

Trabajo Fin de Grado:
Caracterización y Optimización de Resonadores
Superconductores con Aplicaciones en Información
Cuántica

Adrián Begué Gracia

Director: Fernando Luis Vitalla
Trabajo realizado en el
ICMA(CSIC-Universidad de Zaragoza) y
Departamento Física Materia Condensada, Universidad de Zaragoza.

Junio 2015

Índice general

| | |
|--|-----------|
| 1. Introducción y objetivos | 3 |
| 2. Técnicas experimentales | 5 |
| 2.1. Máquina para hacer microcontactos | 5 |
| 2.2. Equipo de medida de propiedades físicas (PPMS) | 6 |
| 2.3. Equipo dual de haz de iones (FIB)/ electrones (SEM) | 7 |
| 2.4. Equipo de caracterización de circuitos a altas frecuencias (1 - 14 GHz) y bajas temperaturas | 8 |
| 3. Fundamentos teóricos: Resonadores superconductores | 10 |
| 4. Fabricación de resonadores coplanares | 13 |
| 4.1. Fabricación por litografía óptica | 13 |
| 4.2. Caracterización de las propiedades superconductoras del niobio sobre zafiro | 15 |
| 4.2.1. Dependencia con la temperatura | 16 |
| 4.2.2. Dependencia con el campo magnético | 17 |
| 5. Acoplo de resonadores coplanares a qubits moleculares de espín | 18 |
| 5.1. Introducción | 18 |
| 5.2. Preparación de la muestra | 20 |
| 5.3. Caracterización previa de excitaciones magnéticas en una línea de transmisión | 21 |
| 5.4. Experimento con resonador | 21 |
| 6. Caracterización y optimización del resonador 28R | 23 |
| 6.1. Preparación experimental | 23 |
| 6.2. Cortes en los fingers y determinación de la capacitancia de acoplo . . | 25 |
| 6.3. Evolución del factor de calidad Q con C_k | 27 |
| 7. Conclusiones | 30 |
| Apéndices | 31 |
| A. Discusión sobre el cálculo de capacitancia | 32 |
| Bibliografía | 35 |

Capítulo 1

Introducción y objetivos

Los ordenadores actuales son máquinas que procesan la información en sistema binario. Este sistema se caracteriza por estados de información que pueden ser bien 0 o bien 1. La posibilidad de realizar cálculos computacionales mediante sistemas cuánticos es un reto que aúna los mayores avances científicos y tecnológicos del último siglo. La unión entre física cuántica e información forman la base para el desarrollo de esta nueva disciplina. La computación cuántica es un nuevo paradigma en el cual ambos estados, 0 y 1, existen al mismo tiempo [1].

El fundamento conceptual de la computación cuántica nace a inicios de los 80. Feynman, en 1982 propuso usar bits cuánticos para simular sistemas físicos cuánticos [2]. A raíz del trabajo de Feynman, durante los siguientes años se encontraron algoritmos más eficientes que los clásicos que permitían la resolución de problemas físicos cuánticos complejos [3], factorización de números primos [4] y búsqueda en grandes bases de datos no indexadas [5]. Para hacer posible un ordenador cuántico, los bits clásicos de información deben cambiarse por bits cuánticos ó qubits. Estos qubits están compuestos por un sistema cuántico de dos niveles con una base $|0\rangle$ y $|1\rangle$. La diferencia principal de usar un sistema cuántico respecto de uno clásico es que se puede manipular cualquier superposición de ambos estados, esto es, $|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$. Ambos estados coexisten durante el procesado de la información, que está regido por la ecuación de Schrödinger, pero a la hora de leer el resultado, el estado colapsará en uno de ellos. Al trabajar con varios qubits a la vez, se pueden crear puertas lógicas similares a las de la computación clásica.

En un conjunto de qubits correspondiente a un ordenador cuántico existe cada posible combinación de 1s y 0s al mismo tiempo. Mientras un ordenador clásico debe probar una combinación nueva en cada paso, uno cuántico puede procesar todas esas combinaciones simultáneamente. Si realmente se quiere que estos ordenadores superen con creces a los convencionales, es necesario controlar cientos de qubits al mismo instante y evitar que haya decoherencia, esto es, que los qubits no sufran una evolución no controlada de su estado [1, 6]. Por ello, el campo se enfrenta al desafío de unir los qubits entre sí de tal manera que puedan enviarse información entre ellos dando lugar a una arquitectura computacional escalable [7].

Existen muchos tipos de sistemas cuánticos propuestos para procesamiento de información cuántica, tales como trampas iónicas [8], espines moleculares [9] y electrónicos [10] o circuitos superconductores [11]. Para este trabajo, como candida-

to a qubit se ha elegido el ion magnético Gd^{3+} . Este ion tiene un estado fundamental isótropo con $L=0$ y $S=7/2$, y muestra relajación magnética lenta (es decir, largos tiempos de decoherencia) a bajas temperaturas. Además, la diferencia entre niveles energéticos puede ajustarse mediante la aplicación de un campo magnético al rango de microondas. En el material estudiado, el ion de Gd^{3+} está encapsulado en una “nube” de átomos no magnéticos, lo que reduce su interacción con otros espines y disminuye la decoherencia [12]. A pesar de su potencial [13, 14], no existe todavía una arquitectura de computación cuántica con estas moléculas magnéticas. En 2013 investigadores del ICMA propusieron que es posible usar circuitos resonantes superconductores para leer, operar y conectar entre sí estos qubits de espín moleculares [15].

Las cavidades QED (Quantum Electrodynamics) son ideales para hacer experimentos sobre la interacción luz-materia a nivel cuántico. Para comprender este tipo de cavidad podemos pensar en un resonador con dos espejos en el cual hay fotones rebotando entre ellos. Si en su interior hay átomos que pueden absorber los fotones para excitarse, se tiene entonces una cavidad QED. Simplificando este concepto, puede entenderse como un único átomo con 2 niveles cuánticamente relevantes acoplado a un único modo del campo electromagnético. La tasa de emisión o absorción del átomo es g . Desafortunadamente hay pérdidas, como son las debidas a imperfecciones (κ) o debidas al decaimiento por otras vías del átomo (γ). El objetivo es situarse en el régimen de fuerte acoplo, el cual se caracteriza por tener una tasa de absorción o decaimiento más rápida que la tasa de pérdidas ($g \gg \kappa, \gamma$). Un átomo excitado en una cavidad vacía emitirá un único fotón que quedará atrapado y podrá ser reabsorbido nuevamente (a una frecuencia $2g$). Este fenómeno se conoce como el de oscilaciones en el vacío de Rabi. En términos de computación cuántica, el acoplo fuerte significa que la información cuántica puede intercambiarse varias veces hasta que se pierde para siempre. La clave es maximizar la frecuencia de Rabi, es decir, el acoplo entre el resonador y el átomo para asegurar el suficiente tiempo como para permitir manipulaciones complejas mientras se minimiza la decoherencia, la inevitable pérdida de información cuántica.

Esta cavidad QED puede trasladarse a un chip en forma de circuito. Este circuito QED consta de una línea central con dos gaps en sus extremos que actúan como los espejos en la cavidad resonante. La utilización de circuitos superconductores nos ayuda a minimizar pérdidas de tipo resistivo y permite acoplos más fuertes. El tamaño y forma de los gaps controla la tasa κ a la cual entran y salen los fotones de la cavidad. Por ello se puede considerar a este circuito como un resonador. La ventaja de utilizar circuitos QED es que se pueden fabricar por técnicas convencionales de microelectrónica y que nos dan un acoplo fotón-qubit de varios ordenes de magnitud superior al de una cavidad convencional.

Nuestro objetivo es utilizar un circuito diseñado por investigadores del ICMA y estudiar su viabilidad como circuito QED al introducir un cristal de qubits de $K_{12}GdW_{30}$. Posteriormente, se procede a optimizarlo con vistas a conseguir un resonador de alta calidad con acoplo fuerte que pueda sentar las bases para futuras aplicaciones en el ámbito de la información cuántica con espines moleculares.

Capítulo 2

Técnicas experimentales

2.1. Máquina para hacer microcontactos

Para la realización de los microcontactos entre los circuitos superconductores y las placas que los conectan a la electrónica, se ha usado una Hybond model 572a (ver Fig. 2.1). Esta máquina nos permite unir dos puntos de casi cualquier material entre sí mediante un hilo de aluminio de $40\ \mu\text{m}$ de diámetro .



Figura 2.1: Fotografía de la máquina para hacer microcontactos Hybond model 572a.

El funcionamiento está basado en la soldadura termosónica. Esta técnica experimental usa un hilo metálico de aluminio que pasa por una aguja. Para hacer una soldadura, el equipo manda un pulso ultrasónico a la punta que provoca, durante un breve periodo de tiempo, que la muestra se deforme y se vuelva parcialmente líquida para poder contactarla con el material que se desea unir. Este proceso puede asemejarse al de una soldadura convencional salvo que no es necesario alcanzar altas temperaturas. Esta técnica presenta la ventaja de no exponer nuestras muestras a altas temperaturas que podrían dañarlas.

La máquina permite ajustar los parámetros de fuerza necesaria para producirse el contacto, así como el tiempo durante el cual se emiten los ultrasonidos que funden el aluminio.

2.2. Equipo de medida de propiedades físicas (PPMS)

El equipo que se ha empleado es el modelo 5000 de la compañía Quantum Design. Este equipo nos permite tomar medidas de carácter eléctrico, magnético y térmico. Además nos permite operar en el rango de 350 mK hasta temperatura ambiente. En nuestro caso, se ha usado para medir la resistividad eléctrica del patrón de Nb por cuatro puntos. Estas medidas nos permiten determinar tanto su temperatura crítica como campo magnético crítico al cual se rompe la superconductividad.



Figura 2.2: Fotografía del PPMS model 5000 de Quantum Design.

En la Fig. 2.2 aparece este equipo de medida. En la fotografía se aprecia en el centro el PPMS utilizado, mientras que a su izquierda se encuentra el tanque de bajas temperaturas en el cual debe introducirse la muestra para ser medida. En la derecha aparece el ordenador desde el cual se controla el PPMS.

Para la toma de medidas es necesario introducir a través de un ordenador los rangos de las variables que desean estudiarse y el equipo comenzará a realizar un barrido a lo largo de ese rango de manera automática. Tras finalizar, el software escribe en un fichero de texto todas las medidas realizadas.

Puesto que hace medidas de resistencia y se están buscando resistividad, ha sido necesario especificar que las dimensiones de nuestro patrón de Nb eran de $10\ \mu\text{m}$ x $400\ \mu\text{m}$ para que el programa informático hiciera los cálculos oportunos para obtener la resistividad del patrón.

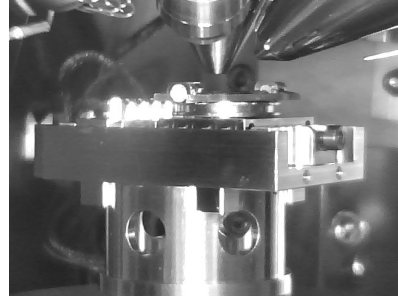
Para la realización de las medidas de campo magnético hay que tener en cuenta que la muestra debe ser colocada de manera vertical. Esto se debe a que el campo magnético generado por el PPMS es vertical. Para nuestro experimento tiene mayor relevancia el estudio del patrón de Nb paralelo al campo magnético que perpendicular a él.

2.3. Equipo dual de haz de iones (FIB)/ electrones (SEM)

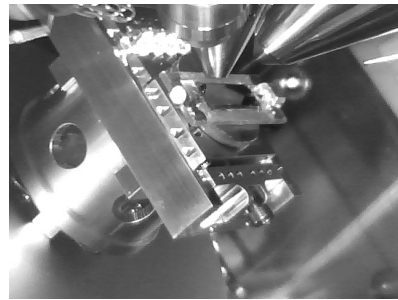
Para la modificación de las capacitancias de acoplo y la fabricación de constricciones en nuestro circuito se ha usado el equipo Helios Nanolab 650 que se halla en la sala blanca del Instituto de Nanociencia de Aragon (INA) y que se muestra en la figura 2.3a.



(a) Fotografía del Dual Beam Helios Nanolab 650 en la sala blanca del INA.



(b) Fotografía del resonador perpendicular al haz de electrones.



(c) Fotografía del resonador perpendicular al haz de Ga^+ .

Figura 2.3: Fotografía del Dual Beam empleado y distintas posiciones del resonador cuando el equipo actúa como SEM (b) y como FIB (c).

La necesidad de usar este aparato radica en que se busca realizar cortes con una precisión micrométrica. Un equipo de estas características ofrece la posibilidad de atacar el material en zonas específicas y con gran precisión.

Este equipo contiene dos haces: uno de iones Ga^+ de 30 kV y otro de e^- de 5 kV. Estos haces forman un ángulo de 52° entre sí. El haz de electrones nos permite obtener imágenes de microscopía electrónica de barrido (SEM). Con el haz de iones de galio se bombardea la muestra y se arrancan los átomos de la superficie para fabricar la nanoestructura deseada. Este haz es el que se utiliza como FIB.

El método de operación es el siguiente. En primer lugar, se introduce la muestra en el equipo y se espera a que se alcance alto vacío en su interior. Después, se orienta la muestra de manera perpendicular al haz de electrones (Fig. 2.3b) para analizar su superficie y buscar la zona donde se quieren realizar los cortes. Una vez encontrada esa zona, con ayuda del software del dispositivo se hace el diseño de la zona de ataque. En nuestro caso, los cortes son rectángulos de $10 \mu\text{m}$ de largo a ambos lados de la línea central del dispositivo. Con el diseño introducido en el software

y las coordenadas de donde situarlo se procede a girar la muestra para colocarla perpendicular al haz de galio (Fig. 2.3c) . Finalmente el haz de iones realiza el corte tal y como muestra la Figura 2.4.

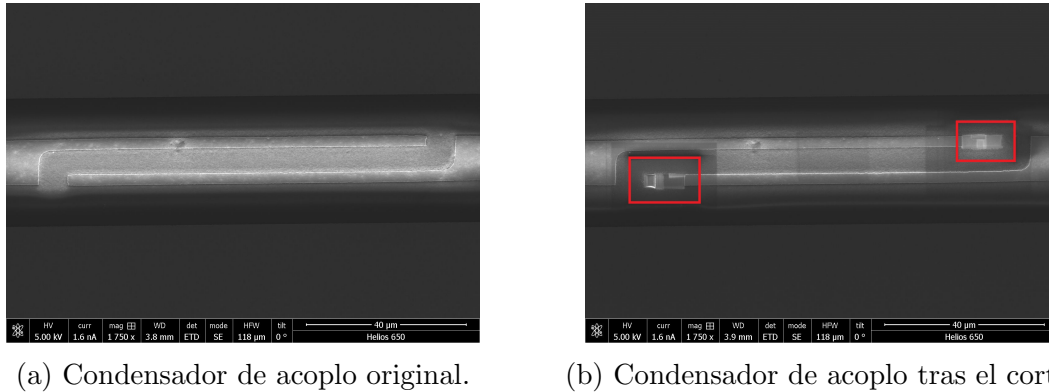


Figura 2.4: Condensador de acoplo tipo “finger” de la línea central de un resonador coplanar antes de ser modificado con FIB (a) y despues (b). La modificación consistió en la eliminación de un rectángulo de $10\ \mu\text{m}$ x $2.6\ \mu\text{m}$ de cada lado (aparece marcado en (b)).

2.4. Equipo de caracterización de circuitos a altas frecuencias (1 - 14 GHz) y bajas temperaturas

Las principales medidas de este trabajo experimental se han realizado introduciendo el resonador dentro de un dewar de helio líquido mientras con un analizador de redes se medía la transmisión de radiación electromagnética a través del resonador. Además, para algunas medidas se ha utilizado un imán vectorial colocado en el interior de un tanque de helio.

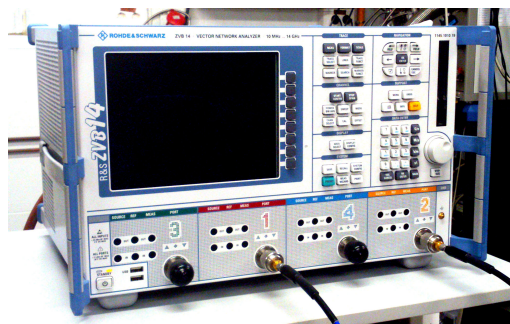
Para poder introducir nuestro resonador en el dewar de helio es necesario colocarlo dentro una caña que nos permita su conexión a un analizador de redes. Para sujetar la PCB a la caña se atornilla en el extremo habilitado para ello y a su vez el resonador se coloca dentro de una caja de cobre para confinar la radiación (ver Fig. 2.5c). Por el interior de la caña discurren dos cables conectados tanto a la entrada como a la salida de la PCB y que comunican con el exterior de la caña por su extremo superior. Estos cables tienen conectores rf tipo SMP aptos para criogenia.

El analizador de redes usado durante este trabajo corresponde a la figura 2.5b. Es el modelo ZVB14 de la compañía Rohde & Schwarz. La manera de operar de este dispositivo es la siguiente. Desde un generador de señales se envían fotones de la frecuencia y potencia deseada a través del dispositivo electrónico en cuestión. Tras su paso por él, llegan al receptor, el cual realiza las medidas de amplitud y fase de la señal transmitida (S_{12} , S_{21}) y reflejada (S_{11} , S_{22}) por el circuito .

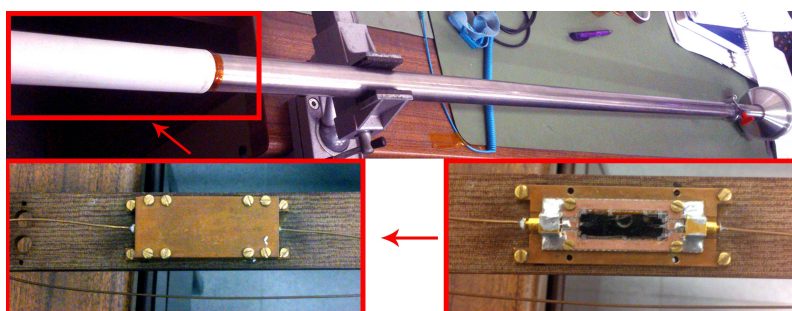
2.4. Equipo de caracterización de circuitos a altas frecuencias (1 - 14 GHz) y bajas temperaturas



(a) Fotografía del tanque de helio con la caña introducida. En su interior se encuentra el imán vectorial.



(b) Fotografía del analizador de redes R&S ZVB14.



(c) Fotografía de la caña con la PCB en su interior.

Figura 2.5: Fotografías del equipo utilizado.

El imán vectorial utilizado es el modelo IPS 120-10 de Oxford. Este imán dispone de tres direcciones de aplicación de campo magnético (X,Y,Z). Este equipo nos permite ajustar tanto la dirección como la magnitud del campo magnético para estudiar como varían las propiedades físicas de las muestras en su presencia gracias a los datos arrojados por el analizador de redes. Este imán se halla en el interior del dewar mostrado en la figura 2.5a.

En nuestro caso, nos interesa realizar un barrido de frecuencias a distintas potencias para encontrar y medir el pico de resonancia de nuestro circuito. El analizador de redes está conectado a un ordenador con un programa Labview que controla la toma automática de datos y nos permite exportar los datos a un fichero de texto. La manera en la cual están conectado estos equipos entre sí, aparece en la figura 2.6.

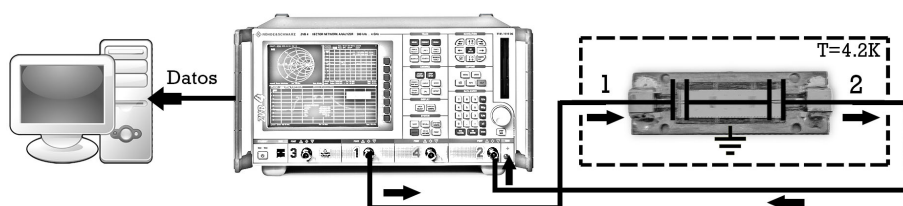


Figura 2.6: Esquema eléctrico de las conexiones entre analizador, resonador y ordenador.

Capítulo 3

Fundamentos teóricos: Resonadores superconductores

En los últimos años se han fabricado resonadores de alta calidad integrados en chips, con novedosas aplicaciones tanto en óptica cuántica, como en procesamiento de información cuántica. A este campo se le denomina circuitos cuánticos electrodinámicos (QED). Los resonadores elegidos son de tipo coplanar, ya que el resonador se encuentra en el mismo plano que el circuito. A este tipo de resonadores se les llama CPW. Nuestro trabajo está basado en el uso de CPWs en el contexto de óptica cuántica y procesamiento de información cuántica.

Recientemente, se ha demostrado experimentalmente que un fotón con frecuencia en el rango de las microondas situado en el interior de un resonador CPW de alta calidad puede ser coherentemente acoplado a un sistema cuántico superconductor de dos niveles. Además, la arquitectura de los QED se emplea satisfactoriamente en procesamiento de información cuántica, tanto para el control de qubits aislados, como para acoplar qubits individuales entre sí usando un resonador como un bus cuántico.

La impedancia de estos resonadores puede controlarse en función del tamaño de sus laterales, desde milímetros hasta micrómetros. Sus pequeñas dimensiones laterales nos permiten fabricar resonadores con una densidad de energía electromagnética extremadamente grande, la cual es el ingrediente principal para hacer un acoplo fuerte entre fotones y qubits en la arquitectura de los QED.

La frecuencia de resonancia se controla a través de la longitud del resonador, y su factor de calidad por su acoplo capacitivo a las líneas de transmisión de entrada y salida. Para nuestro trabajo, es relevante el uso de resonadores con bajo acoplo y factores de calidad altos, para su uso en el almacenamiento de fotones en la cavidad durante largos periodos de tiempo, ya que tiene un gran potencial para su uso como memoria cuántica.

El resonador utilizado se ha fabricado mediante litografía óptica. Está formado por un centro conductor de anchura $11\ \mu\text{m}$ separado de los planos laterales por un gap de anchura $11\ \mu\text{m}$. El centro conductor se acopla vía gap o capacitor tipo finger a las líneas de transmisión de entrada y de salida tal y como muestra la figura 3.1. El circuito en el cual se halla el resonador tiene un tamaño de $22\times 6\ \text{mm}$ y consta

de una capa de 150 nm de espesor de Nb depositada mediante sputtering sobre zafiro.

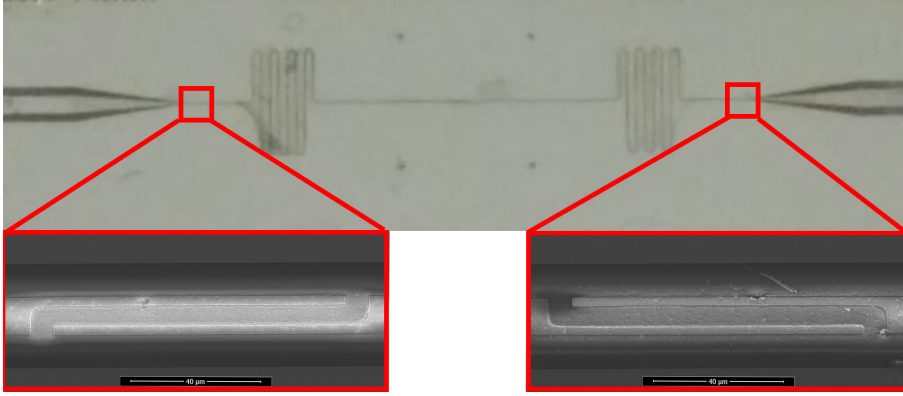


Figura 3.1: Esquema de las posiciones de los fingers en el resonador.

El espectro de resonancia de uno de estos resonadores tiene una forma lorentziana típicamente. Para nuestro trabajo se buscan resonadores que tengan el pico de resonancia fundamental en torno a los 1.5 GHz. La frecuencia de resonancia del modo fundamental vendrá dada por la velocidad de fase de la luz en el resonador, dividida entre la longitud del modo fundamental.

$$f_0 = v_{fase}/\lambda_0 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \frac{1}{2l} \quad (3.1)$$

Siendo $\epsilon_{eff} = 5.5$ y $c = 3 \times 10^8$ m/s.

Para nuestro caso, la longitud efectiva que debe tener el resonador para que su resonancia fundamental sea de 1.5 GHz es $l = 4.26$ cm.

Ademas, el resonador tiene una impedancia característica de:

$$Z_0 = \sqrt{L_l/C_l} = 50 \Omega \quad (3.2)$$

Siendo L_l y C_l la impedancia y capacitancia por unidad de longitud respectivamente.

Para estudiar las características básicas de los resonadores CPW, así como la influencia de los condensadores de acoplo C_k , se ha utilizado un marco teórico descrito en el artículo [16] mediante el modelo eléctrico mostrado en la Fig. 3.2.

Siendo sus parámetros característicos:

$$L_n = \frac{2L_l l}{n^2 \pi^2} \quad (3.3)$$

$$C = \frac{C_l l}{2} \quad (3.4)$$

$$R = \frac{Z_0}{\alpha l} \quad (3.5)$$

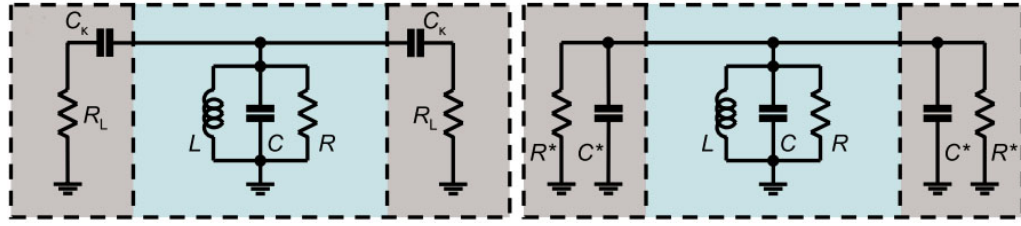


Figura 3.2: Representación de un circuito oscilante LCR en paralelo, y su equivalente Norton.

Para evaluar el factor de calidad Q de este circuito es necesario tener en cuenta que su calidad depende tanto de los parámetros internos como externos del resonador. El factor de calidad interno es aquel que es intrínseco al circuito, es decir, sólo depende de su geometría y propiedades de fabricación. Por otro lado, el externo, nos dice la calidad de acoplo con el exterior. A partir de estos factores de calidad puede obtenerse el factor de calidad global del circuito Q .

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{int}} + \frac{1}{Q_{ext}} \quad (3.6)$$

Tras la resolución de este circuito, se obtienen tanto las ecuaciones para la resistencia y capacitancia del equivalente Norton, como los valores y relación entre el factor de calidad interno (Q_{int}), externo (Q_{ext}) y de carga (Q). Estas expresiones son:

$$R^* = \frac{1 + \omega_n^2 C_k^2 R_L^2}{\omega_n^2 C_k^2 R_L} \quad (3.7)$$

$$C^* = \frac{C_k}{1 + \omega_n^2 C_k^2 R_L^2} \quad (3.8)$$

$$Q_{ext} = \frac{\omega_n R^* C}{2} \quad (3.9)$$

$$Q_{int} = R \sqrt{C/L_n} = \omega_n R C = \frac{n\pi}{2\alpha l} \quad (3.10)$$

El valor n nos dice el número de armónico. En nuestro caso, al trabajar con la resonancia fundamental, el valor será $n=1$.

De estos cálculos teóricos se ha extraído la ecuación de la capacitancia de acoplo en función del factor de calidad interno del resonador.

$$C_k = \sqrt{\frac{C}{(R_L \omega_n) \left(2 \left(\frac{Q_{int} Q}{Q_{int} - Q} \right) - C R_L \omega_n \right)}} \quad (3.11)$$

Esta expresión es muy útil porque nos permite determinar los valores de C_k a partir de los datos de diseño y resultados experimentales.

Tal y como se muestra en la figura 3.3, la dependencia del factor de calidad para valores de C_k altos (superior a $C_k = 20$ fF) es el mismo independiente de su factor de calidad interno. Esto nos quiere decir que está completamente influenciado por el factor de calidad externo. Por contra, para $C_k < 10$ fF el valor de Q tiende al

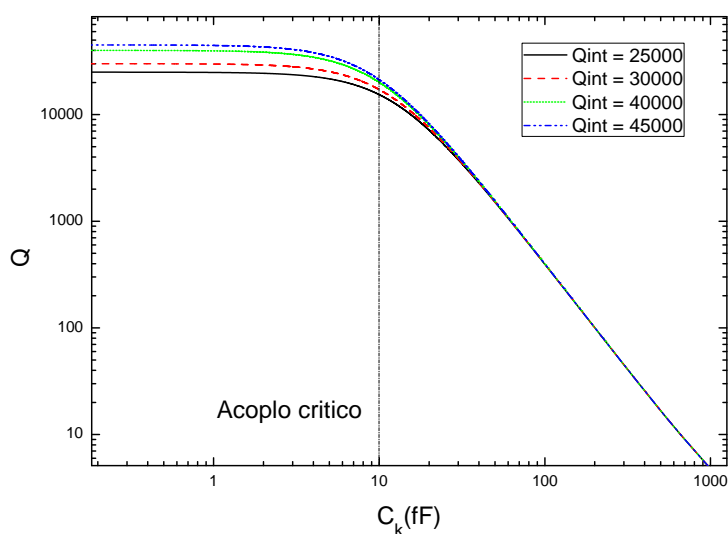


Figura 3.3: Curvas teóricas del factor de calidad en función de su capacitancia de acoplo para distintos valores de Q_{int} .

de su factor de calidad interno independientemente de su acoplo externo. El valor al cual se pasa del régimen dominado por el factor de calidad externo al interno lo denominamos acoplo crítico.

Capítulo 4

Fabricación de resonadores coplanares

4.1. Fabricación por litografía óptica

Los resonadores utilizados en este trabajo han sido fabricados a partir de un diseño creado por los estudiantes de doctorado Cristina Extremiana y Mark Jenkins mediante litografía óptica. El proceso desde el cual se diseñan hasta que son aptos para su uso como resonadores se explica a continuación.

En primer lugar, se realiza un diseño en 2D con un programa CAD. Debido al diseño seleccionado, el resonador es de tipo 28R. Este circuito tiene una longitud efectiva de 42 mm para lograr la resonancia fundamental a 1.5 GHz, además, los condensadores de acoplo están compuestos por un único finger tanto a la entrada como a la salida.

Para el aprovechamiento de los recursos disponibles, se diseñan muchos resonadores juntos entre sí, formando una máscara como muestra la Fig. 4.1. En la imagen pueden apreciarse unos cuadrados alrededor de la placa llena de resonadores. Estos cuadrados son unos patrones que más adelante se usarán para la caracterización del Nb depositado.

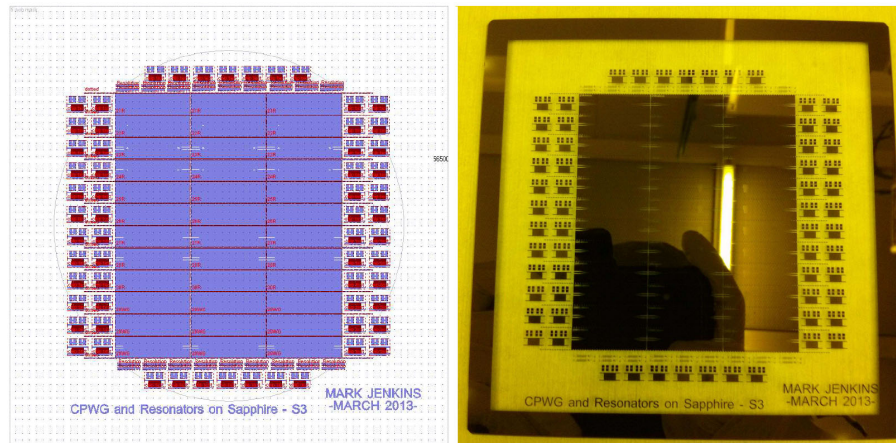


Figura 4.1: Diseño de la máscara en CAD y máscara fabricada.

La máscara se fabrica externamente por una empresa una lámina de Cr. La utilidad de usar Cr es que es opaco al UV. Más adelante, cuando se emplee radiación UV esta máscara servirá como molde para nuestros resonadores.

Por otro lado, sobre una oblea de zafiro se deposita una capa de 150 nm de espesor de Nb mediante sputtering. Esta técnica consiste en atacar el Nb con un haz de iones. Debido a la evaporación provocada, el material asciende hasta depositarse sobre la oblea de zafiro.

Sobre esta oblea se pone una resina fotosensible a la radiación UV. Para distribuir de manera uniforme esta resina, es necesario colocar la oblea sobre un spinner a 3000 rpm mediante succión. De esta manera, se consigue una capa de resina uniforme de $1 \sim 2 \mu\text{m}$.

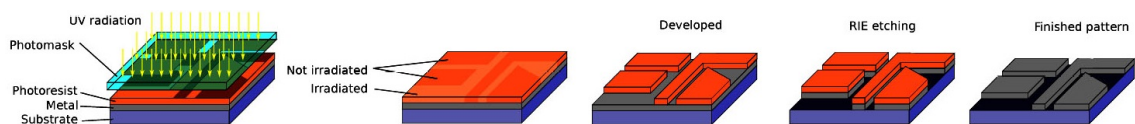


Figura 4.2: Esquema de litografía mediante radiación UV.

El proceso de litografía es tal y como muestra la figura 4.2. En primer lugar, se introduce la oblea en el alineador de máscaras. Una vez alineada con la máscara, se irradia con UV a través de la máscara para dejar sensibilizada la resina en las zonas elegidas. Esas zonas sensibilizadas se quitan con revelador, quedando sobre niobio el diseño del resonador en resina. Finalmente se ataca la oblea con Reactive Ion Etching (RIE) para eliminar el niobio. Esta técnica solo ataca al Nb y no a la resina, por ello queda el diseño elegido. La resina sobrante en el circuito se quita con acetona. Puesto que en la oblea hay muchos circuitos es necesario cortarla con

una sierra de diamante o láser para obtenerlos por separado.

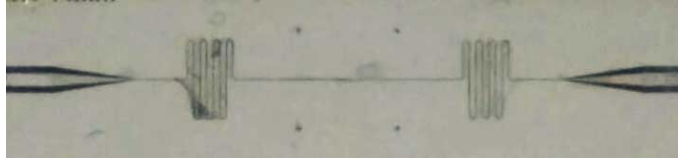


Figura 4.3: Fotografía del resonador 28R fabricado.

El circuito obtenido tras el proceso de fabricación es el de la figura 4.3. Este circuito está compuesto por un sustrato de zafiro de con una línea central de $11\ \mu\text{m}$ de ancho separada por las placas de tierra por un gap de $11\ \mu\text{m}$.

4.2. Caracterización de las propiedades superconductoras del niobio sobre zafiro

Antes de realizar experimentos sobre nuestro circuito, se han caracterizado las propiedades de transporte eléctrico del niobio, con el fin de corroborar que el material es efectivamente superconductor a bajas temperaturas y obtener sus parámetros (temperatura y campo magnético críticos).

Para hacer estas medidas, las máscaras incluyen unos patrones como los que muestra la figura 4.4, que permiten realizar medidas de resistividad por cuatro puntos en un filamento de Nb. El objetivo es utilizar uno de estos patrones y determinar sus propiedades a bajas temperaturas.

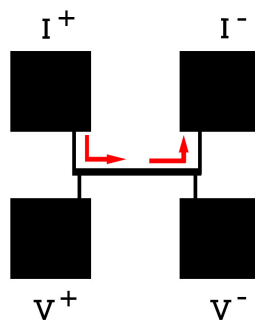


Figura 4.4: Esquema del patrón utilizado para medir la resistividad del niobio.

El método de 4 puntos es muy útil para medir resistencias pequeñas. Se usa un voltímetro con impedancia alta, de manera que la totalidad de la corriente pasa por la muestra. Asimismo, se evita medir la contribución de los cables a la resistencia.

Para poder hacer estas medidas de resistividad es necesario microcontactar el patrón a un portamuestras del PPMS. En la figura 4.5 se ve la muestra tras el proceso de microcontactación.

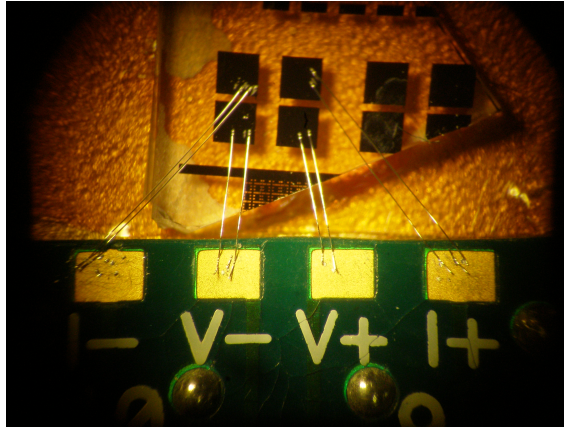


Figura 4.5: Fotografía del patrón de resistividad microcontactado.

Se ha comprobado experimentalmente como se rompe la superconductividad variando tanto la temperatura (a campo nulo) como el campo magnético (a temperatura constante). Los resultados de estos experimentos se describen a continuación.

4.2.1. Dependencia con la temperatura

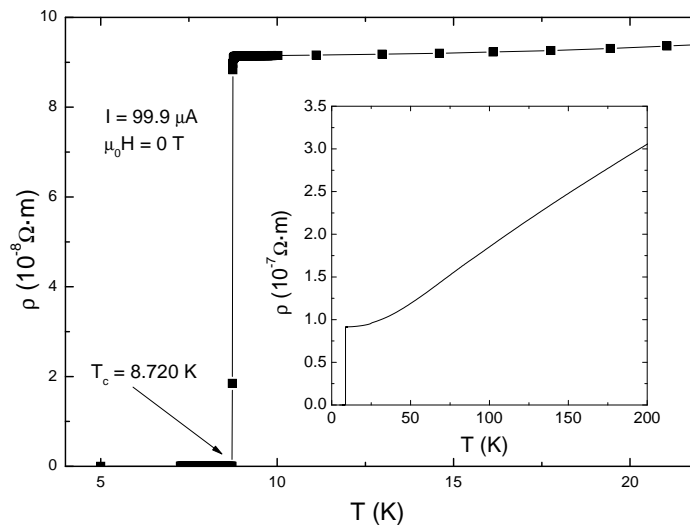


Figura 4.6: Resistividad frente a temperatura con campo magnético externo $\mu_0 H = 0$ T e intensidad aplicada $I = 99.9 \mu A$.

En la figura 4.6 se observa la dependencia de la resistividad con la temperatura. La resistividad la calcula el PPMS al introducir las medidas del filamento ($10 \times 400 \mu m$). Puede apreciarse como a bajas temperaturas la muestra es superconductora ($\rho = 0$), mientras que una vez alcanzada la temperatura crítica, $T_c = 8.72$ K, la resistividad aumenta abruptamente. Comparando este valor con el de la bibliografía [17], $T_c = 9.2$ K, se observa una ligera discrepancia entre los valores. Esto puede deberse a que el valor bibliográfico corresponde a una muestra masiva de Nb y en nuestro caso se tiene una lámina de 150 nm de grosor. También puede deberse a que el proceso de deposición puede dar lugar a variaciones de T_c debidas a defectos

o cambios en la estructura del material.

4.2.2. Dependencia con el campo magnético

En este caso se ha medido como la superconductividad también está influenciada por un campo magnético externo. Mientras el campo magnético no supere un valor $\mu_0 H_c$, el material será superconductor. Esto se conoce como efecto Meissner, en el cual las líneas de campo magnético son repelidas por los materiales superconductores hasta que se alcanza el valor crítico $\mu_0 H_c$. Una vez alcanzado este valor, el campo penetra en el material destruyendo la superconductividad y entonces el material presenta resistividad no nula. En la figura 4.7 puede apreciarse cómo se produce un salto brusco entre $\rho = 0 \Omega \cdot m$ y $\rho = 9 \times 10^{-8} \Omega \cdot m$ al llegar al campo crítico.

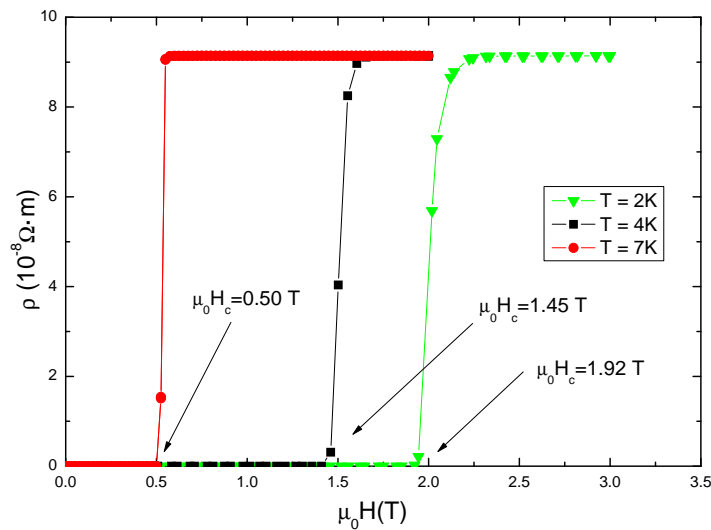


Figura 4.7: Resistividad frente a campo magnético a las temperaturas $T = 2 \text{ K}$, $T = 4 \text{ K}$ y $T = 7 \text{ K}$.

Como muestra la figura 4.7, el campo crítico depende de T . Cuando la temperatura es $T = 7 \text{ K}$ se necesita un campo externo $\mu_0 H_c = 0.50 \text{ T}$ para romper la superconductividad, mientras que cuando la muestra se encuentra a $T = 2 \text{ K}$ aumenta hasta $\mu_0 H_c = 1.92 \text{ T}$.

Capítulo 5

Acoplo de resonadores coplanares a qubits moleculares de espín

5.1. Introducción

En los últimos años las moléculas imán (SMMs, de sus siglas en inglés Single molecule magnets) han emergido como candidatos para el hardware de ordenadores cuánticos [13, 14]. Estas moléculas se caracterizan por tener un núcleo de alto espín encapsulado por una capa de ligandos orgánicos o inorgánicos. Los cristales de SMMs son muy atractivos para la investigación del magnetismo cuántico ya que las fuentes de decoherencia pueden reducirse mientras se preserva tanto el orden cristalino como la estructura molecular.

Para este trabajo se elige como candidato a qubit el Gd^{3+} . Es especialmente relevante [12] ya que tiene un estado fundamental electrónico isótropo con $L = 0$ y $S = 7/2$. Este ion se manipula químicamente para que quede encapsulado entre otros átomos a fin de disminuir la decoherencia y garantizar su estabilidad estructural. La molécula usada como qubit es $\text{K}_{12}\text{GdW}_{30}$ [12] y su estructura molecular puede verse en la figura 5.1.

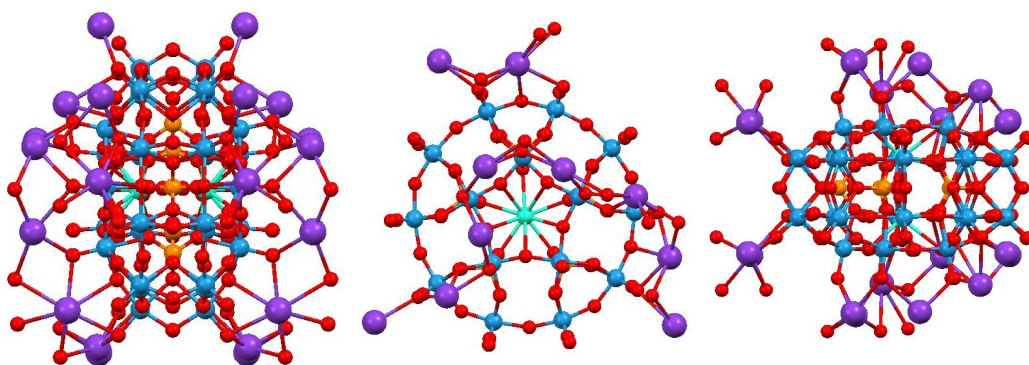


Figura 5.1: Molécula $\text{K}_{12}\text{GdW}_{30}$ vista desde los ejes cristalográficos a, b y c, respectivamente (apuntando hacia dentro del papel). En esta representación las esferas de color azul claro representan el Gd, las rojas O, las moradas K, las azules oscuras W y las naranjas P.

Para usar esta molécula como qubit es necesario buscar dos niveles de energía cuya diferencia sea de pocos GHz,¹ ya que es a la cual trabajan nuestros circuitos resonantes. Debido a la débil anisotropía producida por la interacción de los electrones 4f con los iones de la red cristalina se puede calcular los niveles de energía de este ion según el siguiente hamiltoniano [18]:

$$\mathcal{H} = \sum_n B_{n0} O_{n0} + \sum_{n,m \neq 0} B_{nm} O_{nm} \quad (5.1)$$

Con O_{nm} los operadores de Stevens y B_{nm} las constantes de anisotropía.

Dada la simetría de nuestro ion, el hamiltoniano se reduce [12] a:

$$\mathcal{H} = B_{20} O_{20} + B_{22} O_{22} - g\mu_B \vec{H} \vec{S} \quad (5.2)$$

Siendo:

$$O_{20} = 3S_z^2 - S(S+1) \quad O_{22} = \frac{1}{2} (S_+^2 + S_-^2) = S_x^2 - S_y^2$$

Donde z es el eje perpendicular al disco molecular mientras que x e y están contenidas en dicho disco. A partir de experimentos de resonancia paramagnética y calor específico [12] se obtienen las constantes de anisotropía.

$$B_{20} = B_{22} = 0.396 \text{ GHz}$$

Hemos resuelto este problema clásicamente haciendo el cálculo en el plano de la molécula ($\theta = \pi/2$) ya que es el de menor energía puesto que $B_{20} > 0$. Se obtiene como resultado la parábola $\mathcal{H} = -B_{20} (S + 2S_y^2)$ que, debido a que también $B_{22} > 0$ da lugar a mínimos de energía para proyecciones máximas del espín a lo largo del eje y (eje fácil). Este resultado aparece reflejado en la figura 5.2a. Sobre esta figura aparecen los niveles de energía obtenidos diagonalizando el hamiltoniano de la ecuación 5.2 con un programa de cálculo numérico. Todos los niveles a campo cero son dobletes. En la figura 5.2b se puede apreciar el desdoblamiento causado en los dobletes al aplicar campo magnético. A campos bajos los niveles se entrecruzan debido al campo cristalino mientras que a campos altos este efecto desaparece ya que la intensidad del campo aplicado lo supera con creces. En este límite, los autoestados se aproximan a proyecciones del espín en el eje y . Tal y como muestra la figura 5.2b la transición que más nos interesa es la que se produce a unos 28 mT ya que es aproximadamente de 1.5 GHz. Es especialmente útil ya que posteriormente se va a usar un resonador que tiene la resonancia fundamental en torno a ese valor. A raíz de estos resultados, los estados elegidos para el qubit serían el $m_y \simeq -5/2$ como $|0\rangle$ y $m_y \simeq -3/2$ como $|1\rangle$.

¹Para esta sección se trabaja la energía en términos de frecuencia según la relación $[E/h] = \text{GHz}$ ($1 \text{ K} \sim 20.84 \text{ GHz}$)

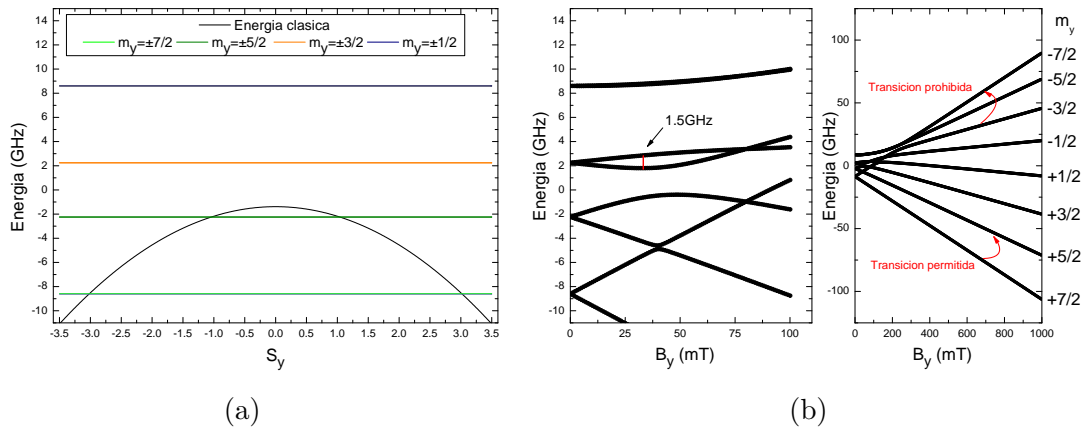


Figura 5.2: Resultados teóricos obtenidos a través de la resolución de la ecuación 5.2 tanto para (a) campo magnético nulo y (b) campo magnético aplicado bajo y alto.

5.2. Preparación de la muestra

Para nuestros experimentos se ha usado un cristal de $K_{12}GdW_{30}$. Puesto que el resonador elegido es ancho en comparación con el tamaño atómico es necesario disponer de un cristal macroscópico para que un número suficientemente alto de fotones de la cavidad puedan interactuar con espines. Este cristal se ha orientado y su integridad se ha comprobado con rayos X para determinar que es de gran calidad y óptimo para nuestro experimento. Además, el cristal se ha recubierto con araldite para evitar que se descomponga al perder moléculas de agua. Si no fuera por este recubrimiento, el cristal se degradaría en cuestión de unas pocas horas. El inconveniente de usar un recubrimiento es que el cristal no está en contacto directo con el circuito, y por tanto la radiación electromagnética que recibe es menor de la deseada.

Para fijar el cristal al circuito y evitar que se caiga o desplace mientras se realizan las medidas se pega con grasa apiezon N. Este grasa es especialmente útil ya que nos garantiza un buen contacto térmico a bajas temperaturas. Además, es un buen aislante eléctrico por lo que la influencia sobre las medidas es despreciable.

En la figura 5.3 puede verse como se han orientado los diferentes ejes del cristal en función de su posición en el circuito. Se ha elegido colocarlo de esta manera para que coincida con los ejes del imán vectorial. El eje Z del laboratorio corresponde aproximadamente con el eje y de la molécula [19].

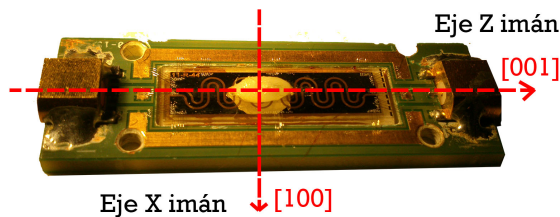


Figura 5.3: Fotografía del cristal recubierto de araldite situado en el resonador y esquema de sus ejes cristalográficos.

5.3. Caracterización previa de excitaciones magnéticas en una línea de transmisión

Para la caracterización del cristal se procede a colocarlo en una línea de transmisión ya que no nos limita la frecuencia, como es el caso de los resonadores. Por la línea se genera un campo de radiofrecuencia que interacciona con el cristal. Si la energía de los fotones es la misma que una diferencia de energías entre algún par de estados de la molécula se produce una absorción a una frecuencia $\nu = \frac{\Delta E}{h}$. Nuestro experimento se basa en medir para diferentes campos magnéticos en el eje Z del imán a frecuencias del rango 1-14 GHz la transmisión.

Los resultados experimentales aparecen en la figura 5.4. Puede apreciarse como existen dos pendientes distintas. Una de ellas corresponde aproximadamente a $\nu \sim \frac{g\mu_B}{h} B$ (línea roja), que corresponde con la diferencia de energía entre estados con proyecciones m_y adyacentes (por ejemplo de $m_y=+7/2$ a $m_y=+5/2$) que son transiciones dipolares magnéticas permitidas. Sólo aparece una línea a pesar de existir múltiples transiciones entre niveles posibles ya que todos los niveles están aproximadamente equiespaciados en energía a campos suficientemente altos (ver figura 5.2b). En realidad, existen pequeñas diferencias entre los niveles debido a la anisotropía, pero nuestro equipo no tiene la suficiente resolución como para medir esas diferencias debido a que la anisotropía es baja y los niveles están ensanchados. La otra línea que aparece en la figura 5.4 corresponde a una transición prohibida ($\Delta m_y = \pm 2$).

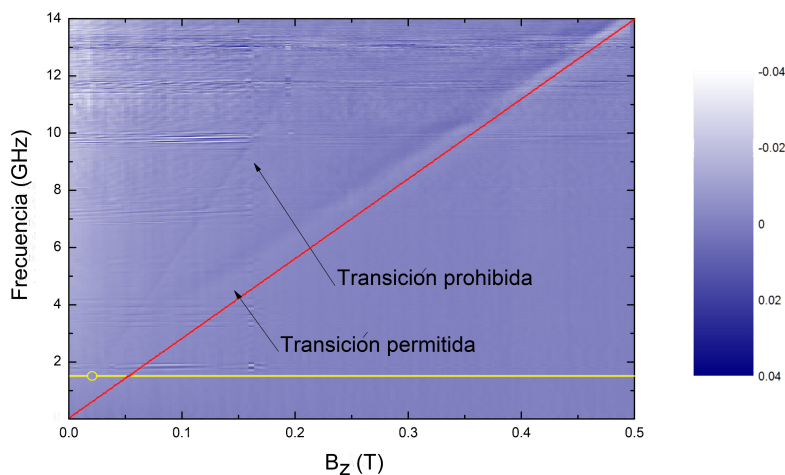


Figura 5.4: Dependencia de la frecuencia en función del campo magnético aplicado en el eje Z. A su lado, esquema de colores indicando la transmisión. La línea amarilla representa la frecuencia fundamental del resonador, y el círculo amarillo, el punto al cual se encuentra absorción (ver sección 5.4).

5.4. Experimento con resonador

Este cristal se coloca en un resonador cuya línea central tiene $800 \mu\text{m}$ y resonancia fundamental a 1.5 GHz. En la figura 5.5 aparecen los resultados al variar el campo

magnético desde -100 mT hasta 100 mT tanto en el eje Z como en el X (correspondientes, respectivamente, a las direcciones y y a una intermedia entre x y z de la molécula). A partir de la figura 5.4 puede verse como hay una correspondencia entre frecuencia y campo magnético. A 1.5 GHz los resultados de ~ 20 mT son coherentes con los obtenidos con la línea de transmisión (línea amarilla y punto experimental en Fig. 5.4). Tanto la señal S_{21} como el factor de calidad Q tienen un mínimo. Esto se debe a que a esa frecuencia el qubit absorbe los fotones del resonador para hacer transiciones entre sus niveles energéticos. Gracias a estos resultados se corrobora que a 1.5 GHz, el qubit se acopla a la radiación electromagnética de la cavidad.

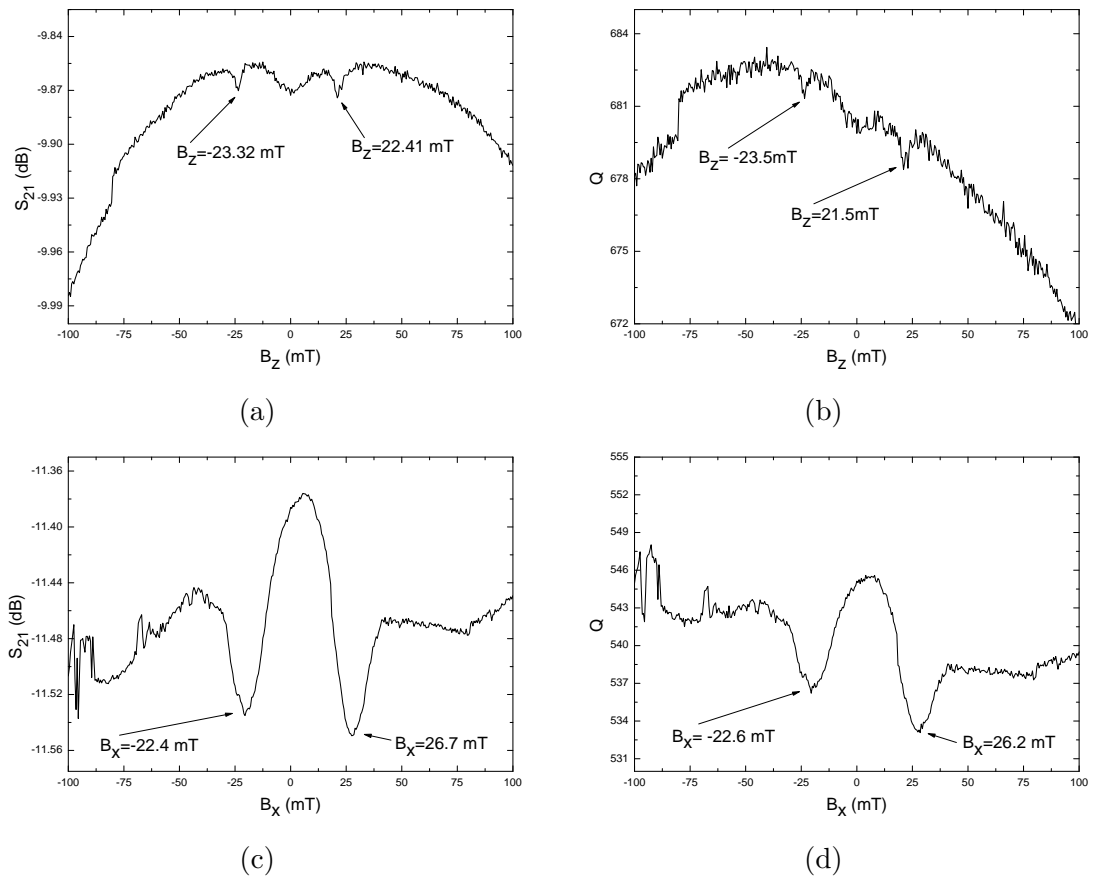


Figura 5.5: Resultados experimentales de medir la señal S_{21} y el factor de calidad Q en función del campo tanto para (a),(b) el eje X del imán vectorial y (c),(d) el eje Z del imán vectorial.

Ahora que se ha comprobado que las moléculas utilizadas son candidatas a qubit porque son capaces de acoplarse a una radiación electromagnética y realizar transiciones entre dos niveles energéticos ($|0\rangle$ y $|1\rangle$), el siguiente reto es conseguir optimizar el acoplo entre qubit y resonador y disminuir la decoherencia.

Capítulo 6

Caracterización y optimización del resonador 28R

La computación cuántica requiere trabajar con qubits de manera individual. Debido a las limitaciones técnicas que supone trabajar con una única molécula, nuestro objetivo es trabajar con el mínimo número de moléculas posible. Para conseguir acople a unas pocas moléculas, es necesario trabajar con resonadores cuyas líneas sean estrechas [15]. De esta manera, se consigue incrementar la densidad de energía electromagnética en el sitio ocupado por las moléculas. Además, se consigue aumentar el factor de calidad del resonador, bajando así, la decoherencia.

6.1. Preparación experimental del resonador 28R

Se ha visto en el capítulo 3 que, tanto a la entrada como la salida de la línea central del resonador hay unos pequeños cortes que definen el condensador tipo “finger” de acople de esta línea con las líneas de entrada y salida de la señal rf. Estos gaps nos aseguran que la señal quede parcialmente confinada en su interior y determinar la frecuencia de resonancia. El número de fingers determina el valor C_k y, por tanto, el grado de acople con la señal. En nuestro caso se ha trabajado con un único finger.

El objetivo de este trabajo es mejorar el factor de calidad del resonador hasta su máximo, determinado únicamente por pérdidas de carácter intrínseco. Para ello, se ha modificado de manera gradual el tamaño de los fingers y se ha estudiado cómo evoluciona el pico de resonancia en función de C_k .

El resonador se coloca sobre una placa de circuito impreso (PCB). Teniendo en cuenta que posteriormente se va a enfriar nuestro circuito del orden de 4 K es necesario tomar unas medidas especiales para fijarlo a la PCB. Se coloca una tira de kapton sobre la PCB y encima de esta tira se pone barniz de General Electric.

El circuito se microcontacta a la PCB usando la maquina descrita en la sección 2.1. Se realizan grupos de 5 microcontactos en los bordes y esquinas del circuito como puede verse en la Fig 6.1. Por otro lado, también se realizan 5 microcontactos en la línea central, tanto a la entrada como salida del circuito. Estos microcontactos son necesarios para su conexión a las puertas de entrada y salida del analizador de redes.

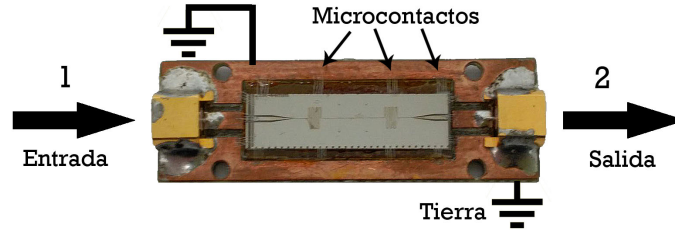


Figura 6.1: Esquema del circuito microcontactado a la PCB. Los microcontactos unen tanto la línea central con la entrada y salida así como el Nb que rodea el resonador a la PCB (tierra).

Usando el analizador de redes, se realizan medidas de los parámetros de transmisión (S_{12} , S_{21}) y de reflexión (S_{11} , S_{22}) en función de la frecuencia entre 10 MHz y 14 GHz tal y como muestra la Fig 6.2. Los resultados que más nos interesan corresponden a la señal S_{21} , la cual nos dice la proporción de la señal de entrada que el circuito transmite. Esta magnitud está definida por la siguiente relación:

$$S_{21}(dB) = 10 \log_{10} \left(\frac{\text{Salida}(mW)}{\text{Entrada}(mW)} \right) \quad (6.1)$$

En esta escala, el valor $S_{21} = 0$ dB corresponde a que toda la señal que entra llega a la salida. Valores negativos en este valor nos indican las pérdidas que presenta el circuito para cada frecuencia.

En la figura 6.2 se ve que existe un pico de resonancia en $f_c = 1.416$ GHz. Gracias a este resultado puede confirmarse que nuestro resonador funciona de acuerdo al diseño. La diferencia entre la frecuencia de resonancia experimental y la esperada a 1.5 GHz puede deberse a defectos en la fabricación que han provocado una desviación en la longitud efectiva con respecto a lo esperado. La longitud efectiva de nuestro resonador se obtiene a partir de la siguiente expresión:

$$l = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{eff}} 2f_c} = 4.54 \text{ cm}$$

Este pico de resonancia se ve modificado con la potencia de entrada al circuito. Como se ve en la Fig 6.3a, a potencias entre 0 dBm y -20 dBm la forma del pico se ve afectada mientras que para el resto de potencias la forma del pico se mantiene prácticamente constante. Esto se debe a efectos no lineales. Para evitarlo, los experimentos se han realizado a -25 dBm.

Uno de los parámetros que caracteriza el pico de resonancia es el factor de calidad Q . Este factor nos determina la vida media de un fotón dentro de la cavidad. Para valores altos del factor de calidad, los fotones “viven” más tiempo en su interior. Puesto que este circuito está diseñado para albergar una molécula que depende fuertemente de la calidad del resonador, es imprescindible buscar la mejor calidad posible del resonador. Este factor se calcula mediante la siguiente expresión:

$$Q = \frac{\text{frecuencia central}}{\text{anchura a media altura}} = \frac{f_c}{w} \quad (6.2)$$

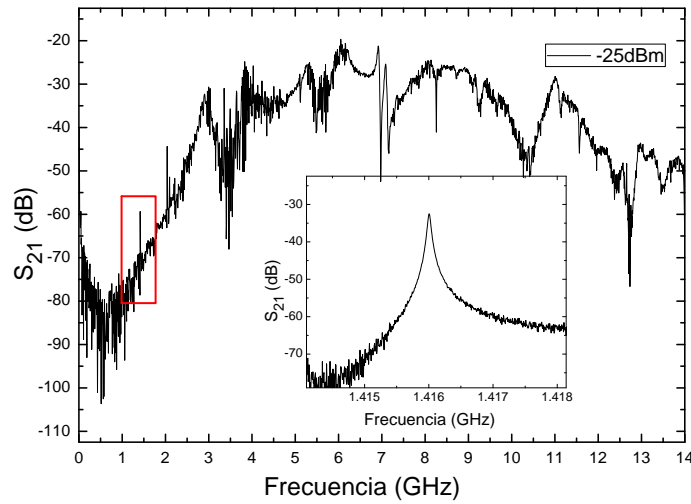
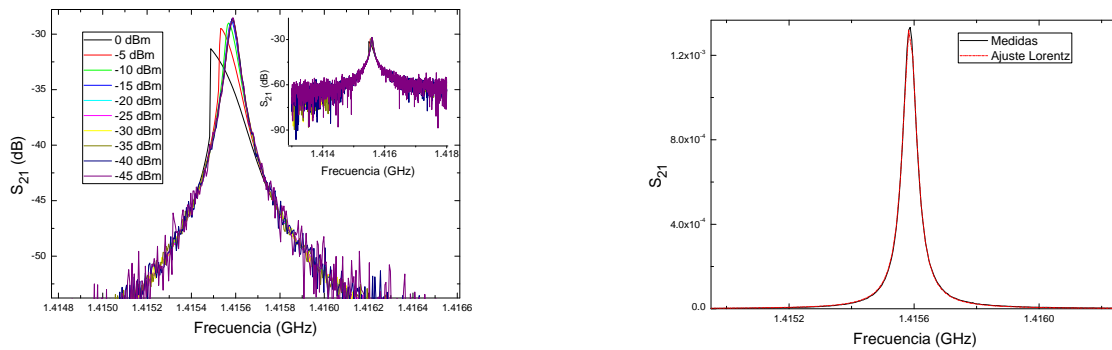


Figura 6.2: Transmisión del resonador R28 a $T = 4.2\text{ K}$ en función de la frecuencia de la radiación entre 10 MHz y 14 GHz. El inset muestra la resonancia fundamental medida con una potencia de entrada de -25 dBm.



(a) Resonancia del modo fundamental del resonador 28R medida a $T = 4.2\text{ K}$ con distintas potencias de entrada.

(b) Ajuste de una lorentziana a nuestros datos experimentales obtenidos a una potencia de -25 dBm con Origin.

Figura 6.3: Resultados obtenidos al medir la resonancia fundamental con el analizador de redes (a). Ajuste de los datos obtenidos (b).

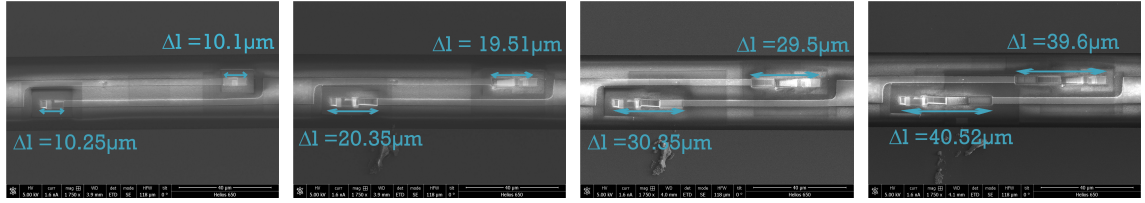
Para obtener estos datos se procede a realizar un ajuste a una lorentziana con ayuda del programa informático Origin. En la figura 6.3b se ve el ajuste de la lorentziana a los datos medidos. Tras los datos recogidos en el programa al finalizar el ajuste, nos queda que el factor de calidad es $Q = 2.55 \times 10^4$

6.2. Cortes en los fingers y determinación de la capacitancia de acoplo

El siguiente paso consiste en aumentar el tamaño de los fingers del circuito para cambiar su acoplo. Este hecho está íntimamente ligado a que los fingers actúan como condensadores y cambiar sus parámetros nos cambiara la respuesta del circuito. Al

hacerlos más gruesos, la barrera que generan con el exterior es mayor y por tanto la señal vivirá más tiempo en su interior. En otras palabras, al realizar estas modificaciones se está buscando un factor de calidad superior en nuestro resonador.

Para realizar estos cortes se ha usado un dual beam, el cual nos permite cortar a escalas microscópicas con una gran precisión. Durante el periodo de experimentación se continuó con esta practica repetida entre realizar cortes y medidas hasta que el resonador dejó de funcionar.



(a) Finger tras el primer corte. (b) Finger tras el segundo corte. (c) Finger tras el tercer corte. (d) Finger tras el cuarto corte.

Figura 6.4: Finger de entrada del resonador 28R tras los distintos cortes. Se representa el tamaño de los cortes realizados Δl . La evolución del finger de salida presenta un aspecto análogo al de entrada.

Para el cálculo de capacitancia se ha usado la siguiente ecuación (ver Cap 3 ec. 3.11)

$$C_k = \sqrt{\frac{C}{(R_L \omega_n) \left(2 \left(\frac{Q_{int} Q}{Q_{int} - Q} \right) - C R_L \omega_n \right)}} \quad (6.3)$$

Siendo:

$$R_L = 50 \Omega \quad \omega_n = 2\pi f_c = 8.86 \times 10^9 \text{ rad/s}$$

La obtención del valor Q_{int} se realiza mediante un ajuste de los datos obtenidos. El valor Q_{int} nos dice cuanto es el factor de calidad interno el resonador, es decir, cuando se encuentra completamente aislado del exterior ($C_k = 0$). Supuesto que estamos en el régimen lineal de la figura 3.3 (valores pequeños de C_k) se realiza un ajuste lineal tal y cómo muestra la figura 6.5. El valor obtenido es $Q_{int} = 32868.33$.

Con el valor de Q_{int} puede calcularse el resto de parámetros de la ecuación 6.3. Los parámetros obtenidos son:

$$\alpha = \frac{\pi}{2lQ_{int}} = 1.05 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1} \quad R = \frac{R_L}{\alpha l} = 1.05 \times 10^6 \Omega \quad C = \frac{Q_{int}}{\omega_n R} = 3.55 \times 10^{-12} \text{ F}$$

Los valores obtenidos de C_k para cada Q aparecen en la tabla 6.1.

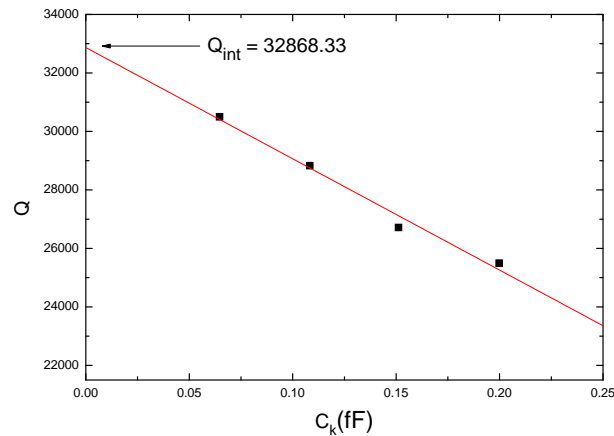


Figura 6.5: Ajuste lineal de los datos experimentales.

6.3. Evolución del factor de calidad Q con C_k

Como ya se ha mencionado anteriormente, se han realizado tres cortes en el circuito de manera satisfactoria. Estos cortes modifican el tamaño y forma del pico de resonancia. En la figura 6.6 puede verse este hecho. Según se han ido haciendo los fingers más anchos, la altura del pico de resonancia ha ido disminuyendo. Esta altura está relacionada con el cociente entre fotones de salida y entrada. Que disminuya la altura significa que cada vez salen menos fotones de la cavidad y que por tanto se encuentran mayor tiempo en su interior resonando (mejor calidad).

El hecho de que se vayan desplazando los picos está relacionado con la longitud efectiva que recorren los fotones en su interior. Con cada corte, la longitud en su interior va disminuyendo y por tanto el pico de resonancia se produce a una frecuencia superior.

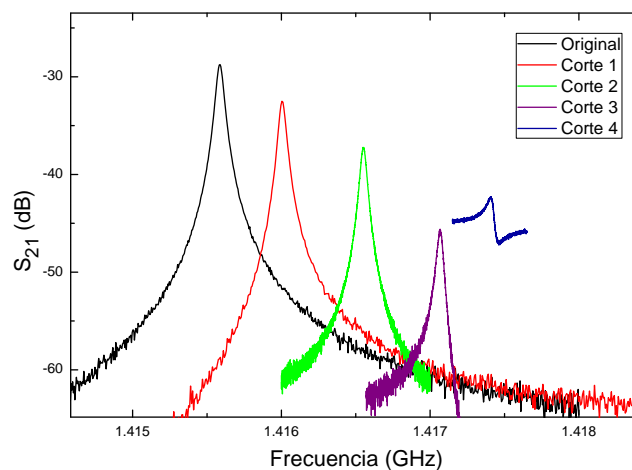


Figura 6.6: Evolución del pico de resonancia tras los distintos cortes realizados.

Además, la figura 6.6 nos sirve para decidir que con el cuarto corte realizado en nuestro resonador, el tipo de resonancia que necesitamos se pierde. Como puede observarse, el resto de los picos tienen una forma lorentziana mientras que el último

pierde completamente esa forma. Por ello, se ha considerado que solamente los tres primeros cortes son aquellos que nos proporcionan datos relevantes para nuestro estudio, siendo el cuarto corte aquel que nos indica que debemos parar de realizar este experimento.

Con estos datos se procede a realizar ajustes de cada uno de los picos a lorentzianas para obtener su factor de calidad. En la tabla 6.1 aparecen estos resultados. En ella se ve como la anchura a media altura va disminuyendo mientras la frecuencia a la cual se produce la resonancia sigue igual (se debe ir a partir del tercer decimal para encontrar un leve aumento en su valor). Esto ocasiona que el factor de calidad de nuestro resonador sea mejor con cada corte.

| | Δl (μm) | f_c (GHz) | w (KHz) | Q | C_k (fF) |
|----------|------------------------------|-------------|---------|-------|------------|
| Original | 0.00 | 1.41 | 55.33 | 25497 | 5.93 |
| Corte 1 | 10.17 | 1.41 | 52.78 | 26714 | 5.29 |
| Corte 2 | 19.93 | 1.41 | 48.91 | 28828 | 4.13 |
| Corte 3 | 29.92 | 1.41 | 46.23 | 30499 | 3.07 |

Tabla 6.1: Resultados del ajuste de nuestras medidas a una distribución lorentziana y cálculo del factor de calidad Q y capacitancia.

Estos resultados obtenidos se muestran en la figura 6.7 junto a los datos obtenidos por otros investigadores en el mismo ámbito para completar el rango de capacitancias de estos resonadores.

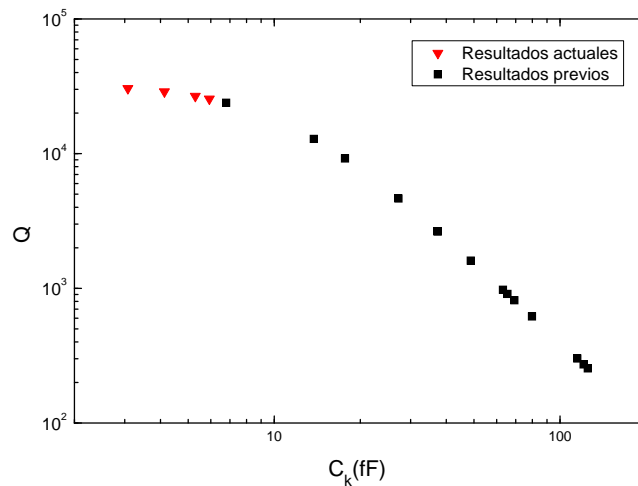


Figura 6.7: Factor de calidad del resonador 28R frente a capacitancia.

De la Fig 6.7 se puede ver como Q aumenta al disminuir el acoplo, pero alcanza un valor prácticamente constante al llegar a $C_k = 6$ fF. No interesan valores bajos de C_k aunque maximicen Q, porque el acoplo con la señal nos determina el número de fotones que hay en la cavidad, y para trabajar moléculas magnéticas se necesita un número de fotones alto. Se considera que el factor de calidad óptimo para la relación calidad-acoplo es el correspondiente al primer corte, ya que éste representa el 81 %

del valor máximo posible.

A partir del factor de calidad Q podemos obtener la tasa de decaimiento κ debida al resonador según la siguiente ecuación:

$$Q \simeq \frac{\omega}{\kappa} \Rightarrow \kappa \simeq 3.32 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$$

El acoplo qubit-resonador obtenido experimentalmente para cristales de $\text{K}_{12}\text{GdW}_{30}$ g es ~ 1 MHz [19], menor que el valor $g \simeq 100$ MHz predicho teóricamente [15] debido a la dificultad de acoplar de manera eficiente los cristales al dispositivo. Aún así, nuestros datos muestran que el resonador es óptimo ya que $g \gg \kappa$. Por otra parte, la tasa de decoherencia de los espines de dicho material magnético es $\gamma \sim 2 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ [12]. Por ello, podemos concluir que alcanzar el régimen de acoplo fuerte, imprescindible para las aplicaciones de información cuántica, es factible siempre que se mejore el acoplo de las muestras a los dispositivos.

Capítulo 7

Conclusiones

- Es posible fabricar circuitos superconductores que se comporten como resonadores con frecuencias de resonancia en el rango de GHz, por tanto, adaptadas a su acoplo con materiales magnéticos.
- Hemos conseguido mostrar la existencia de acoplo entre dichos resonadores y líneas de transmisión y cristales de moléculas magnéticas de $K_{12}GdW_{30}$, que son buenos candidatos para actuar como qubits de un futuro ordenador cuántico.
- Estos experimentos ofrecen un método para estudiar los niveles de energía de dichos materiales y muestra que es posible inducir transiciones entre niveles magnéticos determinados mediante la aplicación de microondas de la frecuencia adecuada a los circuitos.
- Hemos desarrollado un método para optimizar el factor de calidad y, por tanto, la coherencia cuántica de resonadores coplanares superconductores. El Q intrínseco máximo es suficientemente grande como para hacer posible la manipulación coherente de qubits de espín.

Apéndices

Apéndice A

Discusión sobre el cálculo de capacitancia

Previamente al método utilizado en el capítulo 3 para el cálculo de C_k , se realizó un modelo simplificado que no nos otorgo unos resultados aceptables. En la Fig. A.1 se puede apreciar el modelo utilizado. El valor de capacitancia se calcula como la suma de los tres condensadores planoparalelos colocados en paralelo.

$$C_k = C_1 + C_2 + C_3$$

La capacitancia para un condensador planoparalelo es :

$$C_i = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 A_i}{d_i}$$

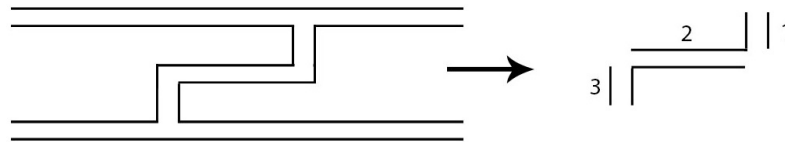


Figura A.1: Descomposición de un finger en 3 condensadores planoparalelos.

Siendo A el área transversal y d la distancia entre placas. Se toma como permitividad para el zafiro $\epsilon_r \approx 10$.

En la tabla A.1 se comparan estos resultados con los obtenidos a través de la resolución del circuito eléctrico.

| | C_k (fF) Eléctrico | C_k (fF) Planoparalelo |
|----------|----------------------|--------------------------|
| Original | 5.93 | 0.20 |
| Corte 1 | 5.29 | 0.15 |
| Corte 2 | 4.13 | 0.11 |
| Corte 3 | 3.07 | 0.06 |

Tabla A.1: Comparación entre los resultados obtenidos por el modelo eléctrico y el modelo planoparalelo.

Debido a la discrepancia en cuanto a ordenes de magnitud entre ambos métodos, se decidió usar el descrito en el artículo [16]. El modelo de condensadores plano-paralelos no permite resolver nuestro problema ya que no es posible considerar dos planos cuya área sea superior a su distancia, ya que en nuestro caso el área es del orden de los nanometros mientras que la distancia es de las micras. Además, en la simplificación se evitan los problemas causados por los efectos de borde, que también pueden jugar un papel relevante debido a las dimensiones tan pequeñas de nuestros fingers.

Bibliografía

- [1] T. D. Ladd et al. Quantum computers. *Nature* **464**, 45-53 (2010).
- [2] R. P. Feynman. Simulating physics with computers. *International Journal of Theoretical Physics* **21**, 467-488 (1982).
- [3] J. Ignacio Cirac and Peter Zoller. Goals and opportunities in quantum simulation. *Nature Physics* **8**, 264-266 (2012).
- [4] P. W. Shor. Proceedings of the symposium on the foundations of computer science. *Computer society press*, 124-134 (1994).
- [5] Lov K. Grover. Quantum mechanics helps in searching for a needle in a haystack. *Physical review letters* **79**, 325-328 (1997).
- [6] Elizabeth Gibney. Quantum computer quest. *Nature* **516**, 24-26 (2014).
- [7] David P. DiVincenzo. The physical implementation of quantum computation. *Fortschritte der Physik* **48**, 771-783 (2000).
- [8] J. Ignacio Cirac and P. Zoller. Quantum computations with cold trapped ions. *Physical review letters* **74**, 4091-4094 (1995).
- [9] Isaac L. Chuang et al. Experimental realization of a quantum algorithm. *Nature* **393**, 143-146 (1998).
- [10] David D. Awschalom et al. Quantum spintronics: Engineering and manipulating atom-like spins in semiconductors. *Science* **339**, 1174-1178 (2013).
- [11] John Clarke and Frank K. Wilhelm. Superconducting quantum bits. *Nature* **453**, 1031-1042 (2008).
- [12] M. J. Martínez-Pérez et al. Gd-based single-ion magnets with tunable magnetic anisotropy: Molecular design of spin qubits. *Physical review letters* **108**, 247213 (2012).
- [13] Michael N. Leuenberger and Daniel Loss. Quantum computing in molecular-magnets. *Nature* **410**, 789-793 (2001).
- [14] Guillem Aromí et al. Design of magnetic coordination complexes for quantum computing. *Chemical Society Reviews* **41**, 537-546 (2012).
- [15] Mark Jenkins et al. Coupling single-molecule magnets to quantum circuits. *New journal of physics* **15**, 095007 (2013).

- [16] M. Göppl et al. Coplanar waveguide resonators for circuit quantum electrodynamics. *Journal of applied physics* **104**, 113904 (2008).
- [17] James William Rohlf. *Modern Physics from a to Z*. Wiley, 1994.
- [18] A. Abragam and B. Bleaney. *Electron paramagnetic resonance of transition ions*. Dover, 1986.
- [19] Mark Jenkins. *Coupling quantum circuits to magnetic molecular qubits*. PhD thesis, Universidad Zaragoza, 2015.