la matriz ABCD siguiente, es posible calcular la impedancia en el inductor de la siguiente forma [13]:

$$\begin{pmatrix} A = 1 & B = Z \\ C = 0 & D = 1 \end{pmatrix}$$

$$Z = B = z_0 \frac{(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12}S_{21}}{2S_{21}} \quad (5.6)$$

A partir de la expresión anterior, se calcula la inductancia en la bobina de la siguiente forma:

$$L = \frac{\Im(Z)}{2\pi f_0} \quad (5.7)$$

Aplicando (5.7), se obtiene los siguientes valores de inductancia:

Caso	Impedancia (Ω)	Inductancia (nH)
Sheet	0,001 + j119,17	26,77
Intrude	0,011 + j118,55	26,95

Tabla 5.4. Valor de la inductancia obtenido en simulación para 700 MHz.

Como se observa en la tabla anterior, el valor de la inductancia es similar, la diferencia puede deberse al valor de la frecuencia que no es exactamente la misma, por lo que se escogerá un valor intermedio de 26,80 nH para realizar el diseño del condensador interdigital.

5.1.2. Simulación del condensador interdigital

A partir del condensador interdigital, es posible ajustar la frecuencia de resonancia del KID. Por esta razón, con el valor obtenido en el apartado anterior del inductor (26,80 nH), es posible calcular la capacidad necesaria para que resuene a la frecuencia de resonancia, es decir, a 700 MHz. Para ello, se utilizó la ecuación (4.16) del **Capítulo 4**, obteniendo una capacidad teórica de 1,93 pF.

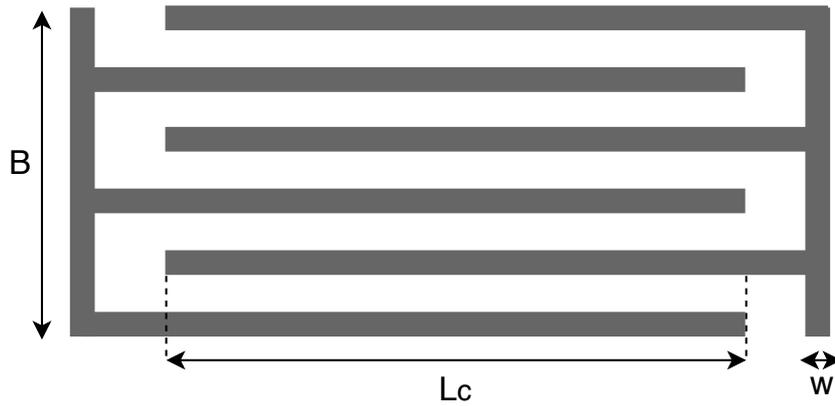


Figura 5.5. Esquema del condensador interdigital.

Para saber las dimensiones del condensador interdigital se aplicaron las siguientes formulas [8]:

$$C = \frac{\epsilon_r + 1}{B} ((n - 3) A_1 + A_2) L_c^2 \quad (\text{pf}) \quad (5.8)$$

$$A_1 = \left[0,3349057 - 0,15287116 \left(\frac{d}{w} \right) \right]^2 \quad (5.9)$$

$$A_2 = \left[0,50133101 - 0,228204444 \left(\frac{d}{w} \right) \right]^2 \quad (5.10)$$

Donde:

- ϵ_r es la constante dieléctrica del sustrato.
- B es la anchura del condensador interdigital.
- d es el espesor del conductor.
- w es la anchura de las líneas de transmisión.
- n es el número de dedos del condensador interdigital.
- L_c es la longitud de los dedos del condensador interdigital.

Para realizar los cálculos de las ecuaciones anteriores, se utilizaron los siguientes datos:

Parámetro	Valor
ϵ_r	11.9
d	35 nm
w	4 μm

Tabla 5.5. Valores utilizados para el cálculo del condensador interdigital.

El resultado obtenido al aplicar las formulas es el que aparece en la siguiente figura:

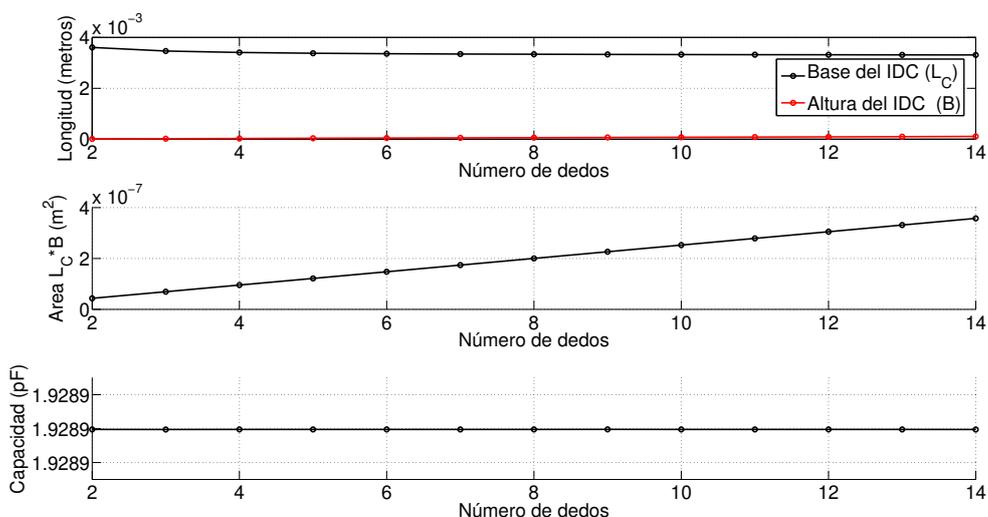


Figura 5.6. Resultados obtenidos para el diseño del condensador interdigital.

Como se aprecia en la imagen anterior, con el valor del condensador fijado a 1,93 pF, capacidad para que el resonador tenga una frecuencia de resonancia de 700 MHz, la longitud necesaria del condensador es más grande que la anchura del inductor. Es de interés que la longitud del condensador tome el valor de la anchura del inductor, para facilitar la conexión y para multiplexar de forma óptima todos los resonadores. Por otro lado, se observa que a medida que aumenta el número de dedos del condensador interdigital, aumenta el área de este pero la longitud de los dedos apenas varía. Aplicando las ecuaciones anteriores, definiendo la longitud de la bobina y fijando el número de dedos a 6, el valor del condensador necesario es de 1,6387 pF.

Parámetro	Valor
L_c	3.096 mmm
B	44 μ m
w	4 μ m

Tabla 5.6. Dimensiones del condensador.

La simulación del condensador diseñado con los datos de la **Tabla 5.6**, se ha realizado tanto declarando el metal como sheet como intrude, y se han obtenido resultados similares como se aprecia en la **Figura 5.7**.

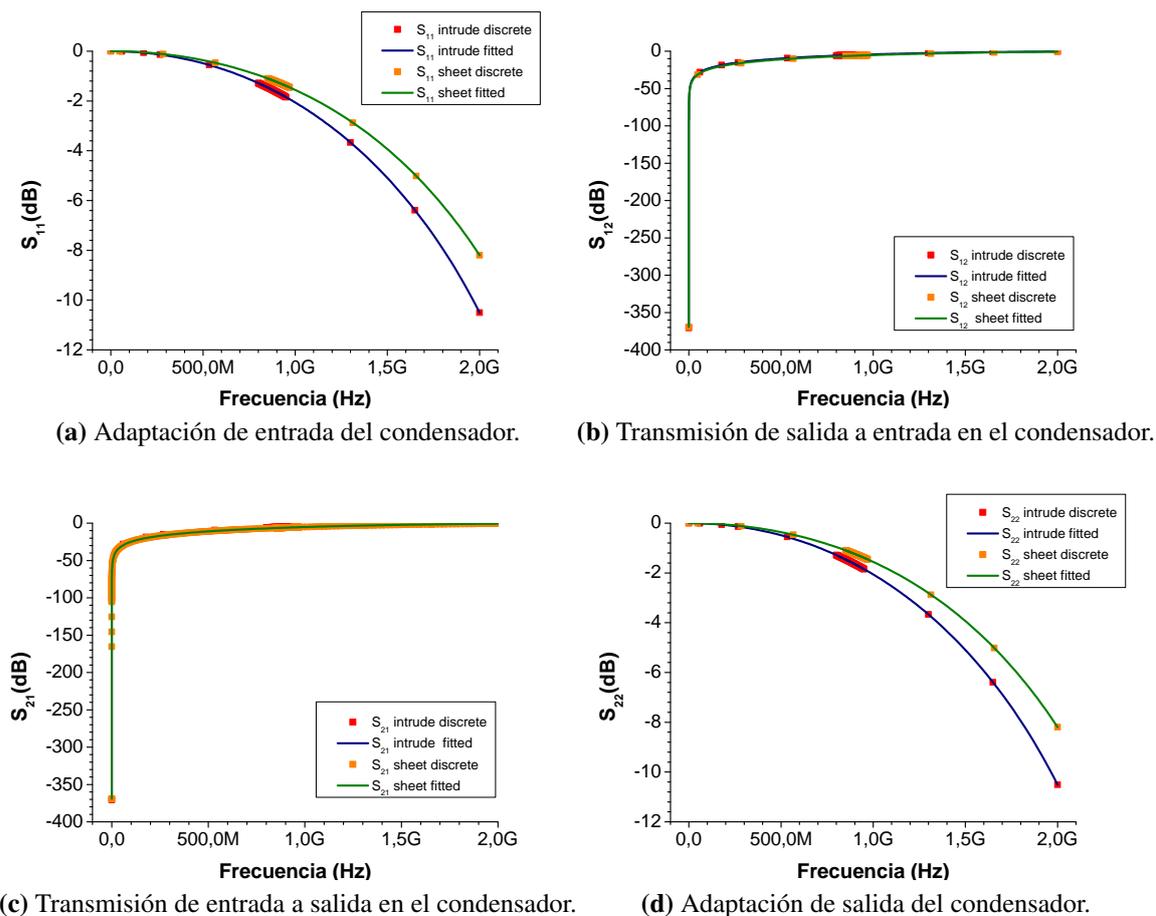


Figura 5.7. Parámetros de scattering del condensador declarando el metal como sheet o intrude.

Como se observa en la figura anterior, los parámetros de scattering obtenidos en ambas simulaciones son similares. Es posible calcular las capacidades a partir de estos resultados, aplicando la ecuación (5.6) y la siguiente expresión:

$$C = \frac{-1}{2\pi f_0 \Im(Z_{in})} \quad (5.11)$$

La capacidad a la frecuencia de 700 MHz obtenida en ambas simulaciones, como se observa en la **Tabla 5.7** no es la necesaria, por lo que la frecuencia de resonancia no va a ser exactamente la elegida.

Caso	Impedancia (Ω)	Capacidad (pF)
Sheet	0.00-j233.60	0.74
Intrude	0.36-j199.29	0.86

Tabla 5.7. Valor de la capacidad obtenido en las simulaciones.

5.1.3. Simulación del resonador

Una vez diseñados los componentes que van a formar el resonador, es decir, el inductor y el condensador interdigital, se procedió a formar el circuito resonador para analizar su

comportamiento. El layout formado es el siguiente:

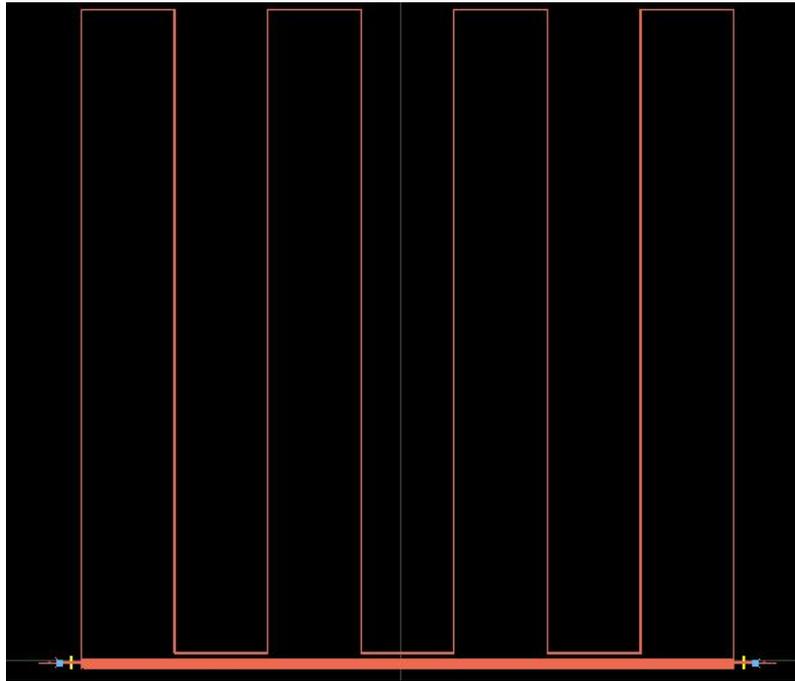


Figura 5.8. Resonador diseñado.

A continuación, se simuló el resonador declarando el conductor como una lámina fina (sheet) y como una lámina gruesa (intrude). Como se aprecia en **Figura 5.9**, la frecuencias de resonancia resultantes son las siguientes:

- Simulación con el metal declarado como sheet: la frecuencia de resonancia se encuentra en 935,8 MHz, con un $|S_{21}| = -73,72$ dB.
- Simulación con el metal declarado como intrude: la frecuencia de resonancia se encuentra en 925,6 MHz, con un $|S_{21}| = -77,16$ dB.

Como se ha dicho anteriormente, la frecuencia de resonancia no es 700 MHz ya que el condensador no presenta la capacidad necesaria para dicha frecuencia de resonancia. Además, para conectar los puertos se añadieron dos tramos de línea de transmisión, como se observa en la **Figura 5.8**.

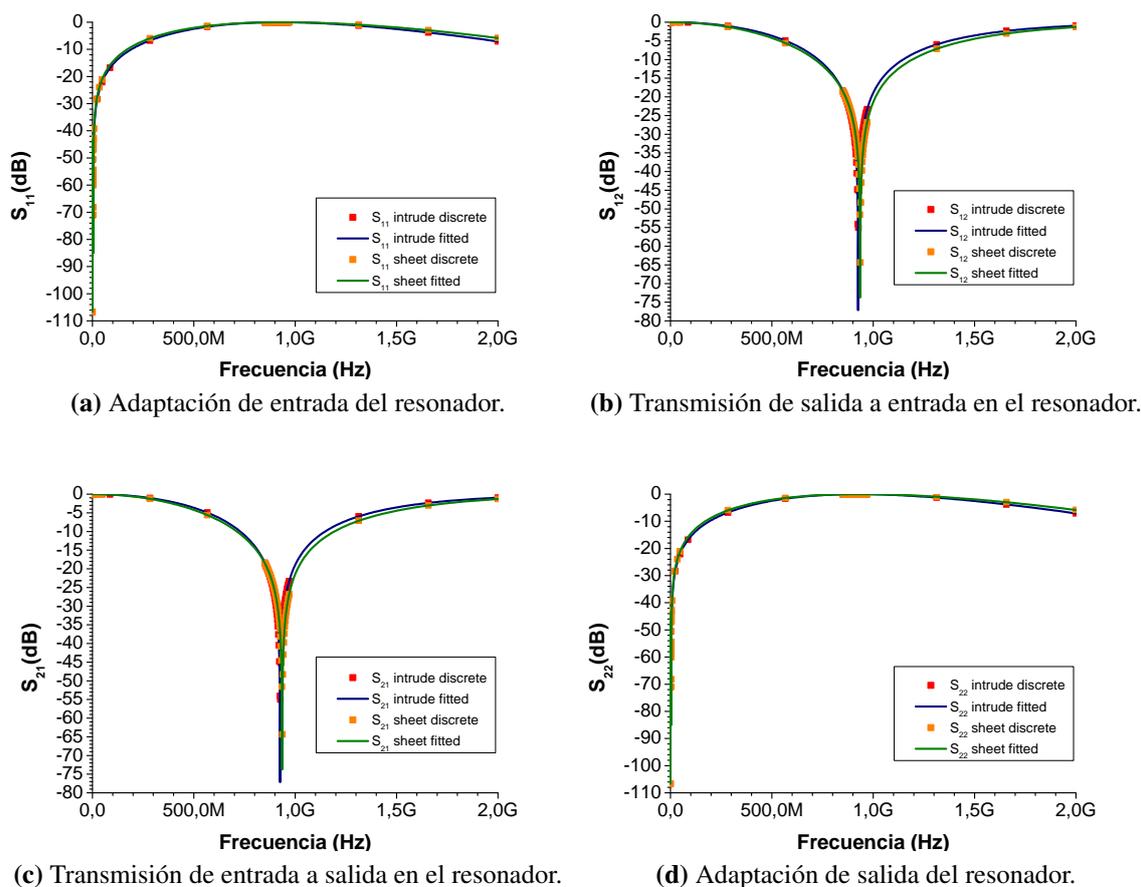


Figura 5.9. Parámetros de scattering del resonador declarando el metal como sheet o intrude.

Para poder analizar la frecuencia de resonancia, y así, comprobar que se ha detectado la señal deseada, es necesario que el resonador este acoplado a un elemento para poder medir los parámetros de scattering con un analizador de redes. En este caso se ha elegido una guía de onda coplanar, ya que el plano de masa se encuentra en la parte inferior del sustrato, es decir, está lejos del conductor, por lo que no es posible utilizar una línea microstrip.

El nivel de acoplo entre la guía de onda coplanar y el resonador se mide con el *factor de acoplo* (k), el cual no debe ser muy alto, ya que si es muy alto el factor de calidad será muy bajo y el pico de resonancia muy profundo, en este caso las detecciones pueden solaparse. Por el contrario, si el factor de acoplo es muy bajo, el factor de calidad será muy alto y el pico de resonancia poco profundo, pudiéndose saturar el detector.

Para diseñar la guía de onda coplanar, hay que tener en cuenta que la impedancia característica debe ser 50Ω a la frecuencia de resonancia, ya que serán los conectores y cables de esta impedancia. Por otro lado, el conductor que forma el contacto de masa de la guía de onda coplanar más cercana al resonador debe ser lo más estrecha posible ya que si es muy ancha no se conseguirá un buen acoplo. Además, tiene que estar a una distancia en la que esta no afecte al resonador. El otro contacto de masa debe ser lo suficientemente ancha para que no afecte al resonador contiguo.

La línea coplanar modificará la frecuencia de resonancia, ya que esta débilmente acoplada al KID, introduciendo un efecto inductivo, el cual se puede calcular de la siguiente

forma [8]:

$$M = \frac{1}{\omega_{res+M}^2 C} - L_{linea} \quad (5.12)$$

La guía de onda coplanar diseñada es de anchura $20 \mu m$ con una separación a las tierras de $12 \mu m$. La masa más cercana al resonador tiene una anchura de $3 \mu m$ y la otra $300 \mu m$. La estructura diseñada queda de la siguiente forma:

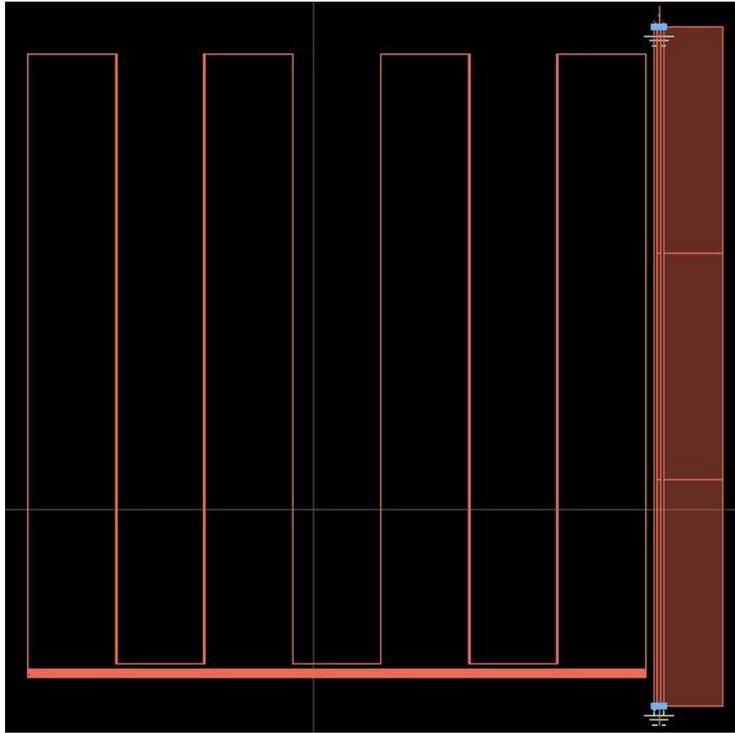


Figura 5.10. Resonador diseñado acoplado a una guía de onda coplanar.

Como se observa en la figura anterior, la guía de onda coplanar está en el lateral del KID porque es la parte donde mayor acoplo se puede conseguir.

Seguidamente, se realizaron las simulaciones declarando el conductor de las dos formas comentadas anteriormente, *sheet* e *intrude*, dando como resultado la **Figura 5.11**. En la siguiente tabla aparecen los resultados de dicha simulación:

Caso	Frecuencia de resonancia (MHz)	S_{11} dB	S_{12} dB	S_{21} dB	S_{22} dB
Sheet	898,30	-0,005	-64,26	-64,26	-0,005
Intrude	887,20	-1,89	-14,66	-14,87	-1,55

Tabla 5.8. Resumen de los resultados obtenidos en la simulación del resonador con la guía de onda coplanar.

Como se observa en la tabla anterior y en la siguiente figura, la frecuencia de resonancia no es la misma, es 11 MHz superior con la simulación de *intrude*. En cuanto a los parámetros de scattering, se ve una diferencia superior, esto se debe a que la simulación con *intrude* tiene en cuenta más pérdidas que la de *sheet*, y la guía de onda coplanar introduce pérdidas.

Sabiendo la frecuencia de resonancia con la guía de onda coplanar, el valor de la bobina y el condensador a la frecuencia de resonancia de sólo el resonador, es posible calcular la inductancia que introduce la guía de onda coplanar con la expresión (5.12). La inductancia que introduce la guía de onda coplanar en cada caso es la siguiente:

Caso	L (nH) @ f_{res}	C(pF) @ f_{res+M}	M (nH)
Sheet	26.53	1.09	2.26
Intrude	26.72	1.10	2.53

Tabla 5.9. Resultados de la inductancia que introduce la guía de onda coplanar.

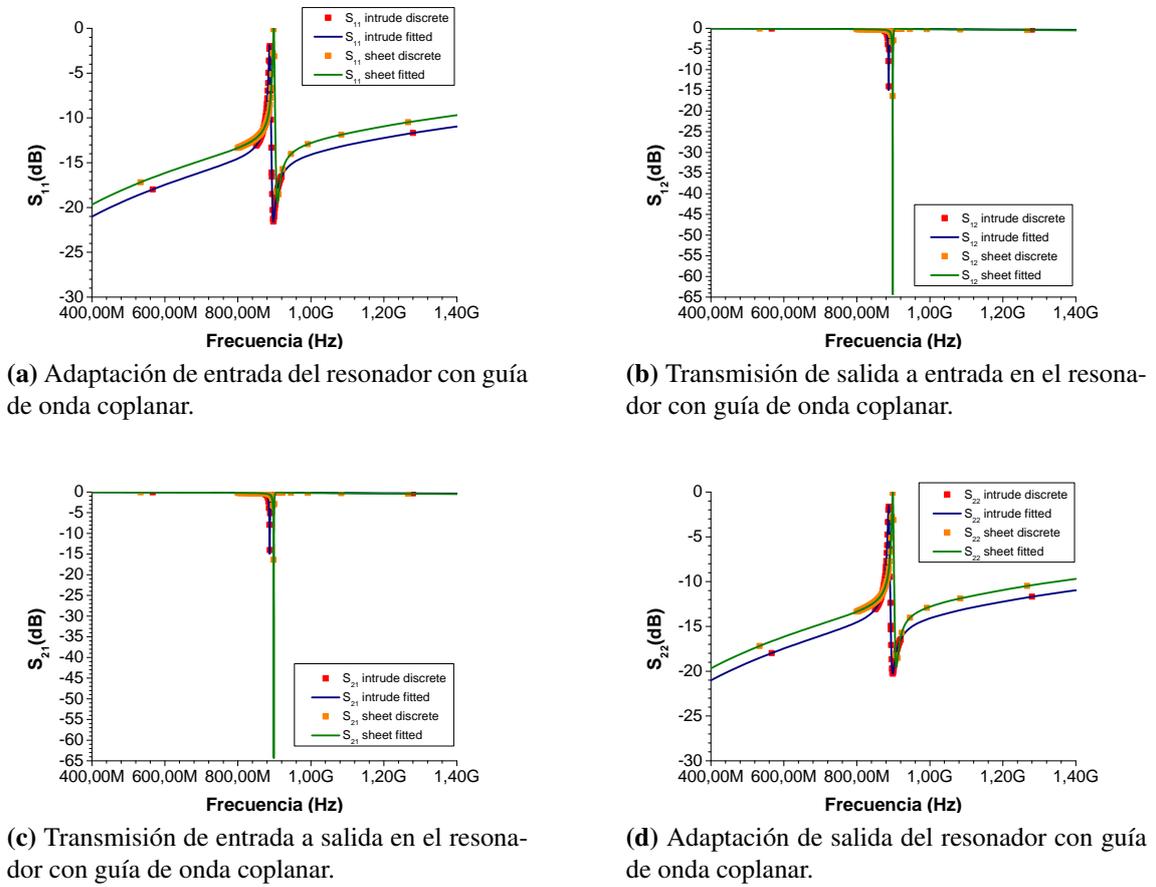


Figura 5.11. Parámetros de scattering del resonador con guía de onda coplanar declarando el metal como sheet o intrude.

También es posible calcular el factor de acoplo entre el resonador y la guía de onda coplanar, el cual se calcula de la siguiente forma [8]:

$$k = \frac{|S_{11,max}|}{|S_{21,min}|} = \frac{1 - |S_{21,min}|}{|S_{21,min}|} \quad (5.13)$$

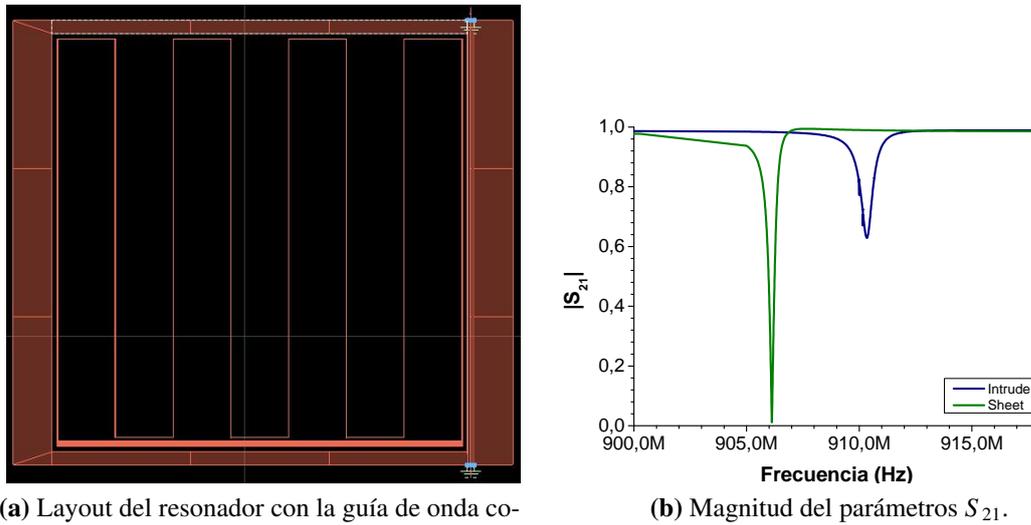
Los factores de acoplo obtenidos fueron los siguientes:

Caso	k
Sheet	1632
Intrude	4.50

Tabla 5.10. Factores de acoplo obtenidos.

Como se observa en la tabla anterior, los factores de acoplo son distintos, esto se debe a que en la declaración de sheet se tienen en cuenta menos pérdidas que en el caso de intrude. Además, el valor de la resistividad utilizado en esta simulación, es decir, $5 \cdot 10^{-8} \Omega/\square$ tampoco es real, es un valor para que converjan los cálculos del simulador, por lo que esta simulación sólo sirve para tener una idea del comportamiento del resonador en baja frecuencia.

Seguidamente, se añadió un marco alrededor del resonador, el cuál actúa de masa y va a aislar al KID de los contiguos, de esta forma éste no va a afectar al resultado de los resonadores cercanos ni viceversa. El layout y la resonancia del detector queda de la siguiente forma:



(a) Layout del resonador con la guía de onda coplanar y el marco de masa.

(b) Magnitud del parámetros S_{21} .

Figura 5.12. Resonador diseñado y resultados de la resonancia declarando el conductor como sheet y como intrude.

Como se ha dicho en el **Capítulo 4**, los parámetros más importantes en un resonador junto a la frecuencia de resonancia son los factores de calidad. Estos se han calculado a partir de las siguientes expresiones [8]:

$$S_{21,L} = \sqrt{\frac{1 + |S_{21,min}|^2}{2}} \quad (5.14)$$

$$S_{21,0} = |S_{21,min}| \sqrt{\frac{2}{1 + |S_{21,min}|^2}} \quad (5.15)$$

Se buscarán las frecuencias donde se obtienen los valores calculados anteriormente en (5.15) y en (5.14), en la **Figura 5.12**. Una vez encontrados dichos valores, se aplicarán

las siguientes expresiones para calcular los factores de calidad:

$$Q_0 = \frac{f_0}{\Delta f_{S_{21,0}}} \quad (5.16)$$

$$Q_L = \frac{f_0}{\Delta f_{S_{21,L}}} \quad (5.17)$$

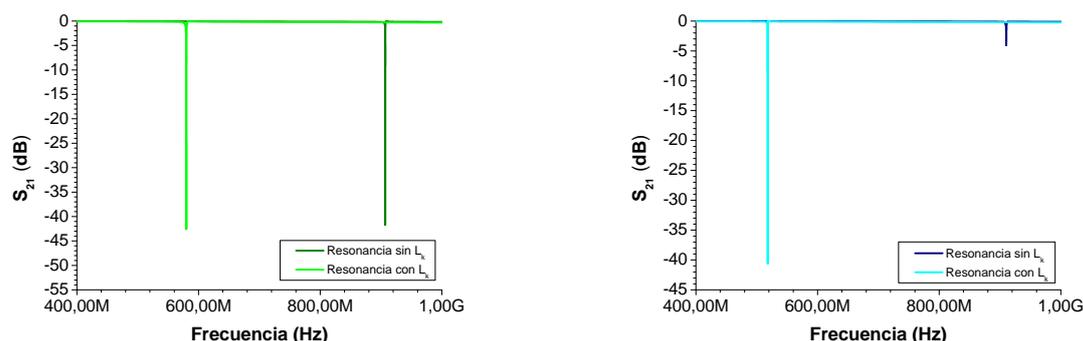
Con los factores de calidad cargado y descargado, es posible obtener el factor de calidad externo, es decir, el debido al acoplo de la guía de onda coplanar al resonador. Para ello, es necesario aplicar (4.22). Los factores de calidad obtenidos son los siguientes:

Caso	Q_0	Q_L	Q_{ext}
Sheet	86987.22	1911.81	1004.20
Intrude	2032.38	1248.46	3724.52

Tabla 5.11. Factores de calidad del resonador.

Como se observa en la tabla anterior, los valores obtenidos son distintos en ambos casos, ya que la simulación del metal declarado como intrude tiene en cuenta más pérdidas que el caso de sheet. Como se ha dicho anteriormente, estos resultados se realiza declarando una resistividad que no es real, simplemente da una idea del comportamiento que puede presentar el material en estado superconductor.

Posteriormente, se procedió a declarar el material con la parte inductiva que existe cuando el material está en estado superconductor, alterándose la parte imaginaria de su conductividad debido a la reducción de la concentración de pares de Cooper y el aumento de quasi-partículas. Dicha alteración es un efecto inductivo, en este caso, presenta un valor de $3 \text{ pH}/\square$, medido en el *Centro de Astrobiología*. La resonancia en este caso es la siguiente:



(a) Comparativa de la resonancia declarando el metal como sheet.

(b) Comparativa de la resonancia declarando el metal como intrude.

Figura 5.13. Comparativa de la frecuencia de resonancia del resonador declarando el material con conductividad real o compleja.

Como se observa, existe un desplazamiento en frecuencia debido a la parte inductiva de la resistividad, producida por la inductancia cinética. Respecto a la amplitud, se aprecia que ha mejorado levemente pero esto no se va a tener en cuenta, ya que en estas

simulaciones se analiza el cambio en la frecuencia de resonancia. Con esta simulación se comprueba que el área del resonador es el suficiente, ya que al introducir la inductancia cinética se obtiene un desplazamiento en la frecuencia idóneo.

Una vez diseñado el KID por completo, se realizó la simulación en alta frecuencia para observar como se comportaban los distintos componentes en la banda W, y así observar la absorción de cada uno de ellos. Estas simulaciones se encuentran en el siguiente apartado.

5.2. Diseño en alta frecuencia

Para el diseño del KID en alta frecuencia se ha utilizado el *HFSS* del entorno *Electronics Desktop* de *ANSYS*, ya que este permite realizar estructuras 3D y simular su comportamiento ante ondas electromagnéticas.

Como se ha dicho en capítulos anteriores, una de las ventajas de los detectores LEKID es que se capta la señal con el mismo resonador, exactamente con el inductor. Por esta razón, en primer lugar, se ha diseñado el elemento que va a absorber la señal, es decir, el meandro. Posteriormente, se ha implementado una estructura con el mismo meandro para detectar dos polarizaciones.

Por último, en este apartado se ha simulado en alta frecuencia el KID por completo, es decir, el meandro con el condensador interdigital y la guía de onda coplanar, con el objetivo de obtener la contribución de cada componente a la absorción total del detector.

5.2.1. Diseño para detectar una polarización

En este tipo de detectores, el inductor tiene una forma geométrica de rejilla inductiva para las ondas electromagnéticas en torno a la frecuencia que se desea captar. La absorción dependerá del material y de las dimensiones de la estructura. Como se ha dicho anteriormente, se debe conseguir la máxima absorción posible, y, para ello, es necesario conseguir una buena adaptación, ya que estos dos parámetros se relacionan de la siguiente forma:

$$A = 1 - |S_{11}|^2 \quad (5.18)$$

En la expresión anterior, se observa que cuanto menor sea la magnitud del parámetro S_{11} , mayor será la absorción, por lo que se debe conseguir una buena adaptación.

La impedancia del área de absorción depende de la resistencia por cuadro del material y de la relación separación-anchura de las líneas, conocida como *filling factor*. En la siguiente ecuación aparece la impedancia que presenta la estructura [14][15][8]:

$$Z_{LEKID} = R + j\omega L = \frac{R_{\square}}{w} + j\frac{s}{\lambda} \ln \csc\left(\frac{\pi\omega}{2s}\right) \quad (5.19)$$

La expresión anterior es válida para una geometría con las dimensiones donde la anchura sea menor que la separación ($w \ll s$) y la separación sea menor que que la longitud de onda ($s < \lambda$). Además, la ecuación (5.19) expresa la impedancia del meandro para el campo eléctrico en el plano paralelo a las líneas de transmisión, ya que para el campo eléctrico perpendicular la estructura no debe absorber.

Respecto a la parte real de la ecuación (5.19), es posible modificar dicha parte cambiando la separación y la anchura de las líneas, ya que la resistencia superficial sólo es posible alterarla cambiando el espesor del material o modificando este. Por otro lado, la parte imaginaria se debe a que la rejilla introduce un efecto inductivo. En la parte posterior de la rejilla se definirá un plano conductor, conocido como *backshort*, el cuál reflejará la onda. Dicho plano conductor estará a cierta distancia de la rejilla, con el fin de compensar la parte imaginaria de la impedancia Z_{LEKID} .

Para el diseño de la rejilla, además de las consideraciones anteriores, la longitud de las líneas debe ser aproximadamente la longitud de onda que se desea captar (λ) para que deje pasar dicha onda, o en el caso del inductor, que absorba la señal. En esta aplicación, la frecuencia que se desea captar es 90 GHz , por lo que $\lambda = 3,33\ \mu\text{m}$. El esquema de la estructura comentada es la siguiente:

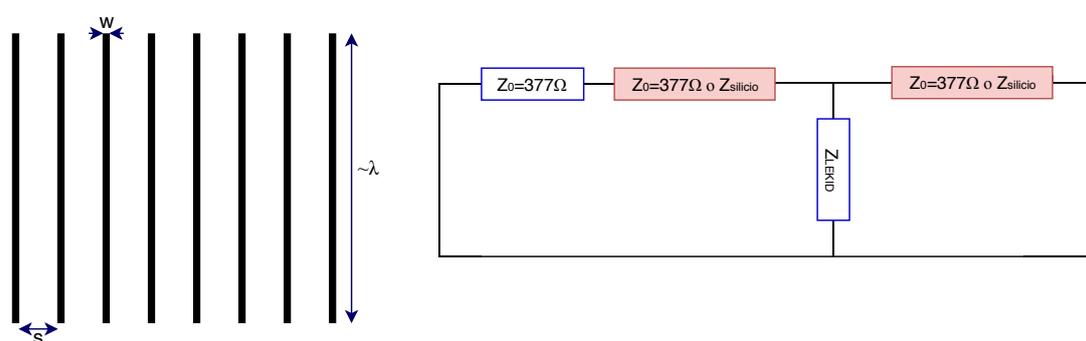


Figura 5.14. En la parte izquierda aparece un boceto de las dimensiones de la rejilla y a la derecha un esquema eléctrico de la estructura.

En la figura anterior, debajo de la rejilla o del KID, puede haber aire o silicio, esto se debe a que al otro lado de este material habrá un plano cuya función es reflejar la señal que no consigue absorber el detector a este de nuevo. Para ello, la distancia del KID al backshort está en torno a $\lambda/4$. Además, también es posible poner antes del KID un material dieléctrico como puede ser el silicio, con el fin de reducir la impedancia de entrada, pero debe estar adaptado a Z_0 [8].

Para realizar el diseño del detector de una polarización, en primer lugar, se ha dibujado en el programa HFSS de ANSYS una estructura con una rejilla, con una separación de aire entre esta y el plano que refleja la señal de $833,35\ \mu\text{m}$, que equivale a $\lambda/4$. Con esta simulación se obtiene la impedancia de la rejilla a 90 GHz , la cuál presentará parte imaginaria que se deberá compensar.

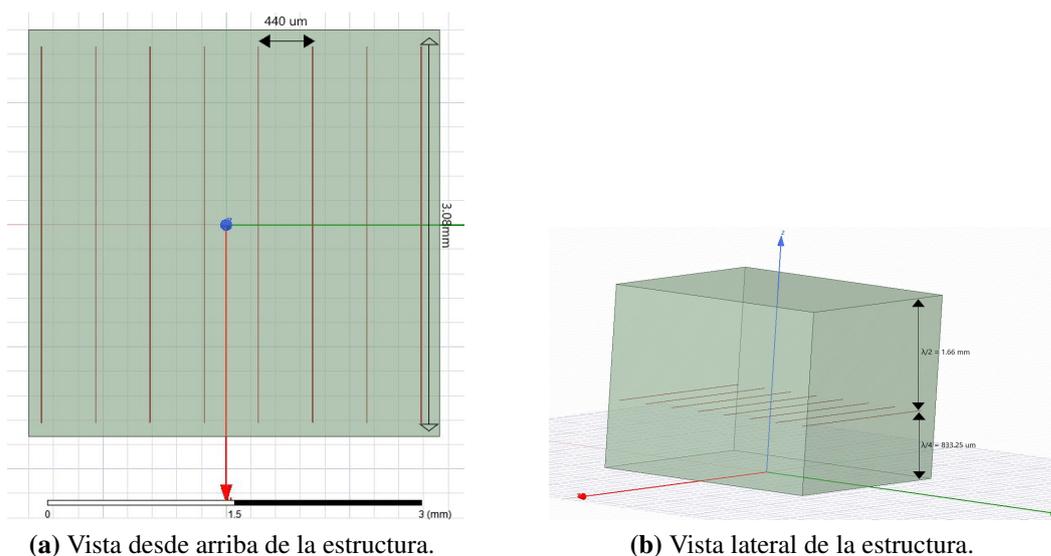


Figura 5.15. Estructura de la rejilla.

En la figura anterior, se observa que la distancia de la rejilla al plano es de $\lambda/4$ para que refleje en el backshort la onda, ya que la impedancia de este será infinita en el plano de referencia de la rejilla. Por otro lado, el puerto se colocó en la parte superior, a una distancia de la rejilla de $\lambda/2$ para que la impedancia de entrada sea la relacionada con el S_{11} . Por último, para realizar la simulación se han declarado las condiciones de contorno, donde los planos perpendiculares en la dirección de la rejilla y el que va a reflejar son conductores eléctricos perfectos, los paralelos a la dirección de la rejilla son conductores magnéticos perfectos, con el fin de tener una onda plana. El resultado fue el siguiente:

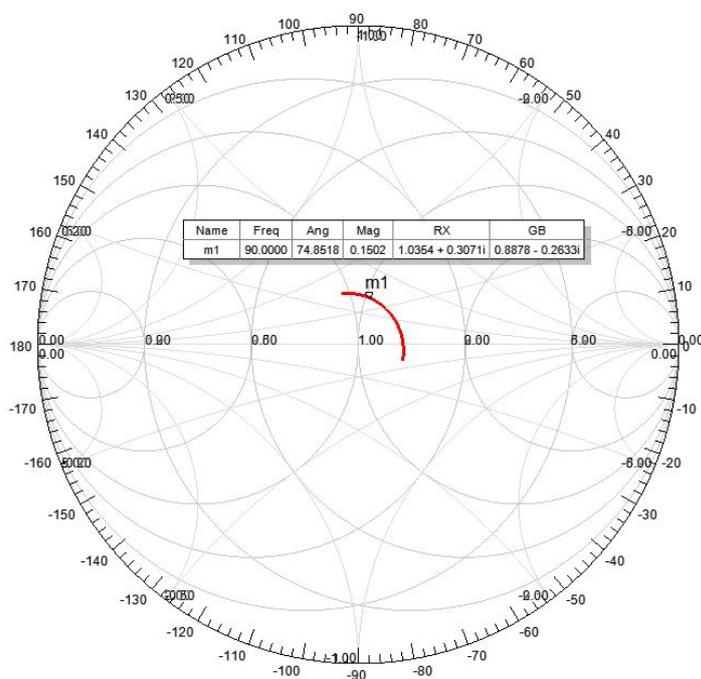


Figura 5.16. Carta de Smith del parámetro S_{11} de la rejilla inicial.

Como se aprecia en la figura anterior, la impedancia de entrada en la carta de Smith no se encuentra en el centro, y, además, presenta parte imaginaria. En primer lugar, se

procedió a anular la parte imaginaria de la impedancia de entrada. Como el circuito está en paralelo, para simplificar los cálculos se utilizarán admitancias. Para compensar la parte imaginaria de la admitancia, se deberá modificar la longitud eléctrica, que se calculará con la siguiente expresión:

$$Y_{in} = -j \cot(\beta l) = -j \cot\left(\frac{2\pi}{\lambda} l\right) \quad (5.20)$$

Igualando la expresión anterior a la parte compleja de la admitancia (GB) de la **Figura 5.15**, se obtiene la longitud $-696,75 \mu\text{m}$, a la cual hay que sumar $\frac{\lambda}{2}$. Con el resultado obtenido se modificó la estructura **Figura 5.15**, es decir, la distancia inicial de $\frac{\lambda}{4}$, por el resultado obtenido anteriormente, es decir, $968,35 \mu\text{m}$. Con este cambio, el resultado de la simulación fue el siguiente:

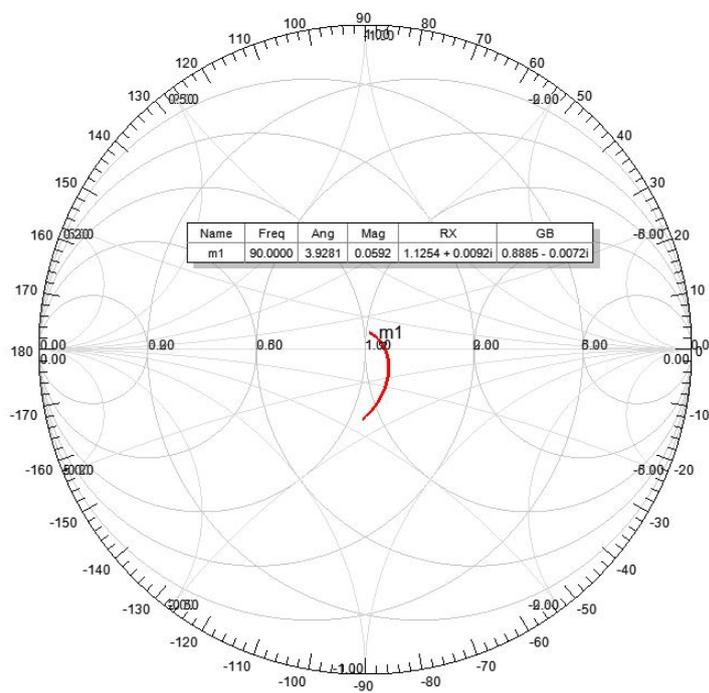


Figura 5.17. Carta de Smith del parámetro S_{11} con el tramo de distancia de aire calculado.

Como se aprecia en la figura, la impedancia de entrada normalizada es $1,125+0,009j\Omega$, por lo que se ha conseguido anular la parte imaginaria. Por otro lado, la parte real no es exactamente 1, para solucionar esto, se añade un sustrato sobre la rejilla para ayudar a que la parte real sea 1. Para saber el sustrato que se debe utilizar, se debe aplicar una serie de ecuaciones, que se van a comentar seguidamente [8]:

$$R = \Re(Z_{in})Z_0 \quad (5.21)$$

Con la ecuación anterior, se calcula la parte real de la impedancia de entrada, siendo $Z_0 = 377 \Omega$ ya que es la impedancia del aire. El valor de esta resistencia es $424,125 \Omega$, por lo que es necesario un sustrato que consiga reducir esta a Z_0 , que se puede obtener aplicando la siguiente ecuación:

$$Z_{sub} = \sqrt{Z_0 R} \quad (5.22)$$

Con la expresión anterior, se calcula la impedancia del sustrato necesario para que estuviese perfectamente adaptada la estructura, en este caso es $Z_{sub} = 399,86 \Omega$. A partir de este valor, es posible calcular la permitividad relativa del material de la siguiente forma:

$$Z_{sub} = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \rightarrow \epsilon_r = \left(\frac{Z_0}{Z_{sub}} \right)^2 \quad (5.23)$$

La permitividad relativa necesaria es $\epsilon_r = 0,8889$, la cual es ideal, ya que no existe un sustrato con esta característica.

En el caso del silicio, como se ha dicho anteriormente, su permitividad relativa es $\epsilon_r = 11,9$, por lo que su impedancia se puede calcular utilizando (5.23), la cual da como resultado $Z_{sub} = 109,28 \Omega$. También es posible calcular la resistencia que es capaz de adaptar, aplicando (5.22), se obtiene $R = 31,68 \Omega$. Por lo tanto, para este caso, el silicio no sirve para adaptar 1 rejilla.

Por otro lado, también es posible hacer la distancia al corto con silicio, para ello se pondrá debajo de la rejilla un tramo de silicio de $\lambda_s/4$, es decir, de $241,57 \mu m$. La estructura quedó de la siguiente forma:

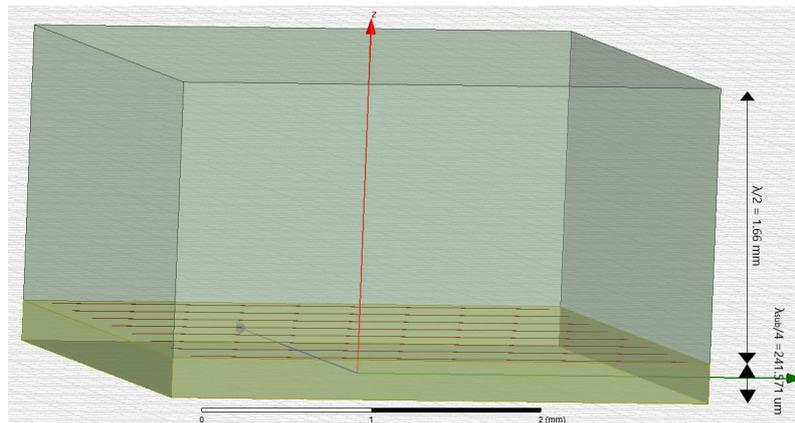


Figura 5.18. Estructura de la rejilla con silicio hasta la distancia al corto circuito.

En cuanto a las características de la simulación, se establecieron las mismas condiciones que las del caso del aire, el resultado de la simulación fue lo siguiente:

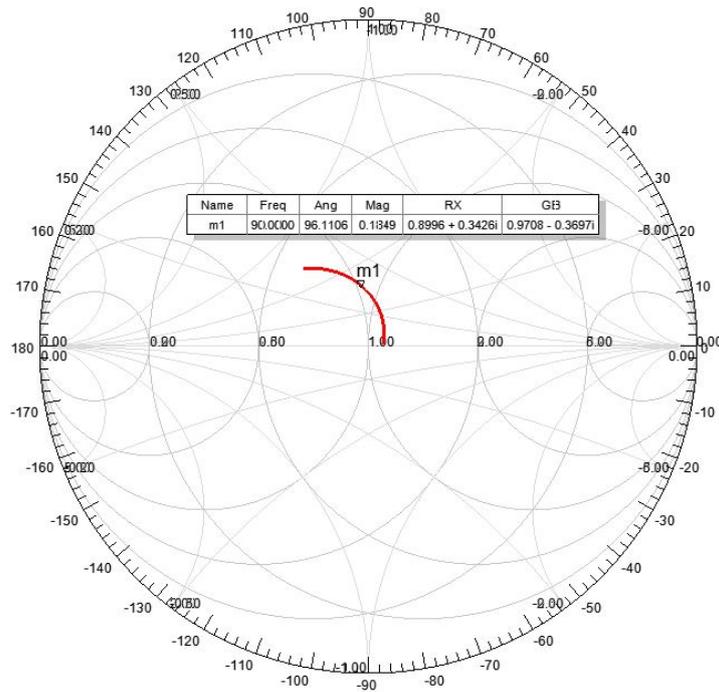


Figura 5.19. Carta de Smith del S_{11} con $\lambda_{sub}/4$ de silicio hasta el corto.

Como se observa en la figura anterior, la impedancia de entrada es compleja, y al igual que en el caso del aire, es necesario anular la parte imaginaria y conseguir que la parte real sea 1. Para ello, se va a utilizar la expresión (5.20) pero teniendo en cuenta que en este caso el tramo que se quiere calcular es de silicio, por lo que se debe usar dicha ecuación de la siguiente forma:

$$Y_{in} \frac{1}{Z_0} = -j \frac{1}{Z_{sub}} \cot(\beta l) \quad (5.24)$$

Aplicando la expresión anterior, es decir, igualando la parte compleja de la admitancia de entrada, sabiendo que esta normalizada por la impedancia característica del aire, a la expresión (5.24), donde el resultado está normalizado con la impedancia característica del silicio. La solución que se obtiene, de la misma forma que en el caso anterior, se debe sumar a $\lambda_{sub}/2$ para obtener la longitud de silicio que va a compensar dicha parte imaginaria. La longitud obtenida es $257,99\mu m$, el resultado con este valor es el siguiente:

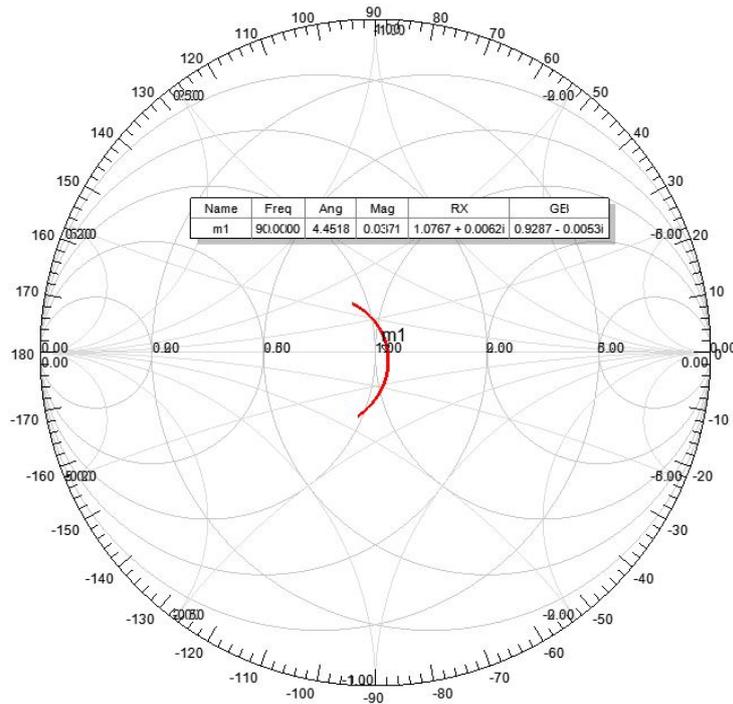


Figura 5.20. Carta de Smith del S_{11} con la longitud calculada.

El resultado de la simulación de esta estructura, como se observa en la figura anterior, presenta una impedancia de entrada de $1,076 + 0,006j\Omega$, por lo que esta bien adaptada.

En la **Figura 5.21**, se observa una comparativa de la adaptación obtenida con aire (**Figura 5.15**) y silicio (**Figura 5.18**) entre la rejilla y el plano de reflexión. Se aprecia que con el silicio se consigue una mejor adaptación a la frecuencia deseada, de aproximadamente -30 dB , en el caso del aire está en torno a -25 dB .

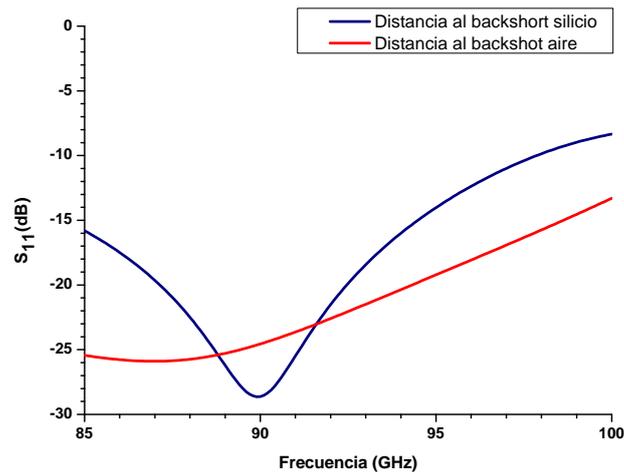


Figura 5.21. Comparativa de la adaptación con distancia al backshort con aire y silicio.

En términos de absorción la diferencia no es tan grande, ya que al estar bien adaptados en ambos casos la ecuación (5.18) da como resultado en la frecuencia de interés casi el máximo de absorción.

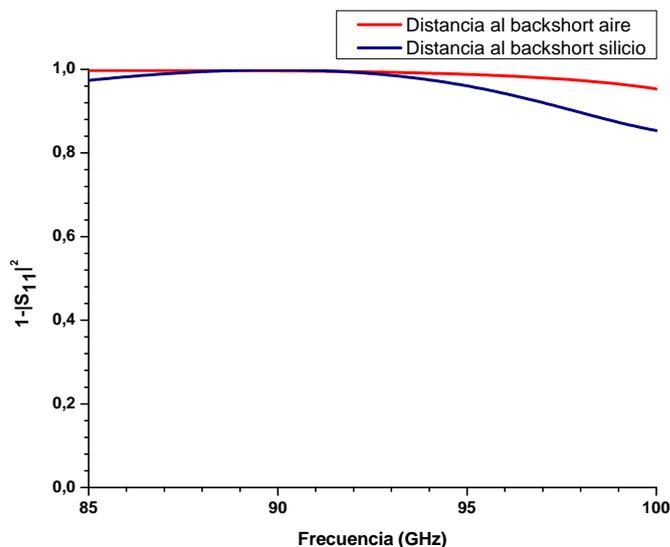
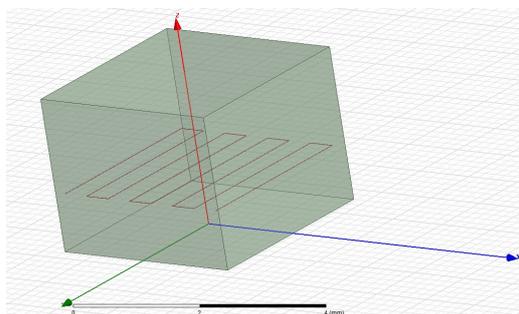
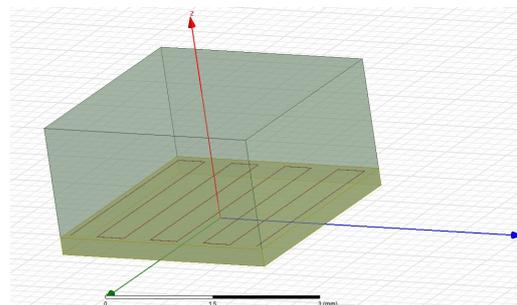


Figura 5.22. Comparativa de la absorción con distancia al backshort con aire y silicio.

Como se observa en los resultados presentados en la **Figura 5.21** y en la **Figura 5.22**, la rejilla está bien adaptada, dando como resultado una buena absorción en ambos casos. Posteriormente, se modificó las estructuras con las distancias calculadas al backshort, para tener una meandro. Las estructuras quedaron de la siguiente forma:



(a) Vista de la estructura de perfil con aire hasta el backshort.



(b) Vista de la estructura de perfil con silicio hasta el backshort.

Figura 5.23. Estructuras con un inductor.

En este caso, la simulación se ha realizado de la misma forma que en el caso anterior, siendo los planos perpendiculares en la dirección del inductor y el backshort conductores eléctricos perfectos y los planos en la otra dirección del inductor conductores magnéticos perfectos. Por otro lado, el puerto se definió en la parte superior de la estructura. El resultado de las simulaciones en cuanto a la adaptación en ambas estructuras fue el siguiente:

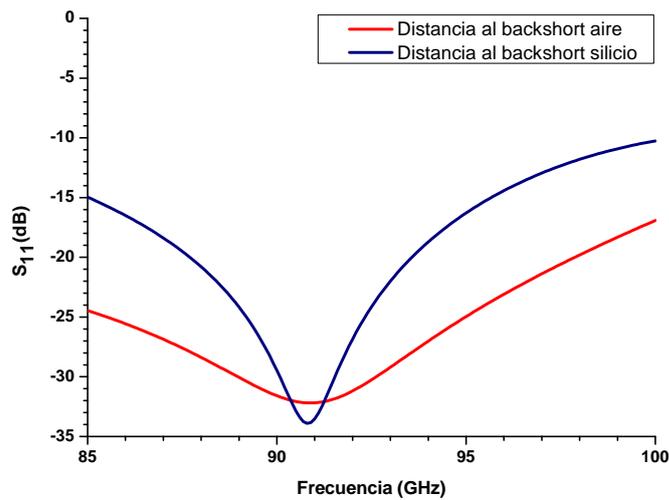


Figura 5.24. Comparativa de la adaptación con aire y silicio entre la bobina y el backshort.

Comparando el resultado anterior con la **Figura 5.21**, se observa que se ha movido en frecuencia la curva, y que es menor la adaptación, el cambio es mínimo debido a que la rejilla se comporta de forma parecida al inductor.

Por otro lado, el resultado de la absorción en las estructuras es el siguiente:

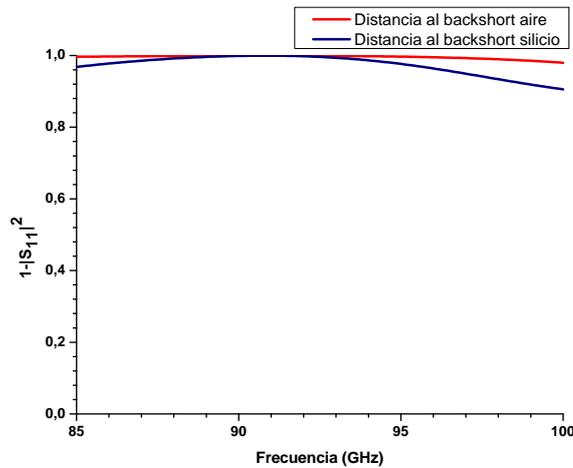


Figura 5.25. Comparativa de la absorción con aire y silicio entre el inductor y el backshort.

Como era de esperar al observar la adaptación, en la absorción el cambio es mínimo al realizar el inductor, ya que la estructura sigue estando muy bien adaptada. Se aprecia que en torno a la frecuencia deseada, es decir, en 90 GHz, tanto para el caso del aire como el del silicio, la absorción es casi 1.

5.2.2. Diseño para detectar dos polarizaciones

Es de interés realizar un detector que sea capaz de detectar dos polarizaciones, ya que en el CMB existen dos polarizaciones. Además, también se está buscando que el detector consiga distinguir una polarización de la otra, ya que cada una contiene distinta

información. Como se ha dicho en el **Capítulo 4**, ya se han realizado trabajos con estas características, pero no existen muchas investigaciones donde se proponga un LEKID que detecta y distingue las dos polarizaciones con la misma estructura.

Para el diseño de dos polarizaciones, se ha pensado una estructura en la cual deban coexistir dos elementos absorbentes, con la meta de que cada uno de ellos capte una polarización. Para ello, se ha pensado en utilizar dos inductores, uno sobre el tramo de aire calculado anteriormente y otra sobre un tramo de silicio de longitud $\frac{\lambda}{2}$, para que la señal reflejada llegue en fase al inductor. Además, los inductores estarán colocadas perpendicularmente para absorber una polarización cada una, y así, poder diferenciar cada una de ellas. En la **Figura 5.26** se observa un esquema de la estructura que se ha comentado.

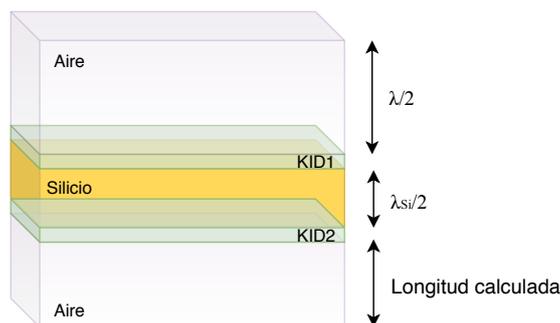


Figura 5.26. Esquema del detector de dos polarizaciones.

De la misma forma que en el apartado anterior, en primer lugar, se ha realizado la simulación con dos rejillas idénticas pero perpendiculares entre sí, como se observa en la siguiente figura:

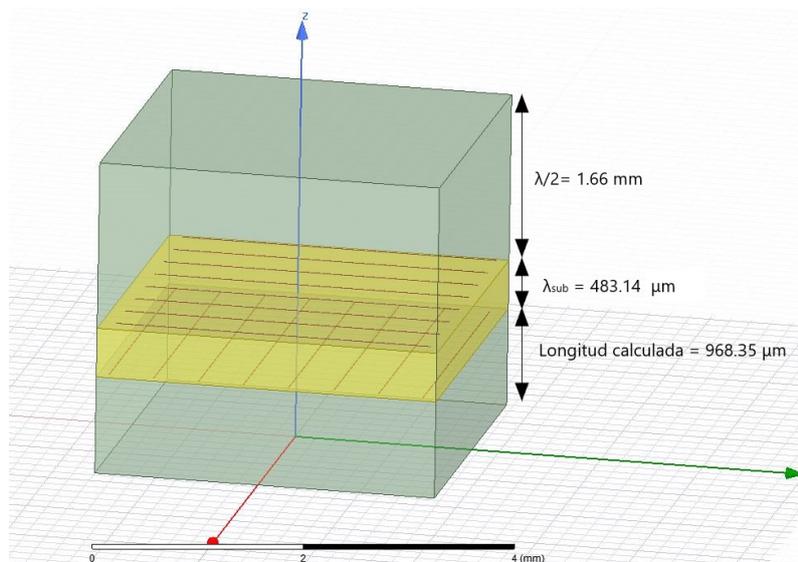


Figura 5.27. Estructura con dos rejillas perpendiculares entre si separadas por silicio.

En este caso, en la parte superior estará el puerto con los dos modos posibles, y se realizarán dos simulaciones, dependiendo del modo que se propague. Para ello, en un caso se definirán los planos paralelos a uno de los inductores y el inferior como conductores

eléctricos perfecto, mientras que los restantes serán conductores magnéticos perfectos, en el otro caso será lo mismo, pero utilizando el otro inductor como referencia.

En primer lugar, se definieron las condiciones de contorno que provocaba que se propagara el modo al que reacciona el inductor inferior. Esta simulación dio como resultado (**Figura 5.28**) en la rejilla inferior, una adaptación a 90 GHz de $-22,28$ dB, consiguiendo una absorción de 0,9941. Por otro lado, el mejor resultado no se encuentra en la frecuencia deseada, sino en 91 GHz, teniendo una adaptación de $-29,33$ dB, y, por lo tanto, mayor absorción.

En segundo lugar, se definieron las condiciones de contorno para que se propagara el modo que absorbe la rejilla superior, y se obtuvo lo que aparece en la **Figura 5.28**, una adaptación a 90 GHz de $-26,22$ dB, consiguiendo una absorción de 0,9976. En este caso, también se encuentra el mejor resultado a una frecuencia superior, exactamente a 90,79 GHz, teniendo una adaptación de $-40,78$ dB y una absorción de 0,9999.

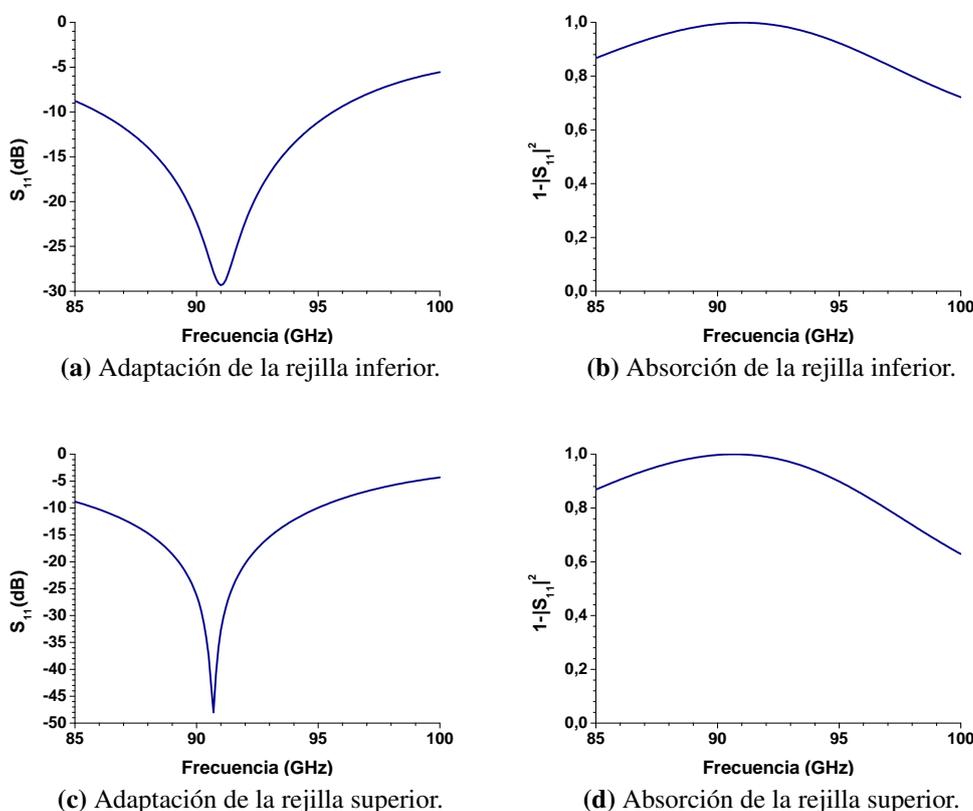


Figura 5.28. Resultados de las simulaciones propagándose los modos que absorbe cada rejilla en cada caso.

Seguidamente, se pasó a observar el resultado de las mismas simulaciones, pero cambiando las rejillas por inductores en forma de meandro. En este caso, el resultado, **Figura 5.29**, presenta una buena adaptación y absorción en ambos casos, pero se consigue el mejor resultado a frecuencias superiores, por esta razón es necesario realizar un ajuste de la distancia al corto circuito. También es posible conseguir este objetivo modificando el grosor de silicio, pero debido a las limitaciones de los tamaños de las obleas de este material, se debe fijar a $500 \mu\text{m}$, ya que es el valor más cercano a $\frac{\lambda_{\text{sub}}}{4} = 483,14 \mu\text{m}$.

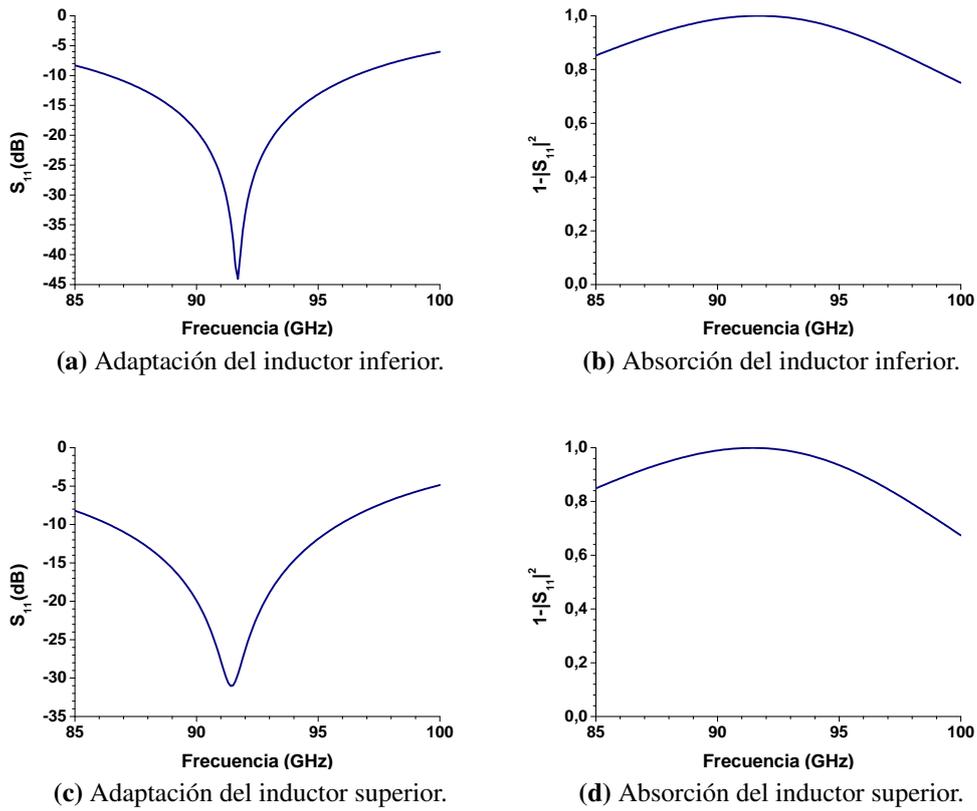


Figura 5.29. Resultados de las simulaciones propagándose los modos que absorbe cada inductor en cada caso.

Para realizar los cambios de distancia al corto circuito, la simulación se realizó con el puerto en la parte superior definiendo los dos modos, y estableciendo los planos laterales e inferior como conductores eléctricos perfectos. La estructura obtenida fue la siguiente:

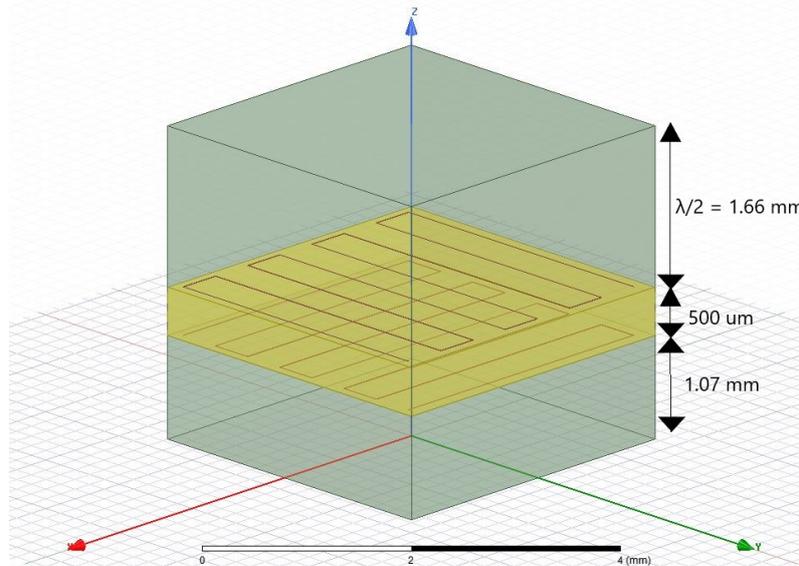


Figura 5.30. Esquema del detector de dos polarizaciones.

El resultado de la simulación de la estructura anterior fue el siguiente:

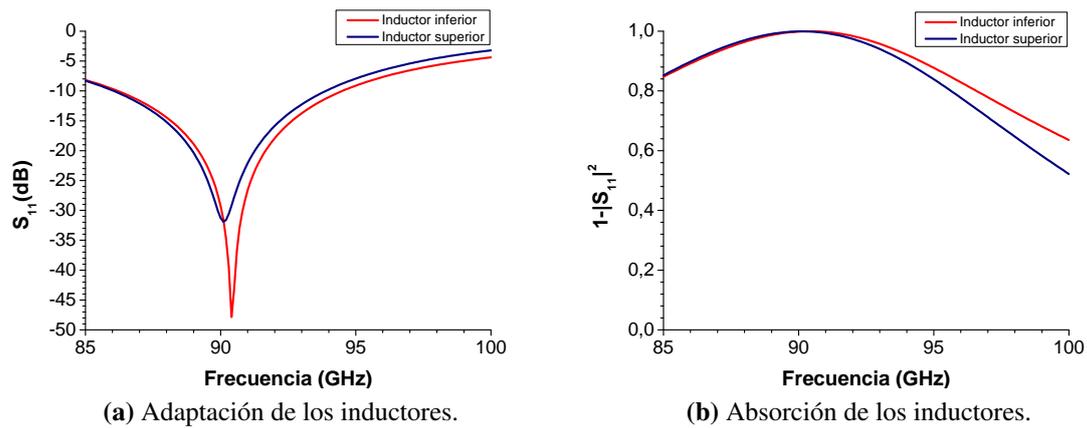


Figura 5.31. Resultados de las simulaciones propagándose los dos modos que se desean absorber.

En la **Figura 5.31** se observa que la frecuencia de mejor funcionamiento en ambos inductores, es decir, de mejor adaptación y alta absorción, está muy cerca de 90 GHz. Para el caso del inductor inferior, su máxima absorción se encuentra en 90,5 GHz tomando el valor de 0,9999. Para la bobina superior, la frecuencia de máxima de absorción es 90,1 GHz con una absorción de 0,9993.

5.2.3. Simulación del KID

Una vez diseñado el meandro en alta frecuencia, como se ha dicho en la sección anterior (**Sección 5.1**), se ha realizado el análisis en baja frecuencia de dicho componente para poder diseñar el condensador interdigital. Con el diseño del resonador finalizado, se envió las estructuras diseñadas al Centro de Astrobiología, el cual realizó los cambios pertinentes para su posterior fabricación. En esta parte se realizaron las simulaciones de las estructuras modificadas por el Centro de Astrobiología.

En este apartado se va a simular en alta frecuencia la estructura completa, es decir, en la banda W el LEKID con todos los elementos que lo forman. Esta simulación es de interés ya que proporcionará la contribución a la absorción de cada elemento del detector. Esto se puede saber porque el HFSS proporciona una herramienta llamada *Field Calculator* donde se pueden calcular las pérdidas superficiales de la siguiente forma [16]:

$$\text{Pérdidas superficiales} = \int_S p_s dS \quad (5.25)$$

En la expresión anterior se obtienen las pérdidas superficiales calculando la integral de la densidad de pérdidas superficiales (p_s) sobre todas las superficies del componente a analizar. Además, para realizar estas simulaciones se va a establecer la resistividad medida en la bicapa de aluminio-titanio justo cuando deja de estar en estado superconductor el material. Dicho valor es $1,3\Omega/\square$.

Simulación del resonador

En primer lugar, se realizó la simulación de un resonador, es decir, del inductor con el condensador. En esta simulación se declaró solo un modo de propagación. En la siguiente

figura aparece la estructura junto al resultado obtenido:

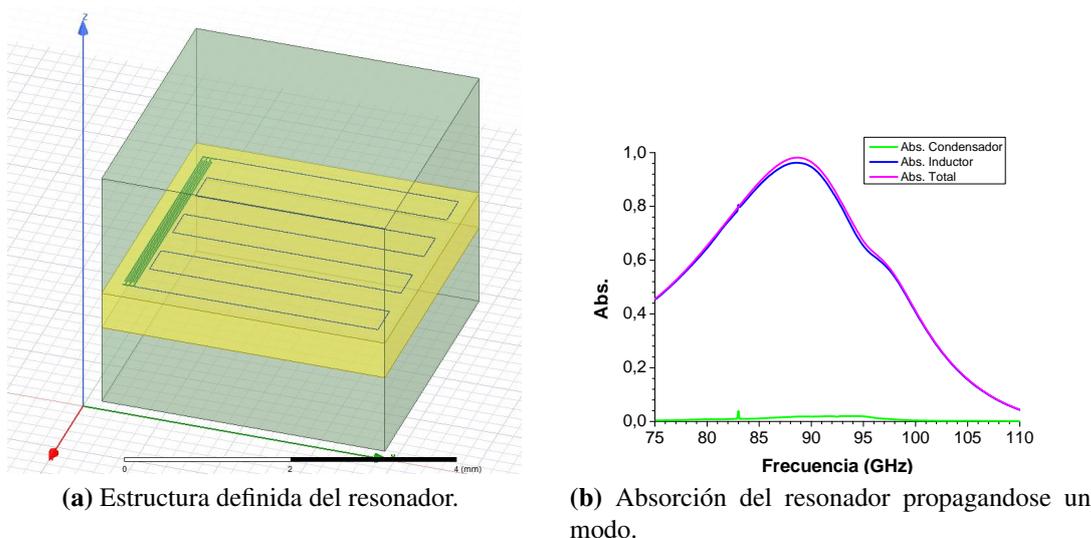


Figura 5.32. Estructura de un resonador y resultados obtenidos.

En la figura anterior se aprecia que la mayor parte de la absorción del resonador se debe al inductor y que el condensador apenas absorbe señal. Por otro lado, se observa que el máximo de la absorción se encuentra en torno a 89 GHz.

Seguidamente, se simuló la estructura con los dos modos de propagación, declarando los planos como maestro-esclavo para realizar una simulación del tipo *Floquet*, la cual va a replicar la estructura hasta el infinito. El resultado fue el siguiente:

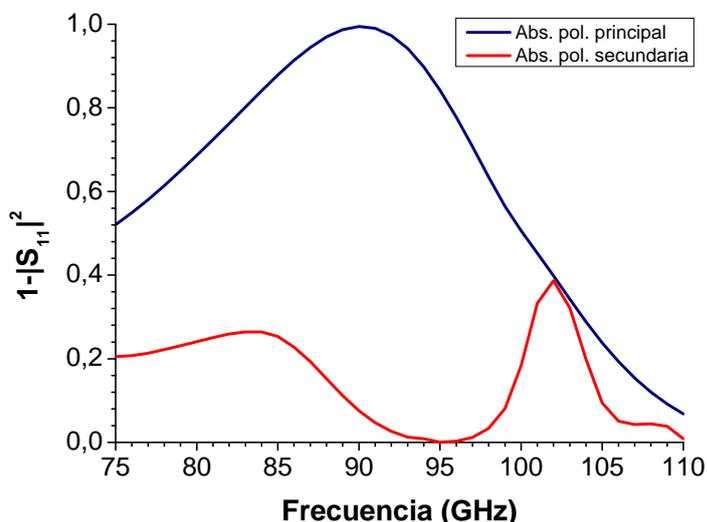
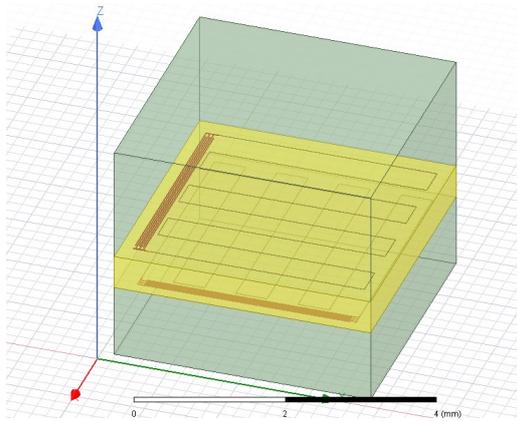


Figura 5.33. Resultado de la simulación con dos modos de polarización.

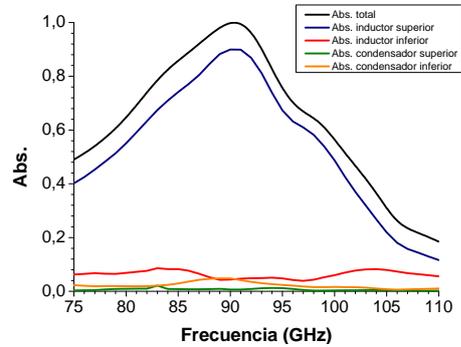
En la **Figura 5.33** se aprecia que en torno a 90 GHz se obtiene una absorción de 0.9946 en el modo principal, y la absorción en el modo secundario es inferior a 0.2. Por otro lado, se observa que cerca de 100 GHz existe una absorción del modo secundario de 0.4, debido al condensador.

En segundo lugar, se realizó la estructura con dos KIDs y se analizó la absorción de cada componente. Se aprecia en la siguiente figura que el elemento que más señal absorbe

es el inductor superior, estando su máximo en torno a 91 GHz. El condensador superior, la bobina inferior y el condensador inferior absorben, pero en menor medida.



(a) Estructura definida de los dos resonadores.



(b) Absorción de los resonadores propagandose un modo.

Figura 5.34. Estructura de dos resonadores y resultados obtenidos.

Simulación del resonador con el marco

Seguidamente se añadió al resonador el marco de masa con la guía de onda coplanar para observar la contribución de esta, quedando la figura de la siguiente forma:

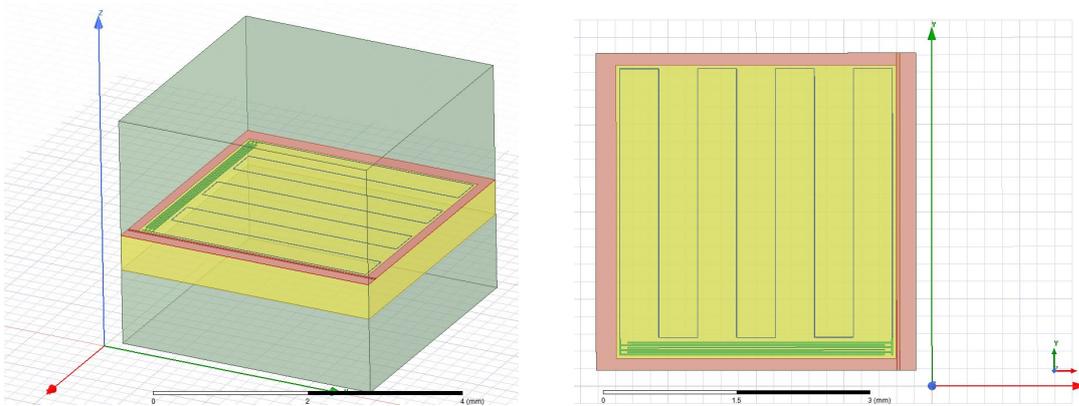


Figura 5.35. Estructura de un LEKID.

La simulación se realizó declarando los planos perpendiculares en la dirección del inductor como conductores eléctricos perfectos, al igual que el plano inferior, mientras que los planos paralelos a la dirección del inductor se declararon conductores magnéticos perfectos. El resultado fue el siguiente:

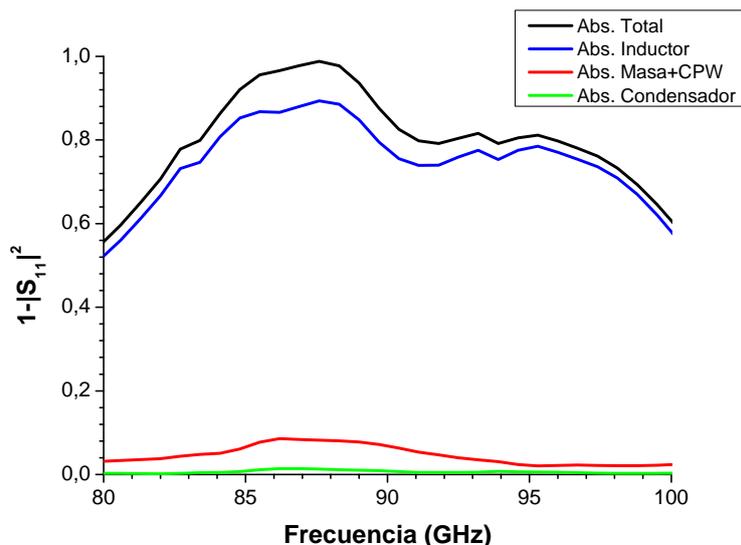
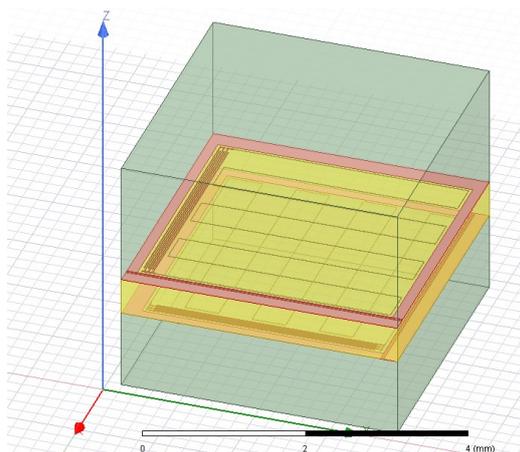


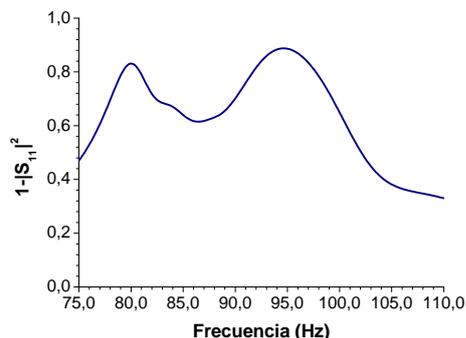
Figura 5.36. Resultados de la simulación del LEKID.

Se observa en la figura anterior que la mayor contribución a la absorción total la proporciona el inductor, debido a las características geométricas que presenta. El elemento que menos absorbe es el condensador ya que su geometría no es la apropiada para la absorción de la polarización que se está propagando en esta simulación. Por otro lado, la máxima absorción se encuentra en torno a 88 GHz, teniendo a 90 GHz una absorción de aproximadamente 0.8.

Por último, se añadió el KID inferior y se realizó la simulación de la misma forma, pero en este caso no se comprobó la absorción de cada componente ya que el tiempo de computo era muy alto y exige una determinada memoria, pero con los resultados obtenidos en el caso de una simulación, el marco en la parte inferior también absorberá más que el condensador, pudiendo crear problemas.



(a) Estructura del KID.



(b) Absorción del KID propagándose un modo.

Figura 5.37. Estructura del detector y resultados obtenidos.

Como se observa en la imagen anterior, existe buena adaptación en torno a 95 GHz y 82 GHz, que existan dos picos de absorción se puede deber a que el KID inferior absorbe parte de la onda. Posiblemente los elementos que absorben son los condensadores, las líneas coplanares y los marcos de masa. Por esta razón, se debería estudiar utilizar unas

bocinas para que la señal incida sólo en los inductores o realizar otra estructura para la detección de dos polarizaciones.

5.3. Diseño implementado

Para la realización de las medidas, se han elaborado estructuras más sencillas (**Anexo A**), ya que fabricar los KIDs descritos anteriormente es más complicado por motivos de exactitud en el montaje.

5.3.1. Simulación en alta frecuencia

Como se ha dicho anteriormente, se van a realizar estructuras más sencillas para ejecutar las medidas a temperatura ambiente. De esta forma se analizará la absorción de los elementos principales de los resonadores, es decir, del inductor y del condensador interdigital. Estos resultados se compararán con las simulaciones modificando la resistencia superficial por la medida en el Centro de Astrobiología a 300K. Dicha resistencia a 300K está en torno a $4 \Omega/\square$.

En primer lugar, se ha realizado una rejilla sobre una oblea de silicio de espesor $275 \mu m$, ya que es el grosor de silicio más cercano a $\lambda/4 = 241,57 \mu m$, y de dimensiones 40×40 mm. Por problemas de exactitud de las dimensiones de la oblea, se modificó el espesor de la simulación por $285 \mu m$, ya que es la dimensión real de la oblea sobre la que se fabricó la rejilla. Para realizar la simulación, se ha añadido el backshort de las características que va a tener en la realidad, es decir, va a ser de aluminio de espesor 200 nm . La simulación que se realizó fue de tipo Floquet, la cual replica hasta el infinito la estructura. El resultado y la estructura es la siguiente:

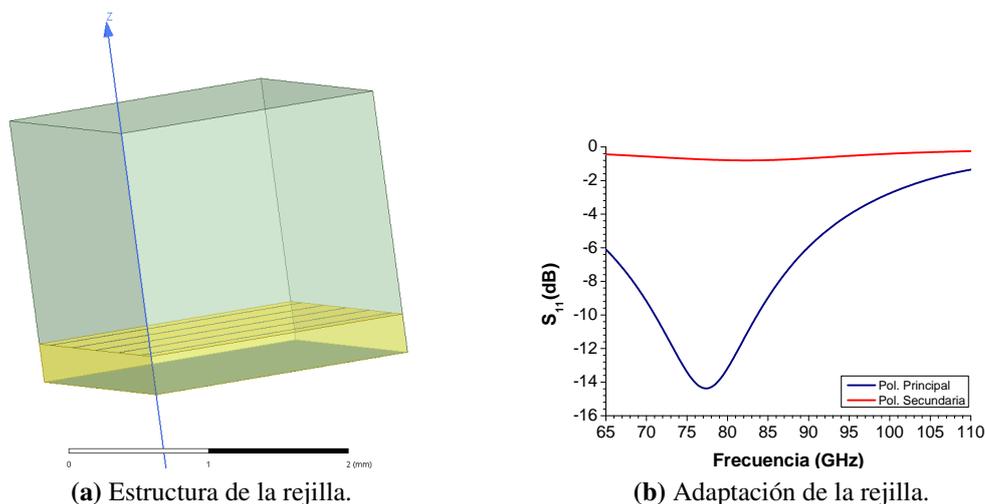


Figura 5.38. Estructura de la rejilla diseñada y resultados obtenidos.

Como se observa en la figura anterior, la adaptación en el modo principal está en torno a 77 GHz, esto se debe a que el espesor de silicio es $\lambda/4$ para la frecuencia de 76.3 GHz. Por otro lado, se aprecia en el modo secundario que su adaptación es baja, que es lo que se desea.

En segundo lugar, se ha realizado un KID que consta de 121 resonadores de 40x40 mm, sin marco de masa y sin elemento de acoplo, sobre un sustrato de silicio de 285 μm . Esto se ha realizado para comprobar la influencia real del condensador en la adaptación. Además, se añadió el backshort de aluminio de 200 nm para hacer la simulación más ajustada a la realidad. En este caso también se ha realizado una simulación del tipo Floquet.

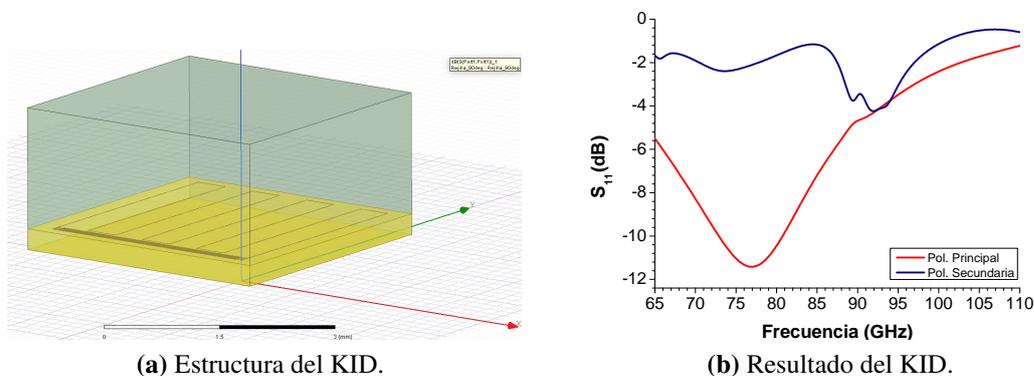


Figura 5.39. Estructura del LEKID diseñado y resultados obtenidos.

Como se observa en la figura anterior, la mejor adaptación también se encuentra a frecuencias menores de lo deseado debido al grosor de la oblea del silicio. También se aprecia que en la adaptación de la polarización secundaria existe un pico en torno a 90 GHz. Por este motivo, se realizó la simulación de esta estructura eliminando el condensador. El resultado del inductor con un sustrato de 285 μm de silicio y un backshort de aluminio de 200 nm es el siguiente:

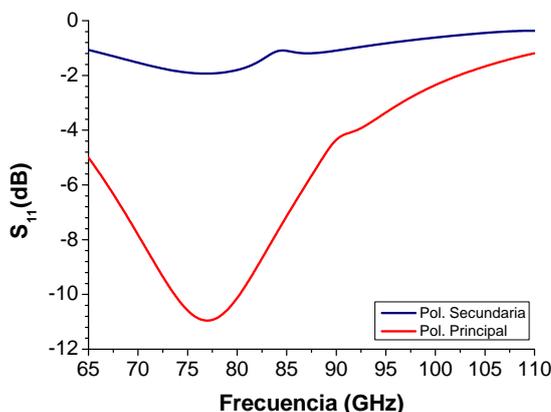


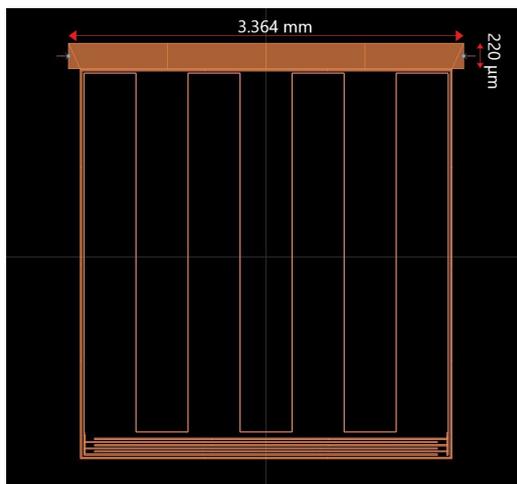
Figura 5.40. Resultados de la simulación del inductor.

Como se observa en la simulación, el pico de adaptación que aparecía en la Figura 5.38 se debe al condensador diseñado.

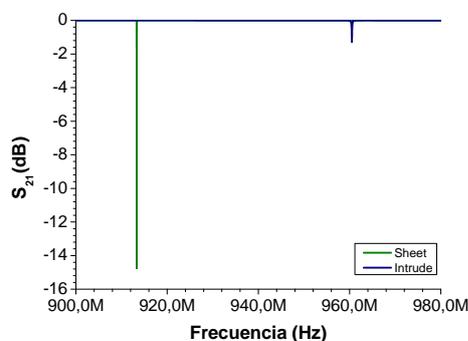
5.3.2. Simulación en baja frecuencia

Este resonador se simuló en baja frecuencia, declarando el conductor como sheet y como intrude, con una resistividad de $5 \cdot 10^{-8} \Omega/\square$. Además, se añadió una línea microstrip acoplada al resonador y un marco de masa, ya que posteriormente se fabricó para

medir su comportamiento en bajas frecuencias. Los resultados en la resonancia fueron los siguientes:



(a) Layout del resonador fabricado.

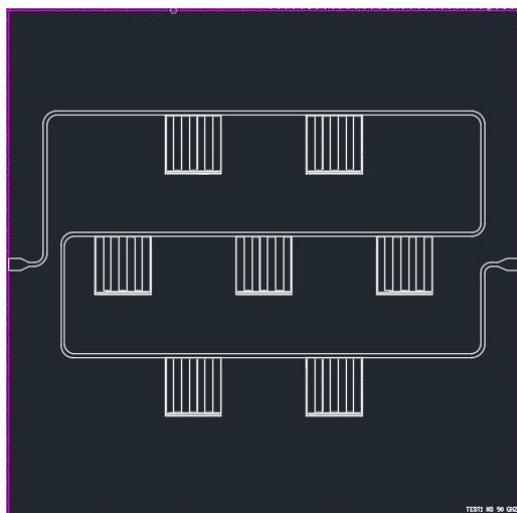


(b) Resultados de la frecuencia de resonancia.

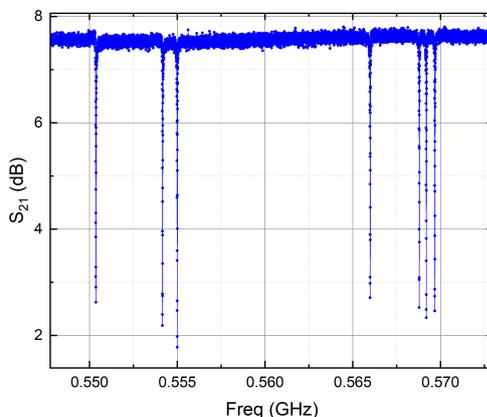
Figura 5.41. Estructura y resultados de la medida en baja frecuencia del LEKID.

El marco que aparece en torno al resonador, esta a una distancia de $15 \mu m$ del resonador y a $4 \mu m$ de la línea microstrip, con una anchura de $15 \mu m$. La línea microstrip tiene una anchura de $220 \mu m$ con una impedancia característica de 50Ω . Por otro lado, el resultado es distinto en las dos simulaciones, siendo la frecuencia de resonancia con sheet de $913,3 \text{ MHz}$ y con intrude de $960,50 \text{ MHz}$. En cuanto a la amplitud es distinta por el tipo de declaración de los conductores, ya que con intrude se tienen en cuenta más pérdidas.

Posteriormente, se comparó la simulación anterior con la medida realizada en el Centro de Astrobiología para obtener la inductancia en estado superconductor. Para realizar dicha medida se fabricó un KID con 7 resonadores, rodeados de un marco de masa y se añadió una línea microstrip para analizar las frecuencias de resonancia obtenidas. Esta medida se realizó a una temperatura por debajo de la crítica de la bicapa de aluminio-titanio y en oscuridad. Los resultados fueron los siguientes:



(a) Diseño del detector en AutoCAD.



(b) Medida de las frecuencias de resonancia.

Figura 5.42. Estructura y resultados de la medida en baja frecuencia del LEKID.

Se observa que aparecen las resonancias de cada resonador espaciadas a distintas frecuencias, esto se realiza para examinar como de separadas pueden estar, ya que interesa que estén lo más cerca posible para ocupar menos ancho de banda. Para realizar el análisis de baja frecuencia, en este caso se prestará atención a la frecuencia más alta ya que es el resonador que se ha simulado. Se aprecia que la frecuencia de resonancia en la medida es aproximadamente 569 MHz . Comparando esta simulación con la **Figura 5.41**, existe un cambio en frecuencia, debido a la inductancia cinética que existe en el material. Sabiendo el valor del condensador, el valor inicial de la inductancia y las dimensiones del inductor, es posible calcular la inductancia cinética por cuadro del material en estado superconductor.

Caso	$L(nH)$	$C(pF)$	$L_K(pH/\square)$
Sheet	24.30	1.25	4.13
Intrude	20.77	1.32	4.14

Tabla 5.12. Valores de la inductancia y condensador para el cálculo de la inductancia cinética.

Con el valor obtenido de inductancia cinética se repitieron las simulaciones añadiendo dicho valor. El resultado obtenido de estas nuevas simulaciones fue lo siguiente:

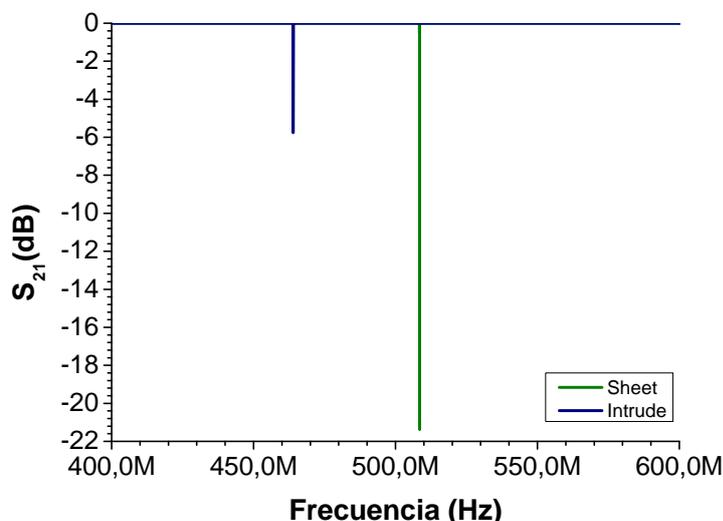


Figura 5.43. Resultados de la simulación del resonador con la inductancia cinética calculada.

En la figura anterior aparecen las frecuencias de resonancia obtenidas en la simulación, las cuales no son iguales a la obtenida en la medida, esto puede deberse a que el valor de la resistividad es un valor aproximado. Además, pueden existir errores en la fabricación o puede haber campos magnéticos residuales en el criostato. A pesar de estos inconvenientes, la simulación que más se parece al valor medido es la del tipo sheet, por lo que el material se debe definir de esta forma para futuras simulaciones.

6

Montaje y medida

En este trabajo se han realizado dos diseños, el primero para detectar una polarización y el segundo para detectar y distinguir las dos polarizaciones de la onda incidente. Para analizar el comportamiento del LEKID, no se han fabricado dichos diseños, ya que su montaje es complejo. Se han realizado unas estructuras más sencillas, para así analizar el comportamiento de los resonadores de forma apropiada. Dichas estructuras son las que aparecen en el **Anexo A**, la cuales se han fabricado en el Centro de Astrobiología.

En primer lugar, se ha fabricado una rejilla cuyas líneas de transmisión son de $3\ \mu\text{m}$ de ancho y $3,08\ \text{mm}$ de largo, separadas $440\ \mu\text{m}$. La rejilla está sobre un sustrato de silicio de $275\ \mu\text{m}$, con una tolerancia de $20\ \mu\text{m}$. En la parte posterior se añadió $200\ \text{nm}$ de aluminio, para que reflejase la señal. La rejilla fabricada es la siguiente:

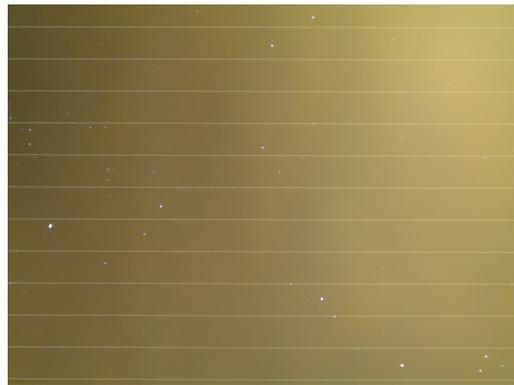


Figura 6.1. *Rejilla fabricada.*

En segundo lugar, se fabricó un KID que constaba de 121 resonadores, sin marco de masa y sin línea de transmisión o guía de onda coplanar. Con esta estructura se analizará el comportamiento de los condensadores en la adaptación. Estos resonadores están sobre un sustrato de silicio igual al de las rejillas. Además, en la parte posterior del sustrato existe un back-short de aluminio de $200\ \text{nm}$ para que se refleje la señal que no absorba el detector. A continuación, aparecen partes del detector fabricado, el cual tiene un tamaño

de 40x40 mm.

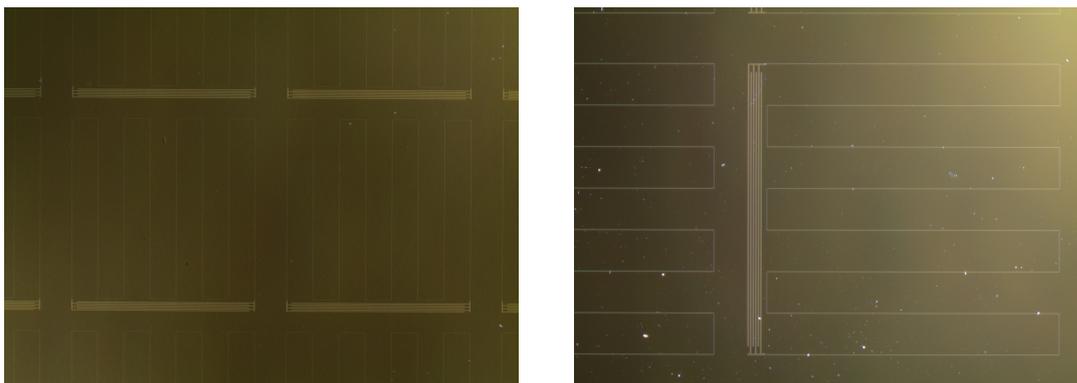


Figura 6.2. Partes del detector fabricado.

En este capítulo se va a hablar de los elementos que forman el puesto de medida y de los resultados obtenidos. Estas medidas se han realizado a temperatura ambiente, ya que no se dispone en el laboratorio de los elementos necesarios para realizar las medidas a una temperatura por debajo de la crítica del aluminio-titanio. El análisis del comportamiento del detector a temperatura ambiente va a proporcionar información de cómo va a operar el KID a temperaturas criogénicas. Los resultados obtenidos se compararán con las simulaciones realizadas en el *HFSS* del entorno *Electronics Desktop* de *ANSYS*.

6.1. Medida

Las medidas realizadas fueron a temperatura ambiente, ya que en el criostato del laboratorio del Departamento de Ingeniería de Comunicaciones no es posible llegar a la temperatura necesaria para hacer que la bicapa de aluminio-titanio llegue al estado de superconducción. Por lo tanto, sólo se ha medido el comportamiento del KID en alta frecuencia, es decir, se va a comprobar la adaptación del detector a la frecuencia deseada a temperatura ambiente, ya que es comparable al comportamiento a temperaturas criogénicas [8].

Para realizar las medidas es necesario un analizador de redes, el cual sea capaz medir en banda W. A este componente se conectarán dos bocinas a sus puertos, cuyo haz se confinará en el KID mediante unas lentes. El puesto de medida que se debe formar es el siguiente:

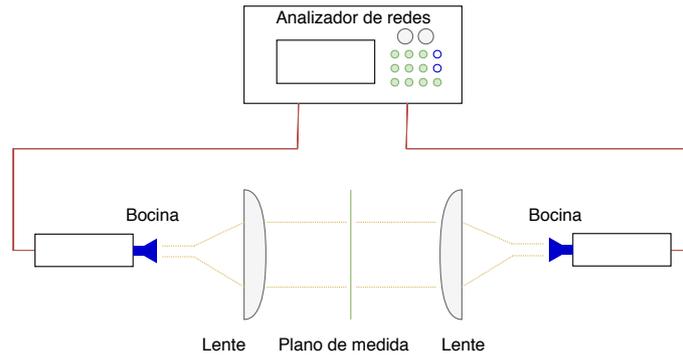


Figura 6.3. Esquema del puesto de medida.

Analizador de redes

El analizador de redes utilizado es el *N5242A*, el cual opera en la banda de 10 MHz a 26.5 GHz. Las medidas se desean realizar en banda W, es decir, entre 75 y 110 GHz, por lo que al analizador de redes se ha conectado a un controlador (*N5251A*), el cual proporciona las señales apropiadas para que el módulo *V10VNA2* conectado a las bocinas, genere las señales en la banda que se desea.

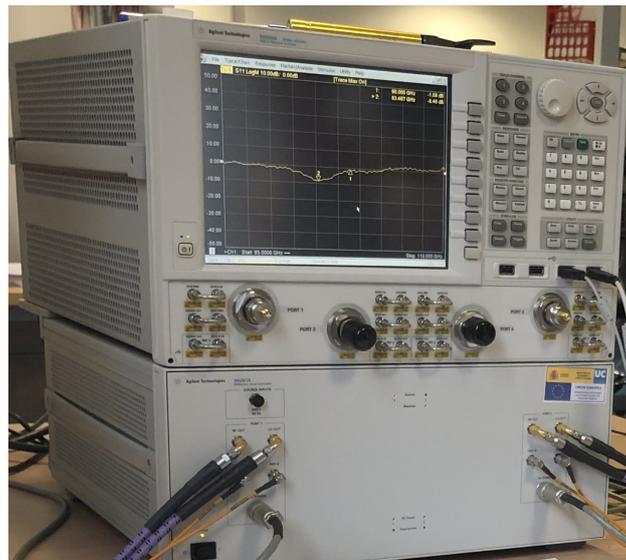


Figura 6.4. Analizador de redes *N5245A* y controlador *N5251A*.

Bocinas

Las bocinas que se han utilizado operan en el rango de 75 a 110 GHz, con una ganancia de 20 dB y un ancho de haz de 17°, aproximadamente. Como se ha dicho antes, sólo es de interés la adaptación, por lo que sólo se observarán los resultados de una de las bocinas.

Estas bocinas están conectadas al módulo *V10VNA2*, el cual genera las señales que se desean a partir de las señales que le proporciona el *N5251A*. Como se ha dicho antes, en estas medidas sólo se va a tener en cuenta la adaptación, por lo que la bocina recibirá la señal reflejada del KID y se observará el S_{11} en el analizador de redes.



Figura 6.5. Bocinas utilizadas.

Lentes

Como se ha dicho antes, las señales que emiten las bocinas deben confinarse hacia el plano de medida, por esta razón se van a utilizar lentes. Con las características de las bocinas y las dimensiones del elemento a medir, se calcularon las características de las lentes necesarias. Con dichos cálculos se obtuvo que la lente más apropiada era la *LAT075* de Thorlabs. Dicha lente presenta un diámetro de 50.8 mm, con una distancia focal de 75 mm y un radio de curvatura de 32.25 mm.

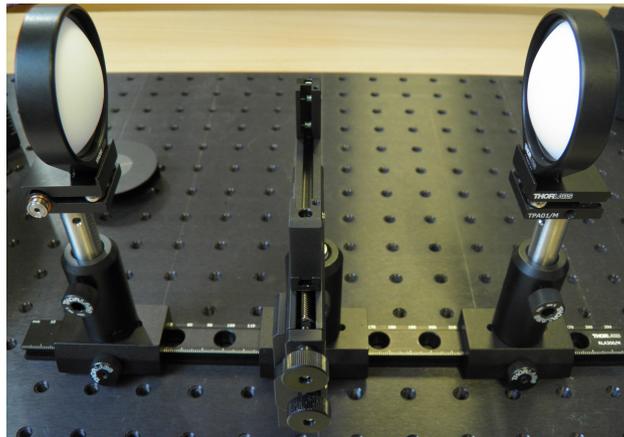


Figura 6.6. Lentes utilizadas.

Puesto de medida

Con los elementos comentados anteriormente se realizó el puesto de medida, el cual es muy crítico ya que el área sobre el que deben incidir las señales es muy pequeña. Por esta razón, las lentes deben estar bien alineadas con las bocinas, y confinar la señal sobre el KID. El puesto de medida quedó de la siguiente forma:

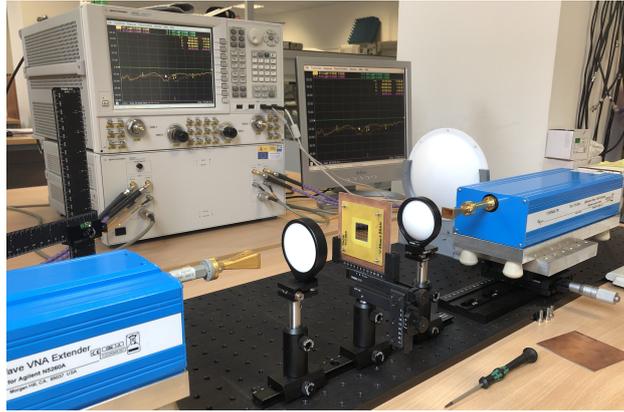
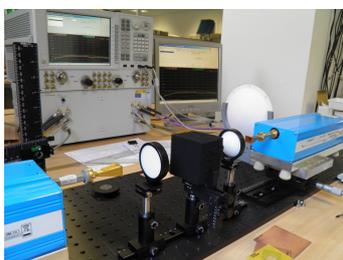


Figura 6.7. Puesto de medida.

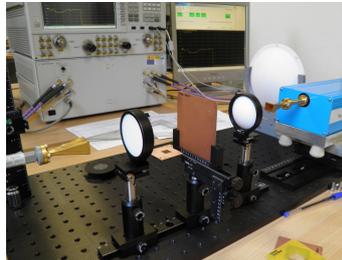
6.1.1. Calibración

Para realizar las medidas es muy importante utilizar un método de calibración óptimo, ya que con este se van a descontar las pérdidas que introduce el propio puesto de medida. En este caso se realizó la calibración del tipo *TRL* (*Thru-Reflect-Line*) en la banda de 65 GHz-110 GHz. Para la realización de esta calibración se han utilizado los siguientes elementos:

- **Line:** se ha empleado como carga un material absorbente del tamaño del área de iluminación (**Figura 6.8a**).
- **Reflect:** para conseguir una reflexión, como se observa en la **Figura 6.8b**, se ha utilizado una lámina de cobre del tamaño del área en el que esta confinada la señal. Para la calibración de uno de los puertos fue necesario realizar un desplazamiento, ya que el plano de referencia no se encontraba en la misma posición debido al grosor de la lámina de FR4 cubierta de cobre.
- **Thru:** en la **Figura 6.8c** aparece esta parte de la calibración, que simplemente consiste en realizar una transmisión directa entre las bocinas.



(a) Carga.



(b) Plano reflector.



(c) Transmisión directa

Figura 6.8. Elementos para la calibración

6.1.2. Resultados de las medidas

Una vez calibrado el puesto de medida, se procedió a realizar las medidas de la rejilla y del KID. Para saber el comportamiento de los dispositivos fabricados en las dos polari-

zaciones, se giraron los elementos 90° ya que las ondas generadas en el puesto de medida presenta una polarización.

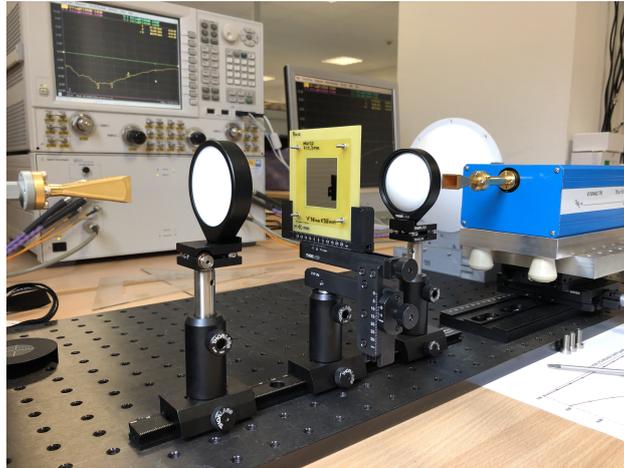


Figura 6.9. Puesto de medida con el LEKID.

Los resultados que se consiguieron se compararon con la simulación declarando el conductor como un metal cuya resistencia superficial es $4 \Omega/\square$, valor medido a temperatura ambiente ($300K$) en el Centro de Astrobiología.

Medida de la rejilla

Para realizar la medida de la rejilla, en primer lugar, se colocó en posición vertical, es decir, las líneas en paralelo a la bocina, y, posteriormente, se giró 90° para observar el comportamiento con el segundo modo, el cual presenta un efecto capacitivo. A continuación, se presentan los resultados obtenidos de la medida con los de la simulación:

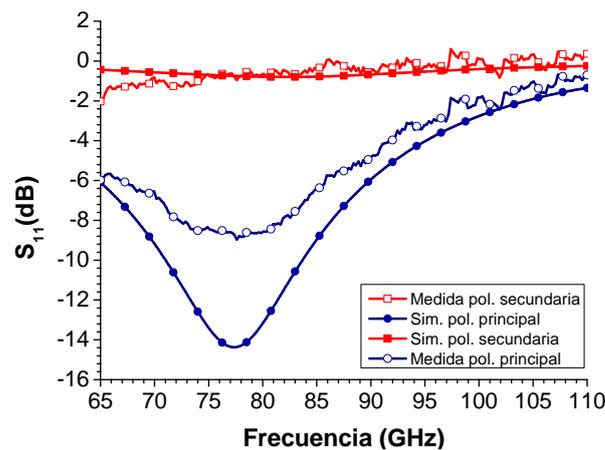


Figura 6.10. Adaptación de la medida comparado con la simulación.

Como se observa en la imagen, el resultado de la medida en la polarización secundaria es similar a la simulación, reflejando todo lo de esta polarización. Por otro lado, se observa que la máxima adaptación en la polarización principal se encuentra aproximadamente entre 70 GHz y 80 GHz, teniendo mayor ancho de banda que en la simulación. Se observa

que en la polarización principal la adaptación es menor que en la simulación, esto se debe a posibles errores del puesto de medida, ya que es difícil focalizar la onda en el detector, y, debido al tamaño del área de iluminación, el cual es ligeramente superior a la rejilla, por lo que la señal que no está centrada sobre la rejilla puede reflejarse. Además, el sustrato elegido de silicio tiene un espesor de aproximadamente $285 \mu m$, el cual no es $\lambda/4$ a 90 GHz .

Medida del LEKID

Para la realización de la medida del detector, se comprobaron las dos polarizaciones posibles, por lo que una vez medido el comportamiento del LEKID con la polarización principal, se giró 90° el detector. Los resultados obtenidos fueron los siguiente:

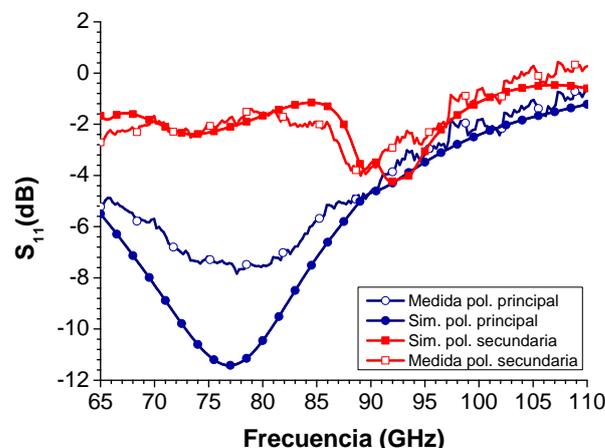


Figura 6.11. Adaptación de la medida comparado con la simulación.

Como se observa en la figura anterior, la medida de la adaptación del LEKID es similar a la simulación. En el modo principal se aprecia que la máxima absorción se encuentra entre 70 y 80 GHz, aproximadamente, al igual que en la **Figura 6.10**, esto se debe al espesor de la oblea. Respecto a la adaptación del modo secundario, se observa que es parecido el resultado de la simulación a la medida, teniendo un pico en torno a 90 GHz, que como se ha visto en **Figura 5.39**, es ocasionado por el condensador interdigital.

Con los resultados obtenidos, se aumentó en la simulación la resistencia del metal a $4,5 \Omega/\square$, ya que el valor que se estableció era aproximado y la temperatura del momento de realizar la medida del LEKID puede ser distinto a cuando se midió la resistencia superficial. Los resultados fueron los siguientes:

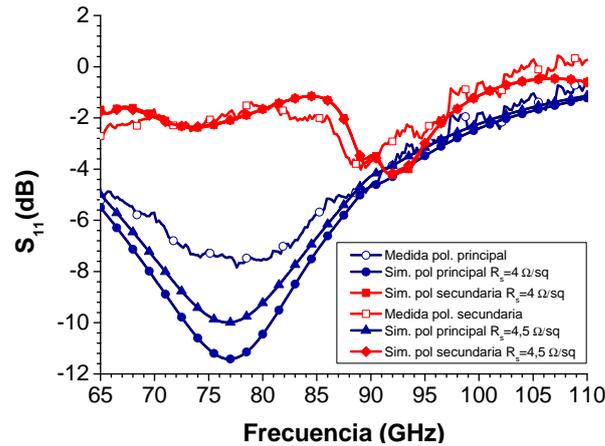


Figura 6.12. Adaptación de la medida comparado con la simulación.

Como se observa en la figura anterior, la simulación declarando el metal con una resistencia superficial de $4,5 \Omega/\square$ presenta un comportamiento más próximo al de la realidad. Por lo tanto, las diferencias que existen entre las simulaciones y la medida pueden deberse a que la resistencia superficial no es exactamente la que se ha medido, a que el área de iluminación es ligeramente superior al área del detector y al espesor del sustrato.

También se ha observado que el backshort utilizado no es perfecto, esto se debe a que es muy fino, y, por lo tanto, parte de la señal lo traspasa. Esto se ha comprobado calculando la *profundidad de penetración*, que se rige por la siguiente expresión:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (6.1)$$

Aplicando la expresión anterior al plano de reflexión del detector, es decir, al aluminio ($\sigma = 37,8 \cdot 10^6 S/m$), se obtiene que a $76 GHz$, el área efectiva por la que circula la corriente en dicho conductor es $296,94 nm$. Por lo que el backshort que se ha fabricado no refleja apropiadamente la señal, ya que tiene un espesor de $200 nm$.

7

Conclusiones y líneas futuras

En este trabajo fin de máster se ha realizado un detector para el ámbito de la radioastronomía, el cual debe operar en banda W (75-110 GHz) y distinguir dos polarizaciones de la onda incidente linealmente polarizada. El detector diseñado se basa en la inductancia cinética, efecto que aparece en ciertos materiales en estado superconductor.

Para el diseño de este tipo de detectores se utilizan materiales superconductores sensibles a la frecuencia que se desea captar para formar los resonadores. Para medir la señal detectada, se introduce el elemento que absorbe como parte de un resonador de alto factor de calidad. Es la medida de la alteración de las características del resonador, la que permite medir la radiación absorbida. Al realizar este trabajo se ha observado la importancia de caracterizar el material tanto a frecuencias bajas, que corresponden a la frecuencia del resonador construido, como a frecuencias altas, ya que presenta un comportamiento distinto. Con esta caracterización se podrán realizar simulaciones más ajustadas a la realidad.

En este tipo de detectores, es importante el análisis del comportamiento en términos de absorción de una onda incidente por parte de los elementos que se encuentran en el resonador, ya que el objetivo es que el inductor absorba el máximo posible. Sin embargo, el condensador y el elemento acoplado deben absorber lo mínimo de la onda incidente. Como se ha dicho, el detector constará de varios resonadores formando un array, por lo tanto es necesario que un resonador no influya en la resonancia de sus adyacentes, lo que obligará a separarlos una cierta distancia.

Respecto al comportamiento en baja frecuencia, se debe acoplar débilmente a los resonadores un elemento para poder analizar las frecuencias de resonancia obtenidas. Estas frecuencias de resonancia deben ocupar el menor ancho de banda posible, pero el conjunto de frecuencias de resonancia de todo un array de detectores o resonadores, no deben solaparse entre ellas, ya que, si esto ocurre, la información de dichos resonadores no es útil.

En este trabajo, se ha presentado el diseño tanto del detector de una polarización como de dos de una onda incidente. Al realizar dichos diseños, se ha observado que la distancia al backshort es importante, al igual que las dimensiones del conductor, ya que variando

estos parámetros se va a modificar el nivel de adaptación, y, por lo tanto, se va a conseguir mayor o menor absorción.

En este proyecto se ha observado que las características eléctricas del material cuando se encuentra a una temperatura menor a la crítica y se le somete a señales de baja frecuencia, son una aproximación ya que su medida es complicada. Por esta razón, la declaración del metal en el simulador cuando se encuentra en estado superconductor es aproximado, por lo que las simulaciones en baja frecuencia simplemente dan una idea del comportamiento a dichas frecuencias. En este trabajo para las simulaciones en baja frecuencia se ha utilizado el simulador *Advanced Design System (ADS)* de *Keysight*, el cual no permite declarar la inductancia que presenta el material en estado superconductor, sino la impedancia, la cual depende de la frecuencia. Por lo que la declaración no es del todo exacta, ya que este programa no permite modificar dicha impedancia cuando se realiza un barrido en frecuencia. Por otro lado, el programa permite declarar el metal de distintas formas, y se ha concluido que el resultado para esta aplicación es más exacto si se declara el material como *sheet*.

El detector que se ha realizado es una estructura más sencilla a la diseñada, ya que de esta forma se ha analizado el comportamiento de los elementos principales que componen el resonador. Dichas medidas se han realizado a temperatura ambiente porque el criostato del laboratorio del *Departamento de Ingeniería de Comunicaciones* no es capaz de conseguir la temperatura necesaria, y el comportamiento es comparable al de temperaturas criogénicas. Con estas medidas se llegó a la conclusión de que el condensador absorbe la polarización ortogonal a la deseada, y que el grosor del backshort es importante, ya que, si este es menor de la profundidad superficial, la onda va a atravesar este plano. Además, se ha observado que al realizar la calibración el plano de referencia debe ser siempre el mismo, tanto para el puerto uno como para el puerto dos, por lo que, al realizar la parte de reflexión de la calibración, es necesario descontar el grosor de la lámina de cobre utilizada para esta parte de la calibración.

Al realizar las medidas a temperatura ambiente, se ha observado que es necesario saber la resistencia superficial a la temperatura que se efectúen las medidas para corroborar el comportamiento con el simulador *HFSS* del entorno *Electronic Desktop* de *ANSYS*. En las medidas se ha verificado lo que se observaba en la simulación: el condensador capta parte de la señal de la polarización ortogonal a la de interés.

Por otro lado, se fabricó otra estructura para realizar las medidas en oscuridad en el criostato del laboratorio del *Centro de Astrobiología* para observar las frecuencias de resonancia, y, así, conocer la inductancia cinética de la bicapa de aluminio-titanio de 35 nm . Con estos resultados se concluye que la estructura definida presenta una inductancia cinética apropiada, ya que esta es superior a la inductancia geométrica, consiguiendo así una mayor diferencia en la frecuencia de resonancia.

7.1. Líneas futuras

Con los resultados y conclusiones obtenidas en este trabajo, surgen las siguientes líneas futuras:

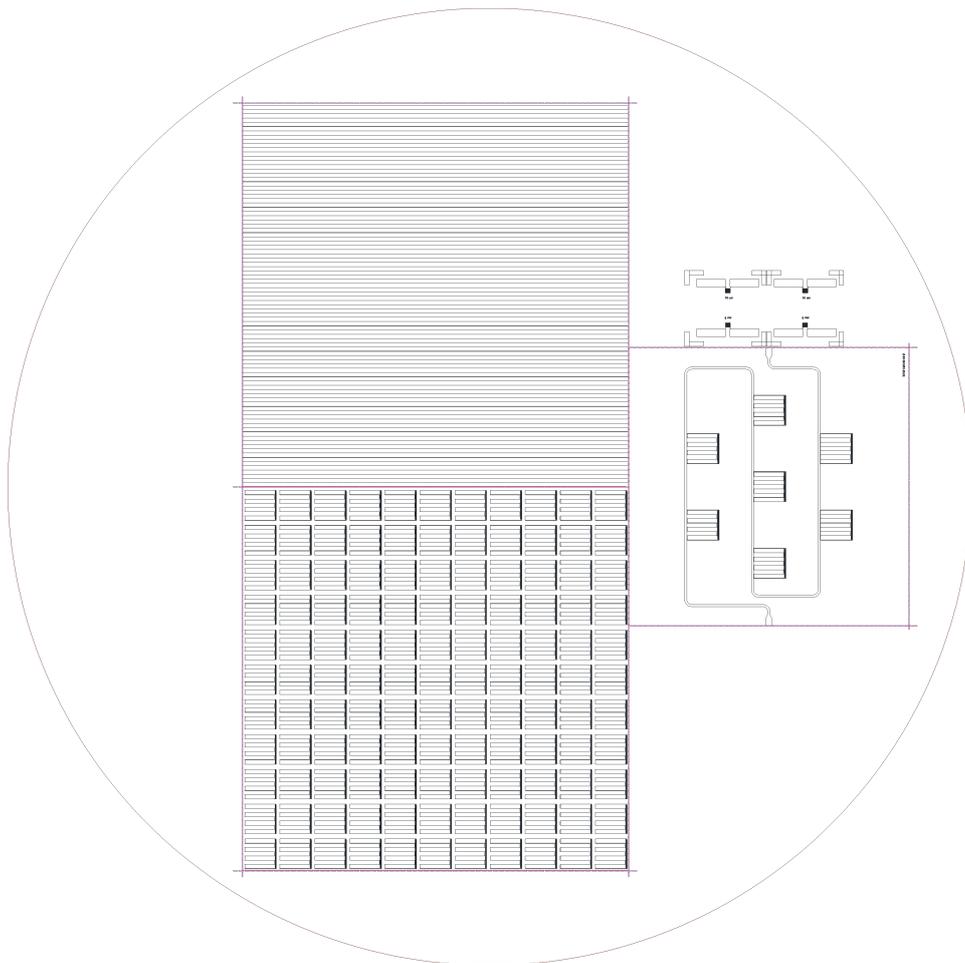
- Con los resultados obtenidos en la medida, es de interés focalizar la señal sólo sobre el inductor, para eliminar la absorción del resto de elementos del resonador. Para ello se pueden utilizar bocinas.

- En cuanto al análisis en baja frecuencia del resonador, se debe valorar utilizar otro simulador, como por ejemplo *Sonnet*, ya que la herramienta *Momentum* de ADS no permite declarar apropiadamente la inductancia cinética del material.
- Para realizar las medidas en el laboratorio de forma óptima es necesario que el área de iluminación sea solo el detector, por lo que para futuras pruebas es necesario que el detector sea del tamaño de dicha área.
- En las medidas realizadas se ha observado que los espesores del sustrato puede variar $20 \mu m$, por lo que para la futura fabricación de otros detectores es importante saber el espesor de la oblea de silicio que se está utilizando. Respecto al sustrato, es posible utilizar otro material con menos pérdidas, como puede ser el zafiro.
- Respecto al plano que refleja la señal, en las medidas se ha observado que es posible que sea demasiado fino, y, por lo tanto, la señal puede atravesar dicho plano. Por esta razón, se debe aumentar el grosor del backshort para que refleje la señal en su totalidad.
- Para proporcionar más robustez y facilitar la integración del detector con otros sistemas, es de interés diseñar una caja metálica para montar dentro de esta el KID. Para ello, es necesario examinar como afecta dicha caja al comportamiento del detector.
- En estas aplicaciones es importante el área que ocupa el detector, por lo que se puede investigar otro tipo de estructuras que ocupen menos área, teniendo en cuenta que esto afectará a la sensibilidad del detector. También habrá que tener en cuenta que se deben distinguir las polarizaciones de la onda incidente.
- Es de interés someter al KID a temperaturas criogénicas y realizar las medidas en la banda W (75-110 GHz), para comparar estos resultados de adaptación con los obtenidos en simulación. Posteriormente, se realizará la medida de las frecuencias de resonancia para observar el cambio que sufren cuando se les incide una señal de 90 GHz.
- Para el proyecto de investigación que se está realizando, se deben estudiar otros materiales los cuales sean sensibles a frecuencias más bajas, ya que se desean captar las señales desde 60 GHz a 120 GHz.
- Por último, se deberán diseñar los componentes posteriores al detector para realizar el análisis de las señales captadas, como pueden ser los amplificadores criogénicos.

A

Anexo

El plano en *AutoCAD* de los elementos fabricados es el siguiente:



Bibliografía

- [1] H. McCarrick, “Design and performance of kinetic inductance detectors for cosmic microwave background polarimetry”, 2018. doi: [10.7916/d84q9bsc](https://doi.org/10.7916/d84q9bsc).
- [2] R. Blundell y C. y.E. Tong, “Submillimeter receivers for radio astronomy”, *Proceedings of the IEEE*, vol. 80, n.º 11, pp. 1702-1720, 1992. doi: [10.1109/5.175250](https://doi.org/10.1109/5.175250).
- [3] C. K. Stahle, D. McCammon y K. D. Irwin, “Quantum Calorimetry”, *Physics Today*, vol. 52, n.º 8, pp. 32-37, 1999. doi: [10.1063/1.882776](https://doi.org/10.1063/1.882776).
- [4] I. de Ciencia de Materiales de Madrid del Consejo Superior de Investigaciones Científicas (ICMM-CSIC). (). Superconductividad, [En línea]. Disponible en: <https://wp.icmm.csic.es/superconductividad/investigacion/historia/>.
- [5] U. de Buenos Aires. (). Superconductividad, [En línea]. Disponible en: <http://users.df.uba.ar/giribet/f4/Supercv2.pdf>.
- [6] S. Doyle, “Lumped Element Kinetic Inductance Detectors”, Tesis doct., Cardiff University, 2008.
- [7] R. Baquero, “La Superconductividad: sus orígenes, sus teorías, sus problemas candentes hoy.”, *Revista de la Academia Colombiana de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales*, vol. 38, n.º 0, p. 18, 2014. doi: [10.18257/raccefyn.152](https://doi.org/10.18257/raccefyn.152).
- [8] M. Rösch, *Development of lumped element kinetic inductance detectors for mm-wave astronomy at the IRAM 30 m telescope*. Karlsruher Institut für Technologie, 3 de sep. de 2014, 220 págs. [En línea]. Disponible en: https://www.ebook.de/de/product/21965928/markus_roesch_development_of_lumped_element_kinetic_inductance_detectors_for_mm_wave_astronomy_at_the_iram_30_m_telescope.html.
- [9] C. K. Poole, H. A. Farach y R. J. Creswick, *Handbook of Superconductivity*. ACADEMIC PR INC, 11 de oct. de 1999, 693 págs. [En línea]. Disponible en: https://www.ebook.de/de/product/3646781/charles_k_poole_horacio_a_farach_richard_j_creswick_handbook_of_superconductivity.html.
- [10] L. F. Magaña, *Los superconductores*. Fondo de Cultura Económica, 25 de mar. de 2013, 166 págs. [En línea]. Disponible en: https://www.ebook.de/de/product/26626168/luis_fernando_magana_los_superconductores.html.
- [11] A. Paiella, A. Coppolecchia, L. Lamagna, P. A. R. Ade, E. S. Battistelli, M. G. Castellano, I. Colantoni, F. Columbro, G. D’Alessandro, P. de Bernardis, S. Gordon, S. Masi, P. Mauskopf, G. Pettinari, F. Piacentini, G. Pisano, G. Presta y C. Tucker, “Kinetic Inductance Detectors for the OLIMPO experiment: design and pre-flight characterization”, 1 de oct. de 2018. doi: [10.1088/1475-7516/2019/01/039](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2019/01/039). arXiv: <http://arxiv.org/abs/1810.00598v2> [astro-ph.IM].

-
- [12] B. A. Mazin, “Microwave Kinetic Inductance Detectors”, Tesis doct., California Institute of Technology, 2004.
- [13] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*. John Wiley y Sons Ltd, 4 de nov. de 2011, 752 págs.
- [14] R. Ulrich, “Far-infrared properties of metallic mesh and its complementary structure”, *Infrared Physics*, vol. 7, n.º 1, pp. 37-55, 1967. doi: [10.1016/0020-0891\(67\)90028-0](https://doi.org/10.1016/0020-0891(67)90028-0).
- [15] R. Ulrich, T. J. Bridges y M. A. Pollack, “Variable Metal Mesh Coupler for Far Infrared Lasers”, *Applied Optics*, vol. 9, n.º 11, p. 2511, 1970. doi: [10.1364/ao.9.002511](https://doi.org/10.1364/ao.9.002511).
- [16] S. Shu, M. Calvo, J. Goupy, A. Catalano, A. Bideaud, A. Monfardini, S. Leclercq y E. F. C. Driessen, “Optical Response of Lumped-Element Kinetic-Inductance Detector Arrays”, 25 de sep. de 2018. arXiv: <http://arxiv.org/abs/1809.09655v1> [astro-ph.IM].