

Ruido en Uniones túnel Magnéticas

R. Guerrero

Dirigida por:

F.G.Aliev

Junio, 2007

Table of Contents

Table of Contents	1
1. Introducción	3
1.1. Fluctuaciones en Física.	4
1.1.1. Las relaciones de fluctuación-disipación.	4
1.1.2. Fluctuaciones en resistencias y exceso de ruido.	5
1.2. Ruido fuera de equilibrio.	7
1.2.1. Fluctuaciones en tubos de vacío.	7
1.2.2. El ruido de disparo (shot noise).	7
1.2.3. El problema del ruido 1/f.	13
1.3. Ruido en dispositivos spin-trónicos: el papel del spin.	18
1.3.1. Metales ferromagnéticos: la polarización de las bandas.	18
1.3.2. Magnetoresistencia túnel	25
1.3.3. El papel de las fluctuaciones en la imanación: Ruido 1/f magnético.	33
Bibliografía	35
2. Metodología	41
2.1. Variables aleatorias.	42
2.1.1. Procesos estocásticos.	42
2.1.2. Fluctuaciones en circuitos	45
2.2. Métodos de detección de ruido.	47
2.3. Sistema experimental para la detección de ruido a bajas temperaturas.	50
2.3.1. Detección de las fluctuaciones de voltaje.	51
2.3.2. Excitación de las muestras con una corriente constante.	53
2.3.3. Montaje en un criostato.	56
2.4. Conclusiones y mejoras.	57
Bibliografía	59
3. Uniones túnel magnéticas policristalinas I: Barrera sin dopaje o dopadas con cromo	60
3.1. Introducción: muestras estudiadas.	61
3.2. Caracterización de las muestras: disminución del ruido de disparo en uniones túnel magnéticas.	65

3.2.1. Resistencia en uniones túnel magnéticas con bajo dopaje.	65
3.2.2. Ruido de disparo.	70
3.3. Conclusiones.	72
Bibliografía	80
4. Uniones túnel magnéticas policristalinas II: Barrera dopada con silicio.	83
4.1. Trabajos preliminares con silicio.	84
4.2. Caracterización: conductancia y ruido.	87
4.2.1. Ruido en uniones túnel con silicio.	93
4.3. Discusión y conclusiones	96
Bibliografía	99
5. Uniones túnel epitaxiales	103
5.1. Túnel polarizado en sistemas epitaxiales: teoría y experimento. .	104
5.2. Descripción de las muestras estudiadas.	106
5.3. Conductancia y magnetorresistencia túnel.	109
5.3.1. Medidas a bajas temperaturas.	112
5.4. Ruido 1/f en uniones túnel epitaxiales.	116
5.5. Conclusiones.	122
Bibliografía	124
6. Conclusiones	128
7. Artículos publicados	131
Bibliografía	132
A. Descripción detallada del esquema	133

Capítulo 1

Introducción

1.1. Fluctuaciones en Física.

1.1.1. Las relaciones de fluctuación-disipación.

Vamos a definir fluctuaciones de una magnitud $x(t)$, como el valor cuadrático medio de la magnitud entorno al promedio temporal de $x(t)$ ($\langle \delta x^2 \rangle$). Las fluctuaciones aparecen naturalmente en todos los sistemas físicos, el primer caso estudiado de fluctuaciones en la historia fue el movimiento de partículas microscópicas suspendidas en un fluido, descubierto por Brown, y conocido como movimiento "browniano" [1, 2]. En su trabajo, Brown estudio todo tipo de muestras en polvo con su microscopio, y descubrió que se movían aunque no hubiese ninguna fuerza externa aplicada sobre ellas. Einstein dedujo una expresión para las fluctuaciones de la posición y las relaciono con el coeficiente de difusión de el fluido que contiene las partículas. Por otro lado Langevin, dedujo los resultados de Einstein, sirviéndose de la ecuación de Newton en forma estocástica. Estos dos trabajo sirvieron a Perry para medir experimentalmente el numero de Avogadro y así dar la razón a los atomistas [3].

Ecuación de Newton, podemos tomar promedios temporales, pq la derivada es lineal:

$$m \frac{dv(t)}{dt} = F(t) + \mathcal{F} \cong -\alpha v(t) + f(t) \quad (1.1)$$

Multiplicamos a ambos lados por x

$$xm \frac{dv(t)}{dt} = -x\alpha v(t) + xf(t) \quad (1.2)$$

tomamos promedios temporales:

$$m \frac{d \langle xv(t) \rangle}{dt} = -\alpha \langle xv(t) \rangle - m \langle v^2 \rangle + \langle xf(t) \rangle = -\alpha \langle xv(t) \rangle - k_B T \quad (1.3)$$

$\langle xf(t) \rangle$ se anula pues tanto f como x tienen promedio cero, resolvemos la ecuación para calcular $\langle xv(t) \rangle$:

$$\langle xv(t) \rangle = C e^{-\frac{\alpha t}{m}} + \frac{k_B T}{\alpha} \quad (1.4)$$

C es una constante de integración que podemos fijar suponiendo que las a $t=0$ todas las partículas estaban en reposo y en $x = 0$

$$C = -\frac{k_B T}{\alpha} \quad (1.5)$$

$$x \frac{dx(t)}{dt} = \frac{1}{2} \frac{dx^2}{dt} \quad (1.6)$$

Así que llegamos a una expresión para $\langle x^2 \rangle$

$$\frac{1}{2} \frac{d \langle x^2 \rangle}{dt} = (1 - Ce^{-\frac{\alpha t}{m}}) \frac{k_B T}{\alpha} \quad (1.7)$$

integrando y definiendo $\gamma = \frac{\alpha}{m}$

$$\langle x^2 \rangle = 2 \frac{k_B T}{\alpha} \left(t + \frac{e^{-\gamma t}}{\gamma} \right) \quad (1.8)$$

a tiempos largos esta ecuación tiende a

$$\langle x^2 \rangle = 2 \frac{k_B T}{\alpha} t \quad (1.9)$$

En un fluido el coeficiente α viene definido por la viscosidad del mismo, $\alpha = 6\pi\eta a$ (ley de Stokes). Este resultado se puede comparar con los obtenidos para una partícula difundiendo en el fluido, con coeficiente de difusión $D = \frac{\langle x^2 \rangle}{2t} = \frac{k_B T}{\alpha}$. [4]

Siguiendo un método similar a este podemos obtener la varianza de $F(t)$ y obtenemos:

$$\langle F(t)^2 \rangle = \frac{2}{\pi} k_B T \int \alpha(\omega) d\omega \quad (1.10)$$

A baja frecuencia α puede considerarse una constante, [5].

En resumen, las partículas que Brown observó se mueven por acción de una fuerza fluctuante definida por una variable aleatoria, cuya varianza es directamente proporcional a la amortiguación del líquido donde son contenidas. Esta relación entre la energía disipada por el sistema y las fluctuaciones son conocidas como relaciones de fluctuación-disipación [5].

1.1.2. Fluctuaciones en resistencias y exceso de ruido.

El ruido en una resistencia puede entenderse en el marco del teorema de fluctuación-disipación. Si se toma como fuerza generalizada la diferencia de voltaje en la resistencia, la disipación vendrá dada por el valor de dicha resistencia. De modo que, usando la ecuación 1.10, la varianza de las fluctuaciones es [6, 7]:

$$\langle V^2 \rangle = 4\pi k_B T \int R(f) |H(f)|^2 df \quad (1.11)$$

A frecuencias bajas, $R(f)$ es una constante y $|H(f)|^2$ es la función de transferencia de potencia del detector correspondiente. Como se ve en esta ecuación, la varianza del voltaje en una resistencia en equilibrio térmico viene determinada por la función de transferencia. Esta viene a su vez definida por **la electrónica** en la salida del amplificador [6]. Supongamos que $H(f)$ sea igual a la unidad en un rango de frecuencias Δf , entonces la integral en frecuencias es exactamente igual a Δf , siempre que la resistencia también sea constante en Δf ,

$$\langle V^2 \rangle = 4\pi k_B T \Delta f$$

De este modo puede definirse una función densidad espectral ($S_V(f)$), como la varianza del voltaje por unidad de frecuencia. En este caso puede calcularse de forma sencilla la densidad espectral:

$$S_V = \frac{\langle V^2 \rangle}{\Delta f} = 4k_B T R \quad (1.12)$$

Cuando la densidad espectral no depende de la frecuencia, como en este caso, al ruido se le conoce como ruido blanco. Es decir que el ruido tiene la misma magnitud para todas las frecuencias, igual que en la luz blanca. Se pueden definir densidades espectrales dependientes de la frecuencia derivando la varianza respecto de la frecuencia

$$S(f) = \frac{d \langle V^2 \rangle}{df}$$

A partir de ahora mediremos las fluctuaciones como densidad espectral en vez de como la varianza total. La densidad espectral definida en 1.11 la denominaremos ruido térmico o fluctuaciones térmicas, pues tienen el mismo origen que el movimiento "browniano". La agitación térmica de los electrones produce un voltaje aleatorio que se representa por esta densidad espectral.

Si el movimiento "browniano" se descubrió cuando se empezó a desarrollar el microscopio, el ruido en resistencias se observó por primera vez cuando se hizo un análisis de los amplificadores basados en tubos de vacío. Estos dispositivos están basados en la emisión termoiónica de electrones desde un filamento caliente hacia un ánodo. Dicha emisión puede controlarse situando una rejilla con un potencial entre el ánodo y el filamento. De forma que, en determinadas condiciones, la corriente entre la rejilla y el cátodo es amplificada por la corriente termoiónica. El poder amplificar la corriente supuso una revolución en muchos aspectos, como, por ejemplo, para el desarrollo del teléfono. Era ahí donde las fluctuaciones jugaban un papel más importante, pues los receptores telefónicos eran muy ruidosos, debido a estas fluctuaciones en el voltaje y a otros procesos, que se describirán más adelante [3, 8]. Es decir, en todo tubo de vacío existen dos tipos de fluctuaciones independientes, unas producidas por la resistencia en la entrada del amplificador, y un ruido intrínseco del amplificador que se discutirá en la siguiente sección.

Schottky descubrió ambos tipos de fluctuaciones antes que Johnson y Nyquist, aunque en su trabajo destacó más el papel del amplificador [8, 9], puesto que el ruido térmico de las resistencias quedaba como un efecto casi siempre mucho más pequeño. Esto es debido a que el ruido del tubo de vacío depende de la corriente termoiónica. Sin embargo no son explicable en del marco de las relaciones de fluctuación-disipación, pues implican transporte de carga, y por tanto no pueden considerarse procesos en equilibrio.

1.2. Ruido fuera de equilibrio.

1.2.1. Fluctuaciones en tubos de vacío.

En el primer artículo de Schottky se observa cómo el ruido en tubos de vacío depende de:

1. La resistencia en la entrada [8]. Es el ruido térmico en equilibrio, que aparece sin transporte.

2. La corriente termoiónica entre cátodo-ánodo, cuya varianza depende linealmente de dicha corriente [8].

3. Del cuadrado de la corriente aplicada y del material del que estuviera hecho el filamento y la resistencia [9].

De estos casos, sólo el primero puede explicarse en el marco del teorema de fluctuación-disipación. En los otros dos el sistema está fuera de equilibrio y, por tanto, este teorema no es aplicable. Schottky dedujo que en el punto número dos era suficiente tratar a la corriente como un torrente de electrones impactando en el polo positivo del tubo de vacío. Por esta razón se le conoce como ruido de disparo (shot noise). El último caso se dejó sin explicación y veremos que aún carece de una explicación satisfactoria. Se trata del ruido $1/f$.

1.2.2. El ruido de disparo (shot noise).

$$P(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}} \quad (1.13)$$

$P(n)$ probabilidad de encontrar n eventos en N experimentos. \bar{n} número medio de eventos.

Ruido de disparo clásico.

Un evento se representa por:

$$x_k(t) = F(t - t_k, a_k) \quad (1.14)$$

Por tanto, todo el proceso por:

$$x(t) = \sum_{k=1}^n x_k(t)$$

Si se toman intervalos de tiempo suficientemente cortos, en cada uno de ellos solo aparecerá un evento, como mucho. De forma que cada evento x_k puede considerarse un evento independiente. Por tanto, tomando su función característica

$$\phi_x(\omega) = \langle e^{i\omega x} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dx w(x) e^{i\omega x}$$

(la transformada de Fourier de x_k , o la función densidad de probabilidad $w(x)$, y la función característica de $x(t)$ como el producto de todas las $\phi_k(\omega)$.
¿Falta deducción?

$$S_I = 2e \langle I \rangle \quad (1.15)$$

Ruido de disparo cuántico.

Vamos a estudiar un sistema cuántico caracterizado por dos parámetros: la transmisión (T) y la reflexión (R). Se cumple que $R + T = 1$. Cada electrón que incida sobre este sistema tendrá una probabilidad T de pasar. Por tanto, si definimos n_T como la ocupación instantánea del estado transmitido, el promedio temporal será $\langle n_T \rangle = T$. Análogamente podemos definir la ocupación del estado reflejado y la correlación cruzada entre ambas poblaciones

$$\begin{aligned} \langle n_R \rangle &= R \\ \langle n_R n_T \rangle &= 0 \end{aligned}$$

Usando estas expresiones calculamos la varianza de la ocupación del estado transmitido n_T :

$$\begin{aligned} \langle \delta n_T^2 \rangle &= \langle (n_T - \langle n_T \rangle)^2 \rangle = \langle n_T^2 \rangle - \langle n_T \rangle^2 \\ &= \langle n_T(1 - n_R) \rangle - \langle n_T \rangle^2 \\ &= \langle n_T \rangle - \langle n_T n_R \rangle - \langle n_T \rangle^2 \\ &= T(1 - T) \end{aligned} \quad (1.16)$$

El promedio $\langle n_T n_R \rangle$ es cero pues los dos estados están correlacionados entre sí, ya que la partícula o bien es transmitida o bien es reflejada. En esta expresión destaca que la varianza se anula cuando la transmisión es 1, y cuando $T \ll 1$, la varianza será $\langle n_T \rangle \sim T$. En esta deducción la ocupación del rayo incidente se ha considerado 1. Sin embargo, en el caso que nos ocupa esta ocupación viene dada por la función de Fermi-Dirac ($f(E)$). Por tanto 1.16 toma la forma:

$$\langle \delta n_T^2 \rangle = f(E)T(1 - f(E)T) \quad (1.17)$$

A partir de los números de ocupación podemos deducir las corrientes promedio I_{in} , I_R y I_T (número de portadores por unidad de tiempo), dada una densidad de estados por unidad de energía y longitud $\frac{d\rho(E)}{dE} = \frac{n_{in}(E)}{2\pi\hbar v(E)}$, donde $v(E)$ es la velocidad de un portador con energía E

$$dI_{in} = ev(E)d\rho(E) = \frac{e}{2\pi\hbar} n_{in}(E)dE \quad (1.18)$$

La dependencia de la fluctuaciones con el tiempo viene dada por los número de ocupación, y por tanto a baja frecuencia el modulo de la transformada de Fourier de la corriente nos da la densidad espectral:

$$I(\omega) = \frac{e}{2\pi\hbar} \int n_{in}(E, E + \hbar\omega) dE \quad (1.19)$$

A frecuencias bajas la densidad espectral en I_{Γ} correspondiente es

$$S_{I_{\Gamma}} = 2 \frac{e^2}{2\pi\hbar} \int dE \Gamma f(E)(1 - \Gamma f(E)) \quad (1.20)$$

En el límite de bajas transmisiones esta ecuación se reduce al valor obtenido en la primera parte de esta sección, pues el termino $(1 - \Gamma f(E))$ tiende a uno en este límite, y la corriente promedio es

$$\langle I \rangle = \frac{e}{2\pi\hbar} \int dE \Gamma f(E)$$

Entonces $S_{I_{\Gamma}} = 2e \langle I \rangle$. Otro límite interesante en esta expresión es el de alta transmisión $\Gamma \rightarrow 1$, pues en ese caso el ruido de disparo se suprime. Este resultado es puramente cuántico, los electrones no se sienten como disparos.

El problema de estas expresiones es que no recuperan el límite del teorema de fluctuación-disipación cuando la corriente se anula. Cuando el sistema está en equilibrio el ruido debería ser $S = 4k_B T G$, donde se ha incluido la conductancia $G = 1/R$, dado que las fluctuaciones son en corriente y no en voltaje [10]. Sin embargo, con las expresiones anteriores el ruido se anula. Para recuperar el resultado correcto hay que usar la aproximación de dispersión (scattering) o de Landauer [11, 12]. En esta aproximación se definen canales independientes de conducción, dados por números cuánticos adecuados, y se calcula la matriz de dispersión (\mathbf{S}). Esta matriz es tal que si definimos una colección de operadores creación de auto-estados, $a_{\alpha,n}^{\pm}$, donde el + y el - indican dirección de movimiento, $\alpha = L, R$ son el electrodo derecho o izquierdo y n es el índice del canal, podemos relacionar todos los operadores creación $a_{\alpha,n}^{\pm}$ de esta forma

$$\begin{pmatrix} a_{L,n}^- \\ a_{R,n}^- \end{pmatrix} = \mathbf{S} \begin{pmatrix} a_{L,n}^+ \\ a_{R,n}^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r & t' \\ t & r' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{L,n}^+ \\ a_{R,n}^+ \end{pmatrix}$$

Podemos obtener la misma relación con lo operadores destrucción, $a_{\alpha,n}^{\pm\dagger}$, con la matriz hermítica conjugada (\mathbf{S}^{\dagger}). De forma que podemos expresar la corriente en uno de los electrodos como

$$I_L(t) = \frac{e}{2\pi\hbar} \sum_n \int dE dE' e^{i(E-E')t/\hbar} [a_{L,n}^{\dagger}(E) a_{L,n}^+(E') - a_{L,n}^{-\dagger}(E) a_{L,n}^-(E')]$$

Si suponemos que la diferencia de potenciales químicos μ_L y μ_R no es muy grande y que la velocidad de los electrones es aproximadamente la velocidad

al nivel de Fermi [11]. También vamos a tomar la frecuencia de medida como $f \sim 0$ Hz. Así podemos calcular los momentos de $I_L(t)$, incluyendo la auto-correlación, y por tanto la densidad espectral. La corriente promedio viene dada por:

$$\langle I_L(t) \rangle = \frac{e}{2\pi\hbar} \sum_n \int dE \text{Tr}[t^\dagger(E)t(E)][f_L - f_R] \sim V \frac{e^2}{2\pi\hbar} \sum_n \mathbb{T}_n(\epsilon_F) \quad (1.21)$$

Y la densidad espectral de las fluctuaciones

$$S_{I_L}(f) = \frac{e^2}{2\pi\hbar} \left[2k_B T \sum_n \mathbb{T}_n^2(\epsilon_F) + eV \coth\left(\frac{eV}{2k_B T}\right) \sum_n \mathbb{T}_n(\epsilon_F)(1 - \mathbb{T}_n(\epsilon_F)) \right] \quad (1.22)$$

Donde $\mathbb{T}_n(\epsilon_F)$ es el valor de la transmisión en el canal n . En este caso se supone que los canales son independientes, y por tanto la matriz $\mathbf{t}^\dagger \mathbf{t}$ es simétrica, es decir la base de auto-estados diagonaliza esta matriz. Sólo en este caso el problema tiene una solución tan compacta. V es la diferencia de potencial entre ambos electrodos. Si tomamos el límite de bajas transmisiones, límite utilizado en uniones túnel, es suficiente quedarse a primer orden en $\mathbb{T}_n(\epsilon_F)$, y por tanto la densidad espectral queda.

$$\begin{aligned} S_{I_L}(f) &\sim \frac{e^2}{2\pi\hbar} \left[eV \coth\left(\frac{eV}{2k_B T}\right) \sum_n \mathbb{T}_n(\epsilon_F) \right] = \\ &= 2e \langle I_L \rangle \coth\left(\frac{eV}{2k_B T}\right) \end{aligned} \quad (1.23)$$

Esta expresión tiene que cumplir el límite de bajo voltaje ($eV \ll k_B T$) hacia el resultado del teorema de fluctuación-disipación. En este límite $\coth x \rightarrow 1/x$, así que esta expresión se reduce a:

$$S_{I_L}(f) \sim 2e \langle I_L \rangle \left(\frac{eV}{2k_B T}\right)^{-1} = 4k_B T G$$

que coincide con el ruido térmico. Por el contrario en el límite de alto voltaje

$$S_{I_L} \rightarrow 2e \langle I_L \rangle$$

pues, en este caso $eV \gg k_B T$, por tanto $\coth x \rightarrow 1$, recuperando el otro límite esperado.

Otros sistemas. Definición del factor de Fano.

En los apartados anteriores hemos visto cómo el ruido producido por una serie de eventos electrónicos aleatorios, tanto clásica como cuánticamente viene dado, al menos en cierto límite, por la expresión 1.15. Este valor vamos a llamarlo ruido de disparo completo ("full shot noise") o ruido de disparo Poissoniano, pues la distribución de probabilidad de los eventos es la distribución de Poisson [11, 12]. Ahora bien en estas deducciones tenemos algunas excepciones: i. En la derivación clásica que hemos efectuado en la sección 1.2.2 se ha definido la carga como

$$e = \int_{-\infty}^{\infty} dt F(t)$$

Esta carga hemos supuesto que es la carga del electrón, pues los dispositivos que trataremos son electrónicos, pero esta derivación es válida también si el dispositivo estudiado, en vez de transferir carga e , lo hace con una carga arbitraria q . Esto ha sido observado en uniones túnel superconductor-normal [13], donde la densidad espectral es justo el doble de lo obtenido debido al túnel de pares de Cooper. También fue observado en sistemas donde se da el efecto Hall fraccionario [14], en los que la carga es un tercio de la carga del electrón y esto es lo que se detecta en el ruido de disparo. Estos valores de densidad espectral nos dan una información muy importante, el valor en relación al ruido de disparo completo nos da la carga de los portadores. Por este motivo vamos a definir el factor de Fano como

$$F = \frac{S_I(f)}{2e \langle I \rangle}$$

En la derivación cuántica de la densidad espectral, hemos visto que obtenemos el ruido de disparo completo si suponemos una transparencia $T \ll 1$. Si tomamos el límite de alta transparencia, por el contrario, el ruido de disparo se suprime. Según la ecuación 1.22, si todos los canales que contribuyen a la conducción cumplen que $T_n \sim 1$, entonces el ruido se suprime, es decir $F < 1$. Esto se puede ver en nano-contactos metálicos, donde se puede probar, usando el ruido de disparo, la presencia de varios canales, incluso cuando el sistema es tal que $G \sim e^2/2\pi\hbar$, y se puede estimar la distribución de canales independientes en el nano-contacto [15]. Algo similar sucede en el caso de uniones túnel dobles. Este sistema es básicamente una unión túnel, pero en su interior se ha introducido un tercer electrodo. Dependiendo del experimento, a éste se le puede aplicar un voltaje determinado y así modificar el fondo de banda de material, al cual conoceremos como voltaje de puerta ("gate voltage"). Debido a las barreras de potencial entre el electrodo central y los otros dos, aparecen lo que se conoce como pozo cuántico en la dirección perpendicular a las barreras, y la consiguiente aparición de una colección de niveles de energía discretos ε_n , dados por las barreras de potencial y la anchura del electrodo (w). Además introducimos un voltaje de polarización V entre los electrodos y así permitimos que un número N_V de niveles resonantes participen en la transmisión. Vamos

a deducir ésto en el caso unidimensional, donde el coeficiente de transmisión de la estructura viene dado por:

$$T(E) = \frac{\mathbb{T}_L \mathbb{T}_R}{1 + (1 - \mathbb{T}_L)(1 - \mathbb{T}_R) - 2\sqrt{(1 - \mathbb{T}_L)(1 - \mathbb{T}_R)} \cos[\phi(E)]} \quad (1.24)$$

Donde $\phi(E)$ es la fase acumulada durante el movimiento entre las barreras, y viene dada por

$$\phi(E) = \frac{2w\sqrt{2mE}}{\hbar}$$

Los niveles ε_n vienen dados por aquellas energías tales que $\phi(\varepsilon_n) = 2\pi n$. En este caso $T(E)$ en torno a ε_n puede expresarse como una Lorentziana de anchura $\Gamma_n = \hbar[T_L + T_R]v_n/w = \Gamma_{L,n} + \Gamma_{R,n}$, donde $v_n = \sqrt{2\varepsilon_n/m}$. Cuando la separación de niveles es tal que $\Delta\varepsilon_n \gg \Gamma_{n/2}$, la transmisión puede escribirse

$$\mathbb{T}(E) = \sum_{n=1}^{N_v} \mathbb{T}_n^{max} \frac{\Gamma_n^2/4}{(E - \varepsilon_n)^2 + \Gamma_n^2/4}$$

donde \mathbb{T}_n^{max} es la transmisión cuando $E = \varepsilon_n$. Esto nos permite calcular la corriente y el ruido de disparo para $T = 0K$:

$$I = \frac{e}{\hbar} \sum_{n=1}^{N_v} \frac{\Gamma_{R,n} \Gamma_{L,n}}{\Gamma_n}$$

$$S = \frac{2e^2}{\hbar} \sum_{n=1}^{N_v} \frac{\Gamma_{L,n} \Gamma_{R,n} (\Gamma_{L,n}^2 + \Gamma_{R,n}^2)}{\Gamma_n^3}$$

Este resultado es sólo válido cuando la anchura de la resonancia es lo suficientemente estrecha como para poder expresar la transmisión como una suma discreta de Lorentzianas. Por tanto V tiene que ser tal que N_V esté bien definido. En el caso $N_V = 1$, podemos definir

$$F = \frac{\Gamma_L^2 + \Gamma_R^2}{\Gamma^2} \quad (1.25)$$

De forma que sólo recuperamos el ruido de disparo completo cuando una de las transmisiones es mucho mayor que la otra. En el caso de una unión simétrica, con ambas transmisiones iguales, $F = 1/2$. Este resultado también es cierto en el caso en que la estructura sea tridimensional, y los electrones además de un momento perpendicular a la barrera, poseen un momento paralelo, pues el promediado sobre cualquier parámetro aleatorio conserva el resultado obtenido [11]. En esta deducción, no hemos tenido en cuenta la energía de carga del electrodo central y hemos supuesto que la energía se conserva en todo el proceso, es decir no hemos considerado la dispersión inelástica. El primer caso es aplicable en uniones cuya capacidad (C) sea lo suficientemente pequeña, como

para que el voltaje de polarización necesario para cargar la película entre ambas ($E_C = e^2/2C$) sea apreciable. A este regimen se le conoce como bloqueo de Coulomb. El ruido asociado a este fenómeno fue descrito por Korotkov [16] La dispersión inelástica la vamos a tratar introduciendo una longitud característica l_i . Si suponemos un conductor de longitud L , dentro de éste se producirán N_i procesos de dispersión, y podremos considerar al sistema como N_i resistencias difusivas, y cada una contribuye al ruido de disparo con un factor de Fano $1/3$, así que en total $F = 1/3N_i$. Con esto recuperamos el límite macroscópico donde solo existe ruido térmico y no de disparo.

1.2.3. El problema del ruido $1/f$.

Schottky en sus artículos de ruido descubrió que en todos los tubos de vacío, además de las dos fuentes que hemos visto, aparecen otro tipo de fluctuaciones que siguen una dependencia cuadrática con la corriente promedio [9]. Inicialmente al fenómeno se le conoció como ruido de parpadeo ("flicker noise"), pues se sugirió que la emisión de electrones del filamento y es similar a la emisión de luz aleatoriamente de un filamento incandescente, esta propiedad podría explicar la densidad espectral observada[17]. En este mismo trabajo, se observó que la dependencia del efecto con la frecuencia era proporcional a $1/f$. Desde este primer trabajo donde se reconoce el ruido $1/f$, éste ha sido una de las grandes incógnitas de la fluctuaciones, y sigue siéndolo hoy en día, a pesar de que este tipo de fluctuaciones aparece en todo tipo de sistemas [12]. Esto llevó a pensar que alguna razón subyacente debía existir, pues en los sistemas mas extraños aparece el ruido $1/f$. Aquí vamos a tratar principalmente el ruido en sistemas electrónicos, pues uno de los campos donde se explicó el origen de este ruido fue en películas delgadas metálicas. Después pasaremos a sistemas magnéticos, donde el ruido $1/f$ aparece siguiendo una relación de fluctuación-disipación.

Las propiedades que presenta el ruido $1/f$ pueden resumirse en los siguientes puntos:

1. *Estacionaridad y ergodicidad del ruido $1/f$.* La integral de la densidad espectral $\int S(f)df$ diverge, y eso es exactamente la varianza de las fluctuaciones en el caso de ruido estacionario. Por tanto, se espera una saturación de la densidad espectral a baja frecuencia, pero ésta no se ha encontrado hasta 10^{-6} Hz [18].

2. *Gaussianidad de las fluctuaciones.* se dice que el ruido es gaussiano cuando proviene de muchos fluctuadores independientes, pues todo proceso aleatorio que sea resultado de la suma de procesos independientes tiende a una distribución gaussiana [19]. Si el ruido esta caracterizado por una densidad de probabilidad gaussiana la varianza y el promedio son suficientes para conocer el proceso. Si no es así, habría que mirar a momentos estadísticos más altos para conocer la función densidad de probabilidad. Estas cuestiones son importantes, pues si el proceso estudiado no es estacionario, ergódico y gaussiano, la densidad espectral no es una buena representación del proceso [20].

3. *La presencia del ruido en equilibrio* [21, 22]. Como vimos en la sección

1.1, la termodinámica asegura que las fluctuaciones son proporcionales a la disipación. Por tanto, las fluctuaciones en el voltaje de una resistencia, cuando ésta está en equilibrio, son $4k_BTR$. Pero mirando las fluctuaciones de este valor a una frecuencia dada, cantidad conocida como segundo espectro, el ruido $1/f$ vuelve a aparecer. Solo fluctuaciones en el producto TR pueden explicar este segundo espectro, entonces o bien las fluctuaciones de tipo $1/f$, al menos en resistencias, aparecen en equilibrio, o bien el sistema no está en equilibrio térmico y las fluctuaciones corresponden a fluctuaciones en la temperatura dentro del sistema [23].

El primer intento de sistematizar el ruido $1/f$ en películas metálicas fue propuesto por Hooge. Aunque antes se plantearon varios modelos, éste parametriza el ruido $1/f$ mediante un parámetro, denominado constante de Hooge (α), que vale aproximadamente 2×10^{-3} y es supuestamente universal. Las fluctuaciones son provocadas por una variación de la densidad de portadores N_{e-} . En este modelo la densidad espectral se ajusta a la expresión [17]:

$$\frac{S_V(f)}{V^2} = \frac{\alpha}{N_{e-}} \frac{1}{f} \quad (1.26)$$

Este sencillo modelo permite explicar que este ruido en metales es un efecto de volumen, pues depende de éste, a través de N_{e-} . Anteriormente se propusieron trampas superficiales, como el origen del ruido $1/f$ [24]. El modelo de Hooge también predice este tipo de ruido, pero amplía la explicación a muestras que contengan variaciones en la densidad de portadores de carga en todo el volumen. También es capaz de explicar varios experimentos en sistemas donde aparecen este tipo de fluctuaciones. Sin embargo, este modelo no es capaz de explicar variaciones del exponente espectral $S(f) \propto 1/f^\gamma$

$$\gamma = -\frac{d(\ln[S(f)])}{d(\ln[f])} \sim 0,9 - 1,4$$

Esta cantidad depende de la frecuencia y la temperatura en muchas muestras [23, 25]. Por otro lado, la constante universal que postula, se demostró que no era tal [23]. Aun así, explica muchos fenómenos y permite comparar muestras de distintos volúmenes y resistencias de forma muy sencilla.

La dependencia con la temperatura de la densidad espectral hizo sospechar a Dutta, Dymon y Horn, que procesos térmicamente activados podrían dar como resultado el comportamiento observado. Esta aproximación al problema no era nueva, pues el modelo de Mcworther [24] trampas superficiales con una distribución constante de profundidades E y cuya población depende de la temperatura. El efecto de esta distribución en la densidad espectral es una dependencia $1/f$. Si en vez de una distribución constante de profundidades E , suponemos una distribución $\mathcal{D}(E)$ entonces

$$S_V(f, T) = \int \frac{\tau_0 e^{E/k_B T}}{(2\pi f \tau_0)^2 e^{2E/k_B T} + 1} \mathcal{D}(E) dE \sim \frac{k_B T}{2\pi f} \mathcal{D}(E) \quad (1.27)$$

Aunque la aproximación es válida si $\mathcal{D}(E)$ varía poco con E . Por tanto el exponente tiene esta expresión

$$\gamma = 1 - \frac{1}{\ln(\omega\tau_0)} \left[\frac{d(\ln[S(f)])}{d(\ln[T])} - 1 \right] \quad (1.28)$$

Donde τ_0 es un tiempo de intento, aproximadamente igual a la frecuencia de Debye [25], y E son las energías de activación. Ambas cantidades nos dan un tiempo típico de relajación $\tau = \tau_0 e^{E/k_B T}$. Al igual que el modelo de Hooge, éste tampoco dice mucho del origen intrínseco de las fluctuaciones de tipo $1/f$. Sólo es necesario suponer una densidad de energías de activación $\mathcal{D}(E)$ con las siguientes características:

i. Deben ser procesos ligados a las fluctuaciones en la resistividad, con todos los tiempos posibles de relajación y térmicamente activados.

ii. Los procesos deben tener una densidad de energías de activación, y por tanto de tiempos de relajación, casi constante.

En metales, el mecanismo que se ajusta a estas premisas es la densidad de defectos. La resistividad está determinada por la densidad de defectos, y el movimiento de los defectos es térmicamente activado y tiene todas las energías de activación posibles. La resistividad en equilibrio térmico viene determinada por el movimiento de estos defectos dentro del volumen de la muestra. Este hecho explica que las fluctuaciones aparezcan en ausencia de corriente. Una prueba independiente del origen de este ruido es su dependencia frente a la temperatura. Debido a la interacción entre resistividad y defectos, el ruido $1/f$ va a ser mayor cuando disminuamos la temperatura. El ruido generado por el movimiento de un defecto individualmente es proporcional a una potencia de la longitud de coherencia de fase L_ϕ (aproximadamente L_ϕ^4 en películas delgadas [12]), y ésta depende con la temperatura como T^{-p} , donde p viene dado por las propiedades del material. Por tanto, es de esperar que al bajar la temperatura, el ruido $1/f$ aumente al aumentar L_ϕ cuando disminuimos la temperatura. [12, 25].

Aunque el modelo de Dutta-Dymon y Horn no explique el origen de los fluctuadores independientes, es capaz de restringir al menos los posibles candidatos para generar el ruido $1/f$. Esto permitió entender, por ejemplo, el ruido en uniones túnel de estado sólido (metal-aislante-metal). En estos sistemas la normalización para obtener α es el área en vez del volumen, pues el transporte se produce en el área de la unión. En películas metálicas el origen del ruido $1/f$ es el movimiento de defectos. En uniones túnel vamos a considerar defectos que afecten la conductancia túnel. Estos defectos deberían estar en la barrera, y o bien son reconfiguraciones iónicas que modifican la altura de barrera de forma local, o bien los defectos pueden cargarse modificando el campo eléctrico, alterándose de este modo la conductancia local. Ambos procesos pueden considerarse térmicamente activados y cada uno es un sistema de dos niveles. Si esto es así, las fluctuaciones deberían aparecer en la densidad espectral como Lorentzianas superpuestas sobre un fondo $1/f$. En el dominio de tiempos aparecería ruido aleatorio telegráfico (random telegraph noise), llamado así por la

similitud de las trazas obtenidas con la señal de salida de un telégrafo. Esto es debido a que la resistencia del dispositivo, está un tiempo τ_1 en un estado de resistencia y un tiempo τ_2 en otro estado. Estos tiempos están determinados por la probabilidad de transición entre los dos estados, de forma que

$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{1}{\tau_0} e^{E_i/kBT}$$

Donde τ_i es el tiempo de vida del estado i , y τ_0 es un tiempo de intento de sobrepasar la barrera de energía. En metales suele ser igual el inverso de la frecuencia de Debye, pero originalmente esto es válido sólo en películas metálicas.

En uniones túnel con un área pequeña y a baja temperatura el número de fluctuadores es reducido, bien porque el área contiene pocos de ellos, bien porque la temperatura bloquea aquellos cuya energía de activación es mucho menor que $k_B T$ (mirar la ecuación 1.27). Aunque el número de fluctuadores independientes debe ser lo suficientemente alto para considerar al proceso gaussiano, existen procesos individuales que contribuyen en mayor medida a las fluctuaciones. En este caso es posible identificar el ruido telegráfico y los picos antes explicados en la densidad espectral [26]. El modelo de Dutta-Dymon-Horn supone que los fluctuadores que componen el ruido $1/f$ solo tienen un tiempo de relajación. En este caso de procesos con dos tiempos puede decirse que el sistema tiene un tiempo efectivo definido como

$$1/\tau_{eff} = 1/\tau_1 + 1/\tau_2$$

De forma que, aunque cada fluctuador está caracterizado por dos tiempos la expresión 1.27 es aplicable. Esta ecuación nos permite interpretar el origen del ruido $1/f$, al menos en este sistema uniones túnel, como la variación de conductancia túnel debida a cambios estructurales en la barrera, que modifican el campo eléctrico y/o la anchura de la barrera túnel de forma local.

En conclusión hemos usado el modelo de Dutta-Dymon y Horn para explicar el ruido $1/f$ en dos sistemas diferentes. En ambos casos ha sido necesario buscar el proceso ligado a la resistividad y comprobar que las premisas para estos procesos son válidas. Entonces el modelo explica las fluctuaciones. La gaussianidad del proceso total está asegurada, pues es la suma de infinitos fluctuadores individuales e independientes, y al menos en los tiempos de estudio típicos (el tiempo que transcurre entre que un electrón sale o entra) el proceso es ergódico y estacionario.

Fluctuaciones en sistemas magnéticos.

En sistemas ferromagnéticos las fluctuaciones de la imanación en equilibrio, $S_M(f)$, son de tipo $1/f$. Aunque, al contrario que en transporte, el sistema está en equilibrio y el teorema de fluctuación-disipación es aplicable. En el caso de un material con una imanación la densidad espectral de sus fluctuaciones vendría dada por:

$$S_M(f) = V \frac{2k_B T}{\pi f} \chi''(f) \quad (1.29)$$

Donde V es el volumen de la muestra y $\chi''(f)$ es la parte imaginaria de la susceptibilidad magnética.

En el caso de los ferromagnéticos $\chi''(f)$ es una constante. Por tanto, usando la ecuación 1.29 se obtiene ruido $1/f$ [12]. Este comportamiento fue observado experimentalmente en aleaciones ferromagnéticas, detectando las fluctuaciones de la imanación con un SQUID [27, 28]. Este argumento no puede ser aplicado cuando el sistema está fuera de equilibrio, es decir cerca del campo coercitivo del material. En esta situación la inversión del vector imanación se produce mediante saltos Barkhausen, debidos al movimiento de dominios en el cuerpo ferromagnético. La caracterización de estos saltos no se puede efectuar usando solo la densidad espectral, debido a su carácter no estacionario y no gaussiano, si no que es necesario medir momentos estadísticos de orden mas alto como el segundo espectro [29].

Un ejemplo más lo dan los vidrios de espín. Este tipo de materiales son disoluciones de metales magnéticos (Mn, Fe...) en metales de transición no magnéticos. Cuando la temperatura desciende por debajo de una temperatura crítica T_G , la posición aleatoria de los átomos magnéticos dentro del disolvente no magnético provoca que el campo de canje cambie de magnitud y de signo, dependiendo de la posición relativa de los átomos magnéticos. A este estado se le conoce como vidrio de espín. La susceptibilidad magnética imaginaria a baja frecuencia es distinta de cero y constante. Para explicar cómo interaccionan los momentos magnéticos dentro del material se pueden plantear dos modelos:

a. El modelo de "gotitas" (droplets) supone que el material esta dividido en gotas ferromagnéticas, cuya interacción es de corto alcance. Se supone que la interacción es proporcional a la magnitud de la gota. Por tanto, cambiar el estado de una gota grande supone mucho tiempo, así que dada una distribución ancha de tamaños, obtenemos una $\chi''(f)$ constante a baja frecuencia. Destaca que el estado fundamental es único, y solo depende de la simetría del hamiltoniano. Por ejemplo, si aplicamos campo magnético, el estado dependerá de la orientación del campo aplicado, pero ambos estados son equivalentes.

b. El modelo jerárquico considera que todo el volumen interacciona con un espín concreto. Por tanto, al contrario que en el modelo de gotitas, existen infinitos estados fundamentales. Cada uno de los diferentes estados está separado de los otros mediante barreras de energía, de forma que se pueden definir estados adyacentes o distantes dependiendo de cómo de grande sea la barrera de energía entre ellos. Esto nos da una distribución de energías de activación normalmente ancha, por lo que otra vez recuperamos una disipación constante a baja frecuencia.

El ruido observado cumple con el teorema de fluctuación-disipación al igual que los ferromagnéticos, y al ser $\chi''(f)$ una constante a baja frecuencia, la densidad espectral de las fluctuaciones es $1/f$. En este caso el ruido no permite clarificar qué modelo explica la dinámica de los vidrios de espín. Aunque si

nos vamos a momentos estadísticos mas altos, nos damos cuenta de que en el modelo jerárquico el ruido debe ser no gaussiano. Por tanto detectando las fluctuaciones en función del tiempo, podemos calcular el segundo espectro y vemos cómo una componente $1/f$ aparece en esta cantidad, sumada a un espectro independiente de la frecuencia, que corresponde a procesos gaussianos [30]. De este experimento se puede concluir que la vision de gotas no es al menos la más correcta, y que aparecen interacciones de largo alcance, que hay que tener en cuenta.

1.3. Ruido en dispositivos spin-trónicos: el papel del spin.

1.3.1. Metales ferromagnéticos: la polarización de las bandas.

El magnetismo fue descubierto en la antigüedad, gracias a que los efectos macroscópicos que produce se perciben fácilmente: algunos materiales son atraídos por otros, a los que llamamos imanes, y dos imanes se repelen o se atraen dependiendo de qué parte de un imán enfrentemos al otro: norte frente a norte o frente a sur. Pero el origen de esta fuerza ejercida por algunos materiales sobre otros no fue clarificado hasta el siglo pasado, pues requiere una visión cuántica de la realidad para entenderlo. Podemos distinguir dos tipos de magnetismo: uno es el descrito anteriormente: el magnetismo fuerte, y surge espontáneamente en algunos materiales. Existen tres tipos de ordenamiento magnético fuerte: ferromagnetismo, antiferromagnetismo y ferrimagnetismo. El ferromagnetismo es el tipo de ordenamiento más simple, ya que en este caso todos los momentos magnéticos apuntan en la misma dirección, dando como resultado un campo magnético externo. Son ferromagnéticos los elementos hierro, cobalto, níquel y algunos compuestos de tierras raras. En el orden antiferromagnético los momentos magnéticos localizados se cancelan entre sí, resultando en una imanación neta igual a cero. El ejemplo más claro es el cromo. El ferrimagnetismo es tan parecido al orden ferromagnético que sólo a escala microscópica es distinguible de él. En este caso, los momentos magnéticos localizados se ordenan como en un antiferromagnético, pero los momentos magnéticos no se cancelan completamente entre sí, porque tienen magnitudes distintas. Por tanto, aparece una imanación neta distinta de cero, un ejemplo es la magnetita (Fe_3O_4).

El otro tipo de magnetismo es el inducido o débil. Se pueden distinguir dos tipos: diamagnetismo y paramagnetismo. Un cuerpo del primer tipo, en presencia de un imán, es repelido por el campo magnético, por ejemplo el oxígeno molecular es diamagnético. Por el contrario un material paramagnético es atraído por un imán. En general lo metales, como por ejemplo el platino, son paramagnéticos. Este tipo de magnetismo no fue descubierto hasta el siglo XIX

por Faraday, pues sus efectos (salvo en los superconductores) son muy pequeños para ser apreciados a simple vista, al contrario que en los ferromagnéticos.

En los cuerpos con magnetismo débil, al aplicar un campo magnético en una dirección aparece un momento magnético m , de forma que podemos definir una susceptibilidad χ , tal que

$$\chi = \frac{dM}{dH}$$

Si el material es lineal χ es una constante. Esta definición es válida tanto para el paramagnetismo ($\chi > 0$) como para el diamagnetismo ($\chi < 0$). Se denomina débil, porque la imanación siempre es mucho menor que la máxima posible, es decir la que corresponde a todos los momentos magnéticos elementales alineados. Para entender el magnetismo débil hay que acudir a la mecánica cuántica. El hamiltoniano de un electrón sometido a un potencial electrostático ϕ y a un potencial vectorial \vec{A} , eligiendo el "gaugeCoulomb" $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$, es:

$$\mathcal{H} = -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m_e} + i \frac{q\hbar \vec{A} \cdot \vec{\nabla}}{m_e} + \frac{q^2 A^2}{2m_e} + q\phi \quad (1.30)$$

Si consideramos estados ligados, es decir estados tales que $q\phi$ es mucho mayor que todos los términos que dependen de \vec{A} , entonces puede considerarse el efecto del campo magnético como una perturbación. Tomando $\vec{A} = \vec{B} \times \vec{r}/2$ y sumando sobre todos los electrones del átomo a estudiar, la energía debida al campo \vec{B} es:

$$\delta E_c = \frac{e}{2m_e} (\vec{L} + 2\vec{S}) \cdot \vec{B} + \sum_i \frac{e^2 B^2 (x_i^2 + y_i^2)}{8m_e} \quad (1.31)$$

donde pueden distinguirse dos sumandos, tales que el primero corresponde al termino paramagnético y el segundo al diamagnético. Esta expresión nos permite puede calcular el momento magnético y, por tanto, la susceptibilidad correspondiente a cada término:

$$\chi_d = -\frac{\mu_0 n Z e^2 \langle r^2 \rangle}{6m} \quad (1.32)$$

$$M_p = ngJ\mu_B \mathcal{B}_J \left(\frac{gJ\mu_B B}{k_B T} \right) \quad (1.33)$$

$$\chi_p \sim \frac{ng^2 \mu_0 \mu_B^2 J(J+1)}{3k_B T} \quad (1.34)$$

donde n es la densidad atómica, Z es el número atómico, J es el momento angular total electrónico, g es el factor de Landé y $\mathcal{B}_J(x)$ es la función de Brillouin. Para obtener la ecuación 1.33 se ha tomado $x \ll 1$ que, en muy buena aproximación, siempre es cierto. Estos resultados no pueden ser usados normalmente en sólidos, pues el momento J se cancela cuando los átomos individuales

se agregan, de modo que todos los materiales deberían ser diamagnéticos. Pero en algunos casos, donde el estado fundamental está casi degenerado en energía con uno excitado de $J \neq 0$, podemos tomar esta corrección a segundo orden y aparece otro término paramagnético, conocido como paramagnetismo de Van Vleck. Por este motivo, el magnetismo en casi todos los materiales es de tipo débil, y solo aparece de forma fuerte en materiales de la fila 3d del sistema periódico donde están el hierro, el cobalto y el níquel, y en la fila 4f. En ambos casos, el momento J del átomo lo proporcionan electrones situados en capas profundas, que no contribuyen al enlace.

Para examinar todas las contribuciones en sólidos, tratemos ahora el magnetismo debido a electrones sujetos a un potencial electrostático débil tal que $q\phi \sim 0$. En este caso, el campo magnético añade un término extra al hamiltoniano de electrones libres, de forma que si $\vec{A} = (0, Bx, 0)$ y la función de onda es $\psi(\vec{r}) = f(x)e^{k_y y + k_z z}$ y $\omega = eB/m$, el hamiltoniano adopta la forma:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{d^2 f(x)}{dx^2} + \frac{1}{2} m_e \omega^2 \left(x + \frac{\hbar k_y}{qB} \right)^2 f(x) = \left(\epsilon - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_e} \right) f(x)$$

Donde $\omega = eB/m_e$ es la frecuencia ciclotrón. La energía total corresponde a la energía traslacional a lo largo del eje z y la energía de un oscilador armónico dada por $E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega$. Este último término cuantiza la energía de las orbitas electrónicas en el plano perpendicular a \vec{B} . En esta ecuación no se ha incluido el espín electrónico, éste puede incorporarse de una manera sencilla suponiendo que la energía total de los electrones viene dada por $E_{\pm} = \epsilon \pm \mu_B$. Por tanto, la distribución de Fermi-Dirac ya no es degenerada en spin, y en el nivel de Fermi la población de spines en un sentido es mayor que en el opuesto, resultando un momento magnético:

$$M = \frac{\mu_B}{2} \int_0^{\infty} (f_{E_-}(E) - f_{E_+}(E)) \mathcal{D}(E) dE$$

Donde \mathcal{D} es la densidad de estados. La energía asociada al campo magnético μ_B es mucho menor que la energía de Fermi. Por tanto, el momento magnético total puede aproximarse a primer orden por

$$M \sim \mu_B^2 B \mathcal{D}(\epsilon_F)$$

Donde ϵ_F es el nivel de Fermi. De modo que:

$$\chi = \mu_0 \mu_B^2 \mathcal{D}(\epsilon_F) \tag{1.35}$$

Este efecto se conoce como paramagnetismo de Pauli. Además de esta contribución paramagnética, existe una contribución adicional provocada por el hecho de que las orbitas electrónicas en presencia de un campo magnético estén cuantizadas (niveles de Landau). La susceptibilidad correspondiente es diamagnética y aproximadamente igual a 1/3 de la contribución de Pauli. En ambos casos la susceptibilidad no depende de la temperatura, pues la imanación depende de la distribución de Fermi-Dirac y del principio de exclusión de Pauli, al

contrario que en el caso de electrones localizados, donde el momento magnético total depende de la orientación de J .

Los mecanismos descritos corroboran las observaciones experimentales realizadas en muchos materiales, pero no son capaces de explicar el origen del magnetismo fuerte. Como se vio anteriormente, los materiales de la tabla periódica que muestran magnetismo fuerte (hierro, cobalto y níquel), poseen un momento angular distinto de cero, pero los valores de campo necesarios para obtener la imanación serían del orden de 10^3T . Sin embargo el campo que genera un magnético dentro de un sólido es de 0.1T a una distancia de 3Å de dicho momento. Por esta razón Weiss incluyó un campo interno en el material, al que llamó campo molecular (\vec{B}_m), que está definido por la imanación

$$\vec{B}_m = \mu_0 \lambda \vec{M}$$

Basta sustituir esta expresión de campo en la ecuación 1.33 para obtener el comportamiento del momento magnético por debajo de una T_C , conocida como temperatura de Curie:

$$M = ngJ\mu_B \mathcal{B}_J \left(\frac{gJ\mu_B B_m}{k_B T} \right) = M(T = 0K) \mathcal{B}_J \left(\frac{gJ\mu_B \mu_0 \lambda M}{k_B T} \right) \quad (1.36)$$

Por otro lado, de la inclusión del campo molecular en la ecuación 1.33 se deduce el comportamiento de la susceptibilidad por encima de T_C

$$\chi(T) \sim \frac{ng^2 \mu_0 \mu_B^2 J(J+1)}{3k_B(T - T_C)}$$

En principio es razonable pensar que este campo molecular es debido a la interacción entre los distintos momentos dentro del cuerpo magnético. Pero los campos generados por los distintos momentos son muy pequeños en comparación con los campos necesarios para generar el magnetismo fuerte. Por tanto, esta hipótesis aunque funciona muy bien y explica toda la fenomenología de los cuerpos (ciclos de histéresis, dominios y comportamiento cerca de la temperatura crítica), no nos dice nada acerca de origen del campo molecular. Solo se trata de un parámetro que explica el comportamiento de los cuerpos con magnetismo fuerte, e incluso de aquellos que no son ferromagnéticos (antiferromagnéticos y ferrimagnéticos). Otra vez es necesaria la mecánica cuántica para explicar el origen de este mecanismo de imanación: el canje.

El mecanismo de canje es debido a la interacción electrón-electrón. En física atómica esta interacción está implícita en la regla de Hund para el llenado de orbitales atómicos, que indica que, si el principio de exclusión de Pauli lo permite, los orbitales atómicos se llenarán preferentemente con spines paralelos. En otras palabras, dos electrones cuyas funciones de onda solapen, tendrán spin paralelo para minimizar la repulsión electrón-electrón. Si tenemos un sistema con dos electrones A y B , en dos estado representados por dos funciones de onda ψ_1 y ψ_2 , degeneradas respecto al momento angular ℓ , entonces

$$|\uparrow\uparrow\rangle = \psi_1[A]\psi_2[B] + \psi_2[A]\psi_1[B]$$

y

$$|\uparrow\downarrow\rangle = \psi_1[A]\psi_2[B] - \psi_2[A]\psi_1[B]$$

Se define la energía de canje como la diferencia de energías electrostáticas entre la configuración paralela y antiparalela:

$$2j = E_{|\uparrow\downarrow\rangle} - E_{|\uparrow\uparrow\rangle} = 2 \left\langle \psi_1[A]\psi_2[B] \left| \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0|\vec{r}_A - \vec{r}_B|} \right| \psi_1[B]\psi_2[A] \right\rangle \quad (1.37)$$

Si queremos calcular el canje en el caso de varios electrones hay que usar las funciones de onda de un solo electrón y calcular la diferencia de energías entre la configuración paralela y la antiparalela. El magnetismo fuerte en los materiales metálicos tales como los metales de transición 3d y las tierras raras puede explicarse del mismo modo. En estos materiales, las capas con un momento angular distinto de cero casi no contribuyen a la conducción y, por tanto, podemos tratarlos como momentos localizados. Este razonamiento funciona mucho mejor en los materiales de tierras raras que en los metales de transición, en los que los electrones 3d no son muy profundos y sí pueden contribuir a la conducción. Veamos que contribuciones al canje aparecen en este tipo de sólidos:

a. Canje directo entre momentos localizados. El canje entre electrones localizados en torno al núcleo puede calcularse siguiendo la ecuación 1.37. La evaluación de esta integral arroja un resultado estimado en 70 veces inferior al necesario para obtener magnetismo fuerte.

b. Canje directo entre los electrones de conducción. Las funciones de un electron correspondientes en el caso de electrones de conducción vienen dadas por funciones Bloch. Puede calcularse su dispersión usando, por ejemplo, el método de "tight-binding", obteniéndose una relación de dispersión $\varepsilon(k)$.

En esta relación de dispersion cada estado k será ocupado por dos electrones, pues el grado de libertad del spin no influye en la energía del estado. Por tanto, tendremos dos bandas correspondientes a las dos orientaciones del spin. Al introducir la interacción electrón-electrón, si el spin de ambos electrones está alineado nuevamente se minimiza la repulsion electrostática en una cantidad $2j$, pero el nivel de Fermi aumentaría y, por tanto, la energía total del sistema también. Puede calcularse la diferencia de energías entre ambos estados para una densidad electrónica n :

$$\delta E = \frac{2n}{\mathcal{D}(\epsilon_F)} - 2j$$

El sistema tendrá orden magnético si $\delta E < 0$, por tanto

$$\frac{2j\mathcal{D}(\epsilon_F)}{n} > 1 \quad (1.38)$$

Este criterio es conocido como el criterio de Stoner para el ferromagnetismo. Aunque esta contribución al canje no explica todo el fenómeno, al menos explica por qué los metales 3d y 4f poseen estas propiedades, pues sus densidades de estados en el nivel de Fermi son muy grandes.

c. Canje indirecto. Esta contribución corresponde a la interacción entre momentos localizados a través de los electrones itinerantes de conducción. El gas electrónico tiene una susceptibilidad propia, al estar afectado por una red de spines, los electrones se polarizan y contribuyen así a aumentar el canje entre momentos localizados. Para estimar esta contribución tendría que calcularse la susceptibilidad del gas en presencia de la red de spines. Resolviendo esto para una función delta, se obtiene que la respuesta del gas a la acción de un campo magnético puntual, dado, por ejemplo, por un momento atómico, es oscilatoria en función de la distancia y puede cambiar de signo, resultando en el caso negativo en orden antiferromagnético. A este tipo de canje se le conoce como interacción RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yoshida). Es la responsable del orden magnético en vidrios de spin y en multicapas magnéticas, donde el acoplo puede ser ferromagnético o antiferromagnético, dependiendo del espesor de material no magnético depositado.

Quizá el resultado más relevante para nuestro objetivo es el hecho de que, debido al canje, la densidad de estados al nivel de Fermi no es igual para los electrones con spin hacia arriba y hacia abajo. Esto quedó demostrado mediante los experimentos de túnel sobre un material superconductor [31]. La idea es aplicar un campo lo suficientemente alto como para polarizar la densidad de estados de las cuasi-partículas en el superconductor. De este modo puede detectarse la densidad de estados en el nivel de Fermi resuelta en spin.

Si se aplica un campo magnético sobre un superconductor, la densidad de estados de cuasi-partículas de éste se desdobra en spin del mismo modo que en un metal (susceptibilidad de Pauli). En cambio, la superconductividad no es destruida hasta un campo crítico (H_C). En el experimento que discutiremos se usó aluminio como material superconductor en forma de una película delgada. Esto produce un incremento de $H_C \propto d^{-3/2}$, que permite que la apertura de la densidad de estados, en una cantidad igual a la energía Zeeman $\Delta E_{Zeeman} = g\mu_B H$, sea lo suficientemente grande como para poder resolverla en un experimento de espectroscopía túnel. La densidad de estados superconductor se toma como:

$$N_S(E) = \begin{cases} \frac{N_n(E)E}{\sqrt{E^2 + \Delta^2}} E \geq \Delta \\ 0 E < \Delta \end{cases} \quad (1.39)$$

La densidad de estados del material ferromagnético la agrupamos en dos partes una la llamamos N_{\uparrow} , ésta corresponde con la densidad de estados de electrones cuyo spin está alineado con el campo magnético aplicado, y a la otra N_{\downarrow} , que es la densidad de estados de electrones no alineados con el campo externo. Ambos valores los consideramos constantes en torno al nivel de Fermi. En

estas condiciones la corriente túnel es:

$$I(V) \sim \int_{-\infty}^{\infty} dE \left(N_{\uparrow} N_s(E + g\mu_B H) + N_{\downarrow} N_s(E - g\mu_B H) \right) [f(E + eV) - f(E)]$$

Donde $f(E)$ es la distribución de Fermi-Dirac. Derivando respecto al voltaje se obtiene la conductancia:

$$G(V) = \frac{dI(V)}{dV} \sim \int_{-\infty}^{\infty} dE \left(N_{\uparrow} N_s(E + g\mu_B H) + N_{\downarrow} N_s(E - g\mu_B H) \right) K(E + eV) \quad (1.40)$$

Donde hemos definido la función $K(E)$ como la derivada de la distribución de Fermi-Dirac respecto al voltaje V :

$$K(E + eV) = \frac{e^{(E+eV)/k_B T}}{k_B T \left[1 + e^{(E+eV)/k_B T} \right]}$$

Si las densidades de estados N_{\uparrow} y N_{\downarrow} son iguales como en cualquier metal, $G(V)$ presentará cuatro picos en $eV = \pm\Delta \pm g\mu_B H$. Por el contrario, una densidad de estados en un ferromagnético estará polarizada en spin y $N_{\uparrow} \neq N_{\downarrow}$, y esto dará lugar a cuatro picos, igual que en un metal, pero cada uno con una altura diferente: $\sigma_{+\uparrow}, \sigma_{+\downarrow}, \sigma_{-\uparrow}$ y $\sigma_{-\downarrow}$.

Vamos a definir la polarización del ferromagnético como:

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \quad (1.41)$$

Esta cantidad se puede obtener a partir de las alturas en cada uno de los picos de la siguiente forma:

$$P = \frac{(\sigma_{+\uparrow} - \sigma_{-\uparrow}) - (\sigma_{+\downarrow} - \sigma_{-\downarrow})}{(\sigma_{+\uparrow} - \sigma_{-\uparrow}) + (\sigma_{+\downarrow} - \sigma_{-\downarrow})}$$

Esta relación permitió medir la polarización en distintos ferromagnéticos, y comparar esta cantidad con predicciones teóricas, que predecían una polarización negativa en el nivel de Fermi. Es decir, que los spines mayoritarios son los que se orientan en dirección contraria al campo. Sin embargo la polarización obtenida en este trabajo es claramente positiva en todos los materiales estudiados. Una explicación plausible a esta contradicción es que la banda polarizada, la d en el caso de los metales de transición, no contribuya al túnel puesto que los estados d están muy localizados. Los estados que contribuyen al túnel serían los estados s , mucho más extendido que los d . Por tanto el origen de la polarización estaría en la banda resultante de la hibridación de los orbitales s y d .

También se intentó medir la polarización en función de la imanación, a pesar de que el bajo campo necesario para orientar la imanación total en la dirección del campo dificulta mucho las medidas, y se obtuvo una relación lineal entre

la polarización y la imanación. Una aplicación directa de este experimento son las uniones túnel magnéticas propuestas por Julliere ([32]). Si en vez de un superconductor se situase otro ferromagnético, entonces la conductancia de la unión túnel dependerá de la orientación magnética de ambos electrodos. Aunque se hicieron varios intentos por conseguir este efecto no fue hasta el 1995 cuando se consiguió ([33, 34]). Pero este punto se discutirá con más detalle en la siguiente sección.

1.3.2. Magnetoresistencia túnel

La primera prueba experimental de la existencia de magnetorresistencia anómala en uniones túnel magnéticas, fue presentada por Julliere en su tesis doctoral [32], usando como electrodos hierro y cobalto, y como aislante una película de germanio. El efecto sólo era observable a bajas temperaturas, y se alcanzó un modesto valor del 14% de magnetorresistencia túnel ($TMR = (R_{AP} - R_P)/R_P$), que es la variación de resistencia entre las dos orientaciones posibles entre ambas imanaciones: paralela (R_P) y antiparalela (R_{AP}). Varios grupos intentaron reproducir el resultado ([31] y referencias dentro del artículo), variando el material utilizado como aislante, pero sólo se consiguieron valores apreciables a baja temperatura, y no se superó el 14% conseguido por Julliere. En 1995 dos grupos independientes reportaron el crecimiento de uniones túnel magnéticas, con valores apreciables y reproducibles de magnetorresistencia a temperatura ambiente [33, 34].

Como se indico en el apartado anterior, la polarización de los electrones en los electrodos debería explicar los resultados obtenidos de magnetorresistencia, de forma que las polarizaciones electrónicas publicadas en [31] deberían indicar, al menos a baja temperatura, los valores obtenidos de TMR. Este modelo fue propuesto por Julliere, suponemos dos materiales con polarizaciones P_1 y P_2 , si la imanación de ambos materiales es paralela, entonces la conductancia será

$$G_P \propto N_{1\uparrow}N_{2\uparrow} + N_{1\downarrow}N_{2\downarrow}$$

En el caso antiparalelo podemos definir de modo similar

$$G_{AP} \propto N_{1\uparrow}N_{2\downarrow} + N_{1\downarrow}N_{2\uparrow}$$

Introduciendo estas expresiones dentro de la definición de TMR, y si consideramos la ecuación 1.41, vemos que

$$TMR = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2} \quad (1.42)$$

En el caso de las uniones usadas por el mismo Julliere, basadas en $Fe(P_1 = 44\%)|Ge|Co(P_2 = 34\%)$, el valor dado por el modelo es $TMR = 26\%$, aunque en su caso obtuvo $TMR = 14\%$, esta disminución la atribuyo a acoplo magnético entre ambos electrodos ferromagnéticos y a dispersión que cambia el spin ("spin-flip scattering") en la barrera. Si comparamos los valores obtenidos

Experiment	TMR _{Julliere} (%)	TMR(%)
Julliere [32]	26	14
Miyazaki et al [34]	39	30
Moodera et al [33]	24	18

Cuadro 1.1: Valores de TMR calculados usando el modelo Julliere, y valores medidos.

de TMR en las primeras muestras obtenidas, con los que predice este modelo sencillo, 1.3.2, vemos que todos se quedan por debajo del valor calculado.

El modelo Julliere aunque nos da una idea cuantitativa de cual es el valor de TMR, sólo suponemos que la estructura electrónica del electrodo ferromagnético determina la resistencia, sin embargo hay que tener en cuenta también como se acoplan las funciones de onda a través de la barrera, esto supone un cambio en la polarización electrónica que llegue al otro electrodo. Esta idea fue desarrollada por Slonczewski [35] en el año 1989. Para ello fijamos la imanación en cada uno de los electrodos y podemos definir el ángulo θ entre ambos vectores de imanación. Lo metales ferromagnéticos los representamos por bandas de parabólicas para cada spin, de forma que en una estructura unidimensional la energía viene determinada por el momento transversal a la barrera de potencial ($k_{\uparrow\downarrow}$) y el espín del electron y el campo interno (\vec{h})

$$E(k_{\sigma}, \vec{\sigma}) = \frac{\hbar^2 k_{\sigma}^2}{2m_e} - \vec{\sigma} \cdot \vec{h}$$

Si resolvemos la ecuación de Schrödinger en la zona de la barrera de potencial, la relación de dispersión es tal que

$$E = -\frac{\hbar^2 \kappa^2}{2m_e} + U_0$$

Donde $i\kappa$ es el momento electrónico dentro de la barrera y U_0 es la altura de la barrera túnel.

En el proceso túnel solo van a participar aquellos electrones cuya energía sea aproximadamente la energía de Fermi, esto nos permite restringir los momentos k_{σ} y κ , a aquellos cercanos al nivel de Fermi. Si nos quedamos a primer orden en $e^{-\kappa d}$, donde d es la anchura de la barrera, la conductancia es

$$G = G_{fbf'} [1 + P_f^2 \cos \theta] \quad (1.43)$$

donde P_f es la polarización efectiva en ambos electrodos, y que viene dada por

$$P_f = \left(\frac{k_{\uparrow} - k_{\downarrow}}{k_{\uparrow} + k_{\downarrow}} \right) \frac{\kappa - k_{\uparrow}k_{\downarrow}}{\kappa + k_{\uparrow}k_{\downarrow}} \quad (1.44)$$

Y $G_{fbf'}$ es una constante determinada por los distintos momentos y la anchura de la barrera. Esta relación de magnetorresistencia fue medida en [34],

aunque el valor máximo de la TMR es discutido en términos del modelo de Julliere.

La ecuación 1.44 nos indica que la polarización detectada en experimentos túnel no es característica del electrodo, si no que la altura de la barrera influye, a través de κ , pudiendo llegar incluso a cambiar el signo. Esto aclara la controversia respecto al signo de la polarización en uniones túnel superconductor-ferromagnético, ya que se detecta una polarización positiva, pero cálculos de bandas predicen una polarización total negativa, en torno al nivel de Fermi, aunque la hipótesis adoptada inicialmente, basada en las bandas que contribuyen al túnel, no puede ser descartada por completo. Y como conclusión podemos decir que las medidas de Meservey y Tedrow no caracterizan a los ferromagnéticos estudiados, si no que describen el comportamiento de la polarización para una determinada anchura y altura de la barrera. De hecho el modelo de Julliere no da buenos resultados, porque no incluye el efecto de la estructura estudiada, si no que asume que la polarización se conserva integra al pasar a través de la barrera túnel, cálculos realizados conservando el momento paralelo a la barrera, usando la fórmula de Landauer-Büttiker, y asumiendo la conservación del momento paralelo a la barrera, demuestran que sólo el modelo de Slonczewski es válido en el límite de anchuras grandes [36].

A pesar de esta característica de la polarización asociada al túnel, la relación de Julliere sigue presente en el fenómeno de la TMR, pues el primer factor en la ecuación 1.44, corresponde exactamente con la polarización usada por Julliere en un modelo de electrones libres, donde la densidad de estados es proporcional al vector de onda $\vec{k}_{\uparrow,\downarrow}$, [37], así que una polarización elevada implica un valor de TMR también alto, aunque la relación dada por Julliere no sea estrictamente correcta. Esto llevo a varios grupos a trabajar con materiales semi-metálicos con polarización del 100 %, como por ejemplo la magnetita (Fe_3O_4) o algunas manganitas como $\text{La}_{0,67}\text{Sr}_{0,33}\text{MnO}_3$ (LSMO), actualmente el máximo valor conseguido es de 1800 %, usando uniones LSMO|SrTiO₃|LSMO, que según el modelo de Julliere corresponde a un 95 % de polarización [38]. Además de cambiar el material magnético utilizado como electrodo, es interesante cambiar la orientación cristalográfica del ferromagnético, de esta forma estudiamos la relación entre la estructura de bandas polarizadas y TMR. Para ello podemos usar películas crecidas capa a capa con una orientación determinada, esto se hace en [39] donde se tomaron monocristales de hierro en las direcciones (100), (110) y (211), y en su superficie se depositó óxido de aluminio y una aleación de Fe-Co, los valores de TMR obtenidos son diferentes para cada orientación, y parecen indicar que la dirección (100) es la que menor polarización posee, aunque como veremos un poco mas adelante, esto es incorrecto y es necesario un calculo más en detalle para ver porque se obtiene una TMR inferior en esta dirección.

Otro aspecto importante es el papel de las interfases en las uniones túnel, es un hecho conocido que la oxidación de los electrodos, así como la existencia de capas de metal no oxidado en la barrera, hacen disminuir la polarización, y por tanto TMR disminuye [40]. El efecto de las intercaras en la polarización ya

fue estudiado por Meservey y Tedrow [31], incorporando un espesor conocido de oro entre el ferromagnético y la barrera túnel, se detecta la polarización del conjunto Fe|Au, ésta disminuye con el espesor de oro depositado (l), de forma que P decae exponencialmente con el espesor depositado, hasta llegar a las dos monocapas, después $P \propto 1/l$. Una relación similar se da en uniones túnel magnéticas donde se introdujo cobre, plata, oro y cromo, aunque sólo se ha observado el comportamiento exponencial [38, 40] en TMR. Si la película depositada en la intercara tiene la suficiente calidad, debido al confinamiento, la densidad de estados en la dirección perpendicular a la barrera puede cuantizarse, el efecto se manifiesta como una oscilación en las curvas $G(V)$ [41], pero este efecto lo discutiremos en la dependencia de TMR frente al voltaje, además fue predicha en [42] una oscilación de TMR, cuyo periodo sería determinado por la superficie de Fermi, llegando a invertirse el signo de TMR en algunos espesores. Aunque se encontraron indicios de la inversión de signo de TMR para determinados voltajes en [43], la oscilación con el espesor de oro depositado no está presente. No fue hasta el 2002 cuando este hecho se observó en esta estructura Co(100)|Cu(100)|Al₂O₃|NiFe [44]. En este trabajo se atribuye el fracaso de anteriores intentos, a que en los experimentos anteriores, los estados con k paralelo (k_{\parallel}) a la barrera tienen una probabilidad muy alta de pasar, debido al desorden en las intercara, esto provoca que los electrones no sean inyectados en el estado de pozo, pues en él $k_{\parallel} = 0$.

Como hemos visto sólo unas monocapas de material no magnético son suficientes para destruir la polarización, de hecho, puede considerarse que el túnel siempre proviene de las capas cercanas a la intercara, por tanto es de esperar que cualquier modificación en esta región afecte a la conductancia y por tanto a TMR, de forma que los enlaces químicos que se dan entre los materiales de la barrera y el electrodo son un factor determinante en la conductancia túnel. Esto es demostrado en [45] donde usando distintos materiales en la barrera, se pudo conseguir una resistencia menor en el estado antiparalelo que en el paralelo, esto se puede entender si la polarización de uno de los electrodos es negativa, a este efecto se le conoce como magnetoresistencia negativa. Para ello se sirvieron de un electrodo de LSMO como detector de polarización, ya que ésta es cercana al 100 %, el material elegido en el otro electrodo fue el cobalto, usando como barrera SrTiO₃ consiguieron la inversión que antes se describió y usando Al₂O₃ se obtuvo una valor normal de TMR. Para demostrar que el efecto tenía su origen en la intercara Co – SrTiO₃ y no en un efecto global de la barrera, se realizaron barreras compuestas por los dos materiales, de forma que la barrera correspondiente al Co fuese Al₂O₃, de este modo se recupera el signo positivo de TMR, a pesar de la presencia del SrTiO₃ en la barrera. Los autores del trabajo atribuyen al cobalto dos polarizaciones: una negativa asociada a electrones de orbitales d y otra positiva asociada a orbitales s , de forma que el enlace entre Co y Al₂O₃ hace que la densidad de estados túnel sea predominantemente s , mientras que en el otro caso esta densidad de estados sea d .

En ninguno de los casos discutidos se ha tenido en cuenta el voltaje, y

la temperatura tampoco se ha tenido en cuenta. Sin embargo el efecto de estos factores sobre TMR es determinante, por ejemplo la temperatura en el experimento de Julliere destruye la magnetoresistencia y el voltaje también la disminuye hasta reducirla a cero [32].

La razón por la que TMR disminuye al aplicar un voltaje es una de las preguntas sin contestar relacionadas con este fenómeno. Aunque existe una disminución de TMR en el modelo de dos bandas parabólicas propuesto por Slonczewski, ésta es menor que la que se detecta experimentalmente, tampoco la disminución efectiva de la barrera por aumento del voltaje puede explicar esta disminución [40]. El decrecimiento de TMR está asociado con la aparición de un pico de resistencia en torno a voltaje cero, que se manifiesta a bajas temperaturas y es mayor en el estado antiparalelo de las uniones, este pico no es exclusivo de uniones túnel magnéticas, si no que aparece en cualquier unión túnel Metal-Aislante-Metal [41]. Existen varios motivos por los que pueda aparecer el pico a voltaje cero: interacción con defectos en la barrera [46, 47], o la dispersión inelástica con fonones y magnones en las intercaras, [48, 49].

El túnel asistido por excitaciones inelásticas, se manifiesta como un incremento de la conductancia a un voltaje concreto, este voltaje umbral viene determinado por la energía de la excitación inelástica. Normalmente estos voltajes umbral son detectados como picos en la segunda derivada de la corriente túnel, frente al voltaje aplicado [41]. En el caso de uniones túnel magnéticas Moodera y colaboradores [50], detectaron los fonones asociados con la barrera de óxido de aluminio, y los magnones en los electrodos ferromagnéticos. Estos resultados confirman la importancia del túnel inelástico en los procesos de túnel polarizado, aunque años más tarde [51], medidas de TMR en la superficie del Co(0001), realizadas usando vacío como barrera, mostraron que no había anomalía a voltaje cero en la resistencia, ni TMR disminuye al aumentar el voltaje hasta 1V. Sin embargo en este sistema, al menos, los magnones asociados a la imanación deberían contribuir a la conductancia, y así reducir TMR. Esta diferencia entre uniones túnel planas con barreras de estado sólido y de vacío, hace sospechar que el túnel asistido por estados de impureza juega un papel fundamental en la dependencia de TMR con el voltaje, esto también explicaría porque la calidad de las barreras fabricadas cambia el voltaje necesario para reducir TMR a la mitad, desde 3mV, [32], hasta más de medio voltio [38], que es lo habitual en la actualidad.

Los defectos en la barrera afectarían en TMR, si la conductancia a través de estados localizados en la barrera, puede considerarse como un canal de conductancia independiente, esto produce una reducción de la polarización y por tanto de TMR. La disminución puede cuantificarse usando una corriente I_d , [48], y TMR puede expresarse

$$\text{TMR} = \frac{\text{TMR}_{max}}{1 + I_d/I_{AP}}$$

Para describir I_d podemos usar una densidad de estados para un estado localizado térmicamente activada, de forma que representamos esta densidad

como una distribución de Fermi-Dirac

$$f(E_d) = \frac{1}{1 + e^{[(E-E_d)/k_B T_{eff}]}}$$

Donde T_{eff} es una temperatura efectiva dentro de la barrera, definida por la temperatura real de la muestra y el voltaje aplicado a la unión. La distribución espacial es uniforme en toda la barrera, por lo que al aumentar el voltaje aumenta también el número de estados de defecto, aumentando también la conductancia. Este modelo sólo nos da información fenomenológica, no se preocupa de como se comportan los electrones túnel en presencia de defectos.

Los estados localizados dentro de la barrera pueden describirse usando las mismas expresiones que en 1.2.2, pues cada impureza puede representarse por un nivel resonante, de esta manera podemos definir una densidad de estados resonantes por unidad de energía y volumen ν . Si solo consideramos procesos de dos pasos la conductancia asociada a cada nivel de impureza y electrones con un spin σ ($g_{i\sigma}$) viene dada por:

$$g_{i\sigma} = \frac{2e^2}{\pi\hbar} \frac{\Gamma_{l\sigma}\Gamma_{r\sigma}}{(\varepsilon_i - \mu)^2 + \Gamma_\sigma}$$

Donde Γ_σ es el ritmo de túnel para cada canal de spines, y nos da la anchura de la resonancia. Entonces la conductancia total viene dada por la integral sobre las energías de los niveles resonantes

$$G_\sigma = \int d\varepsilon \nu(\varepsilon) g_\varepsilon$$

Esta expresión puede desarrollarse de la misma forma que en el modelo de Slonczewski, a primer orden en $e^{-\kappa d}$ (ecuación 1.43)[47]:

$$G/A = g_{FBF}[1 + \Pi_l \Pi_r \cos(\theta)] \quad (1.45)$$

donde A es el area de la unión. En esta ecuación se ha definido una polarización $\Pi = (r_\uparrow - r_\downarrow)/(r_\uparrow + r_\downarrow)$, dada por

$$r_\sigma = \sqrt{\frac{m^* \kappa k_\sigma}{\kappa^2 + m^{*2} k_\sigma^2}}$$

y el prefactor

$$g_{FBF} = \frac{e^2}{\pi\hbar} \frac{\hbar^2 \kappa^2}{2m^*} \frac{e^{-\kappa d}}{\kappa d} (r_\uparrow + r_\downarrow)^2 \frac{\pi^2 \nu}{\kappa} = \frac{e^2}{\pi\hbar} N_{imp}$$

Donde hemos definido N_{imp} como el número efectivo de canales de impureza y m^* es la masa efectiva del electron dentro de la barrera. Esta conductancia es independiente de la conductancia debida a túnel directo, por tanto la conductancia total sera determinada por uno u otra dependiendo del valor de ν , si consideramos que el túnel directo viene dado por el modelo de Slonczewski, modificado para incluir la masa efectiva de los electrones dentro de la barrera

[47], entonces $\nu \geq (\kappa/\pi)^3 e^{-\kappa d} \hbar^2 \kappa^2 / 2m^*$. En general el efecto de las impurezas es disminuir TMR, como consecuencia de la disminución de la polarización efectiva (Π).

Este sencillo modelo nos permite entender dos experimentos realizados con impurezas en el interior, que mostraron resultados anómalos. En el primero, ref. [52], al introducir menos de una monocapa de hierro en el interior de una barrera, resulto en un aumento de TMR, en vez de la disminución predicha por el modelo descrito. Esto se explico polarizando los niveles de impureza y dando a cada spin una ritmo de túnel diferente [53]. Y en el segundo utilizando uniones de tamaño nanométrico, se consiguió que la conductancia fuese a través de sólo un nivel resonante, de este modo se invirtió la magnetoresistencia, debido a que los diferentes ritmos de túnel $\Gamma_{l,r} \propto N_{l,r} e^{-\kappa x_{l,r}}$, donde $x_{l,r}$ es la posición del nivel dentro de la barrera, respecto a los electrodos, luego $x_l + x_r = d$. En el caso de una impureza asimétrica, donde uno de los ritmos de túnel sea mucho mayor que el otro, y en condiciones de voltaje tales que el nivel de Fermi de uno de los electrodos coincida con el nivel de impureza, la conductancia dada por el nivel resonante es tal que, si $\Gamma_l \gg \Gamma_r$, entonces $g \propto N_l/N_r$, y viceversa. Tomando la definición de 1.41, obtenemos que $\text{TMR} \propto -P_l P_r$, en este caso el voltaje aplicado a la unión puede encontrarse con el nivel a un voltaje distinto de cero, provocando la inversión de TMR, cuando la conductancia está dominada por la contribución resonante, [54].

La dependencia de la resistencia de las uniones en el modelo dado en [47], al final viene dado también por las contribuciones inelásticas (magnones y fonones), y el efecto de los estados localizados dentro de la barrera es reducir la polarización dada por Slonczewski en todos los voltajes, [49]. Pero en ninguno de los casos se han tenido en cuenta los efectos de carga de los centros resonantes [41], cada uno de los defectos poseen una capacidad, C , que impide que aumente la carga hasta que el voltaje sea $V_c = e/2C$, pero C no es una constante, por tanto podemos definir una distribución de capacidades. Al aumentar el voltaje, el número de canales de impureza abiertos aumenta, aumentando la conductancia, este aumento acentúa aún más el pico de resistencia y a la TMR, pues a bajo voltaje el túnel es directo, debido a que los centros de impurezas están no contribuyen a la conductancia.

Cuando estos efectos descritos se hacen lo suficientemente pequeños, entonces la conductancia túnel puede calcularse usando primeros principios, y podemos ver las densidades de estados de los ferromagnéticos. Por ejemplo experimentos en Co orientados en dirección cristalográfica fcc(111) preferentemente, muestran estructuras en la dependencia de la conductancia G frente a voltaje que se identifican con la densidad de estados calculada previamente para esta orientación, mientras que muestras policristalinas la dependencia es simétrica, debido a túnel inelástico [55]. Pero el ejemplo más claro lo encontramos en uniones túnel crecidas capa a capa, desarrolladas en los últimos años [56, 57, 58, 59], que muestran valores de TMR $\gtrsim 200\%$.

Estas muestras consisten de dos electrodos de hierro, este puede ser epitaxial o policristalino [59], y como barrera túnel se usa el MgO epitaxial. En el

caso de electrodos epitaxiales, el parámetro de red del MgO es muy similar al del hierro, normalmente se usa la dirección cristalina (100) en ambos materiales, en este caso, la celda unidad del hierro aparece girada 45° con respecto a la del MgO. La pequeña diferencia entre parámetros de red, resulta en dislocaciones en las intercaras de las uniones. A pesar de estos defectos la principal contribución a la conductancia viene dada por el túnel directo, y por tanto la estructura de bandas de los electrodos determina la dependencia de TMR frente al voltaje. Las uniones túnel crecidas capa a capa permiten asumir en el sistema la conservación de K_{\parallel} , al contrario que en las uniones amorfas. Esto permite calcular la propagación de los estados, tanto en el aislante como en los electrodos [60, 61]. Esto nos permite observar correctamente las densidades de estados de los electrodos, y así entender correctamente el origen de la polarización observada en los experimentos de túnel, pudiendo deducir que los estados más extendidos son los que contribuyen a la conductancia, y así determinan la polarización observada, estos estados son los s , al menos en el hierro, donde se realizaron cálculos usando densidades de estados calculadas exactamente para el sistema Fe|MgO [60].

El efecto de la temperatura en el túnel dependiente del spin fue posible estudiarlo, una vez se pudo observar TMR a temperatura ambiente. Como se comentó en el apartado anterior, la polarización es proporcional a la imanación del cuerpo ferromagnético que estemos estudiando [31], por tanto uno esperaría encontrar una dependencia en TMR similar a la de la imanación superficial $M(T) \propto T^{3/2}$, pero para que el ajuste sea correcto es necesario incluir un término independiente del spin, como hemos visto puede ser atribuido tanto a túnel inelástico como ha asistido por impurezas [40]. La dependencia de este término frente a temperatura explica porque ha sido tan difícil observar este efecto a temperatura ambiente, pues la dependencia de la conductancia independiente tendrá una dependencia más fuerte, cuantas más impurezas haya en la barrera [62].

La temperatura también puede afectar al orden ferromagnético dentro de la barrera, este hecho resultaría en una dependencia de la altura de la barrera con el spin, y por tanto una polarización de la corriente al atravesar la barrera de potencial. Esto fue demostrado experimentalmente usando un superconductor como detector y EuS como barrera, cuya transición ferromagnética está caracterizada por una temperatura de Curie $T_C \sim 16,8K$ [31]. Este experimento se repitió en uniones túnel magnéticas en [63], y se obtuvieron valores de TMR del orden del 100%. Este tipo de dispositivos abre nuevas posibilidades para la spintrónica, pues permitiría integrar semiconductores normales en dispositivos spintrónicos. Pero la temperatura crítica de estos materiales ferromagnéticos todavía hace imposible su aplicación, en sistemas a temperatura ambiente.

1.3.3. El papel de las fluctuaciones en la imanación: Ruido $1/f$ magnético.

En los sistemas spin-trónicos, existe una relación directa entre la imanación del material, y la resistencia del mismo. Esta relación $R(\vec{M})$ supone una relación directa entre las fluctuaciones en equilibrio en la imanación y el ruido observado en la resistencia del material.

Tomemos un sistema, donde su resistividad venga determinada por una función $R(M)$, la fluctuaciones en la imanación, caracterizadas por una densidad espectral $S_M(f)$, estarán reflejadas en la resistividad de esta forma:

$$S_R(f) = \left(\frac{dR}{dM} \right)^2 S_M(f)$$

usando el teorema de fluctuación-disipación (ecuación 1.29), podemos deducir la contribución magnética al ruido en sistemas spin-trónicos, siempre que nos encontremos en equilibrio

$$S_R(f) = \left(\frac{dR}{dM} \right)^2 V \frac{2k_B T}{\pi f} \chi''(f) \quad (1.46)$$

Si consideramos, tal como hicimos en la sección 1.2.3, la susceptibilidad del material constante a baja frecuencia, obtenemos una fuente de ruido $1/f$ [64, 12]. El parámetro $\chi''(f)$ en este caso es la susceptibilidad imaginaria del material, en este caso debido a la relación $R(M)$, podemos obtenerlo midiendo la respuesta resistiva a un campo magnético oscilante ($\chi_R = \chi'_R + i\chi''_R$), de forma que

$$\chi''_R(f) = \left| \frac{dR}{dM} \right| \chi''(f)$$

Esta contribución a la densidad espectral es de esperar que sea independiente de las restantes en el dispositivo contribuciones, las térmicas o de disparo, deberían seguir apareciendo, así como otras fuentes de ruido $1/f$ presentes en el sistema, pero su presencia es bastante clara, pues es proporcional a la derivada de la resistividad respecto al campo magnético aplicado. Es una fuente de ruido dada por una relación de fluctuación disipación, por tanto va a ser un mínimo a la fluctuaciones en la resistividad de los materiales spintronicos.

Cuando el sistema magnético está cerca de la inversión de imanación, y por tanto fuera de equilibrio, esta relación no es aplicable, del mismo modo que en materiales magnéticos tampoco lo era (sección 1.2.3). En esta situación el ruido magnético esta dominado por saltos Barkhausen, que son reflejados en la resistencia de la muestra estudiada.

Esta relación entre ruido magnético y ruido en resistencia ha sido puesta en evidencia en varias ocasiones, principalmente en dispositivos que presentan magnetoresistencia gigante y magnetoresistencia túnel.

Las fluctuaciones en multicapas magnéticas fueron estudiadas en sistemas Co/Cu, acoplados antiferromagnéticamente. Para comprobar el origen del ruido se midió χ''_R y las fluctuaciones en la resistencia, ambas medidas se compararon y se obtuvo igual resultado [64], utilizando la relación para la magnetoresistencia

$$R(M) = R_{AP} - \left(\frac{M}{M_S} \right)^2 \Delta R$$

Donde R_{AP} es la resistencia en estado antiparalelo, en este caso sin campo aplicado, ΔR es el incremento total de magnetoresistencia y M_S es la imanación de saturación.

Esta expresión deja de ser válida en torno a la zona de inversión de imanación, los saltos Barkhausen aparecen como un incremento del ruido en resistencia, este aumento no se ve reflejado en la densidad espectral estimada a partir de χ''_R , de hecho esta medida subestima el ruido en la muestra, aunque como vimos en la sección 1.2.3, el ruido Barkhausen no se puede medir usando solo la densidad espectral, debido a su naturaleza no estacionaria y no gaussiana.

A partir de este incremento de la fluctuaciones se puede estimar el volumen implicado en la fluctuación. Suponiendo que el fluctuador es un dominio que invierte su imanación completamente el cambio en resistencia vendrá dado por

$$\langle \delta R^2 \rangle \leq \frac{V_D}{V} (\Delta R)^2$$

De forma que midiendo la varianza de las fluctuaciones obtenemos una cota mínima para el volumen V_D del dominio o dominios que produzcan ese cambio en resistencia, obtenemos solo una cota inferior porque el cambio en imanación puede ser menor que el estimado, pues la imanación puede rotar menos de 180 [65]. Una de las conclusiones de estos trabajos fue el efecto de las capas depositadas de material, en el ruido del material, pues se observa como el ruido magnético disminuye al disminuir el número de capas magnéticas. También se observó que este ruido podía hacerse aun más pequeño, si el espesor del espaciador se seleccionaba de modo que no estuviera en ninguno de los modos de acoplo [66]. En estos dispositivos, aunque el ruido Barkhausen se hace más importante, el ruido neto se reduce y hace posible operar con ellos en rangos de campo útiles.

En uniones túnel magnéticas el ruido observado a baja frecuencia, también posee una densidad espectral $1/f$, como se vio en la sección 1.2.3, en uniones túnel no magnéticas. Esta densidad espectral contribuye al ruido y es independiente de las fluctuaciones en equilibrio de la imanación [67].

Esto puede modelizarse usando dos corrientes independientes: una corriente responsable de la magnetoresistencia y dependiente del spin, y otra independiente del spin, más ruidosa [68]. Este modelo de dos corrientes parece coincidir con el ruido blanco esperado en uniones túnel no magnéticas (ecuación 1.22)[69], este resultado hace evidente el túnel entre ambos electrodos, y que esta corriente no polarizada, es corriente túnel también.

Otra prueba para la existencia de las dos corrientes es la dependencia del parámetro α con la derivada dR/dH , pues al igual que en multicapas, en este sistema debería ser proporcional. Algunos grupos [69, 70, 71, 72] no encontraron tal dependencia, aunque sí observaron un incremento del parámetro α en el estado antiparalelo de la unión. Por otro lado varios grupos [67, 73, 74, 75] detectaron la relación directa entre las fluctuaciones de la imanación y las observadas en la resistencia, esto implica una corriente independiente del spin menor. Pero este hecho debería manifestarse también en la magnetoresistencia, una corriente polarizada mayor implica un ruido $1/f$ menor, hasta cierto límite dado por las relaciones de fluctuación-disipación, por tanto en muestras sin el ruido de imanación, cierta correlación entre la magnetoresistencia y α debería existir, pero esto no es claramente así [70, 71].

Por tanto el modelo de las dos corrientes no parece captar los resultados obtenidos de las fluctuaciones. A menos que la ausencia de ruido en la imanación pueda ser explicado por otro motivo, y el ruido $1/f$ no sea solo la suma de las dos contribuciones independientes dadas por el teorema de fluctuación-disipación. En uniones túnel magnéticas, el ruido en la magnetización sólo es posible medirlo cerca de la inversión de imanación, pues en ese punto la derivada dR/dH es lo suficientemente alta, entonces es probable que cerca de estas regiones el teorema de fluctuación-disipación, no funcione bien. Por otro lado estos saltos Barkhausen se dan solo cierto tiempo, depende de cuanto esperes en el estado magnético deseado, puedes detectarlos, a menos que el proceso sea estacionario, entonces es posible obtener ruido telegráfico [73]. Es decir si en multicapas la contribución magnética al ruido era clara, en el caso de uniones túnel, no está tan claro, pues otra componente con la misma forma espectral aparece debido solamente a transporte.

Bibliografía

- [1] R.Brown. A brief account of microscopical observations made in the months of june, july and august, 1827 on the particles contained in the pollen of plants, and of the general existence of active molecules in organic and inorganic bodies. *Philos. Mag.* **4**, 161 (1828).
- [2] R.Brown. Additional remarks on active molecules. *Philos. Mag.* **6**, 161 (1829).
- [3] Cohen, L. The history of noise. *IEEE signal processing magazine* **November**, 20 (2005).
- [4] Reif, F. *Fundamentos de Física Estadística y Térmica* (McGraw-Hill Book Company, Madrid, 1968).
- [5] Callen, H. Irreversibility and generalized noise. *Physical Review* **83**, 34 (1951).

- [6] Johnson, J. Thermal agitation of electricity in conductors. *Physical Review* **32**, 97 (1928).
- [7] Nyquist, H. Thermal agitation of electric charge in conductors. *Physical Review* **32**, 110 (1928).
- [8] W.Schottky. Uber spontane stromschwankungen in verschiedenen elektrizitätsleitern. *Annalen der Physik* **57**, 541 (1918).
- [9] W.Schottky. Small-shot effect and flicker effect. *Physical Review* **28**, 74 (1928).
- [10] Fish, P. J. *Electronic noise and low noise design* (McGraw Hill, New York, 1994).
- [11] Blanter, Y. & Büttiker, M. Shot noise in mesoscopic conductors. *Physical reports* **336**, 1–166 (2000).
- [12] Kogan, S. *Electronic Noise and Fluctuations in solids* (Cambridge University Press, Cambridge, 1996).
- [13] Jehl, X., M.Sanquer, Calemczuk, R. & Mailly, D. Detection of doubled shot noise in short normal-normal/superconductors junctions. *Nature* **405**, 50 (2000).
- [14] Saminadayar, L., D.C.Glattli, Jin, Y. & Etienne, B. Observation of the $e/3$ fractionally charged Laughlin quasiparticle. *Physical Review Letters* **79**, 2526 (1997).
- [15] van den Brom, H. & van Ruitenbeek, J. *Physical Review Letters* **82**, 1526 (1999).
- [16] Korotkov, A. Intrinsic noise of the single-electron transistor. *Physical Review B* **49**, 10381 (1994).
- [17] F.N.Hooge, Kleipenning, T. & Vandamme, L. Experimental studies on $1/f$ noise. *Rep. Prog. Phys.* **44**, 479 (1981).
- [18] Caloyannides, M. Microcycle spectral estimates of $1/f$ noise in semiconductors. *Journal of Applied Physics* **45**, 307 (1974).
- [19] de Diego, M., Gonzalez, A. & Piñero, G. *Introducción a las Señales Aleatorias*. (Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1999).
- [20] Milotti, E. $1/f$ noise a pedagogical review (2002).
- [21] Voss, R. & Clarke, J. $1/f$ from systems in thermal equilibrium. *Physical Review Letters* **36**, 42 (1976).

- [22] Voss, R. & Clarke, J. Flicker (1/f) noise-equilibrium temperature and resistance fluctuations. *Physical Review B* **13**, 389 (1976).
- [23] Dutta, P. & Horn, P. Low-frequency fluctuations in solids: 1/f noise. *Rev. Modern Physics* **53**, 497 (1981).
- [24] Mcworther, A. *Semiconductors Surface Physics* (R.H.Kingston, University of Pennsylvania, Philadelphia, 1957).
- [25] Weissman, M. 1/f noise and other non-exponential kinetics in condensed matter. *Rev. Modern Physics* **60**, 537 (1988).
- [26] Rogers, C. & Buhrman, R. Composition of 1/f noise in metal-insulator tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1272 (1984).
- [27] Prodi, G., S.Vitale, Cerdonio, M. & Falferi, P. Thermal magnetization noise as a function of frequency in amorphous ferromagnets. *Journal of Applied Physics* **66**, 5984 (1989).
- [28] S.Vitale *et al.* Magnetic viscosity, thermal relaxation, and thermal equilibrium noise in co-based amorphous alloys at millikelvin temperatures. *Journal of Applied Physics* **72**, 4820 (1992).
- [29] K.P.O'Brien & M.B.Weissman. Statistical characterization of barkhausen noise. *Physical Review E* **50**, 3446 (1994).
- [30] Weissman, M. B. What is a spin glass? a glimpse via mesoscopic noise. *Rev. Mod. Phys.* **65**, 829 (1993).
- [31] Meservey, R. & Tedrow, P. Spin-polarized electron tunneling. *Phys. Rep.* **238**, 173–243 (1994).
- [32] Julliere, R. Tunneling between ferromagnetic films. *Physics Review A* **55**, 225–226 (1975).
- [33] Moodera, J., Kinder, L., Wong, R. & Meservey, R. Large magnetoresistance at room-temperature in ferromagnetic thin-film tunnel-junctions. *Physical Review Letters* **74**, 3273–3276 (1995).
- [34] Miyazaki, T. & Tezuka, N. Giant magnetic tunneling effect in fe/al2o3/fe junction. *Journal of magnetism and magnetic materials* **139**, L231–L234 (1995).
- [35] Slonczewski, J. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier. *Physical Review B* **39**, 6995–7002 (1989).
- [36] Maclaren, J., Zhang, X.-G. & Butler, W. Validity of the julliere model of spin-dependent tunneling. *Physical Review B* **56**, 11827–11832 (1997).

- [37] Stearns, M. Simple explanation of tunneling spin-polarization of fe, co, ni and its alloys. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **5**, 167–171 (1977).
- [38] Tsymbal, E., Mryasov, O.Ñ. & LeClair, P. R. Spin-dependent tunnelling in magnetic tunnel junctions. *Journal of Physics: Condensed Matter* **15**, R109–R142 (2003).
- [39] Yuasa, S. *et al.* Magnetic tunnel junctions with single-crystal electrodes: a crystal anisotropy of tunnel magneto-resistance. *Europhysics letters* **52**, 344 (2000).
- [40] Moodera, J. & Mathon, G. Spin polarized tunneling in ferromagnetic tunnel junctions. *Journal of magnetism and magnetic material* **200**, 248–273 (199).
- [41] Wolf, E. *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy* (Oxford science publications, New York, 1989).
- [42] Zhang, W., Li, Z. X., BZ & Li, Y. Conductance, magnetoresistance, and interlayer coupling in tunnel junctions modulated by nonmagnetic metallic interlayers. *Journal of Applied Physics* **83**, 5332–5336 (1998).
- [43] Moodera, J. S. *et al.* Quantum well states in spin-dependent tunnel structures. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3029–3032 (1999).
- [44] Yuasa, S., Nagahama, T. & Suzuki, Y. Spin-polarized resonant tunneling in magnetic tunnel junctions. *Science* **297**, 234–237 (2002).
- [45] de Teresa, J. *et al.* Role of the metal-interface in determining the spin polarization of the magnetic tunnel junctions. *Science* **286**, 507–509 (1999).
- [46] Zhang, J. & White, R. M. Voltage dependence of magnetoresistance in spin dependent tunneling junctions. *Journal of Applied Physics* **83**, 6512–6514 (1998).
- [47] Bratkovsky, A. M. Tunneling of electrons in conventional and half-metallic systems: Towards very large magnetoresistance. *Phys. Rev. B* **56**, 2344–2347 (1997).
- [48] Zhang, S., Levy, P. M., Marley, A. C. & Parkin, S. S. P. Quenching of magnetoresistance by hot electrons in magnetic tunnel junctions. *Physical Review Letters* **79**, 3744–3747 (1997).
- [49] Bratkovsky, A. M. Assisted tunneling in ferromagnetic junctions and half-metallic oxides. *Applied Physics Letters* **72**, 2334–2336 (1998).
- [50] Moodera, J. S., Nowak, J. & van de Veerdonk, R. J. M. Interface magnetism and spin wave scattering in ferromagnet-insulator-ferromagnet tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2941–2944 (1998).

- [51] Ding, H. F., Wulfhekel, W., Henk, J., Bruno, P. & Kirschner, J. Absence of zero-bias anomaly in spin-polarized vacuum tunneling in $\text{Co}(0001)$. *Physical Review Letters* **90**, 116603 (2003).
- [52] Jansen, R. & Moodera, J. S. Enhanced tunnel magnetoresistance in Fe -doped Al_2O_3 barriers. *Applied Physics Letters* **75**, 400–402 (1999).
- [53] Jansen, R. & Lodder, J. C. Resonant tunneling via spin-polarized barrier states in a magnetic tunnel junction. *Phys. Rev. B* **61**, 5860–5863 (2000).
- [54] Tsymbal, E. Y., Sokolov, A., Sabirianov, I. F. & Doudin, B. Resonant inversion of tunneling magnetoresistance. *Physical Review Letters* **90**, 186602 (2003).
- [55] LeClair, P. *et al.* Band structure and density of states effects in Co -based magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 107201 (2002).
- [56] Faure-Vincent, J. *et al.* High tunnel magnetoresistance in epitaxial $\text{Fe}/\text{MgO}/\text{Fe}$ tunnel junctions. *Applied Physics Letters* **82**, 4507–4509 (2003).
- [57] Bowen, M. *et al.* Large magnetoresistance in $\text{Fe}/\text{MgO}/\text{FeCo}(001)$ epitaxial tunnel junctions on $\text{GaAs}(001)$. *Applied Physics Letters* **79**, 1655–1657 (2001).
- [58] Yuasa, S., Nagahama, T., Fukushima, A., Y., Suzuki & Ando, K. Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal $\text{Fe}/\text{MgO}/\text{Fe}$ magnetic tunnel junctions. *Nature Materials* **3**, 868–871 (2004).
- [59] Parkin, S. *et al.* Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with $\text{MgO}(100)$ tunnel barriers. *Nature Materials* **3**, 862–867 (2004).
- [60] Butler, W. H., Zhang, X.-G., Schulthess, T. C. & MacLaren, J. M. Spin-dependent tunneling conductance of $\text{Fe}|\text{MgO}|\text{Fe}$ sandwiches. *Phys. Rev. B* **63**, 054416 (2001).
- [61] Mathon, J. & Umerski, A. Theory of tunneling magnetoresistance of an epitaxial $\text{Fe}/\text{MgO}/\text{Fe}(001)$ junction. *Phys. Rev. B* **63**, 220403 (2001).
- [62] Xu, Y., Ephron, D. & Beasley, M. R. Directed inelastic hopping of electrons through metal-insulator-metal tunnel junctions. *Phys. Rev. B* **52**, 2843–2859 (1995).
- [63] LeClair, P. *et al.* Large magnetoresistance using hybrid spin filter devices. *Applied Physics Letters* **80**, 625–627 (2002).
- [64] Hardner, H., Weissman, M., Salamon, M. & Parkin, S. Fluctuation-dissipation relation for giant magnetoresistive $1/f$ noise. *Phys. Rev. B* **48**, 16156 (2003).

- [65] Hardner, H., Parkin, S., Weissman, M., Salamon, M. & Kita, E. 1/f noise in giant magnetoresistive materials. *Journal of Applied Physics* **75**, 6531 (1994).
- [66] Hardner, H., Weissman, M., b. Miller, Loloee, R. & Parkin, S. Resistance noise in uncoupled giant magnetoresistive multilayers. *Journal of Applied Physics* **79**, 7751 (1996).
- [67] S.Ingvarsson *et al.* Electronic noise in magnetic tunnel junctions. *Journal of applied physics* **85**, 5270 (1999).
- [68] Nowak, E., Merithew, R. & Weissman, M. Noise properties of ferromagnetic túnel junctions. *Journal of applied Physics* **84**, 6195 (1998).
- [69] Nowak, E., Weissman, M. & Parkin, S. Electrical noise in hysteretic ferromagnet-insuulator-ferromagnet tunnel junctions. *Applied Physics Letters* **74**, 600 (1999).
- [70] Reed, D., Nordman, C. & Daughton, J. Low frequency noise in magnetic tunnel junctions. *IEEE transactions on magnetics* **37**, 2028 (2001).
- [71] Park, W. K. *et al.* Noise properties of magnetic and nonmagnetic tunnel junctions. *Journal of applied Physics* **93**, 7020 (2003).
- [72] Jiang, L. *et al.* Low-frequency magnetic and resistance noise in magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. B* **69**, 054407 (2004).
- [73] *Physical Review Letters* (2000).
- [74] Kim, K. *et al.* Low frequency noise in magnetic tunnel junctions. *IEEE transactions on magnetics* **37**, 2028 (2002).
- [75] Ren, C., Liu, X., Schrag, B. & Xiao, G. Noise properties of magnetic and nonmagnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. B* **69**, 104405 (2004).

Capítulo 2

Metodología

2.1. Variables aleatorias.

En este trabajo se ha desarrollado un sistema experimental que permite medir las fluctuaciones y la conductancia de dispositivos electrónicos. El sistema puede usarse en un rango de temperaturas que abarca desde temperatura ambiente hasta 2 K. En este capítulo se describirán los aspectos más importantes del experimento y se pondrá especial énfasis en los problemas encontrados durante su desarrollo. En las dos primeras secciones se ha resumido brevemente los fundamentos de estadística y probabilidad que permiten caracterizar las fluctuaciones en cualquier experimento. En la tercera se explica en detalle el montaje experimental desarrollado.

2.1.1. Procesos estocásticos.

texto introducción

Un proceso estocástico o aleatorio $X(t, s)$ es aquel definido por un conjunto de S medidas diferentes de $x(t)$ variables aleatorias ordenadas en el tiempo a lo largo un intervalo T . Cada una de estas variables aleatorias, $x(t)$, se puede caracterizar con una función de distribución a la que llamamos $F_X(x)$, y que se define como la probabilidad P de que la variable X sea menor o igual que un cierto valor x :

$$F_X(x) = P(X \leq x) \quad (2.1)$$

La derivada con respecto a x de la función distribución se conoce como densidad de probabilidad

$$f_X(x) = \frac{dF_X(x)}{dx} \quad (2.2)$$

Usando esta función podemos definir los distintos momentos estadísticos, m_n , asociados a la variable aleatoria:

$$m_n = \int_{-\infty}^{+\infty} x^n f_X(x) dx$$

También vamos a definir los momentos centrales de la variable, μ_n , como:

$$\mu_n = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - m_1)^n f_X(x) dx \quad (2.3)$$

A la cantidad $(x - m_1)$ también se la conoce como fluctuación (δx), pues representa cómo varía la magnitud observada con respecto al valor medio. La media de δx , es cero y el segundo momento es la varianza del proceso σ^2 .

En la práctica tratar de forma tan general este tipo de procesos es imposible. Incluso suponiendo todas las variables aleatorias $x(t)$ descritas por funciones de distribución gaussianas en cada instante deberíamos conocer la desviación estandar y la media del proceso. Por este motivo vamos a definir funciones de distribución conjuntas de orden K tomando conjuntos de K instantes del modo siguiente

$$F_X^K(x_1, \dots, x_K; t_1, \dots, t_K) = P(X(t_1) \leq x_1, \dots, X(t_K) \leq x_K)$$

Usando esta definición podemos definir la densidad de probabilidad $f_X^K(x_1, x_2, \dots; t_1, t_2, \dots)$ correspondiente.

Podemos definir un proceso aleatorio como estacionario de orden K , si su densidad de probabilidad conjunta de orden K no depende del tiempo:

$$f_X^K(x_1, x_2, \dots; t_1, t_2, \dots) = f_X^K(x_1, x_2, \dots; t_1 + \Delta t, t_2 + \Delta t, \dots) \quad \forall \Delta t$$

Puede demostrarse también, que si un proceso es estacionario a orden K , entonces lo es también para los ordenes inferiores. La estacionariedad a orden K implica que los K primeros momentos estadísticos m_K no dependen del tiempo. En general, será suficiente con suponer estacionariedad a segundo orden. Esto implica que m_1 y m_2 , no dependen del tiempo. *Un proceso que cumpla estas condiciones se conoce como estacionario en sentido amplio.*

También puede definirse la estacionariedad en sentido amplio utilizando la función de correlación y la covarianza del proceso. Ambas magnitudes se definen así:

$$R_{XX}(t_1, t_2) = \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 dx_2 f_X^{K=2}(x_1, x_2; t_1, t_2) x_1 x_2 \quad (2.4)$$

$$C_{XX}(t_1, t_2) = R_{XX}(t_1, t_2) - m_1(X(t_1))m_1(X(t_2)) \quad (2.5)$$

En el caso de estacionariedad en sentido amplio sabemos que la función de distribución conjunta a orden 2 no depende del tiempo y por tanto la función de correlación puede expresarse así

$$R_{XX}(t_1, t_2) = R_{XX}(t_1 - t_2)$$

en otras palabras la función de correlación es independiente del origen de tiempos que se tome.

Experimentalmente no es posible medir los momentos estadísticos del proceso aleatorio, pues las variables aleatorias son instantáneas y no puede calcularse su función de distribución de probabilidad. Sin embargo, sí es posible tomar promedios temporales del proceso, esto es, dado un fragmento del proceso total $x(t)$ se define la media como

$$\langle x(t) \rangle = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x(t) dt$$

De forma análoga pueden definirse los sucesivos momentos estadísticos como un promedio temporal. *Un proceso será ergódico si los promedios temporales proporcionan una estimación no sesgada ("non biased") y consistente de los momentos estadísticos, al menos para $T \rightarrow \infty$.* Esta propiedad del proceso

incluye la estacionariedad en sentido amplio, aunque la implicación opuesta no es siempre cierta.

Si se define una variable Z como la suma de dos variables X e Y , nos podemos preguntar como están relacionadas la funciones de distribución F_X y F_Y con F_Z . Para ello nos serviremos de la función densidad de probabilidad conjunta f_{XY} . También asumiremos que X e Y son independientes, es decir que:

$$P(X \leq x, Y \leq y) = P(X \leq x)P(Y \leq y)$$

Por tanto la densidad de probabilidad conjuntas, puede expresarse como el producto de ambas densidades de probabilidad f_X y f_Y .

La función de distribución de la suma de ambas variables aleatorias, sera definida por

$$F_Z(z) = P(X + Y \leq z) = \int_{x+y \leq z} dx dy f_{XY}(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{z-y} f_X(x) f_Y(y) dx dy$$

Para obtener la función densidad de probabilidad es suficiente con derivar esta expresión:

$$f_Z(z) = \int_{-\infty}^{\infty} f_Y(y) f_X(z - y) dy = f_X * f_Y$$

Esta propiedad de la suma de variables aleatorias, puede ampliarse a la suma de N variables $S_N = \sum_{i=1}^N X_n$, por lo que podemos representar a la función distribución como $f_{S_N} = f_{X_1} * f_{X_2} * f_{X_3} \dots$. Puede demostrarse que si $N \rightarrow \infty$ entonces

$$f_{S_N \rightarrow \infty}(z) \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2\pi m_2^2}} e^{-\frac{(z-m_1)^2}{2m_2^2}} \quad (2.6)$$

Esta densidad de probabilidad es conocida como gaussiana. Este tipo de distribución está caracterizada sólo por la media m_1 y la desviación estándar m_2 , pues los momentos estadísticos mas elevados son cero. Este resultado se conoce como *teorema central del límite*, y garantiza que si estudiamos un proceso que puede ser modelizado por la suma de N variables aleatorias, entonces cuando N es lo suficientemente grande, la distribución del proceso suma tenderá a ser gaussiana.

La potencia de un proceso aleatorio se define como el promedio temporal del valor cuadrático del proceso

$$P_X = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x^2(t) dt \quad (2.7)$$

Si la transformada de Fourier de $x(t)$ existe, y la llamamos $\mathcal{X}(\omega)$, podemos expresar la potencia como

$$P_X = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\mathcal{X}(\omega)|^2}{2T} d\omega \quad (2.8)$$

usando la relación de Parseval. Esta relación permite definir una cantidad $S_X(\omega)$, a la que llamamos densidad espectral de potencia

$$P_X = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_X(\omega) d\omega \quad (2.9)$$

donde

$$S_X(\omega) = \frac{|\mathcal{X}(\omega)|^2}{2T} \quad (2.10)$$

Puede probarse que $S_X(\omega)$ también puede calcularse como la transformada de Fourier de la función de correlación (*teorema de Wiener-Khinchin*). La densidad espectral de potencia es una magnitud definida positiva, pues es un módulo.

Esta definición es igualmente válida en el caso de las fluctuaciones del proceso $\delta X(t) = X(t) - m_1$. La única diferencia entre las fluctuaciones y el proceso completo es una constante. Puesto que la transformada de Fourier es una transformación lineal, se puede afirmar que

$$S_{\delta X}(f) = |\delta \mathcal{X}(\omega)|^2 = |\mathcal{X}(\omega) - 2m_1\pi|^2 - 2m_1\pi \quad (2.11)$$

Por tanto, salvo para $f = 0$ Hz toda la densidad espectral es igual. Como veremos, en el montaje experimental, es conveniente quitar la parte continua de la señal (m_1) para aumentar la amplificación.

La caracterización de los procesos aleatorios mediante la densidad espectral es la más usual, al menos para procesos estacionarios en sentido amplio, pues caracteriza al proceso por completo. La densidad espectral en todos los casos se puede escribir así

$$S_X(\omega) = \omega^\beta \quad (2.12)$$

El exponente de la frecuencia en la expresión de la densidad de potencia, β , permite sistematizar el tipo de fluctuaciones. A cada exponente se le asigna un color. El más importante es el ruido "blanco" ($\beta = 0$), y se le conoce por este nombre pues como la luz blanca, posee todas las frecuencias por igual. Al ruido $1/f$ se le conoce como ruido "rosa" y a aquel con $\beta = -2$ ruido "marrón", pues es la densidad espectral que caracteriza al movimiento browniano ("brown noise").

2.1.2. Fluctuaciones en circuitos

En el experimento que vamos a describir mediremos fluctuaciones de voltaje a la salida de un dispositivo. En primer lugar, vamos a tomar las fluctuaciones de nuestra señal como $V(t, s) = m_1 + \delta V(t, s)$, donde m_1 es la media de la

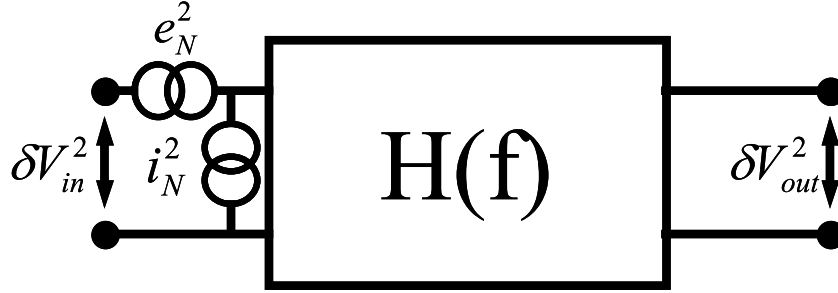


Figura 2.1: Modelo usado para representar un sistema lineal con ruido intrínseco. Las constantes están definidas en el texto.

variable aleatoria, es decir, la parte continua. Las fluctuaciones $\delta V(t, s)$ pueden tratarse como una señal que contiene todas la frecuencias, y cada una de ellas caracterizada por una densidad espectral de potencia $S_V(f)$.

Vamos a suponer ergodicidad tanto en la muestra bajo estudio, como en los aparatos electrónicos usados para su detección, y en aquellos usados para aplicar un voltaje a la muestra. Nuestro objetivo es entender cómo se comporta la señal aleatoria $V(t, s)$ al pasar a través de amplificadores y otros sistemas lineales. Se conoce como sistema lineal aquel que puede caracterizarse por una función de transferencia definida como

$$H(f) = \frac{V_{out}(f)}{V_{in}(f)} \quad (2.13)$$

La transformada inversa de Fourier de $H(f)$ ($h(t)$) devuelve la función de respuesta a un impulso $\delta(t - t_0)$ del sistema, de forma que la salida puede expresarse como

$$\delta V_{out}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau) \delta V_{in}(t - \tau) d\tau = V_{in}(t) * h(t) \quad (2.14)$$

Esta relación nos permite calcular la función de correlación, $R_{V_{out}}(\tau)$, de la variable aleatoria $V_{out}(t)$ en función de $V_{in}(t)$:

$$R_{\delta V_{out}}(t) = R_{\delta V_{in}}(t) * h(t) * h(-t) \quad (2.15)$$

Aplicando el teorema Wiener-Kinchin, se obtiene $S_V(f)$ tomando la transformada de Fourier de $R_{XX}(t)$

$$S_{V_{out}}(f) = S_{V_{in}}(f) H(f) H^*(f) = S_{V_{in}}(f) |H(f)|^2 \quad (2.16)$$

Esta expresión para el ruido en la salida es valida si el sistema lineal no tiene ruido intrínseco. Pero esto en general no es cierto. Para incluir el ruido

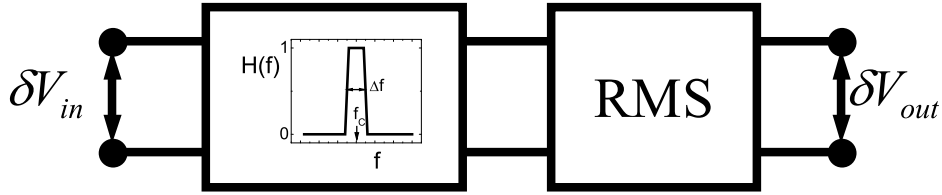


Figura 2.2: Sistema lineal empleado para detectar la densidad del proceso aleatorio δV_{in}^2 , en torno a f_c . Después del filtro de paso de banda colocamos un detector de potencia RMS, representada en la figura como la caja nombrada como **RMS**. Este detector mide cuanta es la potencia que deja pasar el filtro de banda estrecha centrado en f_c .

que introduce el sistema lineal lo modelizamos con dos fuentes independientes de fluctuaciones representadas por sus respectivas densidades espectrales, una con unidades de voltaje, e_N^2 , y otra de corriente, i_N^2 . Las fuentes de ruido se colocan como se ve en la figura 2.1. El ruido en corriente i_N^2 se transforma en fluctuaciones de voltaje al actuar sobre una resistencia, de modo que $\delta V_{i_N}^2 = i_N^2 R^2$. Por lo que al conectar una resistencia arbitraria a la entrada del sistema tenemos: el ruido de voltaje generado por nuestra resistencia, el ruido de voltaje de nuestro sistema lineal y la corriente fluctuante, todos ellos independientes. La densidad espectral resultante se puede calcular sumando las densidades espectrales. Esto proporciona el ruido a la entrada del sistema. Para calcular el ruido a la salida, sólo tenemos que multiplicar por el módulo de la función transferencia.

2.2. Métodos de detección de ruido.

Como vimos en el apartado anterior, los procesos aleatorios se comportan bien en sistemas lineales y el ruido en la salida sigue la ecuación 2.16. Esto nos permite medir la densidad espectral, $S_{V_{in}}(f)$, de una señal arbitraria $\delta V_{in}(t)$. Para ello podemos suponer un sistema como el que se muestra en la figura 2.2, donde disponemos de un medidor de potencia alterna, como por ejemplo un rectificador, y un detector de continua, situado a la salida de un filtro de paso de banda caracterizado por una función de transferencia:

$$H(f) = \begin{cases} 1 & \text{si } f \in [f_c - \Delta f/2, f_c + \Delta f/2] \\ 0 & \text{en otro caso} \end{cases}$$

donde f_c es la frecuencia central, y Δf es el ancho banda del filtro. La potencia de la señal de salida es

$$P_{V_{out}} = \int_0^{\infty} H(f) S_V(f) df = \int_{f_c - \Delta f/2}^{f_c + \Delta f/2} S_V(f) df$$

En general, la densidad espectral en las entradas tiene una dependencia desconocida con la frecuencia, pero podemos desarrollar en serie en torno a f_c , si Δf es pequeño, y entonces la potencia de salida puede expresarse como

$$P_{V_{out}} = S_V(f_c)\Delta f + \frac{dS_V(f_c)}{df} \int_{f_c-\Delta f/2}^{f_c+\Delta f/2} (f-f_c)df + \frac{d^2S_V(f_c)}{2df^2} \int_{f_c-\Delta f/2}^{f_c+\Delta f/2} (f-f_c)^2df \dots$$

La función de transferencia es simétrica con respecto a f_c , por lo que todas las integrales impares se anulan, y si consideramos despreciables los ordenes superiores, haciendo Δf lo suficientemente pequeño, la potencia alterna en la salida nos da una estimación de la densidad espectral del proceso en torno a f_c

$$S_V(f_c) \sim \frac{P_{V_{out}}}{\Delta f}$$

La función de transferencia del filtro paso-banda que hemos utilizado para calcular la densidad espectral es muy sencilla. Esta función en un sistema real es más compleja. En este caso hay que tomar una definición más general para el ancho de banda:

$$\Delta f = \int_0^\infty |H(f)|^2 df$$

Esta técnica permite identificar la densidad espectral en una banda de frecuencias barriendo la frecuencia central del filtro. El principal problema es que el ancho de banda del filtro es inversamente proporcional al tiempo de respuesta del mismo, y por tanto si pretendemos obtener precisión en la frecuencia, necesitaremos un tiempo de medida muy largo. Por este motivo el barrido en frecuencias se usa en experimentos de alta frecuencia, donde es suficiente una resolución del orden de kHz. Para medir espectros a baja frecuencia es más conveniente el uso de la transformada de Fourier. En el experimento descrito usaremos esta técnica de detección.

Como vimos, la densidad espectral es el módulo de la transformada de Fourier $X(f)$, pero para calcularla necesitamos un dominio de tiempos infinito y continuo, condiciones que no se pueden cumplir en un experimento real. Por este motivo, usaremos una aproximación de esta transformada conocida como *transformada discreta de Fourier*, que consiste en utilizar un tiempo total T y discretizar el continuo tomando puntos separados un tiempo τ_s . De esta forma se obtiene una función transformada con una resolución en frecuencias $f_0 = 1/T$, y se alcanza una frecuencia máxima $f_{max} = 1/2\tau_s$. La transformada discreta de Fourier es igual a la continua, si se selecciona correctamente el dominio de frecuencias que exploramos.

Para obtener una transformada de Fourier discreta igual a la continua, la función que deseamos transformar debe cumplir dos condiciones:

- i. La función no debe contener frecuencias superiores a f_{max} .
- ii. La función no debe contener frecuencias que no sean múltiplo de la resolución.

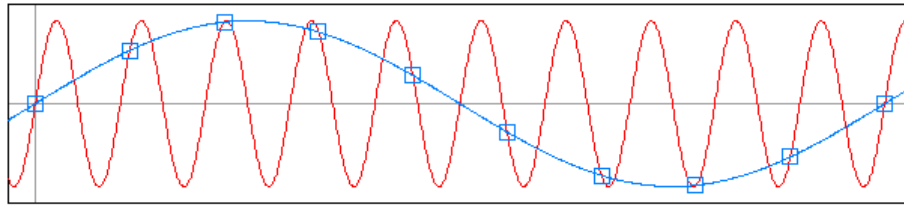


Figura 2.3: Ejemplo de aliasing en una senoide. Las medidas de voltaje instantáneo están representadas por los cuadrados. La frecuencia representada por la transformada discreta de Fourier es mucho más baja que la frecuencia real.

Si tenemos potencia en frecuencias superiores a f_{max} , entonces se da el fenómeno conocido como "aliasing", figura 2.3. En este caso, en el intervalo de frecuencias representado aparece la amplitud de las frecuencias más altas, sumándose a la amplitud que ya existía. Este efecto aumenta la densidad espectral real una cantidad desconocida. La manera de evitar esto es limitar el intervalo de frecuencias que posee el proceso que queremos analizar. Para ello usamos filtros de un orden muy alto, pues normalmente τ_s está limitado por el equipamiento del que se dispone. Para evitar este efecto espúreo en las medidas nosotros usamos un analizador de espectros modelo Stanford Research 780. Este dispositivo cuenta con un banco de filtros que permite eliminar todas las frecuencias por encima de su frecuencia máxima.

Si la condición ii. no se cumple, la estimación que nos da la transformada discreta de Fourier está afectada por la fuga espectral. En este caso la frecuencia se expande a las frecuencias adyacentes desvirtuando el espectro en las cercanías. En la figura 2.4 se presenta el caso de una senoide. Si el tiempo elegido de detección coincide con el un múltiplo del periodo, entonces la resolución es correcta y la estimación dada también lo es (figura 2.4 derecha). Por el contrario, en el gráfico de la izquierda el tiempo de detección es justo un múltiplo más la mitad del periodo. Entonces la fuga es máxima y la transformada discreta de Fourier nos da dos picos en vez de uno. La solución es modificar la resolución para que la frecuencia aparezca representada. De este modo sólo perderemos un punto del espectro.

Una vez solventados los problemas, el método es correcto y ofrece una buena estimación del espectro, aunque algo sesgada, pues la varianza del estimador es igual a la magnitud que intentamos estimar. La solución para este problema es promediar varios espectros obtenidos de este modo. Este procedimiento reduce la varianza como $1/N$, donde N es el número de promedios.

El método de la transformada discreta de Fourier, además nos permite discriminar en el ruido detectado, entre el ruido de interés, y el que procede de nuestro sistema de medida. Para ello usamos la correlación cruzada entre dos series, esta función se define de forma análoga a la correlación de un proceso,

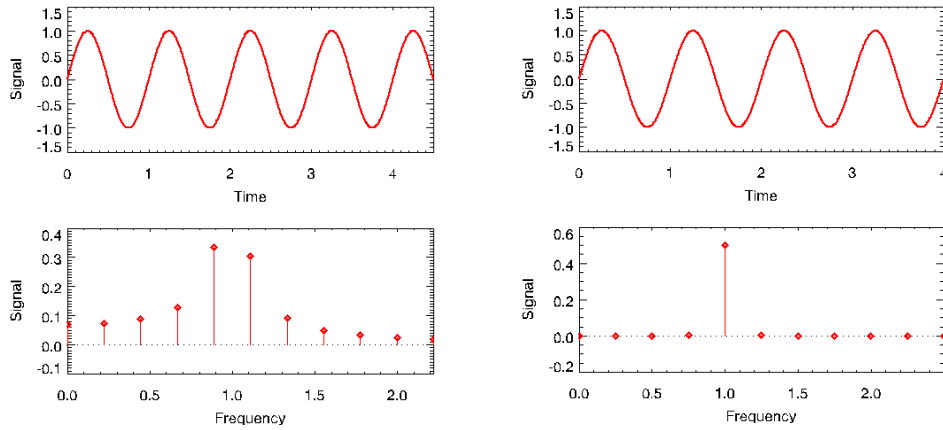


Figura 2.4: Ejemplo de fuga espectral. En el panel de la izquierda el tiempo de medida no corresponde con el periodo de la senoide, y por tanto la frecuencia no puede ser representada por la transformada discreta. El resultado es que en vez de un pico en la frecuencia correspondiente aparecen dos. Sin embargo cuando el tiempo de medida es múltiplo del periodo la frecuencia, aparece representada correctamente, como se muestra en el panel de la derecha.

así dados dos procesos aleatorios $X(t)$ y $Y(t)$

$$R_{XY}(t) = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T X(\tau)Y(t + \tau)d\tau$$

Esta función es real y si ambos procesos no están correlacionados se anula, por lo que nos permite discriminar el ruido correlacionado entre dos procesos.

2.3. Sistema experimental para la detección de ruido a bajas temperaturas.

Nuestro objetivo es caracterizar en uniones túnel magnéticas. Para ello usaremos la medida de conductancia frente a voltaje, curvas $G(V)$, y el ruido a baja frecuencia. Como veremos en los siguientes capítulos, en el tipo de muestras estudiadas las fluctuaciones serán de tipo $1/f$ más una componente de ruido blanco, debido al ruido de disparo y térmico.

En este trabajo se han estudiado dos tipos de muestras. En uno de los grupos el ruido $1/f$ es la contribución fundamental al ruido. En el otro el ruido blanco es el objeto de estudio. En cada experimento utilizado para detectar el ruido, se modificó el montaje usado para excitar a la muestra con una corriente constante, y de este modo medir las fluctuaciones de voltaje en la unión túnel cuando una corriente fluye a través de ella. Por este motivo esta sección estará

amp.	$e_N(\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}})$	$i_N(\text{pA}/\sqrt{\text{Hz}})$
INA217	1.3	0.8
INA114	11	0.2
INA111	10	$0,8 \times 10^{-3}$

Cuadro 2.1: Parámetros de ruido de los amplificadores de instrumentación discutidos en el texto. Todos los datos son para frecuencias superiores a 1kHz. Fuente: Texas Instruments.

organizada del siguiente modo. Primero describiremos el circuito usado para detectar las fluctuaciones de voltaje en ambos experimentos. Después pasaremos a explicar los métodos de excitación de corriente. Por último veremos como se montó este sistema de detección y excitación en un criostato de bajas temperaturas.

2.3.1. Detección de las fluctuaciones de voltaje.

Para detectar el ruido en las uniones túnel se utilizaron los siguientes amplificadores de instrumentación: INA114, INA217 y INA111. Cada uno de ellos tiene un par de valores de ruido en voltaje y de corriente, indicados en el cuadro 2.1. Como vimos en la sección 2.1.2, cada amplificador puede describirse con el modelo que se muestra en la figura 2.1. La variación mostrada en este cuadro nos permite modificar la cantidad de ruido que introducen los amplificadores en el espectro tomado. Para cuantificar la cantidad de ruido introducido por los amplificadores vamos a definir el factor de ruido ("noise figure") del modo siguiente

$$NF(f, R_s) = \frac{S(f)}{\delta V_{R_s}^2(f)}$$

Con esta cantidad vemos cuanto incrementamos el ruido en la salida de nuestro amplificador con respecto al ruido producido por R_s , por lo que el amplificador perfecto para medidas de ruido tendrá un factor de ruido unidad.

Nuestro sistema experimental usa la técnica de correlación cruzada, que como vimos es cero si los dos procesos están decorrelacionados. Por este motivo, usamos dos amplificadores y en la entrada de ambos colocamos la muestra representada por R_s , figura 2.5, donde a cada amplificador le hemos dado unas características de ruido e_{NX}^2 , e_{NY}^2 , i_{NX}^2 y i_{NY}^2 . En el cálculo también vamos a incluir la resistencia de los hilos R_{wX} y R_{wY} , cuyo valor es el mismo, aunque al considerar la fuente de ruido térmico asociado, es necesario separarlas, pues ambas están decorrelacionadas. Si calculamos cual es la densidad espectral a la salida de cada amplificador tenemos:

$$\delta X^2 = e_{NX}^2 + \delta V_{R_{wX}}^2 + \delta V_{R_S}^2 + i_{NX}^2 (2R_w + R_S)^2 + i_{NY}^2 (R_{w1} + R_S)^2 \quad (2.17)$$

$$\delta Y^2 = e_{NY}^2 + \delta V_{R_{wY}}^2 + \delta V_{R_S}^2 + i_{NY}^2 (2R_w + R_S)^2 + i_{NX}^2 (R_w + R_S)^2 \quad (2.18)$$

Donde R_w es el valor de la resistencia en los hilos. Si tomamos el promedio temporal de $\delta X \delta Y$, obtenemos la densidad espectral del espectro de correlación. En esta expresión todos aquellos productos de dos fluctuaciones decorrelacionadas se anulan y por tanto obtenemos una densidad espectral de salida

$$\delta X \delta Y = \sqrt{\delta V_s^4 + [i_{NX}^4 + i_{NY}^4] [2R_w + R_s]^2 [R_w + R_s]^2} \quad (2.19)$$

Para calcular el factor de ruido en nuestro sistema dividimos el ruido a la salida por el ruido que deberíamos tener en la entrada $\delta V_{R_s}^2$

$$NF = \sqrt{1 + \frac{[i_{NX}^4 + i_{NY}^4]}{\delta V_{R_s}^4} [2R_w + R_s]^2 [R_w + R_s]^2} = \sqrt{1 + NF_{i_N}} \quad (2.20)$$

de esta expresión podemos deducir que nuestro sistema de detección sera perfecto cuando el termino $NF_{i_N} \ll 1$. Esta expresión se puede simplificar si suponemos que $R_w \ll R_s$, y además $i_{NX}^2 = i_{NY}^2 = i_N^2$, entonces

$$NF_{i_N} = \frac{2i_N^4 R_s^4}{\delta V_{R_s}^4} \quad (2.21)$$

La mejor forma de minimizar esta cantidad es elegir un amplificador con un ruido en corriente lo más bajo posible. Esto suele implicar un incremento en el ruido de voltaje del amplificador, pero esta contribución no aparece reflejada en nuestro espectro de correlación cruzada ya que el ruido de ambos amplificadores no está correlacionado entre si. Por este motivo elegimos el amplificador INA111, cuyo ruido de corriente es el más bajo. El factor de ruido correspondiente está representado en la figura 2.6. Hemos representado también la figura de ruido del amplificador INA217.

En la muestras con un ruido $\delta V_{R_s}^2$ muy pequeño la elección del amplificador con menor ruido en corriente no es conveniente. Que tengamos i_N^2 pequeño

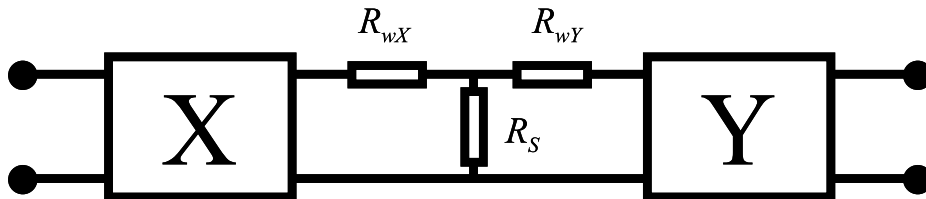


Figura 2.5: Esquema del sistema usado para detectar la densidad espectral de correlación cruzada. No se han incluido las fuentes de ruido para no complicar la figura.

suele implicar un e_N^2 alto. Esto impide que podamos aumentar la ganancia, por lo que la señal de interés es tan pequeña que nuestro detector de ruido no la ve. Por este motivo en el caso de muestras con una resistencia inferior a 100Ω , como el mostrado en la figura 2.9, se eligió el INA217 para medir el ruido en muestras con baja resistencia.

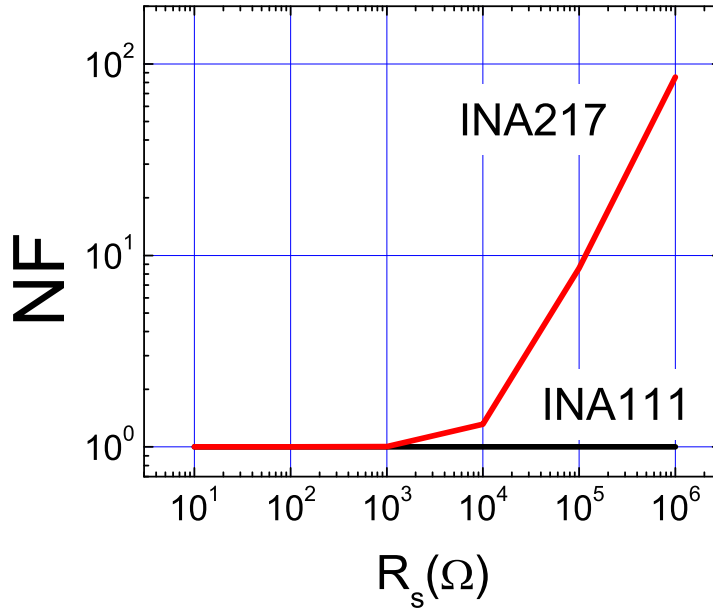


Figura 2.6: Factor de ruido calculada para dos amplificadores distintos: INA111 y INA217. Como se ve un ruido en corriente lo suficientemente bajo garantiza que el ruido observado sea el que se produce en la muestra ($NF = 1$).

2.3.2. Excitación de las muestras con una corriente constante.

Para excitar las muestras a una corriente constante usamos una resistencia R_B y una fuente de voltaje, como se representa en la figura 2.7. En este montaje R_B debe ser mucha más grande que R_s para que la corriente no dependa de la muestra. En estas condiciones el factor de ruido calculado en el apartado anterior sigue siendo válido, pues en la entrada de los amplificadores tenemos R_s y R_B en paralelo, que en estas condiciones es aproximadamente igual a R_s . En la fuente de voltaje V_B aparecen fluctuaciones a las que llamaremos e_B^2 . Esta fuente de ruido aparece reflejada en el ruido total añadido a δX y δY como una fuente de ruido independiente de las que se mostraron en la sección

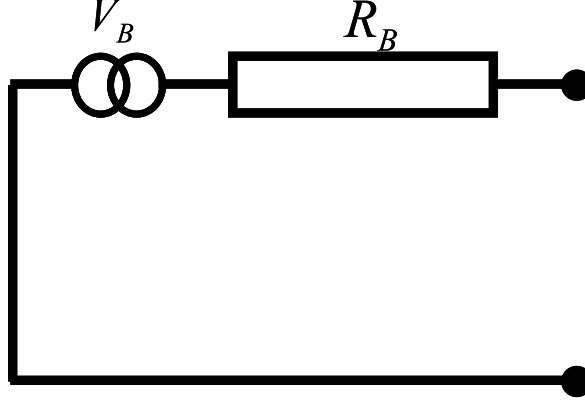


Figura 2.7: Esquema del circuito de excitación, V_B contiene tanto la parte continua como la fluctuante e_B .

anterior. La nueva contribución tiene la forma

$$\delta V_{i_B}^2 = R_s^2 i_B^2 = R_s^2 \frac{e_B^2}{(R_B + R_s)^2} \quad (2.22)$$

Esta fuente de ruido aparece en ambos canales. Por tanto, al estar correlacionada, el espectro de correlación cruzada se ve afectado y aumenta el factor de ruido. Por este motivo, en un primer momento, usamos una batería para aplicar la corriente deseada. El ruido de salida en la batería es pequeño y no es necesario tenerlo en cuenta. Pero ello impide aplicar una corriente arbitraria, pues el voltaje de excitación es fijo, y es difícil cambiar R_B a cualquier valor, para obtener la corriente deseada.

Para aumentar el rango de corrientes aplicadas cambiamos la batería por un convertidor digital-analógico (DAC), a costa de incrementar e_B^2 . Para reducir la contribución $\delta V_{i_B}^2$ incorporamos un filtro paso-bajo de segundo orden, que reduce el ruido de este modo

$$\delta V_{B,\text{filtrado}}^2 = \delta V_B^2 \frac{1}{1 + (f/f_C)^4} \quad (2.23)$$

Esto permite que $NF_{i_N} \ll 1$ para frecuencias superiores a una dada por e_B^2 , R_s/R_B y f_C . Esta forma de aplicar la corriente se usa cuando queremos medir ruido blanco, pues solo se necesita el ruido a frecuencias altas, mientras que para medir ruido $1/f$ se usa la batería.

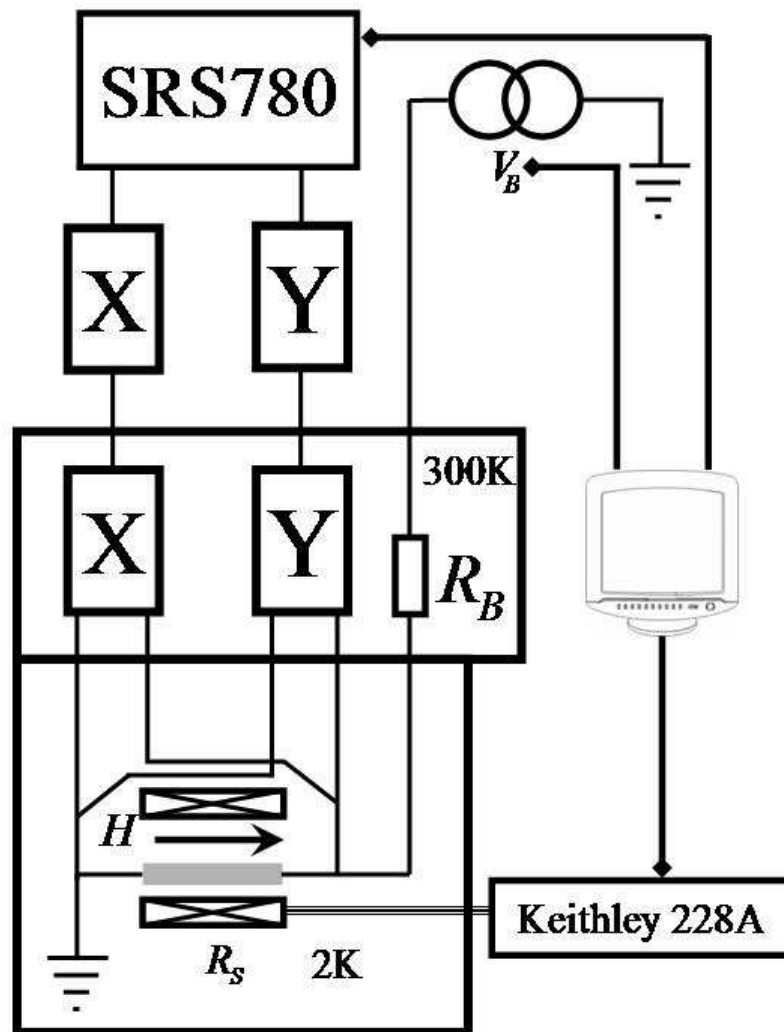


Figura 2.8: Esquema del sistema de medida a baja temperatura. La amplificación en la primera etapa es $\times 50$ o $\times 100$, según el voltaje continuo que tengamos en R_s . La segunda etapa amplifica $\times 10^3 - 10^4$, dependiendo del amplificador usado y de la ganancia de la primera etapa, pues su salida esta limitada a un voltaje pico-pico de 5V.

2.3.3. Montaje en un criostato.

En la figura 2.8 se presenta un esquema de la disposición del sistema de medida en el criostato. Dentro del mismo tenemos dos zonas: una fría, con una temperatura mínima de 2K, que se consigue bombeando helio líquido situado dentro de un bote en contacto térmico con la muestra, y otra zona a temperatura ambiente. Las conexiones entre ambas zonas se realizaron mediante pares trenzados de manganina, tanto las dos señales de voltaje como la excitación en corriente. Los pares trenzados reducen acoplos externos que contaminarían la señal. La zona 300K aloja dos amplificadores de instrumentación que también amplifican la parte continua de la señal. El criostato y la caja de amplificadores funcionan como una caja de Faraday que reduce aun más acoplos externos. Una vez fuera de la caja, una línea coaxial es suficiente para preservar su integridad hasta una segunda etapa de amplificación acoplada en alterna. Las propiedades de ruido de esta segunda etapa, e_N^2 e i_N^2 , deben ser bajas, aunque no tanto como en el caso del primer sistema amplificador, pues la señal de ruido que incorpora la segunda etapa es despreciable frente al ruido que tiene en la entrada. En esta etapa se usaron dos amplificadores comerciales Stanford Research 560, cuyo $e_N = 4nV/\sqrt{Hz}$. Además cuenta con un banco de filtros paso-alto y paso-bajo que permite controlar perfectamente cuanta potencia aparece en la entrada del amplificador. Esto aumenta las posibilidades de amplificación a cambio de reducir la frecuencia máxima detectada.

La temperatura de la zona de 2K fue medida usando un controlador de temperaturas Lakeshore 340, que cuenta con un sistema de control de temperatura que consta de un calentador de 25Ω y un sistema PID. El termómetro usado fue un diodo de silicio con una calibración standard. El campo magnético se aplicó mediante un solenoide alimentado por una fuente de corriente Keithley 228A.

Seleccionamos manganina en los pares trenzados, pues nos permite alcanzar bajas temperaturas debido a su baja conductividad térmica. En nuestro caso su resistencia es $R_w \sim 100\Omega$, valor que aparece en el factor de ruido deducido anteriormente, pero como se vio anteriormente el ruido térmico asociado con ellas desaparece del factor de ruido. Las fluctuaciones asociadas al ruido en corriente de los amplificadores pueden despreciarse mientras se cumpla que $R_w \ll R_s$. Esta condición se da en todos los experimentos que discutiremos pues R_s estará entre $1k\Omega$ y $100k\Omega$, y por tanto la expresión 2.19 es válida. La longitud de la línea requerida para que se puedan alcanzar bajas temperaturas es aproximadamente de 1.5m. Esto supone la aparición de una capacidad C_w en la entrada de los amplificadores, que junto con la resistencia de la muestra, forma un filtro de paso-bajo con una constante de tiempo dada por $R_s C_w$, donde $C_w \sim 400pF$. El mismo efecto puede ser observado en el caso de uniones túnel con un área grande, pues estas llevan asociada una capacidad C_s , situada en paralelo con C_w , por lo que la constante queda como $R_s (C_s + C_w)$. Cuando $C_w \gg C_s$ se calibró $H(f)$ una vez usando un amplificador lock-in, que detecta la respuesta de la primera etapa a una onda de una frecuencia dada. El efecto de la

magnetorresistencia se comprobó que no era importante, pues la constante del filtro es pequeña independientemente de R_s . Por el contrario cuando $C_s \gg C_w$ es necesario calibrar $H(f)$ para cada campo aplicado, pues la $R_s(H)$ sí influye en la constante del filtro. Para ello se utilizó un sumador que añade una onda a la señal continua aplicada, y así podemos estimar la transferencia para cada campo y cada corriente aplicada. En un primer momento se usó una onda sinusoidal, y un amplificador lock-in para detectar la respuesta. Este método es muy lento y se decidió cambiar la onda sinusoidal por una onda cuadrada $\phi(t)$ con una frecuencia fundamental f_0 . Esta onda puede expresarse como una serie de Fourier

$$\phi_{IN}(t) = \sum_n \frac{1}{2n+1} \text{sen}[2\pi(2n+1)f_0t] \quad (2.24)$$

Si aplicamos esta onda en la entrada de un sistema lineal con una función de transferencia $H(f)$ en la salida tendremos

$$\phi_{OUT}(t) = \sum_n \frac{H(2\pi(2n+1)f_0)}{2n+1} \text{sen}[2\pi(2n+1)f_0t] \quad (2.25)$$

Por tanto, si evaluamos la amplitud de los armónicos impares en la salida, usando la transformada de Fourier discreta, podemos estimar $H(f)$ para todos los armónicos impares de la frecuencia fundamental. Estos valores nos permiten obtener la función de transferencia usando solamente una onda.

El sumador que hemos incluido en el circuito de excitación, también permite medir la conductancia dinámica de las muestras estudiadas, utilizando bien un lock-in, si la relación señal-ruido es pequeña, o usando la transformada Fourier de la respuesta de nuestro sistema. Además la entrada de la primera etapa amplificadora está acoplada en continua, lo que permite detectar el voltaje continuo que cae en nuestra muestra para la corriente constante aplicada, por lo que también obtenemos la característica intensidad-voltaje (IV) de nuestras muestras.

Todo el sistema experimental fue automatizado usando LabView. Todos los aparatos estuvieron conectados a un PC mediante una conexión GPIB controlada por este lenguaje de programación. También se usó una tarjeta PCI con 8 canales diferenciales para medir voltaje y 2 convertidores digital analógico (DAC). Las líneas de amplificación no se controlaron por el PC, sino que se seleccionó un valor de amplificación adecuado al nivel de ruido presente en las muestras en estado antiparalelo. La selección de la ganancia en el estado de máxima resistencia es necesaria, ya que en este estado de las uniones es donde se espera obtener una densidad espectral más alta.

2.4. Conclusiones y mejoras.

En conclusión, hemos puesto a punto un sistema que es capaz de medir ruido de voltaje a bajas temperaturas. Para ello usamos dos líneas de amplificadores,

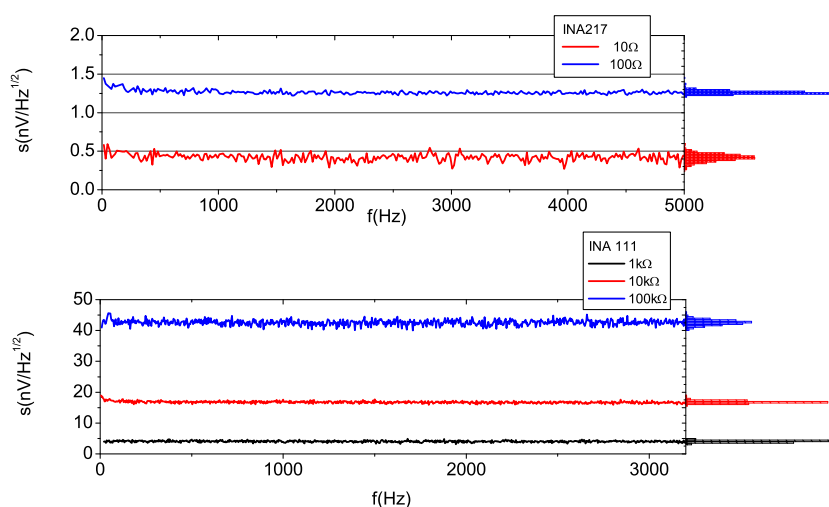


Figura 2.9: ruido térmico a temperatura ambiente para distintas resistencias, tal como se indicó para resistencias bajas el INA 217, a pesar de tener un ruido en corriente más bajo, da mejores resultados que el INA111.

donde cada una consta de dos etapas de amplificación. La primera etapa de amplificación fue realizada en nuestro laboratorio, está acoplada en continua y tiene una ganancia de $\times 50$ o $\times 100$ dependiendo del nivel de ruido. La segunda etapa es comercial y nos lleva la señal hasta un analizador de espectros que calcula el espectro de correlación cruzada. Un ejemplo de los resultados de medida de ruido en este sistema está representado en la figura 2.9. El montaje experimental permite medir también la conductancia dinámica y el voltaje continuo de las uniones túnel estudiadas.

A este sistema le hemos añadido la posibilidad de cambiar el modo de aplicar una corriente continua, para que ésta afecte lo menos posible a la medida del ruido. Usando una batería minimizamos el ruido introducido en la medida, pero el rango de corrientes distintas que podemos usar se ve reducido considerablemente. Para poder barrer en corriente hemos disminuido nuestro ancho de banda efectivo de detección, por la aparición de ruido a baja frecuencia. Encontrar una fuente que agrupe ambas posibilidades, de bajo ruido en todas las frecuencias y versatilidad, es algo complicado. El filtrado que hemos usado para aumentar el rango de corrientes medidas no puede usarse hasta muy baja frecuencia, pues el tiempo de respuesta del filtro aumenta mucho. Por otro lado cuando aumentamos la corriente aplicada, el ruido que introduce la fuente de corriente también aumenta. Este comportamiento se da también en fuentes comerciales de corriente que hemos probado en experimentos posteriores. Por este motivo una calibración del ruido introducido por la fuente de corriente siempre es necesaria, y hemos de sacrificar o bien frecuencia, o bien corrientes altas de excitación, si queremos que el ruido en la salida no sea sólo producido

por nuestra corriente de excitación.

Por último las desventajas del montaje a baja temperatura pueden resumirse en los siguiente puntos: resistencia en los hilos, capacidad parásita y el recorrido de la señal sin amplificar. Estas han sido sorteadas con éxito siguiendo estos procedimientos: mediante la correlación cruzada eliminamos el ruido térmico provocado por R_w . El añadido de un generador de ondas nos permite calibrar la función de transferencia, dada por la capacidad de los hilos y las muestras y la resistencia de las mismas. Por último la incorporación de la primera etapa de amplificación en el recinto del criostato minimiza casi todo el ruido extrínseco incorporado en el recorrido de la señal desde la muestra hasta los amplificadores.

Bibliografía

- [1] Kogan, S. *Electronic Noise and Fluctuations in solids* (Cambridge University Press, cambridge, 1996).
- [2] Fish, P. J. *Electronic noise and low noise design* (McGraw Hill, New York, 1994).
- [3] de Diego, M., Gonzalez, A. & Piñero, G. *Introduccion a las Señales Aleatorias*. (Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1999).

Capítulo 3

Uniones túnel magnéticas policristalinas I: Barrera sin dopaje o dopadas con cromo

3.1. Introducción: muestras estudiadas.

Como se vio en el capítulo 1 los experimentos de Meserve y Tedrow demostraron la conservación del spin en los procesos túnel y estimaron la polarización electrónica en distintos materiales ferromagnéticos usando un electrodo superconductor [1]. Este experimento llevo a pensar en uniones túnel magnéticas, es decir, dos electrodos ferromagnéticos separados por una barrera de potencial, que poseería una conductancia dependiente de la orientación relativa de las imanaciones. Esto fue probado por Julliere [2], pero sólo fue reproducible a bajas temperaturas. Sin embargo, la polarización electrónica debería existir para temperaturas inferiores a la temperatura de Curie. En materiales como el hierro, el níquel y el cobalto, por tanto, el efecto debería ser apreciable. La inexistencia de magnetorresistencia túnel a temperatura ambiente se atribuyó a la presencia de dispersión dependiente del spin y al acoplo entre los dominios de ambas capas de ferromagnético [2].

El resultado a temperatura ambiente fue conseguido por dos grupos simultáneamente [3, 4]. La dependencia de la magnetorresistencia con el voltaje de excitación todavía era muy fuerte, en ambos casos, y las curvas de conductancia frente a voltaje tenían un pico en resistencia, conocido como anomalía a voltaje cero (ZBA). La mejora en los procedimientos de crecimiento hizo aumentar la magnetorresistencia hasta aproximadamente un 70 % [5] y suavizó la dependencia de ésta con el voltaje aplicado, aunque la anomalía a voltaje cero aparece en todas las uniones. Es de esperar que todos estos parámetros estén determinados por la calidad de las películas delgadas empleadas en los electrodos y en la barrera, pero no se descarta que las interacciones inelásticas jueguen un papel importante en esta atenuación. El modelo de Slonczewski no incluye ninguna de estos factores. Por eso la reducción de la magnetorresistencia con el voltaje es mucho mayor que la esperada por este modelo [6].

La anomalía a voltaje cero se presenta en muchas uniones túnel de tipo metal|aislante|metal [7]. En estas uniones aparece un pico en la resistencia dinámica a bajo voltaje ($V \lesssim 50$ mV). A voltajes más altos la conductancia se comporta según lo esperado para una unión túnel normal. Este efecto se suele atribuir al fenómeno conocido como bloqueo de Coulomb [8], que se da en uniones túnel donde se puedan dar procesos de túnel en dos pasos. En este caso la conductancia de la unión estará definida por este tipo de procesos, cuya conductancia es menor que la producida por el túnel directo entre electrodos. Si en este tipo de uniones suponemos que los procesos en dos pasos se dan a través de "defectos" o partículas metálicas con una energía de carga (E_C) definida por una capacidad, entonces la conductancia estará definida por el túnel directo hasta que superemos esta energía de carga. La energía de carga puede superarse de dos modos, bien aplicando un voltaje que suministre esta energía a los electrones, o bien subiendo la temperatura de modo que los procesos a dos pasos se activen térmicamente [8, 7]. El carácter térmicamente activado se manifiesta en la dependencia lineal de la conductancia frente a la temperatura.

Un efecto similar al bloqueo de Coulomb se da en los estados trampa, aun-

que en este caso no depende de la energía necesaria para cargar una partícula metálica, si no de la repulsión Coulomb entre los electrones túnel y aquellos localizados. Esta energía inhibe el túnel en dos pasos del mismo modo que el bloqueo de Coulomb, pero con una energía característica (U) dada por la repulsión electrón-electrón dentro del aislante [9]. Una unión con una densidad constante de estados trampa se caracteriza por un pico en conductancia [10]. También podemos asociar al túnel en dos pasos, la emisión de fonones en la red cristalina del aislante [11], entonces se obtiene, además de la anomalía a voltaje cero, una divergencia en la derivada de $dG(V)/dV$ en torno al cero. La anchura del pico depende de la energía de Debye de la barrera, por tanto se deduce que la magnitud de la anomalía a voltaje cero depende del peso atómico de los elementos que forman la barrera (efecto isotópico).

Otra posible explicación para el pico de resistencia es el efecto de la deformación de la distribución de Fermi-Dirac producida por la diferencia de potencial entre ambos electrodos [7]. Cuando aplicamos un voltaje a una unión túnel los electrones que llevan la corriente túnel deforman la ocupación de los estados en el electrodo que los recibe. Esto reduce la densidad de estados disponibles y a su vez disminuye la conductancia. El decaimiento de los estados fuera de equilibrio al nivel de Fermi se produce mediante la emisión de fonones u otros mecanismos inelásticos, a los que podemos caracterizar por un tiempo τ_g . Si este tiempo es comparable al ritmo de túnel entonces estos efectos son visibles, en caso contrario la conductancia no se ve afectada pues antes de "enviar" otro electrón túnel, la función de distribución ya se ha transformado de nuevo en la distribución de Fermi-Dirac. En el caso de la relajación mediante emisión de fonones, este efecto sería sólo apreciable en unos mV entorno a $V=0$ mV, por lo que podemos descartarlo, pues la anomalía en uniones túnel magnéticas es visible en una decenas de mV entorno a $V=0$ mV [7].

En los primeros trabajos que trataron la dependencia de la magnetoresistencia túnel con el voltaje, ésta se atribuyó a la presencia de impurezas [12], y a la interacción inelástica con magnones y fonones [13, 14]. Ambas contribuciones explican la anomalía a voltaje cero en las curvas de resistencia frente a voltaje, y la disminución de la magnetoresistencia con el voltaje. Aunque experimentos realizados en vacío [15] demostraron que el principal papel lo deben jugar las impurezas en la uniones túnel. Por este motivo se uso el modelo de Glazman descrito en [9], que explica el túnel asistido por trampas en barreras túnel hechas de óxido de silicio. Este modelo lo utilizó Bratkovsky [12], donde deduce la dependencia de R con el voltaje suponiendo una densidad de trampas en energía $\nu(\varepsilon)$ constante. Pero este modelo no explica todo el fenómeno, por esto no se excluye que las interacciones inelásticas afecten a este proceso [11].

La presencia de estados localizados dentro de la barrera aislante fue puesta de manifiesto con microscopía de emisión de electrones balísticos ("ballistic electron emission microscopy", BEEM), y espectroscopia túnel [16]. La primera de las técnicas detecta electrones emitidos desde la barrera con $k_{\parallel} \sim 0$ y la segunda estados localizados. En ambas técnicas se demuestra la presencia de una banda de impurezas en torno a 0.9-1.2 eV, que reduce la altura de la

barrera. La densidad de energías de impureza, es desconocida, pues la técnica solo prueba estados superficiales, por tanto es difícil calcular la densidad de estados localizados en energía. Pero que la técnica BEEM no sea capaz de detectarlos nos indica que los electrones transmitidos a través de ella no conservan el momento paralelo a la intercara aislante metal, y que, por tanto, alguna interacción inelástica hace posible el túnel en dos pasos.

La presencia de estados localizados que contribuyen al túnel reduce la polarización de la corriente túnel y la magnetorresistencia. Pero determinar la naturaleza de estos estados localizados es difícil. Por este motivo se estudió el efecto en la magnetorresistencia de distintos tipos de partículas metálicas crecidas dentro de la barrera. El espesor de la película debe estar relacionado con la banda de localización, o al menos proporcionaría una capacidad conocida para el bloqueo de Coulomb [8]. El resultado obtenido en todos los experimentos realizados fue la disminución de la magnetorresistencia [17, 18] salvo en dos excepciones: Cuando las impurezas son de hierro, pues la magnetorresistencia aumenta [19] en vez de disminuir. Y en uniones túnel de tamaño nanométrico, cuando toda la corriente se da a través de un solo nivel de impureza. En este caso la magnetorresistencia cambia de signo, indicando un cambio en el signo de la polarización [20]. En estos dos casos y en el caso normal, donde se produce una reducción de la magnetorresistencia. El modelo de Bratkovsky da una explicación cualitativa de estas variaciones de la magnetorresistencia cuando introducimos impurezas en la barrera.

En este capítulo estudiaremos dos tipos de uniones túnel magnéticas. Por un lado veremos el comportamiento de uniones túnel dopadas con cromo de forma simétrica. Por otro lado estudiaremos uniones de control sin nada en la barrera, para comparar con los resultados obtenidos con la uniones dopadas. El espesor máximo de la película de cromo depositada es de 1.2 Å. También hemos estudiado muestras con silicio depositado en el interior de barrera, aunque en este caso la posición de la película es asimétrica dentro de la barrera. En el capítulo 4 veremos los detalles de los experimentos realizados en este tipo de muestras, aunque hemos incluido los resultados obtenidos para espesores menores de 1.2 Å. Como veremos en este capítulo el comportamiento de las muestras dopadas con silicio es muy similar en este rango de espesores.

Al aumentar el espesor de la película también incrementamos el número de impurezas y, por tanto en la conductancia tendremos una contribución mayor de los procesos túnel en dos pasos o a través de impurezas. Esta variación nos permitiría observar como cambia la magnetorresistencia cuando de los procesos túnel directos desaparecen. Por otro lado la contribución inelástica al túnel sigue presente en este tipo de uniones. Esta interacción no depende del número de impurezas, por tanto si existe alguna relación entre el túnel inelástico y las impurezas que introducimos, ésta debería hacerse evidente a la vista de los resultados experimentales.

Las muestras usadas en este capítulo fueron crecidas por J.S.S. Moodera siguiendo el procedimiento descrito en detalle en la referencia [18] y las referencias que incluye este artículo. En resumen el proceso es el siguiente: Sobre

un sustrato de cristal se depositó una semilla de silicio de 10 Å. Encima se crecieron líneas de cobalto de un espesor de 80 Å que forman el electrodo inferior de la uniones estudiadas. Después se depositó la primera parte de la barrera mediante la oxidación de 7 Å de aluminio en las muestras dopadas con cromo, y 10 Å en el caso de las muestras dopadas con silicio. Luego en las muestras dopadas se depositó un espesor δ de silicio o de cromo. La barrera se termina depositando sobre toda la estructura se depositan 7 Å de aluminio, en el caso de las muestras dopadas con cromo, y 2 Å, en las dopadas con silicio para así conseguir un dopaje asimétrico dentro de la barrera. Posteriormente todo el conjunto es oxidado, por lo que la película metálica depositada dentro de la barrera también es oxidada [18]. La barrera final tiene un ancho de 12-14 Å, en las uniones de control, y 14 Å+ δ en las uniones dopadas con cromo y 12 Å+ δ en las uniones dopadas con silicio. Para definir el área de conducción se usó una máscara de óxido de silicio que define el área de la unión en un cuadrado de 350 μm de lado. Por último se depositó el electrodo superior formado por 100 Å de "permalloy", una aleación magnética de hierro y níquel caracterizada por una coercitividad muy baja.

La película de impurezas depositadas dentro de la barrera también fue oxidada en el proceso de formación de la barrera. Esto implica que dentro de la matriz de óxido de aluminio tendremos óxido de cromo o al menos iones de cromo si se producen vacantes de oxígeno. Los óxidos más comunes del cromo son el CrO, Cr₂O₃ y el CrO₂. Este último presenta orden magnético, los otros dos por el contrario no lo son. Esto implica que al introducir el cromo hemos introducido impurezas que pueden presentar un orden magnético y por tanto afectar a la magnetoresistencia. Por el contrario el silicio no presenta un orden magnético en ninguna de las formas en que se puede presentar, como óxido o como un ión. Esta diferencia en la estructura nos puede permitir ver cuál es el papel del momento magnético de las impurezas en la magnetoresistencia túnel [18].

Nosotros hemos introducido cromo y silicio en la barrera de uniones túnel Ni-Fe|Al₂O₃|Co. El cromo es un antiferromagnético, por tanto si conseguimos un grupo de átomos tendrá un momento magnético distinto de cero. Además el CrO₂ es un aislante con bandas polarizadas al 100 %, en ambos casos se espera una modificación de la magnetoresistencia y la conductancia cuando apliquemos una corriente polarizada. El silicio es no magnético y lo introducimos en una posición asimétrica dentro de la barrera. Esto debería llevar el factor de Fano a 1 si el transporte se produce a través de las impurezas de silicio, pues los ritmos de túnel serían muy distintos, a menos que exista otra contribución adicional a través de impurezas en la barrera de óxido de aluminio, pero esto lo describiremos más en detalle en el capítulo 4. Como muestras de control hemos estudiado el transporte electrónico y el ruido en uniones túnel sin dopaje.

En las siguientes secciones describiremos el comportamiento de las muestras de control y aquellas dopadas con silicio o cromo hasta 1.2 Å. Los espesores superiores los trataremos en el capítulo siguiente pues el comportamiento es algo diferente debido al carácter metálico del dopaje introducido. Para el es-

tudio de estas uniones emplearemos la técnicas descritas en el capítulo 2, es decir se mostraran curvas de conductancia frente a voltaje a distintas temperaturas, así como medidas de ruido. Para estas últimas excitaremos las muestras con una corriente utilizando un convertidor digital-analógico (DAC). Todas las medidas fueron realizadas a distintas temperaturas, cubriendo el rango que va desde temperatura ambiente hasta 2K. Las medidas que se realizaron para su caracterización fueron curvas de resistencia dinámica frente a campo magnético, usadas para calcular la magnetorresistencia túnel(TMR), definida así

$$\text{TMR}(\%) = 100 \times \frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow}}$$

También se midieron curvas de resistencia dinámica frente a voltaje, cuando la imanaciones de los electrodos eran paralelas ($R_{\uparrow\uparrow}$) y antiparalelas ($R_{\uparrow\downarrow}$), así obtenemos la dependencia de TMR frente a voltaje y caracterizamos la anomalía a voltaje cero usando

$$\text{ZBA}(\%) = 100 \times \frac{R(0mV) - R(100mV)}{R(100mV)}$$

Por último se midió ruido frente a corriente aplicada. Para ello se usó el montaje descrito en el capítulo 2 que contaba con un convertidor digital analógico para controlar la corriente, ya que nos centraremos en el ruido de disparo que sólo es visible a frecuencias mayores de 100 Hz . La limitación para la observación del ruido de disparo a alta frecuencia es la capacidad asociada la unión, que se estimó en unos 10ñF. Esto nos llevó a incorporar un sumador y a utilizar las técnicas descritas en el capítulo 2 para estimar la función de transferencia.

El ruido obtenido de estas uniones, como veremos, es ruido de disparo. Este tipo de ruido sólo depende de la corriente promedio que fluye a través de la unión [21]. Sin embargo si la anomalía a voltaje cero es producida por procesos de túnel en dos pasos, uno esperaría una reducción con respecto al ruido esperado en una unión túnel [22]. Por el contrario no se espera una variación del factor de Fano cuando el túnel se produce mediante interacciones inelásticas, ya que estos procesos mantienen la distribución Poisson de los procesos túnel.

3.2. Caracterización de las muestras: disminución del ruido de disparo en uniones túnel magnéticas.

3.2.1. Resistencia en uniones túnel magnéticas con bajo dopaje.

El túnel asistido por impurezas se manifiesta como un aumento de la conductancia hasta un voltaje máximo, dado por la densidad de niveles de energía,

$\nu(\varepsilon)$, y la repulsión de Coulomb U . Este aumento es debido a las impurezas localizadas en el centro de la barrera, pues aquellas cuya posición está cerca de los electrodos están caracterizadas por unos ritmos de túnel tales que $\Gamma_l \Gamma_r \ll 1$, y no contribuyen a la conductancia de la unión. El aumento de conductancia es visible a bajo voltaje, pues $\nu(\varepsilon)$ es distinto de cero en un rango de energías que va desde el nivel de Fermi, hasta una energía máxima, en este punto el aumento anómalo de la conductancia se satura y la resistencia de la unión tiene una dependencia con el voltaje parabólica habitual [10].

En nuestro caso, además de contar con el túnel asistido por impurezas, tenemos que tener en cuenta el aumento de la anchura de la barrera cuando introducimos la película metálica que hemos descrito anteriormente. Para demostrar este aumento tomamos curvas de conductancia frente a voltaje a 300 K. La dependencia de la conductancia con el voltaje es parabólica para valores inferiores a los 200 mV, por lo que podemos utilizar el modelo de Brinkman para calcular el espesor y la altura de la barrera túnel [23]. Este modelo es válido para bajas temperaturas, pero podemos usarlo pues la temperatura sólo nos afecta a la integral sobre energías. Si usamos el modelo de Simmons para la dependencia de la conductancia con la temperatura [24] vemos que

$$\Delta G(V, T) = \frac{G(V, T) - G(V, T = 0K)}{G(V, T = 0K)} = 3 \times 10^{-9} \frac{w^2 T^2}{h - V/2} = 3 \times 10^{-9} \frac{w^2 T^2}{h} \left[1 - \frac{V}{2h} + \dots \right]$$

Donde h es la altura de potencial de la barrera y w es la anchura. La diferencia entre el modelo de Simmons y el de Brinkman está en la forma de barrera, pues en este último la barrera es trapezoidal, mientras que el modelo Simmons usa una barrera cuadrada.

El desarrollo en serie lo podemos hacer si el voltaje aplicado es tal que $V \ll h$, condición que se cumple en nuestro caso, pues $V \leq 200$ mV. Esto implica que si nos quedamos a primer orden

$$G(V, T) = G(V, 0K) [1 + \Delta G(V, T)] \sim G(V, 0K) \left[1 + 3 \times 10^{-9} \frac{w^2 T^2}{h} \right]$$

por tanto la temperatura a voltajes bajos, sólo modifica la curva $G(V)$ como una constante que puede despreciarse a 300 K, ya que esta variación es solo un 2% del valor a baja temperatura.

Los valores obtenidos del modelo de Brinkman están representados en la figura 3.2.2. La altura de la barrera coincide con los valores obtenidos por Buhrman [16] y la anchura aparece reducida con respecto al espesor depositado en la estructura, probablemente debido a la rugosidad de las intercaras metal|aislante. Sin embargo en ellos se puede observar como la anchura de la barrera aumenta ligeramente debido a la inclusión de la película con un espesor δ y la altura de la barrera disminuye ligeramente. Ambos efectos son más acusados en el caso de las muestras dopadas con silicio.

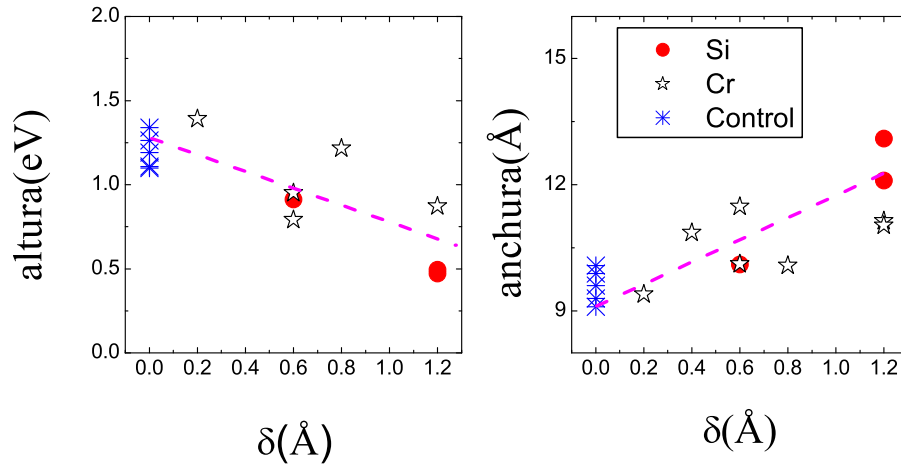


Figura 3.1: Características de la barrera túnel para varias uniones crecidas con diferentes espesores de impurezas (δ) a temperatura ambiente. El incremento del espesor con respecto a las muestras limpias y la disminución de la altura de la barrera con el espesor depositado es mas marcada en el caso del silicio.

El modelo de Brinkman no nos sirve en las curvas tomadas a bajas temperaturas, pues la aparición de la anomalía a voltaje cero produce una desviación del comportamiento parabólico (figura 3.2). El origen de la anomalía en las muestras estudiadas en este capítulo parece no estar relacionado directamente con la presencia de partículas metálicas en la barrera. Pues el comportamiento mostrado en la figura 3.2 parece ser cualitativamente parecido en los tres tipos de muestras estudiadas, este hecho queda claro si representamos la magnitud ZBA en función del espesor de la película metálica depositada en la barrera (figura 3.3), pues aunque se observa una ligera tendencia ascendente, la dispersión en los datos experimentales nos hace sospechar que algo no relacionado con las partículas metálicas influye en la corriente túnel detectada.

La magnetorresistencia a baja temperatura de las uniones se ve afectada en las muestras dopadas con cromo, donde se observa un ligero decaimiento de TMR cuando aumentamos el espesor de cromo (figura 3.4). Por el contrario, espesores similares de silicio no muestran ningún efecto apreciable en la magnetorresistencia de las uniones (ver detalles en el capítulo 4). Una explicación factible para este hecho es la presencia de un aumento de la dispersión dependiente del spin producida por el momento magnético de los átomos de cromo.

Otro factor importante en la magnetorresistencia es la dependencia de esta con el voltaje aplicado, Fig. 3.5. Si la conductancia de las uniones se reduce con el voltaje, desviándose del modelo de Brinkman, TMR se ve reducida cuando aplicamos un voltaje de una forma más fuerte que la predicha por Slonczewski

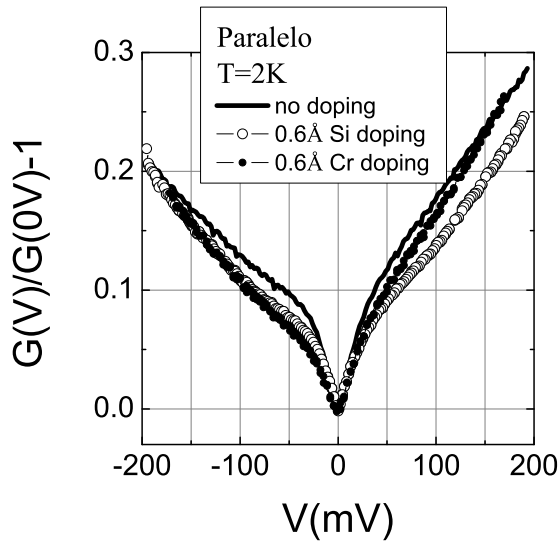


Figura 3.2: Curvas de conductancia dinámica de los diferentes muestras estudiadas, como se puede observar la anomalía sigue la misma tendencia independientemente del dopaje introducido en la barrera.

[6]. Para representar este comportamiento en las muestras estudiadas hemos medido la dependencia con el voltaje de TMR, tomando una curva de conductancia en cada uno de los estados. Usando esta curva hemos calculado el voltaje necesario para que TMR se vea reducida a la mitad de su valor a voltaje cero ($V_{\text{TMR}/2}$). La ausencia de una tendencia, nos indica de nuevo que los dopantes no afectan a TMR.

La dependencia de la conductancia a voltaje cero frente a temperatura es lineal a bajas temperaturas. Para representar como varía el comportamiento en las diferentes muestras hemos normalizado la conductancia de la unión en estado paralelo dividiendo por su valor a baja temperatura ($T \sim 2$ K), y hemos estimado la pendiente de la conductancia normalizada. Esto está representado en la figura 3.6, como se puede observar esta pendiente tampoco depende del espesor de la película metálica depositada. La dependencia lineal con la temperatura indica que la conductancia depende linealmente de algún proceso térmicamente activado.

Como se vio en la sección 3.1 de este capítulo es de esperar la presencia de estados localizados asociados a los defectos en la matriz de óxido de aluminio que forma la barrera. Esto implica que los parámetros que hemos representado, $G(V)$ y $\text{TMR}(\%)$, deberían ser independientes del espesor metálico depositado. Por otro lado las muestras dopadas con silicio tienen la capa de impurezas metálicas en una posición asimétrica, por lo que la relación entre los ritmos de túnel, $\Gamma_{l,r}$ debería ser distinta de 1 y por tanto contribuir poco al transporte. Sin embargo las uniones dopadas asimétricamente muestran cualitativamente el mismo comportamiento que las muestras sin dopar, incluso en $\text{TMR}(\%)$ donde

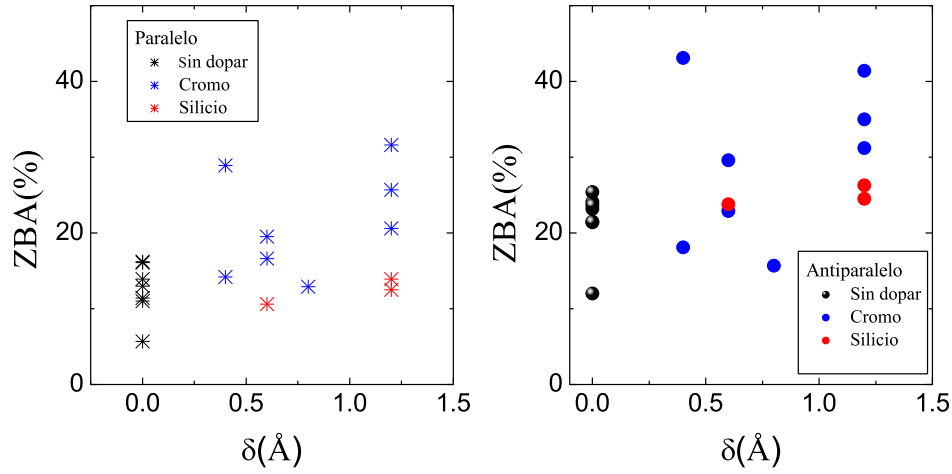


Figura 3.3: Dependencia del pico a voltaje cero frente al espesor de la película, se observa una ligera tendencia ascendente con el espesor.

el dopaje con cromo parece afectar.

La dependencia de la conductancia frente a voltaje nos indica que el bloqueo de Coulomb es el modelo que más se aproxima a la realidad. En este modelo se explica el pico de resistencia tal y como se explico en la sección 3.1. El modelo de Glazman[9], sin embargo, predice un pico en conductancia. Este hecho no ha sido observado en ninguna de las muestras que hemos caracterizado en este trabajo. El problema que plantea asumir el bloqueo de Coulomb como causante de lo observado es que no existen diferencias apreciables entre las muestras de control y las que contienen una película metálica en el interior. Esto implica que los estados localizados en la barrera poseen una energía característica análoga a la energía de carga del bloqueo de Coulomb. Esta energía puede ser representada por la conductancia a voltaje cero, ya que esta cantidad depende de la cantidad de estados excitados en el interior de la barrera, que a su vez depende de la energía de activación y la temperatura.

Intentamos probar nuestra hipótesis representado la magnetorresistencia en función de la resistencia a voltaje cero en el estado paralelo, ver la figura 3.7, en ella se observa una tendencia clara. Una resistencia baja implica un número elevado de estados excitados a voltaje cero, ya que los procesos de túnel a dos pasos están permitidos, al menos a través de los estados excitados. Si suponemos que los procesos de túnel a dos pasos destruyen la polarización aquellas uniones que tengan menor resistencia deberían presentar una magnetorresistencia menor. Sin embargo este comportamiento es justo el opuesto al observado. Esto nos lleva a pensar que el modelo del bloqueo de Coulomb no es suficiente para explicar el comportamiento observado. Por otro lado en el comportamiento de ZBA frente a la conductancia (figura 3.8) tampoco se

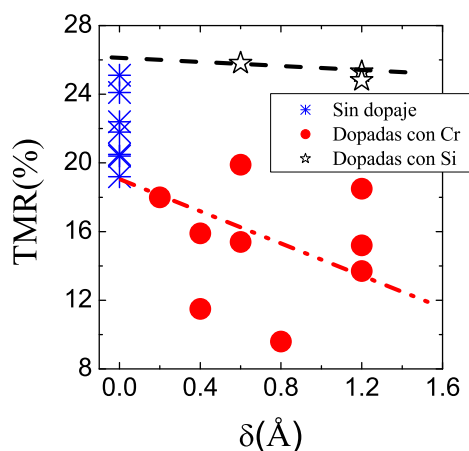


Figura 3.4: Magnetorresistencia como función del espesor de la capa metálica depositada a baja temperatura ($T=2$ K), salvo la ligera tendencia descendente de las muestras dopadas con cromo, la magnetorresistencia no depende de la cantidad depositada en el interior de la barrera.

manifiesta una dependencia muy clara, tanto en la orientación paralela como la antiparalela.

3.2.2. Ruido de disparo.

Si la conductancia en las uniones estudiadas se diera a través de estados de impureza deberíamos ser capaces de ver una reducción del ruido de disparo [22], especialmente pronunciada en el caso de túnel en dos pasos o secuencial. Esta reducción debe darse tanto en el modelo de Glazman como en el de bloqueo de Coulomb. Actualmente en las uniones túnel magnéticas la presencia de ruido $1/f$ hace imposible la detección del ruido de disparo. Pero en nuestro caso el área es lo suficientemente grande para que este ruido sea pequeño y nos permite ver el ruido de disparo en un ancho de banda de unos kHz. La ausencia de ruido $1/f$ también nos garantiza que la corriente túnel está uniformemente distribuida en toda el área de la unión, pues si existiesen caminos de máxima conductancia donde la corriente se concentrara, el ruido en resistencia debería ser mucho más grande, tanto si hablamos de ruido debido a defectos, como a ruido magnético. *La distribución de corriente es uniforme ya que la resistencia de la barrera es mucho mayor que la resistencia de los contactos.* Finalmente, la temperatura de los experimentos descritos, al igual que para las medidas de conductancia, es de 2K, esto reduce aún más el ruido $1/f$, ya que este tipo de ruido tiene habitualmente un origen térmico [25].

El método empleado para medir las fluctuaciones de voltaje nos permite detectar el ruido de disparo en un rango de voltajes bastante amplio. Aunque no nos permite medir a bajo voltaje pues el ruido introducido por el circuito de

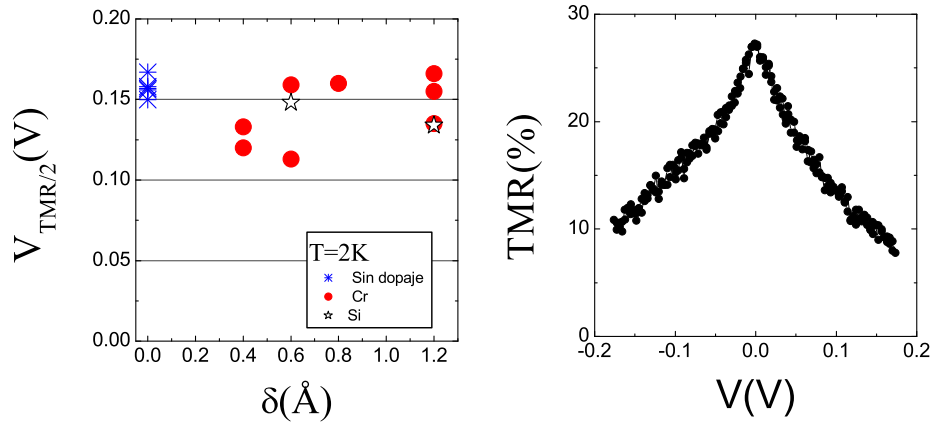


Figura 3.5: Voltaje en el que TMR se ve reducida a la mitad a baja temperatura, debido a que las TMR es ligeramente asimétrica obtenemos dos series de valores, ambos están representados como puntos llenos y puntos huecos. En la figura de la izquierda hemos representado una curva de ejemplo de la variación de TMR(%) frente al voltaje para una muestra con 0.4 Å de cromo.

excitación es comparable al ruido de disparo de la unión. Aun así el efecto que buscamos es una reducción del ruido de disparo, por tanto el error sistemático que introduce el ruido en corriente sólo sobreestima el valor del ruido en la muestra y es importante para determinar el valor absoluto. En otras palabras, obtener un aumento del ruido de disparo podría atribuirse al error en la medida, pero un ruido de disparo reducido sólo puede ser debido a la reducción del ruido en la unión estudiada. El error que introduce el ruido en corriente se ha estimado en aproximadamente un 20 % del factor de Fano.

Dentro del error de nuestra medida, el factor de Fano no depende del voltaje en las muestras estudiadas y en casi todos los casos $F \sim 1$. Sin embargo en tres de las muestras sin dopaje se puso de manifiesto la reducción del ruido de disparo (figura 3.9). Como se indicó la presencia de una película metálica en el interior de la barrera no afecta a la densidad de estados localizados dentro de la barrera, esto también se manifiesta en el ruido, donde, dentro del error experimental, todas las muestras dopadas manifestaron un comportamiento normal en el ruido de disparo. Esta reducción del factor de Fano fue publicada antes por Nowak et al. en [26], donde se encontró una reducción del ruido de disparo tal que $F \sim 0,45$ en algunas uniones, aunque sin un estudio sistemático de esta reducción.

La reducción del ruido de disparo mostrada en la figura 3.9, no es el único efecto presente en estas muestras. La figura 3.9 (a) muestra el factor de Fano obtenido en el estado paralelo de las uniones, el mismo experimento llevado a cabo para la orientación antiparalela muestra como la polarización de la co-

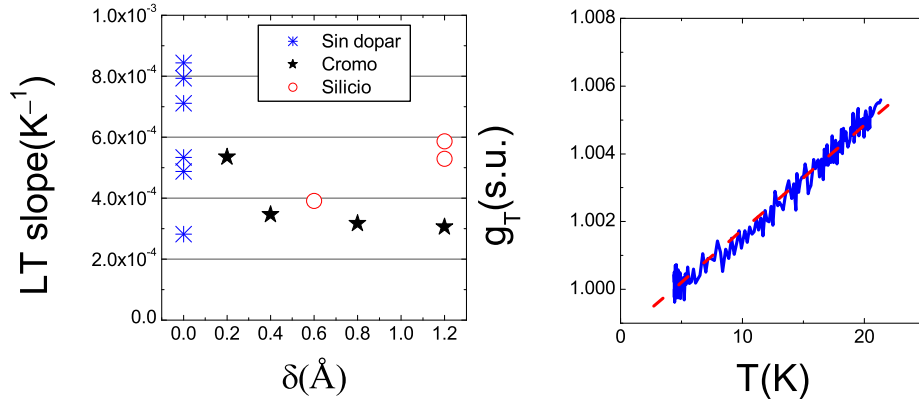


Figura 3.6: En el gráfico de la derecha se ha representado la pendiente de la conductividad frente a temperatura. Esta dependencia es lineal desde $T \sim 20$ K, tal y como se muestra en la curva de la derecha. En ella se ha representado la conductancia normalizada por su valor a baja temperatura.

riente túnel conlleva una variación del factor de Fano en el estado antiparalelo, tal y como se ve en la figura 3.9. Esta variación está relacionada con la anomalía a voltaje cero en estado paralelo, la cantidad mostrada en el eje de las ordenadas se define como

$$\frac{\Delta F}{F_P} = 100 \times \frac{F_{AP} - F_P}{F_P}$$

donde $F_{P,AP}$ es el factor de Fano en el estado paralelo y antiparalelo, respectivamente. Esta cantidad se ha representado en función del parámetro ZBA en estado paralelo. Aquellas muestras con menor anomalía a voltaje cero también muestran una variación del factor de Fano con el estado de la unión.

3.3. Conclusiones.

En los resultados que hemos descrito en las secciones anteriores, la presencia de impurezas en el interior de la barrera parece ser la causa de la anomalía a voltaje cero, de la reducción de la magnetorresistencia con el voltaje y de las variaciones de este parámetro de muestra a muestra. Por otro lado la dependencia lineal frente a temperatura de la conductancia a baja temperatura nos indica que estamos posiblemente frente a un comportamiento de tipo bloqueo de Coulomb [7, 8]. Aunque este tipo de comportamiento no explica toda la fenomenología que se ha presentado.

El bloqueo de Coulomb fue estudiado por Giaever en uniones túnel donde se introdujeron partículas lo suficientemente grandes como para que su energía

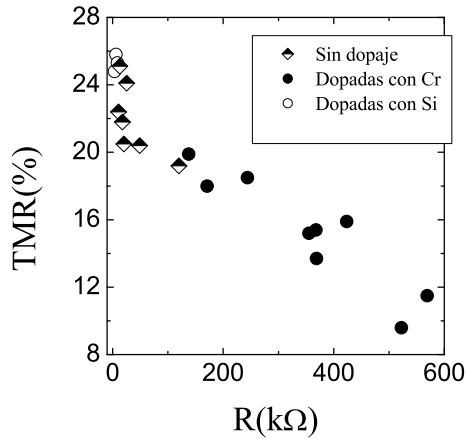


Figura 3.7: Como se muestra la magnetorresistencia de la uniones depende de su resistencia a baja temperatura y $V=0$ mV.

de carga (E_C) fuera menor o del orden de 100mV [8]. En este trabajo se ponen de manifiesto todos los comportamientos que hemos descrito. Sin embargo en nuestro caso la naturaleza de la energía de activación no es tan clara, como cuando se introducen partículas metálicas de mayor tamaño. Como hemos visto la presencia del dopaje metálico no afecta a ninguno de los parámetros estudiados y el espesor depositado es más pequeño en comparación con el que introdujo Giaever. *Sólo la presencia de defectos con una energía de activación de origen desconocido en la barrera de óxido de aluminio podría explicar el comportamiento que se deduce de los datos de conductancia frente a voltaje y temperatura.* El comportamiento de la magnetorresistencia frente a voltaje y como varía el valor a voltaje cero de esta variación entre las distintas muestras, a primera vista, no se puede englobar dentro de este tipo de comportamientos.

El ruido de disparo en sistemas donde domina el bloqueo de Coulomb puede dividirse en diferentes regímenes determinados por el voltaje, la temperatura y la energía de carga [27]. En todos los casos, salvo en equilibrio, se espera una reducción del ruido de disparo como la observada. Pero el modelo que plantea Hershfield [27] sólo cuenta con una energía de carga, mientras que en el sistema estudiado en este trabajo debe existir una distribución de energías, tal y como se plantea en el modelo de Giaever [8].

El efecto del túnel mediado por niveles de impureza en el ruido de disparo fue estudiado por Nazarov en la referencia [28]. Los resultados citados en el capítulo 1 para explicar el ruido de disparo en estructuras dobles, donde el factor de Fano depende de la relación Γ_l/Γ_r , no son válidos debido al desorden en la posición dentro de la barrera de los niveles resonantes. Pero según este trabajo la distribución en el volumen de la barrera no es importante para el ruido, ya que los parámetros $\Gamma_{l,r}$ dependen exponencialmente de la posición, y sólo contribuyen a disminuir del factor de Fano aquellos centrados. Por tanto

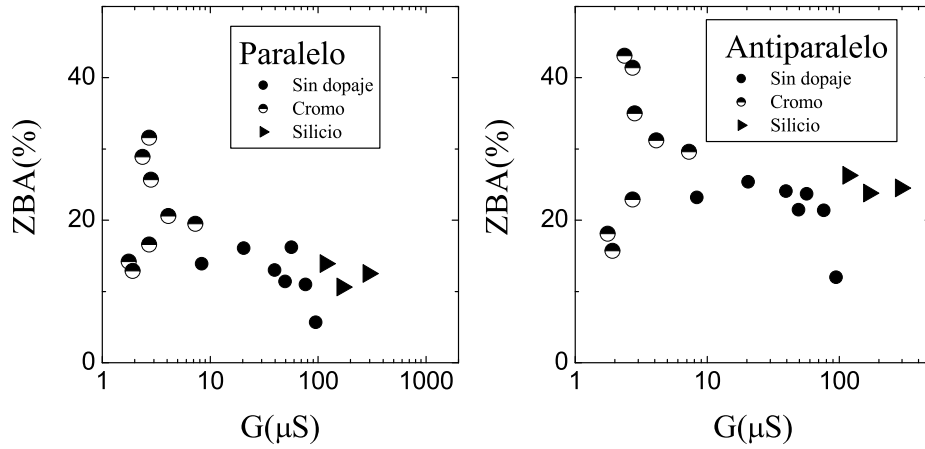


Figura 3.8: Dependencia de la magnitud del pico de resistencia a voltaje cero, frente a la conductancia. Ambos datos fueron tomados a baja temperatura $T \sim 2$ K, donde el túnel asistido por impurezas es visible.

el factor de Fano no depende de la forma exacta de la distribución dentro de la barrera y tiene un valor $F = 3/4$. Esto provoca que el ruido de disparo sea una herramienta perfecta para detectar si existe una densidad de estados localizados. Este resultado confirma que el modelo propuesto por Glazman [9] no es aplicable, ya que el factor de Fano que hemos obtenido depende de cada muestra en particular.

El modelo del bloqueo de Coulomb explica las anomalías a voltaje cero en uniones túnel metal|aislante|metal, y nos da un origen para esta anomalía. Supongamos una partícula metálica aislada en el interior de la barrera. Los procesos que pueden darse si aplicamos una diferencia de potencial a ambos lados de la barrera son básicamente tres:

(i). Túnel directo: la partícula metálica no juega ningún papel, en este caso la conductancia puede ser descrita por el modelo Brinkman, y por tanto se espera un comportamiento parabólico a bajo voltaje. Como se puede observar en los datos obtenidos, esto es cierto lejos de la anomalía a voltaje cero o a temperaturas próximas a temperatura ambiente.

(ii). Localización: este proceso consiste en la localización parcial de electron en la partícula metálica, este proceso es descrito por el modelo de Glazman [9]. Como vimos aunque incluyamos la interacción Coulomb en el proceso, la dependencia de la conductancia con el voltaje no coincide con lo observado [10].

(iii). Túnel secuencial: la partícula es lo suficientemente grande como para que la densidad de niveles en su interior sea un continuo, de forma que el electrón primero es transmitido a la partícula y después al otro electrodo, en el interior de la partícula metálica el electrón pierde la coherencia, y su

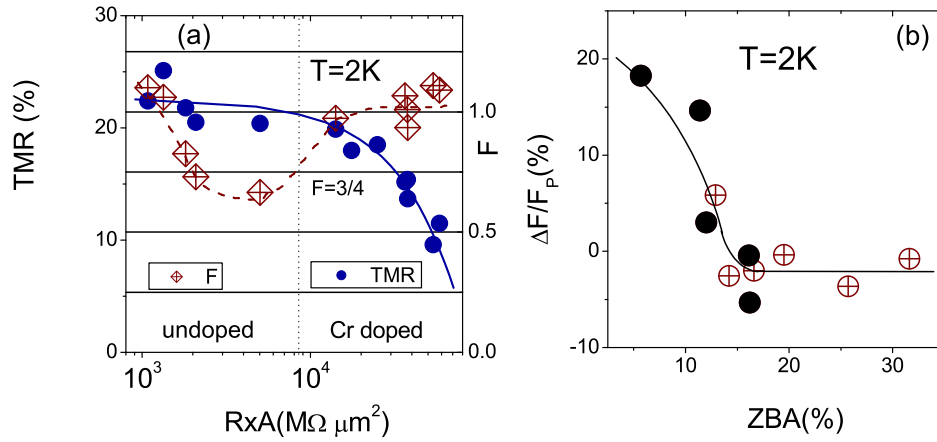


Figura 3.9: En la figura (a) se muestra el factor de Fano (F) medido para las muestras sin dopaje. Como se observa dos de las muestras estudiadas presenta una reducción del ruido de disparo. Las muestras dopadas muestran un comportamiento normal, es decir $F \sim 1$, tal y como se indica en el texto. En la figura (b) hemos representado la variación del factor de Fano entre las dos configuraciones de la union, paralela y antiparalela. Se puede apreciar que existe una variación en aquellas muestras donde la anomalía a voltaje cero es menor.

comportamiento es clásico. Este proceso está caracterizado por una energía de activación, pues es necesario introducir una carga en el interior de un sistema metálico, si éste está vacío, esta energía es

$$E_c = \frac{e}{2C}$$

Esta energía de activación es la responsable de la anomalía a voltaje cero, pues hasta que la diferencia de potencial no alcance este valor mínimo, la conductancia de la unión será cero. A la energía de carga hay que añadirle la carga en equilibrio de las partículas metálicas, a éstas las representaremos como un potencial V_D . Por lo que para una población dada V_D es constante y la conductancia será proporcional a

$$G(V) \propto \begin{cases} \text{constante} & V \geq \frac{e}{2C} + V_D \text{ ó } V \leq -\frac{e}{2C} + V_D \\ 0 & -\frac{e}{2C} + V_D < V < \frac{e}{2C} + V_D \end{cases}$$

Pero en una unión túnel existen distintas partículas por lo que también hay diferentes V_D . Vamos a tratar a este potencial como una variable aleatoria que puede fluctuar entre $\pm e/2C$. Además cada una de las partículas contribuye a la conductancia en una cantidad proporcional a su area, ésta puede ser representada por su capacidad. De esta forma un conjunto de partículas con una capacidad fija contribuirá a la conductancia de este modo

$$G(V) \propto C \int_0^{e/2C} dV_D \theta \left[|V| - \left(\frac{e}{2C} + V_D \right) \right]$$

Donde $\theta(x)$ es la función escalón. En esta ecuación hemos promediado V_D entre todos sus posibles valores. Esta expresión es válida mientras la capacidad total este dada por la capacidad de la partícula y uno de los electrodos, o en otras palabras cuando la posición de las partículas sea muy asimétrica. En este caso el voltaje que cae en la unión V , caería sólo entre uno de los electrodos y la partícula. Si la unión es simétrica el voltaje que cae en la unión depende de la relación entre la capacidad total $C = C_L + C_R$ y las capacidades individuales $C_{L,R}$. En este caso el promedio de V_D se da entre $\pm 3e/2C$, por lo que el límite de integración es $3e/2C$. Si además suponemos una distribución de capacidades $f(C)$, la conductancia total será

$$G(V) \propto \int_0^\infty dC C^2 f(C) \int_0^{V_{sat}(C)} dV_D \theta \left[|V| - \left(\frac{e}{2C} + V_D \right) \right]$$

Donde $V_{sat}(C)$ define el voltaje de saturación de la conductancia. Esta expresión nos permite tener en cuenta la posición de las partículas dentro de la barrera. En este modelo hemos despreciado los procesos que implican más de un electrón. Esta suposición es correcta a baja temperatura y bajos voltajes, ya que el segundo nivel de carga (donde dos electrones están en la partícula) necesita una energía lo suficientemente alta como para que no sea posible en estas condiciones de voltaje y temperatura. Si suponemos que la distribución $f(C)$ es constante para las muestras y que el voltaje de saturación es de la forma $V_{sat} = q/C$, entonces la conductancia puede expresarse como

$$G(V) \propto \begin{cases} |V| \int_0^\infty C^2 f(C) dC & |V| < q/C \\ q \int_0^\infty C f(C) dC & |V| \geq q/C \end{cases} \quad (3.1)$$

Este modelo tiene un parámetro libre q , que nos indica a que voltaje se satura la conductancia y, por tanto, la posición de las partículas dentro de la barrera.

El ruido de disparo en un sistema dominado por el bloqueo de Coulomb depende del régimen en que este polarizada la unión túnel. En el caso de bajo voltaje el sistema no se diferencia de una unión túnel normal. Pero cuando el voltaje es aproximadamente igual a la energía de carga entonces es reducido del mismo modo que en el caso de túnel resonante, de forma que, si definimos ritmos de túnel $\Gamma_{L,R}$, el factor de Fano vendrá dado por

$$F = \frac{\Gamma_L^2 + \Gamma_R^2}{(\Gamma_L + \Gamma_R)^2}$$

A voltajes mucho mayores que la energía de carga el ruido de disparo se reduce según la expresión

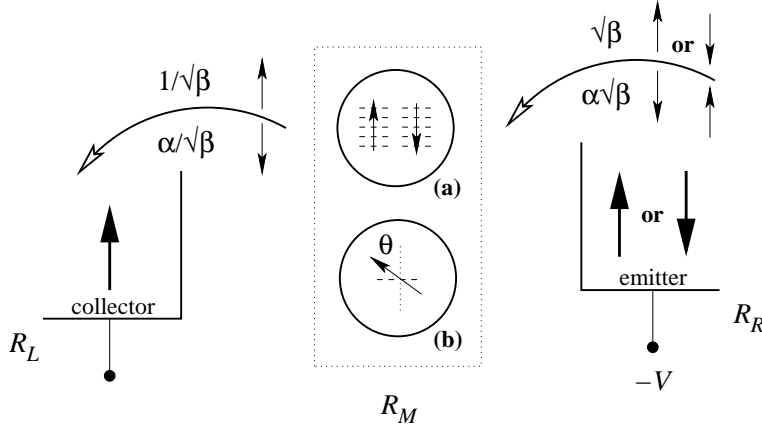


Figura 3.10: Representación esquemática de los modelos explicados en el texto el modelo (a) representa impurezas con un momento magnético fijo, mientras que el modelo (b) representa una impureza con un momento magnético variable.

$$F = \frac{G_R^2 + G_L^2}{(G_R + G_L)^2} \quad (3.2)$$

Donde $G_{L,R}$ son el valor de la conductancia entre el electrodo izquierdo o derecho, respectivamente, y la partícula. Esto implica que la asimetría en la barrera además de modificar el parámetro q en el análisis de la conductancia, también reduce el factor de Fano cuando la posición de la barrera sea simétrica [27].

Estas expresiones para el factor de Fano nos permiten simular el ruido de disparo en una unión túnel a voltajes altos en el caso en que supongamos una impureza magnética o no magnética. Puesto que los valores de la conductancia $G_{L,R}$ pueden expresarse como

$$G_L = G_{L\uparrow} [1 + \cos \theta] / 2 + G_{L\downarrow} [1 - \cos \theta] / 2 \quad (3.3)$$

$$G_R = G_{R\uparrow} [1 \pm \cos \theta] / 2 + G_{R\downarrow} [1 \mp \cos \theta] / 2 \quad (3.4)$$

donde θ es el ángulo entre la imanación de la partícula y el electrodo estudiado. Para una impureza no magnética, esta cantidad será promediada entre 0 y π , por el contrario para una impureza magnética, el ángulo es una cantidad constante que depende de la orientación relativa entre las imanaciones de ambos electrodos y la partícula. Ambos modelos están representados esquemáticamente en la figura 3.10. En ella el modelo (a) representa el caso magnético y el caso (b) el no magnético.

Las cantidades $G_{L,R;\uparrow,\downarrow}$ son la conductancia para cada dirección del spin y pueden ser descritas en función de la asimetría en las resistencias a la derecha y a la izquierda β , y la polarización de la corriente α . Tanto si suponemos impurezas magnéticas como no magnéticas, los distintos factores de Fano que obtenemos usando la ecuación 3.2 para el estado paralelo y antiparalelo son

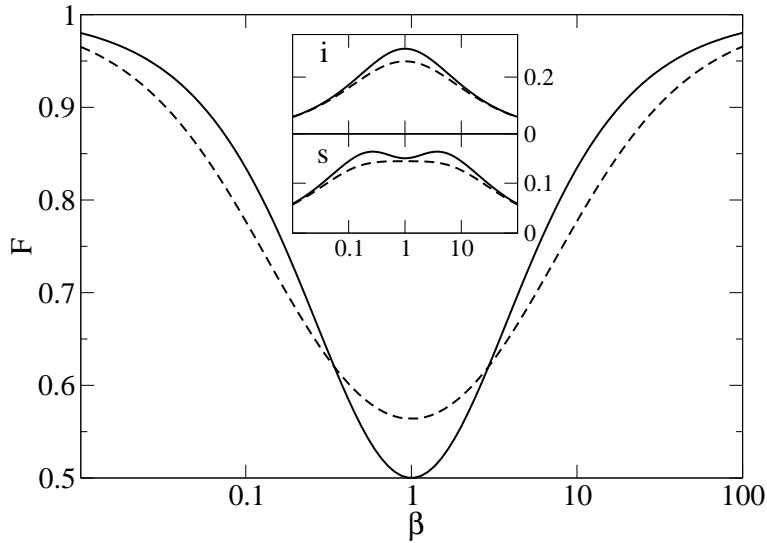


Figura 3.11: Factor de Fano en el estado paralelo (línea continua) y antiparalelo (línea a puntos). calculado en el sistema magnético en función de la posición de la partícula en el interior de la barrera. Se observa como el factor de Fano depende del estado de la unión tal y como observamos, aunque esto implica que las impurezas están localizadas en el centro de la barrera $\beta=1$. En el inset de la figura se ha representado i , que es proporcional a la corriente y s que es proporcional al ruido. El factor de Fano es i/s .

diferentes, si el factor de asimetría es $\beta = 1$, es decir cuando ambas uniones, izquierda y derecha, son iguales.

Estos resultados se han representado en la figuras 3.11 y 3.12 para una polarización $\alpha=1/5$. El factor de Fano muestra una reducción en ambos modelos, como es de esperar en una unión túnel dominada por el túnel secuencial. También se observa que el factor de Fano depende del estado de la unión. Pero sólo para $\beta \sim 1$ el resultado coincide con los resultados experimentales presentados a lo largo del capítulo ($F_{AP} > F_P$). Esto nos indica que en la uniones túnel donde hemos observado esta variación del factor de Fano la impurezas que afectan a la conductancia están situadas aproximadamente en el centro de la barrera. La presencia de cromo en la barrera no produce el mismo efecto. Quizás la película de cromo no este situada exactamente en el centro, o no afecta a la conductancia debido al bloqueo de Coulomb. Puesto que la película de cromo no parece afectar a la anomalía a voltaje cero, es de esperar que no hayamos alcanzado el voltaje de carga de la partículas.

Como hemos visto en las secciones anteriores, el bloqueo de Coulomb, explica en principio toda la fenomenología observada en los datos presentados. Por un lado da un origen al pico de resistencias observado, y aunque no es capaz de describir la naturaleza exacta de las partículas en el interior de la barrera, pues no se puede hablar de capacidad en el sentido clásico de la palabra en nuestro caso, sí nos proporciona un modelo cuantitativo para estimar la asimetría en las uniones. Esta asimetría puede explicar la reducción de ruido de disparo

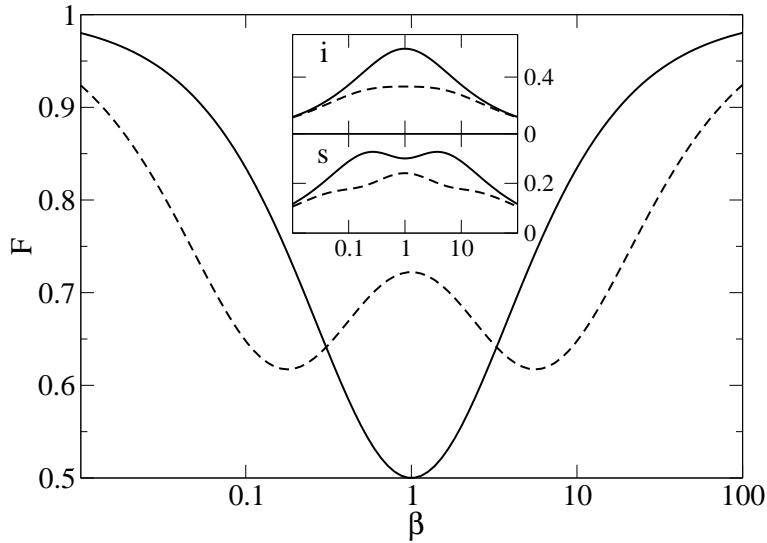


Figura 3.12: Esta figura muestra los resultados obtenidos para el modelo no magnético. Cualitativamente no existe diferencia con los resultados obtenidos en el modelo magnético.

observada en uniones túnel magnéticas y relacionarla con la anomalía a voltaje cero.

El parámetro ZBA fue usado para cuantificar la magnitud de la anomalía a voltaje cero. Hay que tener en cuenta que el valor absoluto de esta cantidad depende del voltaje que usamos como referencia, que en nuestro caso fueron 100mV. Para esta polarización de la unión es de esperar que la conductancia este bien descrita por el régimen de altos voltajes, por tanto no existe efecto de carga. En estas condiciones ZBA no representa correctamente el voltaje $V_s = q/C$ que define la asimetría de las partículas, si no que estima la magnitud del pico que viene dado, según la ecuación 3.1, por la varianza de la distribución de capacidades.

Para analizar V_s en las muestras donde se da la reducción y la variación de Fano factor derivamos las curvas de conductancia. La derivada obtenida se compone de un fondo lineal, procedente de la dependencia parabólica y un pico en torno a voltaje cero que corresponde a la parte lineal a bajo voltaje (figura 3.13). Tomamos como V_s el voltaje donde se cambia al comportamiento lineal. Este análisis nos da un valor aproximado del voltaje de saturación entre 40-60 mV, pero la resolución es insuficiente para distinguir una tendencia entre las distintas muestras. Quizá un análisis más profundo, intentando ajustar el fondo parabólico a alto voltaje, reduzca el error cometido en la estimación de V_s y nos permita ver si nuestra hipótesis es correcta.

Por último quedaría pendiente por explicar la dependencia de la magnetorresistencia con la resistencia de las uniones ???. Es probable que la polarización de la corriente túnel implique cierta interacción entre los defectos que en el modelo propuesto por Giaever no se tuvo en cuenta. En nuestra opinión una explicación plausible sería que la acumulación de carga en los estados inter-

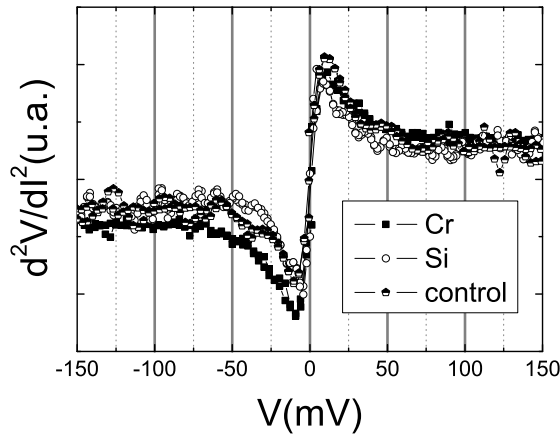


Figura 3.13: Segunda derivada del voltaje frente a corriente. El modelo propuesto para describir las curvas de conductancia atribuye los picos en estas curvas a la pendiente lineal correspondiente cuando $V \leq V_S$. Luego el fondo parabólico de la conductancia nos da el la curva lineal que se observa a altos voltajes. Intentamos estimar V_S a través de estas curvas pero el cambio de regimen no se ve claro. Aunque nos permite estimar a $V_S \sim 50\text{mV}$.

medios estuviera polarizada, tanto en equilibrio como en cuando aplicamos un voltaje entre ambos electrodos. Esta polarización podría afectar a la corriente en estado antiparalelo disminuyendo la conductancia, mientras que en estado paralelo no afectaría. Esto supondría un incremento de la magnetorresistencia cuando tenemos una población de estados excitados mayor en el interior de la barrera. Todo esto suponiendo una variación débil de los parámetros de la barrera con la película de impurezas introducida.

En el siguiente capítulo discutiremos los resultados obtenidos para muestras dopadas con silicio. Pero en este caso introducimos la película de impurezas en una posición asimétrica dentro de la barrera.

Bibliografía

- [1] Meservey, R. & Tedrow, P. Spin-polarized electron tunneling. *Phys. Rep.* **238**, 173–243 (1994).
- [2] Julliere, R. Tunneling between ferromagnetic films. *Physics Review A* **55**, 225–226 (1975).
- [3] Moodera, J., Kinder, L., Wong, R. & Meservey, R. Large magnetoresistance at room-temperature in ferromagnetic thin-film tunnel-junctions. *Physical Review Letters* **74**, 3273–3276 (1995).

- [4] Miyazaki, T. & Tezuka, N. Giant magnetic tunneling effect in fe/al₂o₃/fe junction. *Journal of magnetism and magnetic materials* **139**, L231–L234 (1995).
- [5] Maekawa, S. *Concepts in Spin Electronics* (Oxford, 2006).
- [6] Slonczewski, J. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier. *Physical Review B* **39**, 6995–7002 (1989).
- [7] Wolf, E. *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy* (Oxford science publications, New York, 1989).
- [8] Zeller, H. R. & Giaever, I. Tunneling, zero-bias anomalies, and small superconductors. *Phys. Rev.* **181**, 789–799 (1969).
- [9] Glazman, L. & Matveev, K. Coulomb correlation in the tunneling through resonance. *JEPT Letters* **48**, 445 (1988).
- [10] Ivanov, T. & Valtchinov, V. Current-voltage characteristics of a tunnel junction with resonant centers. *Phys. Rev. B* **50**, 5721–5724 (1994).
- [11] Sheng, L., Xing, D. Y. & Sheng, D.Ñ. Theory of the zero-bias anomaly in magnetic tunnel junctions: Inelastic tunneling via impurities. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **70**, 094416 (2004).
- [12] Bratkovsky, A. M. Tunneling of electrons in conventional and half-metallic systems: Towards very large magnetoresistance. *Phys. Rev. B* **56**, 2344–2347 (1997).
- [13] Bratkovsky, A. M. Assited tunneling in ferromagnetic junctions and half-metallic oxides. *Applied Physics Letters* **72**, 2334–2336 (1998).
- [14] Zhang, S., Levy, P. M., Marley, A. C. & Parkin, S. S. P. Quenching of magnetoresistance by hot electrons in magnetic tunnel junctions. *Physical Review Letters* **79**, 3744–3747 (1997).
- [15] Ding, H. F., Wulfhekel, W., Henk, J., Bruno, P. & Kirschner, J. Absence of zero-bias anomaly in spin-polarized vacuum tunneling in co(0001). *Physical Review Letters* **90**, 116603 (2003).
- [16] Perrella, A. C., Rippard, W. H., Mather, P. G., Plisch, M. J. & Buhrman, R. A. Scanning tunneling spectroscopy and ballistic electron emission microscopy studies of aluminum-oxide surfaces. *Phys. Rev. B* **65**, 201403 (2002).
- [17] Jansen, R. & Moodera, J. S. Influence of barrier impurities on the magnetoresistance in ferromagnetic tunnel junctions. *Journal of Applied Physics* **83**, 6682–6684 (1998).

- [18] Jansen, R. & Moodera, J. S. Magnetoresistance in doped magnetic tunnel junctions: Effect of spin scattering and impurity-assisted transport. *Phys. Rev. B* **61**, 9047–9050 (2000).
- [19] Jansen, R. & Moodera, J. S. Enhanced tunnel magnetoresistance in Fe-doped Al₂O₃ barriers. *Applied Physics Letters* **75**, 400–402 (1999).
- [20] Tsymbal, E. Y., Sokolov, A., Sabirianov, I. F. & Doudin, B. Resonant inversion of tunneling magnetoresistance. *Physical Review Letters* **90**, 186602 (2003).
- [21] W. Schottky. Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern. *Annalen der Physik* **57**, 541 (1918).
- [22] Blanter, Y. & Büttiker, M. Shot noise in mesoscopic conductors. *Physical Reports* **336**, 1–166 (2000).
- [23] Brinkman, W., Dynes, R. & Rowell, J. Tunneling conductance of asymmetrical barriers. *Journal of Applied Physics* **41**, 1915 (1970).
- [24] Simmons, J. Generalized thermal j-v characteristics for the electric tunnel effect. *Journal of Applied Physics* **35**, 2655 (1964).
- [25] Rogers, C. & Buhrman, R. Composition of 1/f noise in metal-insulator tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1272 (1984).
- [26] Jiang, L., Skovholt, J. F., Nowak, E. R. & Slaughter, J. M. Low-frequency magnetic and resistance noise in magnetoresistive tunnel junctions. *Fluctuations and Noise in Materials. Proceedings of the SPIE* **5469**, 13 (2004).
- [27] Hershfield, S., Davies, J. H., Hyldgaard, P., Stanton, C. J. & Wilkins, J. W. Zero-frequency current noise for the double-tunnel-junction Coulomb blockade. *Phys. Rev. B* **47**, 1967–1979 (1993).
- [28] Nazarov, Y. V. & Strubbe, J. J. R. Universal excess noise in resonant tunneling via strongly localized states. *Phys. Rev. B* **53**, 15466–15468 (1996).

Capítulo 4

Uniones túnel magnéticas policristalinas II: Barrera dopada con silicio.

4.1. Trabajos preliminares con silicio.

El descubrimiento de la magnetorresistencia túnel a temperatura ambiente [1, 2] ha renovado el interés en el fenómeno del túnel polarizado en spin. Hasta el momento los principales esfuerzos se han concentrado en aumentar al máximo la magnetorresistencia túnel (ferromagnetismo semi-metálico, incrementado la polarización de los electrodos ferromagnéticos, buscando nuevos tipos de barreras (incluyendo los filtros de spin [3]), o combinando ambos métodos. El último intento, el crecimiento de uniones epitaxiales, ha logrado importantes avances en el aumento de la magnetorresistencia túnel. Se ha demostrado que en uniones túnel epitaxiales Fe|MgO|Fe, donde existen condiciones de propagación coherentes dentro de la barrera para estados orbitales específicos en el ferromagnético, pueden alcanzar valores de magnetorresistencia enormes. Por ejemplo, en los trabajos de Yuasa y Parkin se han alcanzado valores de TMR del orden del 200 % [4, 5] y en los trabajos teóricos se han predicho valores del orden de 1000 % [6, 7]. Este hecho ha incrementado el interés en el túnel polarizado de spin tanto desde el punto de vista fundamental como aplicado.

Otra posible dirección para la investigación, que permanece poco explorada hasta ahora, está relacionada con el túnel en uniones túnel mas complejas (híbridas). En realidad, la manipulación de la barrera incluyendo impurezas magnéticas o no magnéticas en su interior, o insertando nano-partículas ("quantum dots") magnéticas, no magnéticas e incluso superconductoras, podría añadir un nuevo grado de libertad al túnel polarizado de spin e incrementar la versatilidad de los dispositivos spintrónicos basados en túnel polarizado de spin. Los procesos túnel en este tipo de estructuras, pero con electrodos no magnéticos, ha sido estudiado durante dos décadas especialmente en transistores de un solo electrón ("single electron transistor") donde un electrodo puerta ("gate") se acopla a un punto cuántico, este sistema se usa como barrera entre dos electrodos metálicos.

Estudios teóricos recientes en dispositivos spintrónicos híbridos con dos contactos ferromagnéticos acoplados a puntos cuánticos han revelado una fenomenología muy rica. En este sistema la interacción entre el túnel polarizado de spin y la acumulación de carga/spin en los puntos cuánticos juega un papel importante [8, 9, 10, 11, 12]. Desde el punto de vista experimental, sólo unos pocos grupos han demostrado que la interacción de Coulomb puede jugar un papel importante en el túnel polarizado, no sólo en estructuras granulares ferromagnéticas, si no que también en transistores de un sólo electrón ferromagnéticos construidos tanto con gases electrónicos de dos dimensiones [8], como con puntos cuánticos acoplados a electrodos ferromagnéticos [9]. También ha sido publicado que en partículas muy pequeñas la estructura electrónica puede afectar al túnel polarizado de spin [10]. Otros ejemplos interesantes de túnel polarizado de spin en estructuras híbridas son el trabajo de Jensen *et al.* [11] donde se usan nanotubos de carbono para poner en contacto dos electrodos ferromagnéticos, y el trabajo de Martinek *et al.* [12] donde se usa una molécula de C₆₀ para contactar dos ferromagnéticos.

Desde un punto de vista tecnológico, es más fácil acoplar dos electrodos ferromagnéticos a un conjunto de puntos cuánticos, en vez de hacerlo a uno sólo. Este método dificulta el conocimiento de la distribución de tamaños y la energía de carga correspondiente, pero añade versatilidad al diseño de experimentos, pues permite una transición continua entre dos regímenes: el de baja concentración de impurezas y el de alta concentración. En el segundo regimen uno esperaría que la energía de carga del punto cuántico se redujese de forma continua con el tamaño del punto, permitiendo el túnel secuencial entre dos electrodos que, en principio, están bloqueados por la interacción de Coulomb y, por tanto, sólo permiten procesos de túnel directo. Por el contrario en el primero el túnel secuencial esta bloqueado a causa de la interacción de Coulomb y hasta voltajes muy altos sólo se pueden dar procesos de túnel directo.

En este capítulo presentaremos el estudio de transporte y ruido en uniones túnel híbridas con la estructura Co/Al₂O₃/Si/Al₂O₃/Py, donde el espesor de la película de silicio se varió de forma continua entre 0 Å y 1.8 Å. Para discriminar entre los regímenes discutidos anteriormente medimos curvas de conductancia frente a voltaje. Estas curvas también servirán para comprender la fluctuaciones observadas en las uniones estudiadas. Al igual que en el capítulo 3 intentaremos entender más profundamente la dependencia de la magnetorresistencia túnel con el voltaje y como ésta es afectada por la presencia de estados trampas [13] o el bloqueo de Coulomb [14].

Actualmente se han desarrollado dos teorías para explicar el origen de esta atenuación con el voltaje de la magnetorresistencia. La primera de ellas asume la existencia de estados de impureza, que reducen la polarización de la corriente de spin e influye en la conductancia de las uniones a bajo voltaje [15]. La segunda implica interacciones inelásticas entre los electrones túnel y excitaciones de la estructura, como por ejemplo fonones, estas reducen también la polarización de la corriente [16]. Esta última teoría fue apoyada mediante experimentos que prueban la existencia de estas interacciones [17]. Sin embargo más tarde Ding et al. detectaron una reducción de la atenuación cuando, en vez de una barrera de estado sólido, se empleó una de vacío [18]. Este resultado parece indicar que las impurezas y estados localizados en la barrera son la principal fuente de corriente no polarizada en uniones túnel magnéticas.

La presencia de una anomalía a voltaje cero en uniones túnel no magnéticas con partículas metálicas insertadas en la barrera fue publicado por primera vez por Giaever [14]. El mecanismo principal es la aparición de un voltaje umbral a partir del cual los procesos de túnel en dos pasos están permitidos [14]. A este bloqueo de los procesos en dos pasos se le conoce como bloqueo de Coulomb. En este modelo el voltaje umbral esta distribuido entre 0 V y un voltaje máximo V_S . En uniones túnel con partículas metálicas en su interior V_S viene dado por el tamaño de las partículas, ya que determina la energía de carga, que a su vez esta determinada por la capacidad de las partículas. Dentro de cada partícula también existe una población electrónica que se considera aleatoria, esto junto a la distribución de tamaños resulta en la anomalía a voltaje cero observada por Giaever [14].

El túnel en dos pasos en una unión túnel ha sido tratado posteriormente usando otro método desarrollado por Glazman y Matveev [13]. Esta teoría predice que la corriente está definida, en cada partícula, por los ritmos de túnel desde uno de los electrodos a la partícula central, y desde la isla metálica a el otro electrodo. Por tanto cuando la conductancia y la corriente polarizada de spin son modificadas, también se espera una modificación de la dependencia de la magnetorresistencia con el voltaje. En realidad, cuando el voltaje de polarización de las uniones es aumentado, el número de estados permitidos para los procesos túnel de dos pasos también crece. Esto resulta en un incremento de la conductancia a voltaje cero [19].

Previamente, Jansen *et al.* [20] estudiaron uniones túnel magnéticas con partículas de silicio en una posición simétrica dentro de la barrera. Ellos observaron una reducción de la magnetorresistencia cuando aumentaba el espesor de silicio depositado. En el trabajo que se presenta las partículas de silicio se introdujeron en una posición asimétrica dentro de la barrera túnel. En este caso el efecto de las partículas debería ser menor, ya que uno de los ritmos de túnel característicos sería mucho mayor (el ritmo correspondiente a la barrera más estrecha) que el otro.

Los detalles de la preparación de las muestras han sido publicado previamente por Jansen [20]. La barrera en este tipo de muestras fue crecida en dos pasos. Después de la deposición del electrodo inferior de cobalto, se crecieron 10 Å de aluminio que fue oxidado previamente para formar una barrera túnel. Luego se depositó un espesor δ de silicio encima de la barrera creada de óxido de aluminio, seguidamente se crecieron 2 Å de aluminio y se oxidó el conjunto. Por último se crecieron 100 Å de permalloy para formar el segundo electrodo. Mediante óxido de silicio se definió un área de conducción de $350 \times 350 \mu\text{m}^2$. De ahora en adelante el voltaje de polarización positivo corresponde a la aplicación de un voltaje al electrodo superior, por otro lado el más cercano a la película de silicio.

La capa de silicio que hemos insertado, al igual que se describió en el Capítulo 3, aparece oxidado. Esto es debido a que al oxidar la parte superior de la barrera también oxidamos la capa de silicio. El óxido de silicio en ninguna de sus formas posee un momento magnético [20]. La ausencia de momento y su posición asimétrica dentro de la barrera nos lleva a pensar en un efecto poco importante. Sin embargo como veremos esto no es así.

Las medidas fueron realizadas usando un sistema controlado por un PC que permite detectar la resistencia dinámica, el voltaje continuo, y el ruido de la unión que se está estudiando. La polarización de las muestras se hizo mediante una corriente constante aplicada por un fuente de corriente calibrada. Con esta fuente también se aplicó una onda cuadrada de corriente para medir la resistencia dinámica y la función de transferencia de la muestra y la línea de voltaje. La respuesta en voltaje fue amplificada con amplificadores acoplados en continua y fue grabada en el PC mediante un convertidor analógico-digital (ADC).

Para las medidas de ruido se usó la misma técnica de polarización de las

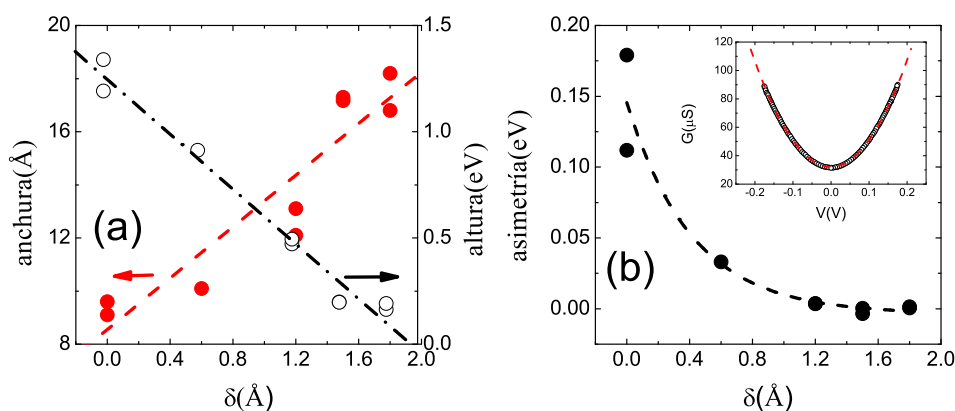


Figura 4.1: Parámetros de la barrera calculados usando el modelo de Brinkman. El alto de la barrera (gráfico (a) eje de la derecha) se reduce cuando el espesor de silicio aumenta. La asimetría en la barrera también disminuye (b). El ancho de la barrera aumenta cuando aumentamos el espesor de silicio como se indica en el eje de la izquierda (a), pero este aumento del ancho calculado no escala bien con delta. En el gráfico insertado en la figura de la derecha se muestra un ejemplo de una curva ajusta con una parábola.

uniones y lo mismos amplificadores de bajo ruido, que fueron colocados en la parte superior del criostato (capítulo 2). La señal DC pre-amplificada se amplifica en una segunda etapa de amplificadores comerciales. Esta señal se lleva a un analizador de espectros SR780. Este instrumento calcula el espectro de correlación cruzada de ambas señales que contiene el ruido térmico, de disparo y $1/f$. El ruido extrínseco, introducido por amplificadores y la fuente de corriente, se eliminó de los resultados usando los datos de una calibración realizada usando resistencias a bajas temperaturas.

4.2. Caracterización: conductancia y ruido.

A temperatura ambiente la dependencia de la conductancia con el voltaje ajusta bien a una función parabólica en todas las muestras estudiadas (ver el gráfico insertado en la Fig. 4.1). Este tipo de dependencia puede ser explicada usando el modelo de Brinkman [21], que nos permite calcular los parámetros de una barrera trapezoidal: anchura, altura y asimetría. Los resultados de este análisis se han representado en la figura 4.1. Estos datos muestran como el ancho de la barrera aumenta cuando introducimos la película de silicio, aunque este aumento no escala linealmente con δ . La altura de la barrera disminuye claramente cuando introducimos silicio. Por el momento desconocemos porque se produce esta disminución, aunque una de las posibles razones podría ser una disminución de la función de trabajo del oxido de aluminio. Esta explicación

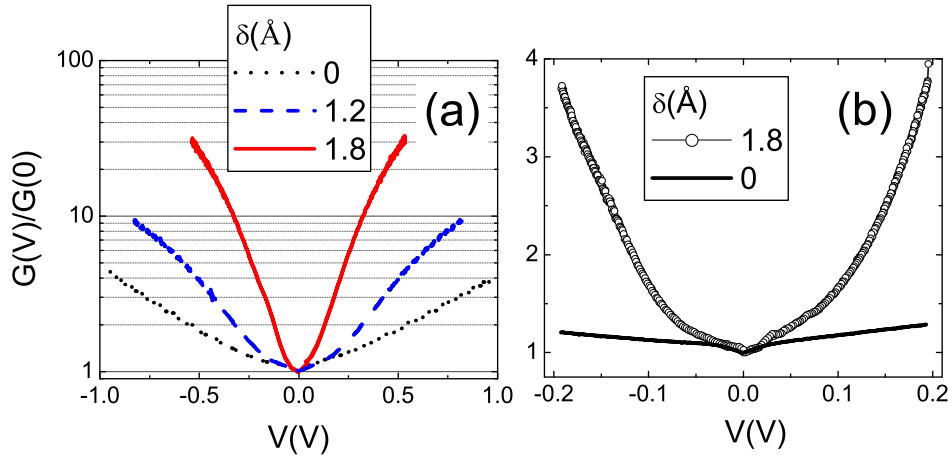


Figura 4.2: Dependencia de la conductancia frente al voltaje a $T=2$ K. Las curvas están normalizadas por la conductancia a voltaje cero en cada curva. La figura (a) presenta los datos a altos voltajes. En ella se observa el comportamiento descrito en el texto y que relacionamos con la formación de islas de silicio. En la figura (b) se ha representado el comportamiento a bajo voltaje de una muestra de control y otra con $\delta=1.8$ Å, en ambas se observa la anomalía para $V \lesssim 30$ mV.

tampoco es completamente satisfactoria ya que implicaría un aumento de la asimetría, sin embargo el comportamiento observado para la asimetría es justo el opuesto.

La resistencia túnel de todas las uniones túnel magnéticas con impurezas de silicio fue medida entre $T=2$ K y $T=300$ K a voltaje cero. Hemos observado que la resistencia aumenta cuando disminuimos la temperatura. Este comportamiento descarta la presencia de agujeros ("pinholes"), incluso en el caso de los δ mayores. También hemos observado que la dependencia de la resistencia con δ no es monótona. Esto puede ser entendido como una consecuencia de la interacción entre la disminución de la altura de barrera y el incremento de la anchura de ésta, ver figura 4.1.

Mientras que a temperatura ambiente la conductancia es una función parabólica del voltaje, a bajas temperaturas (por debajo de 100 K) esta dependencia cambia substancialmente. Puede observarse que en todas las uniones para voltajes bajos ($V \lesssim 30$ mV) aparece un pico de resistencia, éste es conocido como anomalía a voltaje cero (Fig. 4.2 (b)). La similitud de esta débil anomalía para ambos tipos de muestras, con impurezas y de control, indica un origen común, probablemente relacionado con el mecanismo de conducción de electrones a través de la barrera (Capítulo 3). Sin embargo, para voltaje superiores a 30 mV, el comportamiento de la conductancia depende del espesor δ de silicio depositado (Fig. 4.2 (a)).

Para mostrar de una forma más clara el cambio cualitativo en el régimen de

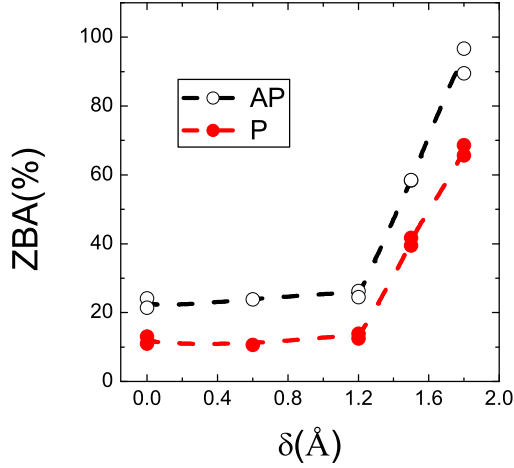


Figura 4.3: Dependencia de la cantidad ZBA (definida en el texto) con el espesor de silicio depositado a $T=2$ K. El incremento de ZBA para δ mayor que 1.2 \AA refleja un comportamiento diferente relacionado con la formación de islas de silicio.

conducción con δ estudiamos la dependencia con el voltaje de la conductancia normalizada usando el parámetro:

$$ZBA(\%) = 100 \times \frac{R(100\text{mV}) - R(0\text{mV})}{R(100\text{mV})}$$

La dependencia de ZBA con δ se ha representado en la figura 4.3. En ella se muestra como el pico de resistencia depende débilmente con δ para espesores pequeños y sufre un fuerte incremento para espesores grandes. El cambio de un comportamiento al otro se da en $\delta \sim 1.2 \text{ \AA}$. Este valor es aproximadamente igual al radio atómico del silicio (1.1 \AA).

Los datos experimentales descritos más arriba pueden ser entendidos dentro de un modelo de túnel en dos pasos tal y como sigue. Si la formación de islas metálicas de silicio comienza en $\delta \sim 1.2 \text{ \AA}$, entonces el incremento del pico de resistencia puede atribuirse a la aparición de una nueva escala de energía en transporte electrónico a través de la barrera, relacionada con la capacidad de las islas de silicio. Esta hipótesis puede ser comprobada en la figura 4.2, que representa la conductancia normalizada. Claramente la conductancia de las muestras con un δ alto crece de forma más pronunciada y tiende a saturarse a un voltaje concreto, mientras que para la muestra de control ($\delta=0 \text{ \AA}$) mantiene el comportamiento, sin dar muestras de saturación, tal y como se espera en una unión túnel controlada por procesos de túnel directo. El ritmo de crecimiento de la conductancia también es mucho menor en las uniones de control.

Dependencia de la conductancia con la temperatura.

Uno de los parámetros estudiados fue la dependencia de la conductancia a

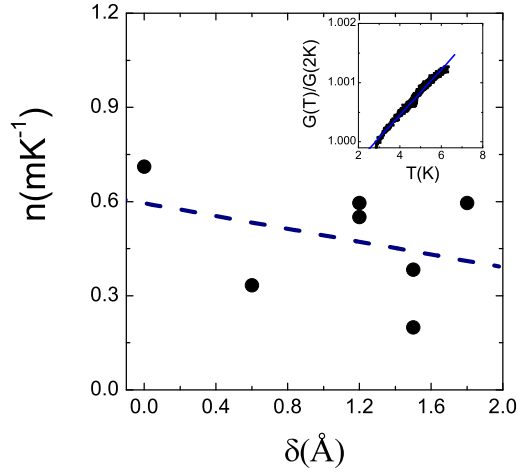


Figura 4.4: A bajas temperaturas la dependencia de la conductancia con la temperatura es lineal tal y como se presenta en gráfico insertado. En el gráfico principal se ha representado la pendiente de la dependencia de la conductancia normalizada por su valor a baja temperatura.

bajo voltaje con la temperatura. Esta dependencia es lineal a baja temperatura ($T < 20$ K) tal y como se ve en el gráfico insertado en la figura 4.4. Dentro de un modelo de bloqueo de Coulomb esto puede atribuirse a una variación de la población de electrones dentro de las islas metálicas, ya que ésta es térmicamente activada [22]. Esta población determina la pendiente de la conductancia a voltaje cero. En breve, la conductancia a voltaje cero puede expresarse como

$$G(0, T) \propto \int_0^{\infty} n(V_{Ch}) e^{-\frac{eV_{Ch}}{k_B T}} dV_{Ch} \sim n(V_{Ch} \sim 0) \frac{k_B T}{e}$$

Donde V_{Ch} es la energía de carga necesaria para introducir un electrón dentro de una isla metálica. A $V = 0$ V el número de islas cargadas viene dada por el término exponencial. Entonces, a baja temperatura, la conductancia es proporcional al número de islas cargadas en equilibrio térmico $n(0)$. Aunque la dependencia de la temperatura de las diferentes uniones túnel magnéticas estudiadas varía en casi dos órdenes de magnitud, la pendiente de la conductancia normalizada por su valor a baja temperatura no presenta una dependencia clara con el espesor de silicio depositado, δ , tal y como se observa en la figura 4.4. Donde el parámetro n es la pendiente lineal de la conductancia normalizada por su valor a baja temperatura.

El comportamiento de la magnetorresistencia a voltaje cero con el espesor de silicio en las muestras estudiadas se muestra en el gráfico (a) de la figura 4.5. Hemos analizado la dependencia TMR vs δ para tres temperaturas diferentes

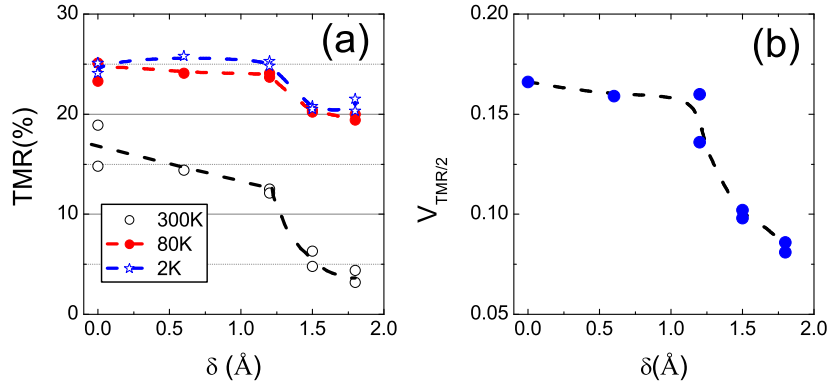


Figura 4.5: (a) Valor de la magnetorresistencia túnel en función del espesor de silicio a diferentes temperaturas. Mientras que a temperatura ambiente el silicio disminuye el valor de TMR, para $T \lesssim 80$ K la presencia del silicio la influencia del silicio es menor. (b) Voltaje necesario para reducir la magnetorresistencia túnel a la mitad de su valor a voltaje cero, $V_{TMR/2}$ para $T \sim 2$ K. Observamos un valor reducido de $V_{TMR/2}$ cuando $\delta > 1.2$ Å. Esta disminución puede ser explicada fácilmente mediante un modelo túnel en dos pasos.

(300 K, 77 K y 2 K). La influencia de la película de silicio es mucho más fuerte a temperatura ambiente, disminuyendo TMR cerca de un orden de magnitud para los δ más grandes. Sin embargo, a baja temperatura TMR permanece casi inalterado por el silicio. La disminución con forma de escalón que se produce, aproximadamente un 10% a 77 K y 2 K, fue observada para $\delta \geq 1.2$ Å. Esta reducción de TMR puede estar relacionada con la variación de ZBA observada para los mismos valores de δ (mostrada en Fig.4.3).

En realidad, para espesores pequeños de silicio, sólo es posible el túnel directo a causa del bloqueo de Coulomb. Este proceso a bajas temperaturas y bajo voltaje sólo cambia débilmente, por lo que no se activa la mezcla de spines producido por procesos de cambio de spin dentro de las islas de silicio. Sin embargo el bloqueo de Coulomb para espesores $\delta \geq 1.5$ Å está suprimido, ya que la energía de activación es pequeña, tal y como se indica en la dependencia de la conductancia frente a voltaje, Fig. 4.2. Por tanto los procesos de túnel en dos pasos a través de las islas de silicio están permitidos. Este canal de conducción crea también una fuente de corriente no polarizada debido a la mezcla de spines o a la pérdida del spin de los electrones que pasan a través del silicio.

La supresión del bloqueo de Coulomb para espesores superiores a una monocapa puede ser debida a que el silicio en estas condiciones se distribuye en partículas más grandes. De hecho, el túnel en dos pasos, en principio, afecta a la conductancia para los dos regímenes discutidos más arriba. Esto es debido a

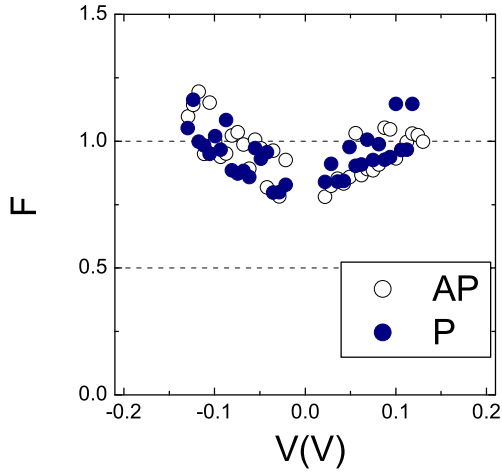


Figura 4.6: Factor de Fano obtenido para una de la muestras estudiadas con $\delta=0.6 \text{ \AA}$. El ruido de disparo detectado corresponde con el valor normal para túnel. La tendencia que se observa es debida al error introducido por el ruido corriente.

la presencia inevitable de defectos en el interior de la barrera, incluso sin una película metálica [23] que aumentan la corriente no polarizada. Por tanto, esto implica que la presencia de un tiempo característico de cambio de spin ("spin flip time") tanto en los defectos, $\delta < 1.2 \text{ \AA}$, como en las películas de silicio, $\delta \geq 1.2 \text{ \AA}$.

El análisis de la dependencia de TMR con el voltaje, como veremos a continuación, apoya nuestra hipótesis. Para analizar esta dependencia en función del espesor de silicio, hemos calculado el voltaje necesario para suprimir TMR hasta la mitad de su valor a voltaje cero. Este parámetro, conocido como $V_{\text{TMR}/2}$, se muestra en el gráfico (b) de la figura 4.5 como función de δ . Evidentemente, existe un cambio en la dependencia, desde un comportamiento constante con δ por debajo de $\delta=1.2 \text{ \AA}$, hasta un decrecimiento de esta cantidad para espesores mayores a una monocapa. El comportamiento constante pone de manifiesto la existencia de una densidad de estados localizados que no varía con el espesor de silicio, mientras que para $\delta > 1.2 \text{ \AA}$ sí que lo hace.

Cuando el espesor de silicio supera la monocapa, la capacidad efectiva correspondiente a estados dentro de la barrera disminuye, esto produce un incremento de la densidad de estados localizados dentro de la barrera. Los procesos de túnel en dos pasos, tal y como se vio más arriba, son una fuente de corriente no polarizada, que explica la dependencia más acusada en el caso de uniones túnel magnéticas con un espesor superior a 1.2 \AA .

4.2.1. Ruido en uniones túnel con silicio.

El ruido en uniones túnel magnéticas esta compuesto por dos componentes: una de ruido blanco (independiente de la frecuencia), que incluye el ruido térmico y el ruido de disparo, y una segunda que refleja fluctuaciones de resistencia. Esta última contribución suele ser descrita por una densidad espectral proporcional a $1/f$. La naturaleza térmicamente activada del ruido $1/f$ implica que este tipo de ruido a temperatura lo suficientemente bajas no aparece. En esta situación la densidad espectral de los pocos fluctuadores activos puede ser descrita por picos de forma lorentziana. La dependencia con el tiempo de la fluctuación esta caracterizada por transiciones entre dos estados bien definidos dando como resultado el bien conocido ruido telegráfico [24].

Nosotros hemos detectado que en la muestras de control ($\delta=0$ Å) y también en aquellas con $\delta \leq 1.2$ Å, a baja temperatura, el ruido es blanco para frecuencias $f \gtrsim 100$ Hz, mostrando ruido $1/f$ para frecuencias inferiores. El ruido blanco es descrito por esta expresión

$$S_I = 2eI \coth \left[\frac{eV}{2k_B T} \right] \quad (4.1)$$

que incluye el ruido térmico a bajo voltaje ($eV \ll k_B T$), y el ruido de disparo de tipo Poissoniano ($2e|I|$) a voltajes altos ($eV \gg 2k_B T$). Los procesos de túnel en dos pasos pueden suprimir el ruido de disparo dependiendo de la posición de las impurezas en el interior de la barrera [25]. No hemos encontrado indicios de esta supresión del ruido de disparo en las muestras que con $\delta \leq 1.2$ Å. Esto queda demostrado en la figura 4.6 donde hemos representado el factor de Fano de una muestra con $\delta=0.6$ Å. Esto nos indica que el ruido sigue la ecuación 4.1. La ausencia de ruido $1/f$ en este tipo de uniones indica una distribución uniforme de corriente en todo el area de las uniones estudiadas.

Así como el comportamiento del ruido a baja frecuencia en la muestras con $\delta \leq 1.2$ Å muestra un comportamiento similar al encontrado en la muestras de control, para muestras con $\delta > 1.2$ Å se detecto ruido completamente diferente. El cambio de regimen otra vez se produjo donde también observamos un cambio en el comportamiento de la conductancia y la magnetorresistencia túnel (ver las figuras 4.2, ?? y 4.5 del apartado anterior). Relacionamos este cambio cualitativo en el ruido a baja frecuencia con el bloqueo de Coulomb.

El comportamiento típico del ruido en las muestras con un espesor grande de silicio es el siguiente: a bajo voltaje es similar al observado en las muestras con δ pequeño. A un voltaje umbral aparece un incremento del ruido en forma de picos lorentzianos sobre un fondo $1/f$. Aunque el comportamiento es el mismo en ambas polaridades de corriente, la magnitud del incremento del ruido suele ser diferente para cada polaridad (Fig. 4.8).

Hay diversas formas de caracterizar la variación no-monótona del ruido producida por la aparición de ruido telegráfico. Nosotros elegimos analizar la varianza total del proceso calculando el area bajo curva de densidad espectral. A esta cantidad la denominamos V_{RMS} . La figura 4.8 muestra la variación de

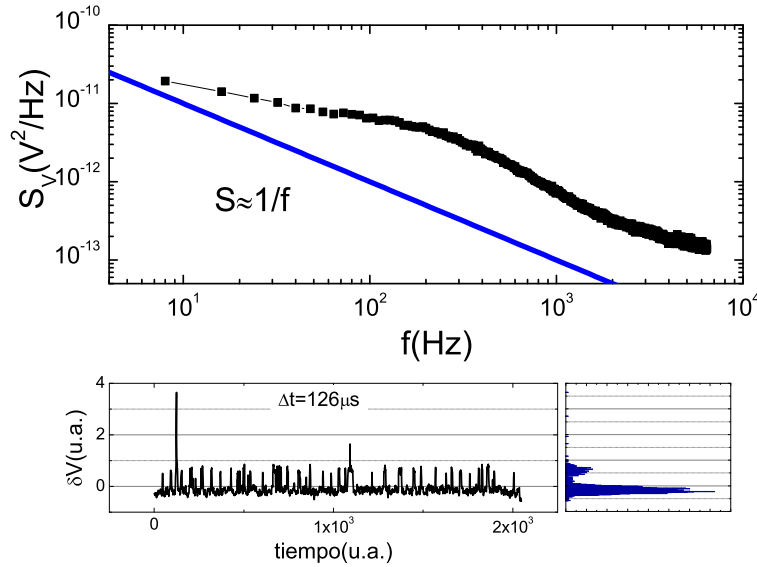


Figura 4.7: Muestra del ruido telegráfico observado en una de las muestras ($\delta=1.8 \text{ \AA}$). El gráfico superior muestra la densidad espectral del proceso. Ésta está dominada por una lorentziana sobre un fondo de ruido $1/f$ (indicado por la línea en el gráfico). La parte de abajo de la figura muestra la dependencia con el tiempo del proceso. Los dos estados del proceso se observan claramente en el histograma de la derecha.

este parámetro en función del voltaje aplicado.

El ruido telegráfico fue observado antes en uniones túnel de área pequeña, $A \sim 1 \times 1 \mu\text{m}^2$, a baja temperatura ([24] y referencias dentro). En esos sistemas la corriente túnel fluye a través de un área pequeña donde la fluctuación en la población electrónica en los defectos o en la posición de grupos de átomos entre dos posiciones de equilibrio puede cambiar la altura o la anchura de la barrera túnel, respectivamente; esto implica dos estados de conductancia para cada fluctuador. Cuando disminuimos la temperatura de una unión de área pequeña, el ruido sólo es controlado por unos pocos fluctuadores de este tipo haciendo aparecer el ruido telegráfico.

En las uniones túnel que estudiamos el área de las mismas es relativamente grande, $A=350 \times 350 \mu\text{m}^2$. Esto implica la presencia de una cantidad mayor de fluctuadores. Por tanto es de esperar que incluso a baja temperatura el ruido, aunque pequeño, sea de tipo $1/f$, puesto que el proceso es suma de todos los fluctuadores [26]. La observación de ruido telegráfico a un voltaje concreto puede deberse a las fluctuaciones locales en la distribución superficial de la corriente de corriente producidas por el aumento de la conductancia en regiones específicas de la unión. Creemos que este aumento de la conductancia es debido a la posibilidad de que se den procesos de túnel en dos pasos a través de las islas de silicio. También puede deberse a que defectos con una carga o posición fluctuante cambian la energía de carga de las islas de silicio, esto

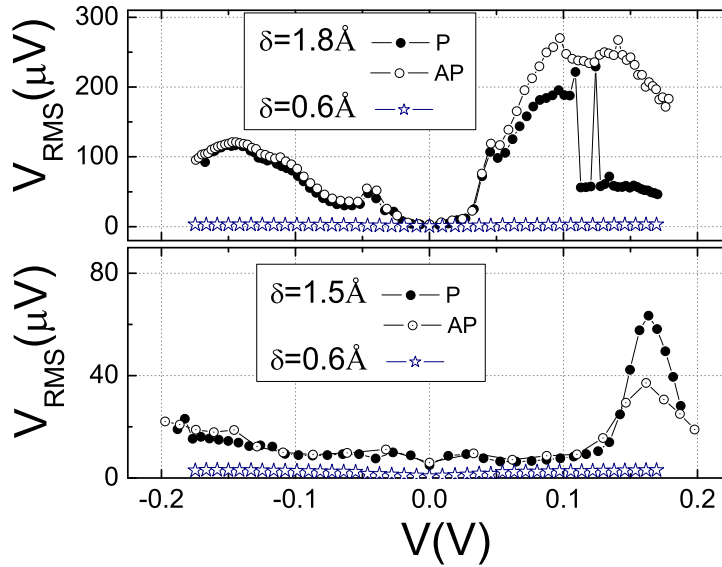


Figura 4.8: Dependencia de V_{RMS} con el voltaje. En esta figura se observa el incremento del ruido, también se observa asimetría descrita en el texto. Las curvas inferiores muestran el V_{RMS} de una muestra con $\delta=0.6 \text{ \AA}$, que corresponde al grupo de muestras con un espesor pequeño.

produciría también la aparición de ruido telegráfico.

En resumen los datos de ruido a baja frecuencia creemos que pueden ser entendidos dentro de un modelo de túnel en dos pasos (ver más detalles en la sección 4.3). La activación de los procesos de túnel en dos pasos a través de las islas de silicio está directamente relacionada como la supresión del bloqueo de Coulomb observada en la conductancia. Cuando a bajo voltaje este tipo de procesos está prohibido la unión túnel se comporta normalmente. Aunque una vez el voltaje es lo suficientemente alto para activar los procesos de túnel en dos pasos el ruido telegráfico aparece.

La asimetría observada en el ruido puede estar relacionada con la naturaleza asimétrica de los tiempos característicos de los fluctuadores respecto a la polaridad del voltaje de polarización. Normalmente, el ruido a baja frecuencia en la uniones túnel depende de la población y/o el movimiento de defectos. Aunque, todos estos parámetros es de esperar que sean simétricos con respecto al voltaje aplicado. Si, sin embargo, por alguna razón la energía de activación de los fluctuadores depende del voltaje, entonces uno esperaría algún tipo de asimetría respecto al voltaje en ruido telegráfico, porque algunos procesos estarán prohibidos en una dirección de corriente, pero no en la otra.

4.3. Discusión y conclusiones

Los resultados experimentales que hemos presentado en los apartados anteriores muestran que aunque la anomalía a voltaje cero se observa para todas las muestras dopadas con silicio, el regimen de bloqueo de Coulomb afecta a la conductancia, a la magnetorresistencia túnel y al ruido sólo en el rango de espesores $\delta > 1.2 \text{ \AA}$. Mientras que para espesores más pequeños la densidad espectral a bajas temperaturas es blanca, es decir independiente de la frecuencia, y corresponde a las predicciones de ruido de disparo en uniones túnel (o para uniones túnel asimétricas con una conductancia dominadas por los procesos en dos pasos), para $\delta > 1.2 \text{ \AA}$ el ruido está controlado por una contribución de ruido telegráfico. La aparición de este tipo de ruido puede ser entendida como una consecuencia de la supresión del bloqueo de Coulomb.

El ruido telegráfico ha sido observado previamente en uniones túnel y otros dispositivos tales como transistores de efecto campo o puntos cuánticos conectados a contactos metálicos. El ruido telegráfico ha sido normalmente atribuido a fluctuaciones de resistencia debido a unos pocos fluctuadores, tanto en uniones túnel como en otros dispositivos. Normalmente este tipo de ruido se ha encontrado en uniones túnel con una area pequeña (por debajo de $1 \mu\text{m}^2$) a baja temperatura. En este caso las fluctuaciones en la conductancia túnel están controladas por unos pocos defectos que fluctúan entre dos posiciones que dan como resultado dos valores de conductancia. También en transistores de efecto campo el ruido está controlado por trampas en el semiconductor. Estas trampas afectan al número de portadores, y por tanto a la resistencia. En este último sistema el voltaje de puerta ("gate") puede afectar a los tiempos característicos de los procesos de atrapar-liberar electrones por estas trampas. Esta dependencia es debida a que la profundidad efectiva de las trampas viene dada por la diferencia entre el nivel de Fermi y el nivel de trampa. El parecido entre ambos casos reside en que para sistemas con un tamaño pequeño el ruido a baja frecuencia en la resistencia es producido por la fuerte dependencia de la resistencia en la estructura microscópica [24].

En el caso de uniones túnel de area grande, como las que hemos caracterizado, la presencia de ruido telegráfico implica la influencia de pocos defectos en las fluctuaciones. Una distribución de corrientes no uniforme, inducida por agujeros o zonas de menor espesor en la barrera, podría explicar este comportamiento. Pero las curvas de conductancia frente a voltaje y la dependencia frente a temperatura no muestran indicios de un comportamiento de este tipo.

Otro argumento que nos permite descartar la presencia de una corriente no uniforme es que existe un comportamiento reproducible de muestra a muestra, al menos a baja temperatura. Lo indicado en párrafos anteriores nos lleva a pensar en el bloqueo de Coulomb como el principal mecanismo para explicar tanto el incremento de ruido telegráfico como la transformación de la conductancia cuando incrementamos el espesor de silicio.

Tal y como se discutió arriba, para un espesor lo suficientemente grueso de silicio, $\delta \geq 1.2 \text{ \AA}$, la capacidad efectiva de las islas de silicio es lo suficientemente

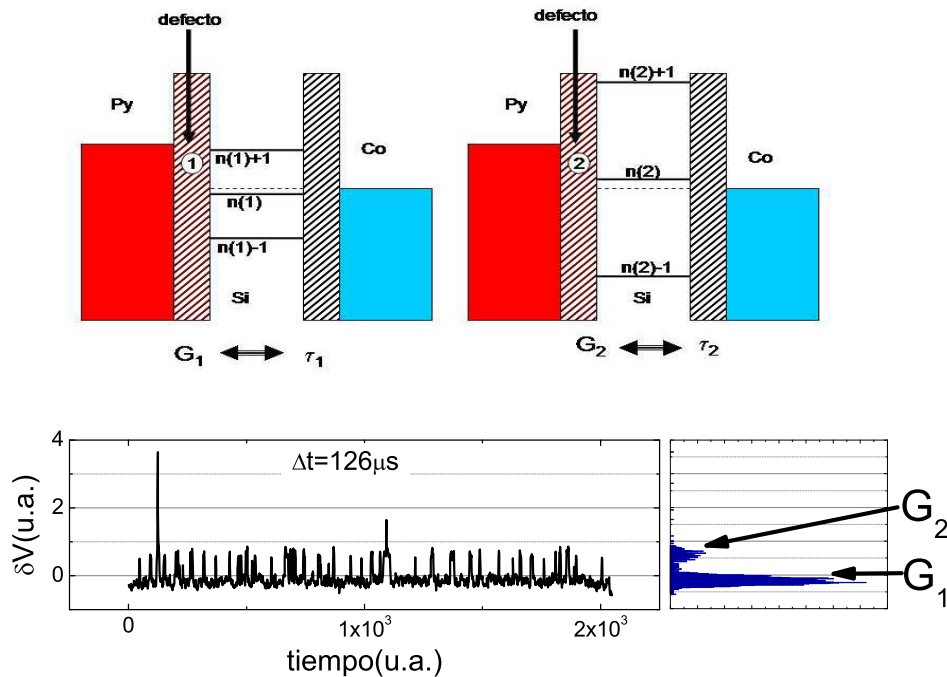


Figura 4.9: Representación esquemática del origen del ruido telegráfico. En la parte superior hemos representado dos configuraciones diferentes de una barrera con un sólo defecto. En cada configuración el sistema tiene una conductancia característica dada por el nivel de carga en equilibrio ($n(1)$ o $n(2)$) y la capacidad (el espaciado de niveles). El tiempo de vida media (τ_1 y τ_2) de cada estado caracteriza cuanto tiempo observamos cada conductancia. Esto resulta en la dependencia del voltaje con el tiempo indicada en la parte inferior.

grande para romper el bloqueo de Coulomb por encima de un determinado voltaje. Esto incrementa la población electrónica en el interior de las islas de silicio debido a los procesos túnel en dos pasos, y aumenta la conductancia de la unión.

Es evidente que en el sistema que estudiamos la capacidad y la población de las islas de silicio no es constante en toda el área de la unión. Esto implica una variación de la conductancia con el área, y por tanto de la corriente túnel. Además, los sistemas de dos niveles situados cerca de las islas de silicio introducirá otra posible fuente de ruido telegráfico. La inevitable inhomogeneidad de la corriente a lo largo del área de la unión puede aumentar la conductancia a través de islas que posean este tipo de defectos, resultando en una fuente adicional al ruido $1/f$ debida a la "amplificación" de algunas fluctuaciones de conductancia responsables del ruido telegráfico desde estos defectos. Esto lo hemos representado esquemáticamente en la figura 4.9. En la parte superior

hemos representado dos configuraciones posibles del sistema con dos conductancias diferentes. La conductancia varía por el cambio del nivel de equilibrio de carga o el espaciado de niveles (dado por la capacidad de la isla). En una unión túnel el cambio de conductancia no debería ser tan acusado, ya que cada configuración sólo posee parámetros de la barrera distintos. Sin embargo en el caso de un sistema en el régimen del bloqueo de Coulomb la conductancia puede variar ordenes de magnitud entre la configuración de túnel directo y el túnel en dos pasos.

Estudios previos encontraron que el ruido telegráfico depende del voltaje aplicado [24], debido al "ajuste" de las energías relativas de los estados fundamentales en un sistema de dos niveles. Para voltajes lo suficientemente altos, la escala de tiempos en los cuales el ruido telegráfico existe puede salir de la ventana espectral de medida, esto se observa como una disminución de las fluctuaciones por encima de voltajes críticos. Fuera de la región de ruido telegráfico el ruido de baja frecuencia se espera que sea de tipo $1/f$ (en realidad esto ocurre tal y como puede observarse en la figura 4.7).

La variación de ruido con el voltaje observada puede ser comparada con los cambios en las fluctuaciones que uno espera cuando se produce una transición de fase. En nuestro caso una fase corresponde al bloqueo de Coulomb, para voltajes bajos, mientras que la otra, a voltajes altos implica túnel secuencial a través de las islas de silicio. El ruido telegráfico se activa sólo cerca de la región de voltaje donde esta transición comienza y sólo unos pocos canales correspondientes a túnel secuencial a través del silicio son activados. Para voltaje menores (no hay túnel secuencial) o mayores (la contribución más grande a la conductancia es debida al túnel secuencial) que un voltaje crítico, se observa el ruido telegráfico es suprimido y la densidad espectral es blanca con una componente $1/f$.

Algunos intentos se han llevado antes a cabo para entender el papel del bloqueo de Coulomb en la corriente túnel y la magnetorresistencia en ferromagnéticos acoplados a un punto cuántico [27, 28]. Estos trabajos predicen una oscilación en la función $TMR(V)$ con un periodo dado por la energía de carga del punto cuántico. Experimentalmente, el comportamiento oscilatorio en procesos túnel a través de un conjunto de puntos cuánticos ha sido publicado sólo para uniones túnel magnéticas con una barrera con islas de cobalto [29]. Estas uniones tenían área pequeña $A=0.5 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ con una conductancia prácticamente cero a bajo voltaje debido al bloqueo de Coulomb y una magnetorresistencia oscilante con el periodo predicho teóricamente. Otros experimentos, que también estudiaron el transporte polarizado a través de conjuntos de puntos cuánticos en la barrera túnel, han obtenido resultados similares a los que hemos descrito en las secciones anteriores, es decir la observación de una magnetorresistencia no oscilante [8, 30, 31, 32].

Los trabajos citados antes emplean dispositivos diferentes para estudiar el túnel dependientes del spin a través de un medio controlado por el bloqueo de Coulomb. Dos de ellos usan dispositivos similares a los usados en el trabajo que hemos presentado: [30] y [29]. En estos artículos una película granulada,

consistente en islas de cobalto de tamaño nanométrico, con un radio cerca del 2.5nm, fue embebida en una matriz de oxido de aluminio. Este conjunto de puntos cuánticos de cobalto fue crecida encima de una barrera de oxido de aluminio (27 Å en el caso citado en [30]) y entre 10-20 Å en el caso citado en [29]) y después se cubrió con una segunda barrera de oxido de aluminio. La barrera superior es diferente en los estudios mencionados. Mientras que el primer trabajo [30] usaron una barrera gruesa ~ 15 Å, en el segundo no recubrieron las islas cobalto, por lo que probablemente produjo un espesor incontrolado en la segunda barrera. Otra diferencia es el área de las uniones utilizadas. En el primer caso esta área es bastante grande (4.5×10^{-2} mm²), mientras que en el segundo el area era mucho más pequeña. En ninguno de los estudios de túnel dependiente de spin en uniones túnel magnéticas con islas en la barrera, con la excepción del trabajo de Yakushiji [29], se detectó una dependencia de la corriente con el voltaje en forma de "escalera", debido a la efectos de carga de uno sólo electron, y se detecto una oscilación de la magnetorresistencia túnel con el voltaje aplicado.

Aunque nuestras muestras tienen silicio dentro de la barrera, en vez de islas magnéticas como en trabajos anteriores, el comportamiento de la conductancia como función del voltaje es, en general, similar a los datos publicados para túnel dependiente del spin a través de islas metálicas [30], con la excepción de la dependencia de TMR con el voltaje, que es mucho más suave en este trabajo que en el nuestro, como se puede comprobar observando que $V_{\text{TMR}/2} \sim 0.5$ V, [30].

Para concluir, sugerimos que el comportamiento observado del ruido en uniones túnel con islas de silicio en el interior está relacionado con la dependencia de la conductancia en el voltaje, aunque no se ha encontrado evidencia de la dependencia en forma de "escalera", tal y como ha sido observado antes [29]. Por otro lado, el comportamiento de la conductancia túnel es similar a lo publicado por Giaever [14], que fue explicado por la presencia de una gran cantidad de islas dentro de la barrera. Estas islas poseen una población intrínseca que depende de la temperatura y de la energía de carga, esta población es una variable aleatoria uniformemente distribuida entre $\pm V_{ch}$. Esto explica la anomalía a voltaje cero observada en nuestras muestras. Sin embargo la distribución de la población en el interior de las islas puede explicar la supresión de las oscilaciones en la magnetorresistencia, que pueden aparecer si la población de todas la islas no está distribuida. Para conseguir una población más uniforme se puede reducir el area de la uniones como en el trabajo de Yakushiji [29]. Esto implicaría una variación más pequeña de la población y el tamaño (capacidad) de las islas.

Bibliografía

- [1] Moodera, J., Kinder, L., Wong, R. & Meservey, R. Large magnetoresistance at room-temperature in ferromagnetic thin-film tunnel-junctions.

- Physical Review Letters* **74**, 3273–3276 (1995).
- [2] Miyazaki, T. & Tezuka, N. Giant magnetic tunneling effect in fe/al₂o₃/fe junction. *Journal of magnetism and magnetic materials* **139**, L231–L234 (1995).
 - [3] LeClair, P. *et al.* Large magnetoresistance using hybrid spin filter devices. *Applied Physics Letters* **80**, 625–627 (2002).
 - [4] Yuasa, S., Nagahama, T., Fukushima, A., Y., Suzuki & Ando, K. Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal fe/mgo/fe magnetic tunnel junctions. *Nature Materials* **3**, 868–871 (2004).
 - [5] Parkin, S. *et al.* Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with mgo (100) tunnel barriers. *Nature Materials* **3**, 862–867 (2004).
 - [6] Butler, W. H., Zhang, X.-G., Schulthess, T. C. & MacLaren, J. M. Spin-dependent tunneling conductance of fe|mgo|fe sandwiches. *Phys. Rev. B* **63**, 054416 (2001).
 - [7] Mathon, J. & Umerski, A. Theory of tunneling magnetoresistance of an epitaxial fe/mgo/fe(001) junction. *Phys. Rev. B* **63**, 220403 (2001).
 - [8] Ono, K., Shimada, H., ichi Kobayashi, S. & Ootuka, Y. Magnetoresistance of ni/nio/co small tunnel junctions in coulomb blockade regime. *Journal of the Physical Society of Japan* **65**, 3449 (1996).
 - [9] Bernand-Mantel, A. *et al.* Evidence for spin injection in a single metallic nanoparticle: A step towards nanospintronics. *Applied Physics Letters* **89**, 062502 (2006).
 - [10] Deshmukh, M. M. & Ralph, D. C. Using single quantum states as spin filters to study spin polarization in ferromagnets. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 266803 (2002).
 - [11] Jensen, A., Hauptmann, J. R., Nygrd, J. & Lindelof, P. E. Magnetoresistance in ferromagnetically contacted single-wall carbon nanotubes. *Physical Review B* **72**, 035419 (2005).
 - [12] Pasupathy, A.Ñ. *et al.* The Kondo Effect in the Presence of Ferromagnetism. *Science* **306**, 86–89 (2004).
 - [13] Glazman, L. & Matveev, K. Coulomb correlation in the tunneling through resonance. *JEPT Letters* **48**, 445 (1988).
 - [14] Zeller, H. R. & Giaever, I. Tunneling, zero-bias anomalies, and small superconductors. *Phys. Rev.* **181**, 789–799 (1969).

- [15] Bratkovsky, A. M. Tunneling of electrons in conventional and half-metallic systems: Towards very large magnetoresistance. *Phys. Rev. B* **56**, 2344–2347 (1997).
- [16] Zhang, S., Levy, P. M., Marley, A. C. & Parkin, S. S. P. Quenching of magnetoresistance by hot electrons in magnetic tunnel junctions. *Physical Review Letters* **79**, 3744–3747 (1997).
- [17] Moodera, J. S., Nowak, J. & van de Veerdonk, R. J. M. Interface magnetism and spin wave scattering in ferromagnet-insulator-ferromagnet tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2941–2944 (1998).
- [18] Ding, H. F., Wulfhekel, W., Henk, J., Bruno, P. & Kirschner, J. Absence of zero-bias anomaly in spin-polarized vacuum tunneling in co(0001). *Physical Review Letters* **90**, 116603 (2003).
- [19] Ivanov, T. & Valtchinov, V. Current-voltage characteristics of a tunnel junction with resonant centers. *Phys. Rev. B* **50**, 5721–5724 (1994).
- [20] Jansen, R. & Moodera, J. S. Magnetoresistance in doped magnetic tunnel junctions: Effect of spin scattering and impurity-assisted transport. *Phys. Rev. B* **61**, 9047–9050 (2000).
- [21] Brinkman, W., Dynes, R. & Rowell, J. Tunneling conductance of asymmetrical barriers. *Journal of Applied Physics* **41**, 1915 (1970).
- [22] Wolf, E. *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy* (Oxford science publications, New York, 1989).
- [23] Guerrero, R., Aliev, F. G., Tserkovnyak, Y., Santos, T. S. & Moodera, J. S. Shot noise in magnetic tunnel junctions: Evidence for sequential tunneling. *Physical Review Letters* **97**, 266602 (2006).
- [24] Kogan, S. *Electronic Noise and Fluctuations in solids* (Cambridge University Press, Cambridge, 1996).
- [25] Blanter, Y. & Büttiker, M. Shot noise in mesoscopic conductors. *Physical reports* **336**, 1–166 (2000).
- [26] P.Dutta, P.Dimon & Horn, P. Energy scales for noise processes in metals. *Phys. Rev. Lett.* **43**, 641 (1979).
- [27] Barnas, J. & Fert, A. Magnetoresistance oscillations due to charging effects in double ferromagnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1058 (1998).
- [28] Barnaś, J., Martinek, J., Michałek, G., Bułka, B. R. & Fert, A. Spin effects in ferromagnetic single-electron transistors. *Phys. Rev. B* **62** (2000).

- [29] Yakushiji, K., Mitani, S., Takanashi, K. & Fujimori, H. Tunnel magnetoresistance oscillations associated with coulomb staircases in insulating granular systems. *Journal Of Physics D-Applied Physics* **35**, 2422 (2002).
- [30] Schelp, L. F. *et al.* Spin-dependent tunneling with coulomb blockade. *Phys. Rev. B* **56**, R5747 (1997).
- [31] Brückl, H. *et al.* Enhanced magnetoresistance of permalloy/al-oxide/cobalt tunnel junctions in the coulomb blockade regime. *Phys. Rev. B* **58**, R8893 (1998).
- [32] Shyu, J. H., Yao, Y. D., C. D., C. & S. F., L. Magnetoresistance study in nife-al-nife single-electron tunneling devices. *Journal of Applied Physics* **93** (2003).

Capítulo 5

Uniones túnel epitaxiales

5.1. Túnel polarizado en sistemas epitaxiales: teoría y experimento.

En los capítulos anteriores hemos descrito la magnetorresistencia y su dependencia con el voltaje aplicado, así como otros parámetros en uniones túnel basadas en óxido de aluminio. Los intentos teóricos para comprender la magnetorresistencia túnel en este tipo de uniones no consiguen explicar cuantitativamente estos resultados. La causa de este fracaso es el desorden en las uniones, pues impide la conservación del momento electrónico paralelo a la barrera túnel. El modelo comúnmente aceptado es el modelo de Slonczewski [1]. En éste no se incluye la estructura de bandas de los materiales usados, sino un modelo de dos bandas para los electrodos ferromagnéticos, y una barrera túnel cuadrada. Tampoco incluye los efectos de las interacciones inelásticas, ni de los defectos en el interior de la barrera.

Mathon y Butler llevaron a cabo cálculos teóricos en el sistema Fe(100)|MgO(100)|Fe(100) [2, 3]. En esta estructura es posible despreciar el desorden pues los parámetros de red de ambos materiales son muy parecidos y por tanto la unión túnel será monocristalina. La conservación del momento paralelo permite calcular mediante primeros principios la conductancia de las uniones en función del spin, y así deducir de forma exacta la magnetorresistencia túnel. Ambos modelos calculan la probabilidad de transmisión y la densidad de estados túnel asociada con el hierro. Debido a la estructura de bandas del óxido de magnesio ciertos estados Bloch del hierro presentan una atenuación mayor en el interior de la barrera. Esta atenuación de la función de onda produce un incremento de la magnetorresistencia, pues corresponde a spins minoritarios y, por tanto, reduce la conductancia en estado antiparalelo [2]. El origen de este comportamiento es la simetría de los estados en el electrodo y cómo estos ajustan a los estados en el interior de la barrera. Otro efecto predicho en los trabajos mencionados es la aparición de "puntos calientes" en el espacio recíproco. Es decir la transmisión como función del momento \vec{k} presenta máximos en puntos con un $\vec{k}_{\parallel} \neq 0$. Esta contribución aumenta la conductancia en el estado antiparalelo de las uniones [3], y por tanto disminuye la magnetorresistencia. Cabe destacar que esta contribución aumenta cuando aumenta el desorden de la intercara Fe-MgO aumenta [3].

Una forma de minimizar el desorden en los dispositivos estudiados es el crecimiento epitaxial. Con este método se intenta conseguir muestras con una perfección cristalina. Para ello es necesario que el sustrato sobre el que se crece la muestra sea un monocristal, y sobre el se deben depositar materiales cuyo parámetro de red sea aproximadamente igual al del sustrato. El primer trabajo experimental donde se demuestra una magnetorresistencia túnel distinta de cero en un sistema epitaxial fue el trabajo de Bowen *et al.* [4]. Los materiales usados fueron el óxido de magnesio ($a=421.1$ pm), como barrera túnel, y el hierro ($a=286.65$ pm), como electrodo inferior, puesto que si la red del hierro está rotada 45° el desajuste entre parámetros de red es muy pequeño (ver

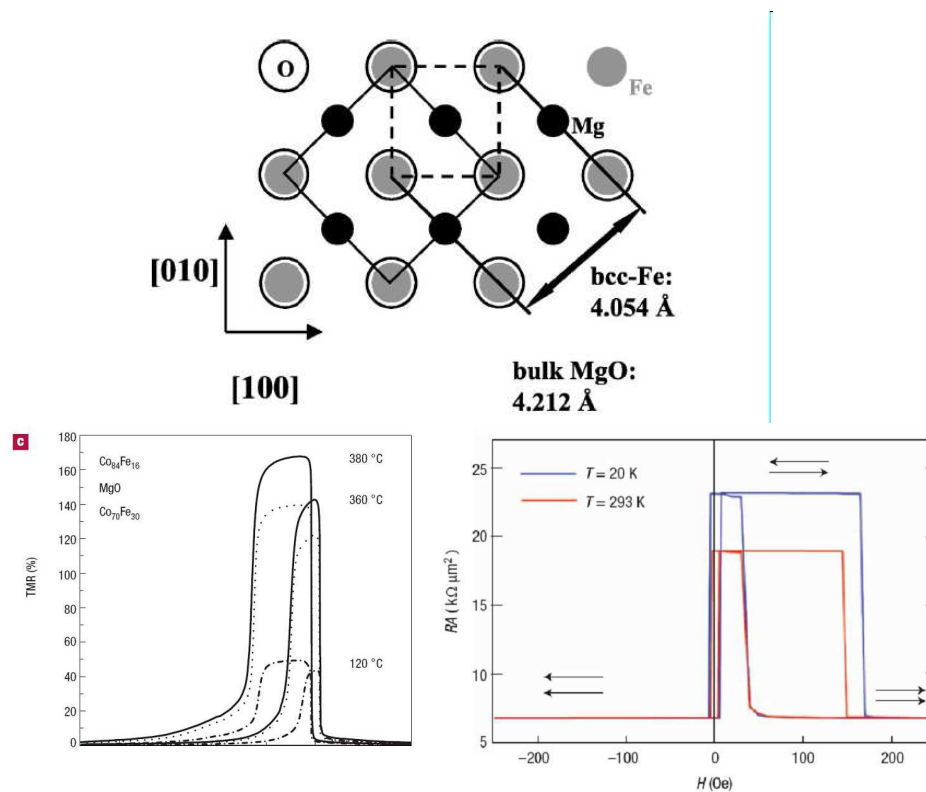


Figura 5.1: Estructura atómica de la intercara Fe(100)|MgO(100) los círculos huecos representan el oxígeno, los grises el hierro y los negros magnesio. Se puede observar la rotación de 45° de la superficie del óxido de magnesio con respecto a la del hierro. Figura extraída de [?].

figura 5.1). Como detector se FeCo policristalino como electrodo superior. A pesar de la formación de una capa de FeO en la intercara MgO-Fe, el valor de magnetorresistencia obtenido fue $TMR \sim 70\%$ a baja temperatura y de 27% a temperatura ambiente, [4].

La altura de potencial creada por la barrera aislante fue analizada en las muestras crecidas: los valores obtenidos son del orden de 0.9 eV. Este valor es menor que la altura esperada por las bandas del MgO ($\phi \sim 5.5$ eV), pero esta reducción de la altura de la barrera esta siempre presente en los valores obtenidos en la literatura. Por ejemplo en los trabajos de Yuasa *et al.* [5] y Parkin *et al.* [6] donde se obtienen valores de magnetorresistencia mayores. Sólo en el trabajo de Wulfhekel *et al.* [7] se obtiene una altura de barrera similar ($\phi = 3.6$ eV) en uniones túnel basadas en monocristales de Fe y MgO. La reducción de la altura se atribuye a estados localizados en el interior de la barrera, que forman una banda de conducción dentro de ésta. Esta hipótesis se confirma en el trabajo reciente de Buhrman *et al.* [8], donde usando un microscopio de efecto

túnel se midió la banda de conducción de una estructura Fe|MgO, aunque ésta por desgracia no era epitaxial. Más resultados en años posteriores mejoraron los valores de magnetorresistencia obtenidos a temperatura ambiente [9], hasta alcanzar un 67 %, aunque todavía muy lejos de los valores teóricos de Butler [2].

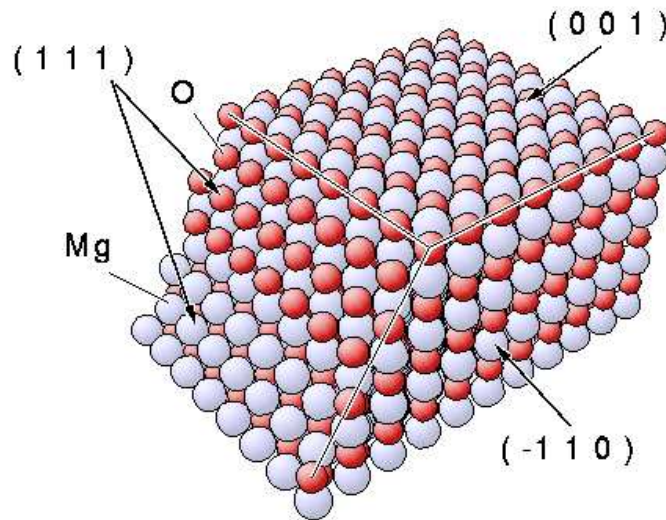
Esta reducción de TMR respecto al valor teórico puede ser explicada por el efecto del oxígeno en las intercaras Fe|MgO, pues tanto la formación de una película de FeO como la formación de enlaces Fe-O en las fronteras pueden explicar esta reducción [10]. No fue hasta el 2004 cuando el grupo de S. Yuasa [5] mostró una magnetorresistencia del orden de 200 % en uniones túnel completamente epitaxiales en la dirección (100) a temperatura ambiente. Simultáneamente S.S. Parkin [6] obtuvo un resultado similar, también a temperatura ambiente, en sistemas con una barrera de MgO epitaxial y electrodos no cristalinos fabricados con aleaciones Fe-Co. Ambos trabajos están representados en la figura 5.1.

En el trabajo que se presenta en este capítulo se describirán las propiedades de uniones túnel magnéticas completamente epitaxiales. Para ello hemos elegido la estructura Fe(110)|MgO(111)|Fe(100) y de este modo intentamos ver cómo depende la magnetorresistencia con la orientación cristalina. Yuasa *et al.* [11] mostraron una magnetorresistencia mayor en la dirección Fe(110) que en la dirección Fe(100). Esta variación la relacionaron con una mayor polarización. Sin embargo, como veremos en las siguientes secciones, los valores de magnetorresistencia túnel obtenidos en este trabajo no son tan altos como los obtenidos en la dirección (100). Esta disminución podría tener su origen en la estructura de bandas, ya que el trabajo realizado por Yuasa se hizo con óxido de aluminio, no con óxido de magnesio. Aunque también podría atribuirse a que la estructura no tiene la suficiente calidad y sólo sería necesario depurar la técnica de crecimiento, del mismo modo que se ha hecho en la dirección (100), para obtener valores más altos mayores.

5.2. Descripción de las muestras estudiadas.

Las primeras uniones túnel epitaxiales fueron crecidas en la dirección (100), pues el desajuste de los parámetros de red entre ambos materiales, Fe(100) y MgO(100), es muy pequeño. Esto implica que las muestras van a ser prácticamente monocristalinas y por tanto no existe desorden en la intercara. La estructura de la intercara Fe(100)|MgO(100) en este tipo de uniones se ha representado en la figura 5.1. Se puede observar que el ajuste es casi perfecto. Aunque pequeño, el desajuste en los parámetros suele relajarse en dislocaciones de la red [5]. Sin embargo esta dirección no es la idónea para realizar uniones de alta magnetorresistencia, ya que según el trabajo de Yuasa que hemos comentado, en esta dirección la polarización es más pequeña que en la (110) o la (211) [11].

Por este motivo se intentaron crear uniones túnel magnéticas basadas en



Cubic (rocksalt) MgO crystal: different netplanes

Figura 5.2: Distintas superficies del óxido de magnesio. Se puede observar como en la dirección usada en este trabajo, MgO(111), la superficie posee un dipolo producido por la naturaleza iónica del sólido. Debido a esto, en sólidos esta superficie es inestable. Sin embargo en las películas estudiadas es estable debido al efecto del sustrato.

la dirección que presentaba máxima polarización, esto es la dirección (110). En esta orientación el óxido de magnesio crece epitaxialmente en la dirección (111) para recubrimientos mayores que dos monocapas. La superficie (111) del óxido de magnesio está representada en la figura 5.3. La terminación de esta superficie o es un plano completo de magnesio o es un plano de oxígeno. Al ser un sólido iónico esta superficie es inestable ya que posee un momento dipolar eléctrico en la superficie distinto de cero. El orden en la película inferior de Fe(110) hace que la superficie, en estas condiciones, sea estable [?].

Las muestras usadas en los experimentos fueron crecidas del siguiente modo por el grupo del profesor G.Güntherodt (RWTH Aachen, Alemania). Sobre un sustrato de α -Al₂O₃ se depositaron 10 nm de Mo a 1000 K. Después se depositaron 50nm de Fe(110) y se recoció el conjunto a 600 K durante 30 min. Luego, a temperatura ambiente, se depositó la barrera de 40 Å desde un crisol, donde se fundió el MgO que luego se usó. Por último se creció el segundo electrodo, formado por 5nm de Fe(110), y se recubrió con oro para impedir la oxidación de la estructura. Para definir el área de conducción se empleó litografía electrónica y decapado con iones de argón. Por último, para impedir el contacto de ambos electrodos se utilizó óxido de silicio. Las uniones se definieron como cuadrados con cuatro áreas diferentes: $2 \times 2 \mu\text{m}^2$, $5 \times 5 \mu\text{m}^2$, $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ y $20 \times 20 \mu\text{m}^2$.

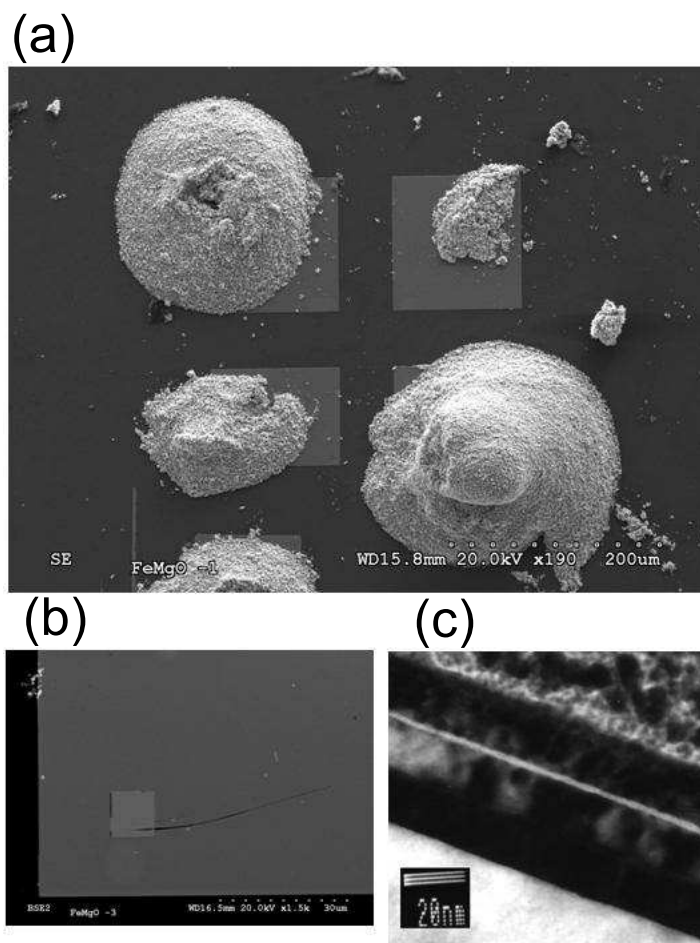


Figura 5.3:

El area de contacto para conectar el electrodo superior con el portamuestras era un cuadrado con un lado de aproximadamente $100 \times 100 \mu\text{m}^2$. El electrodo inferior era común a todas las muestras. Estas conexiones fueron realizadas usando hilos de oro fijados con tintura de plata en ambos electrodos. De cada uno extrajimos dos hilos conectados al portamuestras. La duplicación permite eliminar la resistencia de los hilos de oro y del cableado del criostato. Aunque en las medidas de la resistencia de las uniones no fue posible eliminar la resistencia de la tintura de plata, ésta podemos considerarla despreciable frente a la resistencia de las muestras estudiadas.

Para la caracterización de las muestras se usaron curvas de resistencia dinámica que fueron tomadas usando un amplificador lock-in. Este mismo método se empleó para caracterizar la magnetorresistencia y su dependencia con el voltaje. Para aplicar una corriente constante en las medidas de ruido se utilizó una batería recargable, tal y como se explicó en el capítulo 2. La estructura estudiada es muy sensible a las descargas de electricidad estática y a los cambios de temperatura. Este hecho provocó la destrucción de la mayoría de las muestras al introducirlas en el baño criogénico. Sólo una de ellas mantuvo sus propiedades y pudimos bajar su temperatura hasta 1.5 K.

5.3. Conductancia y magnetorresistencia túnel.

En todas las muestras estudiadas la dependencia de la conductancia frente al voltaje es parabólica, tanto en el estado paralelo como en el antiparalelo. Esta dependencia se puede ver en la figura 5.4. Como se dijo en capítulos anteriores, este comportamiento puede ser descrito por el modelo de Brinkman [12], que nos permite calcular la altura, la anchura y la asimetría de la barrera estudiada, usando para ello los coeficientes del ajuste a un polinomio de segundo grado. Este ajuste se puede ver en la figura 5.4 como líneas de puntos.

La anchura crecida de óxido de magnesio en las muestras estudiadas es de 40 \AA , y la altura de la barrera túnel, al menos para la intercara $\text{MgO}(100)|\text{Fe}(100)$ es de 3.6 eV [7]. Los datos obtenidos en nuestros experimentos están resumidos en la figura 5.4, donde hemos representado la altura y la anchura de la barrera túnel para las muestras estudiadas. En esta figura se puede observar que la variación de estos parámetros para las distintas áreas estudiadas es pequeña. Este hecho pone de manifiesto la calidad de la estructura de las uniones. Sin embargo tanto la altura como la anchura se ven reducidas en todas las uniones. La altura que obtenemos en promedio es $\phi = (0.50 \pm 0.08) \text{ eV}$, que coincide con los valores obtenidos en los trabajos referidos en la sección 5.1, por lo que podemos atribuir esta disminución a la creación de una banda de conducción en el gap del MgO producida por vacantes en el óxido. La anchura de la barrera túnel promediada es $(13.2 \pm 0.5) \text{ \AA}$. Este valor supone una reducción de aproximadamente un factor 3 con respecto al valor nominal (40 \AA).

Esta disminución no se da en el trabajo de Wulfskel [7], donde el parámetro obtenido ajustando la curva IV es bueno. El método que empleo Wulfskel

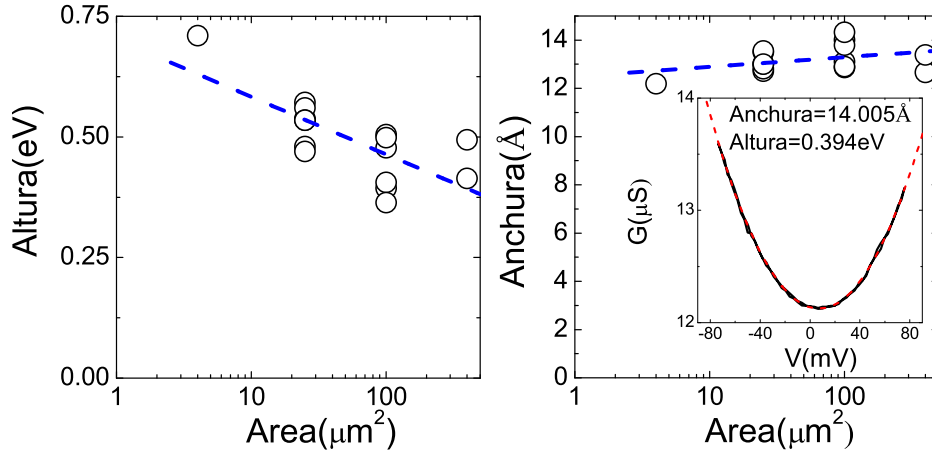


Figura 5.4: Valores obtenidos a partir del modelo de Brinkman para los parámetros de la barrera. Realizando un promedio sobre todas las medidas obtenemos que la barrera tiene un ancho $W=(13.2\pm 0.5)$ Å y una altura $\phi=(0.50\pm 0.08)$ eV. Los resultados obtenidos muestran una reducción con respecto a los valores esperados, como se explica en el texto. En el gráfico pequeño mostramos la conductancia frente a voltaje para una muestra típica a bajo voltaje y temperatura ambiente y se indican los parámetros de la barrera obtenidos.

es diferente al que hemos usado. En su caso el ajuste se basa en el trabajo de Bardou [13]. En el mismo trabajo de Wulfhekel se calculan los parámetros característicos de la barrera usando el método de Simmons [?], los resultados obtenidos no son buenos. El modelo de túnel propuesto por Simmons es similar al que usamos nosotros, aunque no incluye asimetría en la barrera [12], pero en esencia ambos utilizan la aproximación WKB y densidades de estados constantes.

En la parte superior (gráficos (a) y (b)) de la figura 5.5 se presentan los valores de magnetorresistencia túnel y resistividad ($R \times A$) en función del área de la unión para todas las muestras estudiadas. Se puede observar que a pesar de la poca dispersión que presentan las características de la barrera, figura 5.4, tanto la resistividad como la magnetorresistencia tienen una desviación bastante grande, $\delta[R \times A] \sim 2M\Omega\mu m^2$ y $\delta TMR \sim 6\%$. Este comportamiento fue observado también en uniones túnel no epitaxiales, ver capítulo 3. Si representamos el valor de magnetorresistencia en función de la resistividad, como hicimos en el capítulo mencionado, obtenemos la figura 5.5(d). En ésta se puede observar de nuevo la misma tendencia que observamos en uniones túnel no epitaxiales.

En el capítulo 3 esta correlación entre la resistividad de las uniones no epitaxiales y su magnetorresistencia se explicó mediante el modelo de Slonczewski [1]. En este modelo la polarización túnel depende de la altura de la barrera túnel ϕ

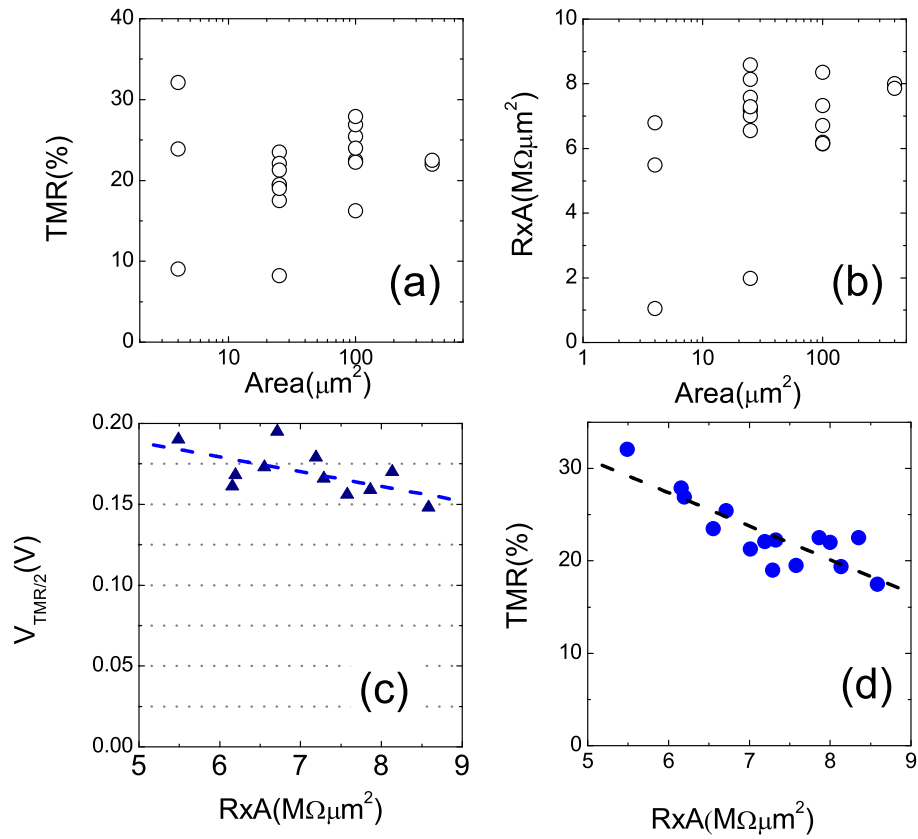


Figura 5.5: En los gráficos (a) y (b) representamos los valores de magnetorresistencia túnel (a) y resistividad (b) en función del área de la unión. En ambos casos existe una dispersión importante. Esto contrasta con la poca dispersión obtenida en los parámetros de la barrera. En la parte inferior hemos representado $V_{TMR/2}$ (c) y la TMR(%) (d) de las uniones en función de $R \times A$. Se observa una correlación entre TMR y $R \times A$ similar a la observada en uniones no epitaxiales. En este caso lo atribuimos a la dependencia de la polarización con la altura de la barrera. Pero ahora la escasa dispersión en la barrera no explica la variación en TMR(%). Se observa una ligera tendencia similar a la observada en TMR en el parámetro $V_{TMR/2}$.

$$P = \left(\frac{k_{\uparrow} - k_{\downarrow}}{k_{\uparrow} + k_{\downarrow}} \right) \frac{\kappa^2 - k_{\uparrow}k_{\downarrow}}{\kappa^2 + k_{\uparrow}k_{\downarrow}}$$

Donde $\kappa = \sqrt{2m(\phi - E(V))/\hbar}$ es el momento imaginario del electrón dentro de la barrera. Sin embargo en este caso ϕ parece estar relacionado con los valores de conductancia obtenidos. De modo la correlación observada no puede ser explicada por la variación de ϕ .

Hemos representado la dependencia de TMR frente al voltaje calculando el parámetro $V_{TMR/2}$ (figura 5.5(c)). Este valor representa el voltaje necesario para reducir TMR a voltaje cero a la mitad. Cuanto más pequeño sea, más fuerte es la dependencia de TMR frente al voltaje. Como se puede ver en la figura 5.5(c) este valor varía de forma similar a como lo hace la magnetorresistencia con la resistividad, aunque la tendencia en este caso no es tan clara.

5.3.1. Medidas a bajas temperaturas.

De todas las muestras empleadas para la caracterización que hemos descrito en apartado anterior, sólo algunas sobrevivieron al proceso de enfriamiento. Todos los experimentos, tanto a temperatura ambiente como a baja temperatura, fueron llevados a cabo en el montaje descrito en el capítulo 2. Esto hizo que se minimizasen las probabilidades de destruir las uniones al transportarlas de un montaje a otro, ya que estas muestras son extremadamente sensibles a la electricidad estática. Sin embargo las bombas de vacío que usamos para bajar la presión antes de bajar la temperatura, así como el encendido de los distintos aparatos, ocasionaron la pérdida de muchas de ellas. Además la bajada de temperatura produjo la pérdida de otras.

Como se observa en la figura 5.6, a bajas temperaturas la magnetorresistencia a voltaje cero es mayor que a temperatura ambiente, aproximadamente el doble. La dependencia de la conductancia con la temperatura a baja temperatura ya no es parabólica, sino que aparece una anomalía a voltaje cero. Ambos efectos ya se observaron en uniones túnel policristalinas y se discutieron en capítulos anteriores. En ellos se llegó a la conclusión que el principal causante de la aparición de la anomalía a voltaje cero es la existencia de estados localizados en el interior de la barrera. Pero en el caso que tratamos en este capítulo las uniones túnel magnéticas deberían tener una densidad de estados localizados reducida.

Para comparar ambos tipos de uniones vamos a calcular el parámetro $ZBA(\%)$. En el caso paralelo $ZBA(\%) = 9\%$ y en el caso antiparalelo $ZBA(\%) = 25\%$. Ambos valores son similares a los que obtuvimos en el capítulo 3 para muestras sin ningún tipo de dopaje. Los valores de magnetorresistencia obtenidos en muestras cristalinas, son mucho mayores. En la unión que estudiamos $TMR=50\%$, mientras que en las policristalinas está en torno al 25% . El parámetro $V_{TMR/2} = 140$ mV es similar en ambos tipos de muestras. Sin embargo la forma de la curva de conductancia es diferente. Mientras en las uniones túnel

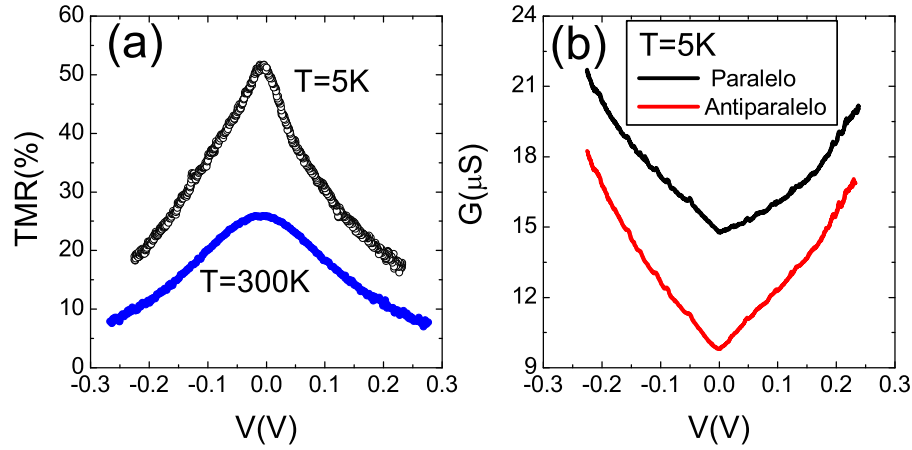


Figura 5.6: En la figura (a) se presenta la dependencia de la magnetorresistencia a temperatura ambiente y $T=5\text{K}$. En (b) curvas de conductancia frente a voltaje para $T=5\text{K}$. En ambas figuras se puede ver la anomalía a voltaje cero. Esta anomalía podemos cuantificarla tomando la definición del capítulo 3 de la cantidad $ZBA(\%)$. Se obtienen 25 % para el estado antiparalelo y 9 % en el paralelo.

epitaxiales la pendiente de la función es aproximadamente constante y continua en $V=0\text{V}$, en las uniones túnel policristalinas la derivada de la conductancia frente al voltaje tiene una fuerte discontinuidad y un fondo lineal más acusado que en el caso que estudiamos en este capítulo. A pesar de estas diferencias sospechamos que el origen del comportamiento es el mismo que en el caso de muestras policristalinas.

En las uniones $\text{Fe}(110)|\text{MgO}(111)|\text{Fe}(110)$ también es posible observar las interacciones inelásticas entre los electrones túnel y los fonones de la red o los magnones en la red magnética. Este efecto se manifiesta en un incremento de la conductancia a un voltaje concreto dado por la energía de la excitación. Para analizar el voltaje umbral al que estas interacciones empiezan a actuar, se deriva la conductancia frente al voltaje. Los picos en esta curva reflejan los voltaje umbral y por tanto la energía de la excitación [15]. Un ejemplo de este fenómeno lo encontramos en el trabajo de Moodera et al [16], donde se observan los modos normales de la barrera de óxido de aluminio y los magnones del ferromagnético.

La figura 5.7a presenta la derivada de la conductancia frente al voltaje. Se observan claramente diferentes picos que asociamos a la excitación de fonones y magnones. Como referencia en nuestro espectro de excitaciones inelásticas usamos el trabajo de Klein [14]. Según este trabajo una barrera de óxido de magnesio está caracterizada por 4 picos asociados con fonones. Estos picos se han marcado con flechas en la figura 5.7. En esta figura las líneas punteadas

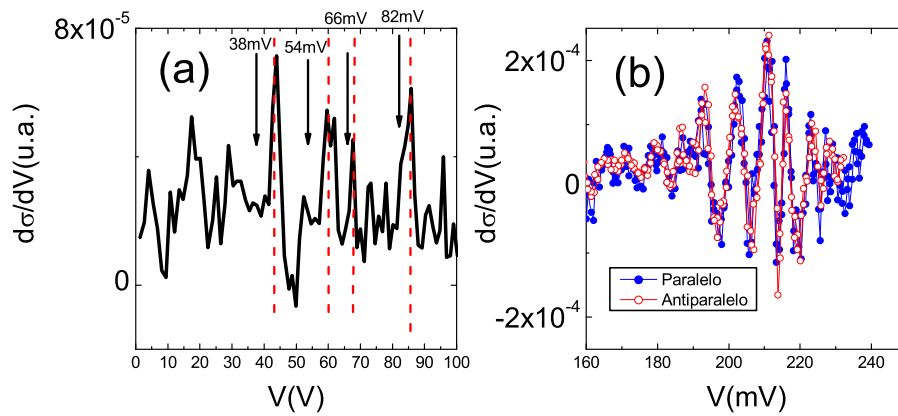


Figura 5.7: (a). Derivada de la conductancia con respecto al voltaje. Esta operación nos permite ver las energías de las excitaciones en la unión túnel que interactúan inelásticamente con los electrones túnel. Las flechas señalan los valores obtenidos en uniones túnel de MgO de la referencia [14], las líneas rojas señalan los picos obtenidos por nosotros. (b). Oscilación en la derivada de la conductancia frente a voltaje producida por el tamaño finito de uno de los electrodos. Debido al confinamiento de los electrones la densidad de estados disponibles para túnel se cuantiza, y esto provoca una variación de la conductancia en para una de las polaridades, en este caso la positiva. El fenómeno se da en ambos estados de la unión y no se manifiesta en la magnetorresistencia.

señalan los picos obtenidos en nuestro experimento. Se observa un desplazamiento de todos los picos en el espectro obtenido. En los dos con una energía de activación más baja el desplazamiento es en ambos casos 6 mV. En los picos de energía más grande este desplazamiento es más pequeño ($\sim 4-5$ mV). Por qué aparecen desplazados los picos de fonones hacia energías más altas podría explicarse por sustitución de uno de los elementos de la red de MgO por otro elemento más ligero [14].

También ha sido observada por Moodera [16] la energía de activación para magnones en los electrodos, a voltajes de excitación aproximadamente iguales a 17 mV y 100 mV. En el experimento realizado por nosotros también obtenemos algunos picos que no podemos atribuir a la red de MgO según la referencia [14]. Estos podrían estar relacionados con los magnones en el electrodo de hierro. Sin embargo no hemos encontrado datos para comparar las energías obtenidas en nuestro experimento.

Debido al tamaño finito y la perfección cristalina de los electrodos usados en estas muestras es posible observar la cuantización de la densidad de estados en la dirección perpendicular a la corriente túnel. En un electrodo de espesor l el momento electrónico esta cuantizado de este modo

$$k_{\perp,n} = n \frac{\pi}{l}$$

La relación de dispersión corresponde a la de electrones libres tanto en la dirección perpendicular como en la paralela a la barrera

$$E = E_{\parallel} + E_{\perp} = \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[n \frac{\pi}{l} \right]^2$$

La cuantización del momento k_{\perp} depende de la anchura del electrodo. En nuestro caso el espesor del electrodo es $l=5\text{nm}$. Por tanto, si suponemos un momento cero en la dirección paralela a la barrera, la energía a la cual debería aparecer el nivel sería

$$E = \frac{\hbar^2 0^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[n \frac{\pi}{5\text{nm}} \right]^2$$

Considerando la masa efectiva del electron (m^*) como la masa electrónica obtenemos que $E \sim 15\text{mV}$. Este efecto se caracteriza por un pico en la conductancia en una de las direcciones de corriente, producido por un incremento en la densidad de estados [17]. Usaremos la derivada de la conductancia con el voltaje para detectar este incremento.

En la figura 5.7b se observa una oscilación, cuyo centro está en torno a 210 mV. Los distintos picos que obtenemos son producidos por la variación discreta del espesor del electrodo [17]. La energía de los picos se extiende desde 180 mV hasta 240 mV, que corresponden con espesores entre 1.2-1.4 nm. La diferencia en las energías observadas y las calculadas puede darse por dos motivos. Uno sería que la película no fuese monocristalina si no formada por granos del tamaño que hemos estimado. El otro, más probable, es que la masa efectiva sea inferior a la masa electrónica en el vacío, que es el valor que hemos considerado.

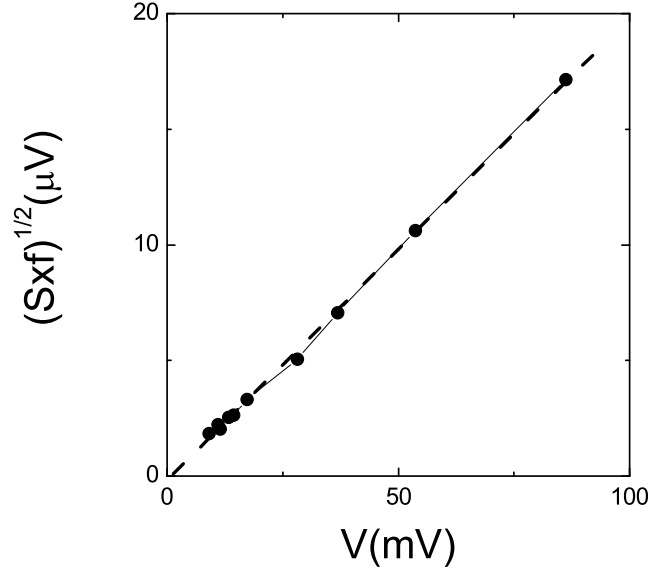


Figura 5.8: Dependencia típica del ruido frente a voltaje para las uniones túnel magnéticas descritas. En el gráfico se ha representado el promedio del ruido en todo el espectro de frecuencias. Para que este sea una constante se ha multiplicado por $f^{1/2}$, ver texto. La dependencia lineal nos indica que las fluctuaciones que observamos aparecen en la resistencia de la unión. Esto descarta un posible origen extrínseco a las uniones, como por ejemplo calentamiento o ruido en los contactos.

Si tomamos el espesor nominal del electrodo obtenemos una masa efectiva $m^* \sim 0.07m_e$, donde m_e es la masa del electron en vacío.

5.4. Ruido $1/f$ en uniones túnel epitaxiales.

*Ruido en uniones túnel epitaxiales Fe(100)|MgO(111)|Fe(100)
Comportamiento frente a voltaje aplicado.*

El ruido que detectamos en todas las muestras que medimos fue de tipo $1/f$. Este tipo de ruido tiene una densidad espectral que depende de la frecuencia proporcionalmente a $1/f^\beta$, donde $\beta \sim 0.8-1.2$. El ruido $1/f$ aparece cuando hacemos circular una corriente constante a través de la unión que estamos estudiando, y en casi todos los casos está asociado con la fluctuación de la resistividad de la unión que provoca una dependencia con la corriente (voltaje) cuadrática. La corriente, por lo tanto, sólo detecta las fluctuaciones de la resistividad y no las provoca. Este comportamiento se puede observar en la figura 5.8, donde hemos representado el promedio de la raíz cuadrada

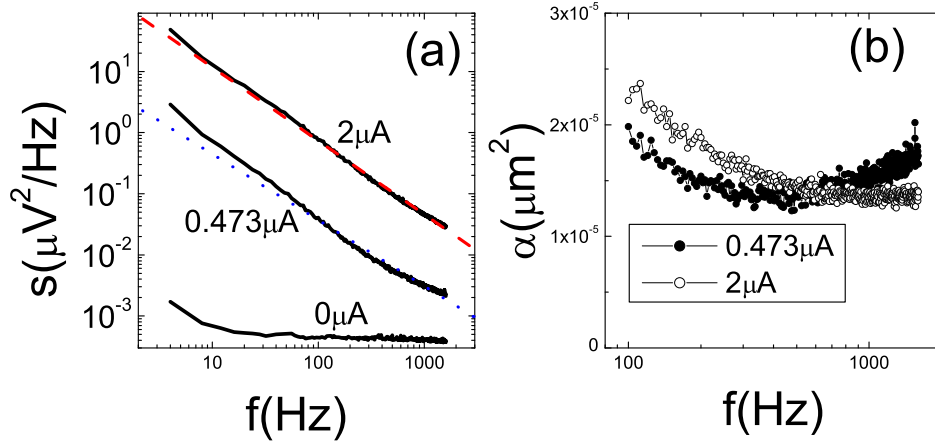


Figura 5.9: **revisar** Espectros a distintas corrientes: $0\mu\text{A}$, $0.473\mu\text{A}$ y $2\mu\text{A}$. En el gráfico (a) se puede observar la aparición del ruido $1/f$ cuando aplicamos una corriente, a corriente cero el ruido es ruido térmico y no depende de la frecuencia, salvo para $f \lesssim 10\text{Hz}$ donde el ruido en corriente de los amplificadores es visible. A corrientes más altas aparece ruido $1/f$, las rectas son ajustes lineales que nos indican el exponente de la frecuencia para $2\mu\text{A}$ obtenemos $s \propto 1/f^{1.2}$ y para $0.473\mu\text{A}$ $s \propto 1/f^{1.1}$. En el gráfico (b), se ha representado el parámetro α tal y como se define en el texto.

del producto de la densidad espectral por la frecuencia. La dependencia lineal indica que estamos frente a fluctuaciones de la resistencia.

En la figura 5.9 se muestran espectros a distintas corrientes, tal y como están indicadas en el gráfico. A corriente cero se observa el ruido térmico de la muestra que estudiamos. Este tipo de ruido no depende de la frecuencia. En nuestro caso a baja frecuencia aparece un pequeño incremento que atribuimos al efecto del ruido en corriente de los amplificadores que usamos (ver capítulo 2). Salvo este rango de frecuencias el ruido es constante. A corrientes más altas el ruido $1/f$ aparece de forma clara. El exponente espectral puede calcularse usando el gráfico log-log y ajustando a una línea recta cuya pendiente nos da el exponente β . Este ajuste se muestra en la figura y obtenemos $\beta=1.1$ en el caso de $0.473\mu\text{A}$ y $\beta=1.2$ para $2\mu\text{A}$. Aunque el exponente se mantiene aproximadamente constante el aumento de ruido es evidente, la magnitud del ruido aumenta con la corriente aplicada proporcionalmente a V^2 , tal y como se indica en la figura 5.8.

Para caracterizar el ruido de todas las muestras estudiadas hemos elegido el modelo fenomenológico de Hooge. Este modelo describe el ruido $1/f$ con la siguiente expresión

$$S_V(f) = \alpha \frac{V^2}{A} \frac{1}{f}$$

donde A es el área de la unión estudiada, V es el voltaje que cae en la unión y

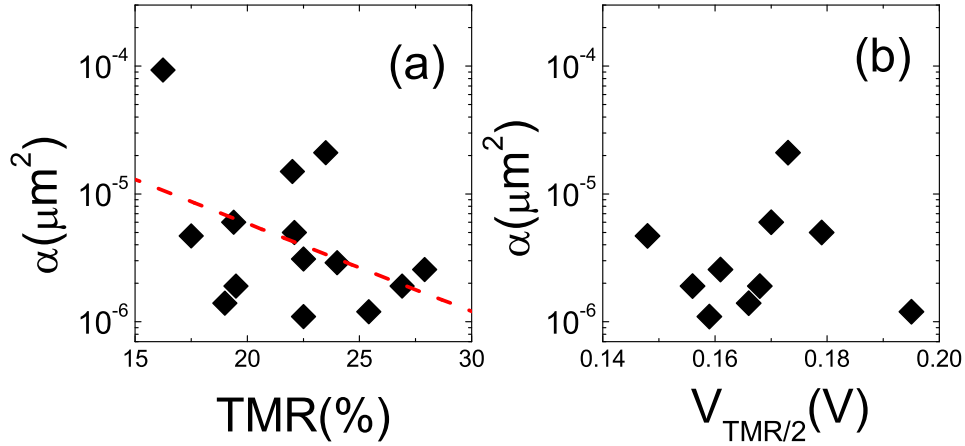


Figura 5.10: El parámetro de Hooge nos permite comparar el ruido de todas las muestras que hemos medido. En el gráfico (a) hemos representado este parámetro en estado paralelo frente a la magnetoresistencia. Como se puede observar no existe una relación clara entre ambos parámetros, aunque se aprecia cierta tendencia a disminuir el ruido $1/f$ cuando TMR es mayor. En la figura (b) se muestra la dependencia del ruido frente a $V_{TMR/2}$.

α , conocido como parámetro de Hooge, caracteriza el ruido $1/f$. Para calcular este factor despejamos del modelo α suponiendo que la dependencia es $1/f$. En las muestras que hemos estudiado el exponente β no es exactamente 1 (ver el gráfico 5.9a), pero α es casi constante en el rango de frecuencias estudiado. El parámetro de Hooge de los dos espectros presentados se ha calculado y se ha representado como función de la frecuencia en el gráfico de derecha de la figura 5.9. Se puede observar que la variación con la frecuencia en comparación con el promedio de esta cantidad es en estas curvas aproximadamente del 5%. Por lo que α lo consideramos independiente de la frecuencia y debido a la dependencia cuadrática de la densidad espectral con la corriente, mostrada en la figura 5.8, también lo es del voltaje aplicado a la unión.

El origen del ruido $1/f$ en uniones túnel suele estar relacionado con la presencia de defectos en las intercaras aislante|metal. Estos defectos pueden actuar de dos modos diferentes:

- (i). Los defectos se cargan y modifican la altura de la barrera localmente.
- (ii). Los defectos se mueven produciendo variaciones locales del ancho de la barrera.

Ambos mecanismos producen fluctuaciones en la resistencia de la unión que nosotros observamos en el ruido de voltaje [18]. En las uniones túnel magnéticas el ruido $1/f$ puede tener un origen magnético, ya que existe una relación directa

entre la magnetización y la resistencia. Estas fluctuaciones también se dan en la resistencia de la unión por lo que la densidad espectral asociada a ellas es proporcional al cuadrado del voltaje/corriente aplicados. Este último tipo de ruido depende también del campo magnético y por tanto si fijamos el campo esta contribución debe ser una constante [19, 20, 21, 22, 23, 24].

En la figura 5.10 se presentan todos los parámetros obtenidos para las muestras que se estudiaron. El campo aplicado en todos los casos fue tal que el estado de las uniones era paralelo, es decir ambas películas estaban imanadas totalmente en la misma dirección. Viendo el origen del ruido $1/f$ en uniones túnel magnéticas es de esperar una mayor corriente no polarizada cuando el ruido $1/f$ sea mayor. Una mayor corriente no polarizada implicaría una disminución de la magnetoresistencia, que indicaría una relación entre el parámetro de Hooge y la magnetorresistencia túnel. Al representar el valor de $TMR(\%)$ frente al parámetro α vemos que esta relación no es tan clara como uno podría esperar (ver el gráfico de la izquierda en la figura 5.10) debido a la dispersión de los datos. Esta relación ya se intento probar en el trabajo de Reed et al., [19], con un resultado similar al descrito en el presenta trabajo, es decir una ligera tendencia a disminuir el ruido cuando la magnetoresistencia es mayor, pero con una dispersión importante de los datos.

El razonamiento que hemos seguido para intentar relacionar TMR y el parámetro de Hooge también debería ser aplicable a $V_{TMR/2}$. En la figura 5.10 de la derecha hemos representado α en función de $V_{TMR/2}$. En ella se puede observar que no existe una correlación muy clara entre ambos factores. Que ambas cantidades, TMR y $V_{TMR/2}$, no estén claramente relacionados con el ruido $1/f$ es sorprendente. Según el modelo Hooge α representa el número de fluctuadores presentes en la muestra [25], y estos fluctuadores pueden ser interpretados como estados localizados. Por tanto, un mayor número de ellos debería implicar una disminución de TMR y una dependencia más acusada de TMR con el voltaje. La figura 5.10 parece indicar que los defectos causantes de las fluctuaciones de resistencia de tipo $1/f$ no son los responsables del comportamiento de la corriente polarizada que define la dependencia de TMR con el voltaje. El tipo de defectos al que se atribuyen las fluctuaciones $1/f$ son a aquellos localizados en las intercaras [18]. Una explicación plausible es la existencia de defectos en el interior de la barrera que no afecten al ruido $1/f$, aunque sí que lo hagan a la polarización de la corriente túnel.

dependencia del ruido $1/f$ con el estado magnético: paralelo y antiparalelo.

Cuando el estado de la unión es antiparalelo la resistencia aumenta debido a la magnetorresistencia túnel. Entonces el ruido $1/f$ aumenta debido al incremento de voltaje que cae en la unión. Por este motivo se evalúa el parámetro de Hooge, pues α indica el número de fluctuadores y éste se conserva cuando cambiamos de estado paralelo a antiparalelo. Sólo cuando estamos cerca de la transición paralelo-antiparalelo se produce un incremento de α producido por el ruido magnético en el electrodo que esté invirtiendo su imanación. Este incremento es proporcional a $|dR(H)/dH|$ [19, 20, 21, 22, 23, 24].

En la muestras que estudiamos medimos la dependencia del ruido $1/f$ con

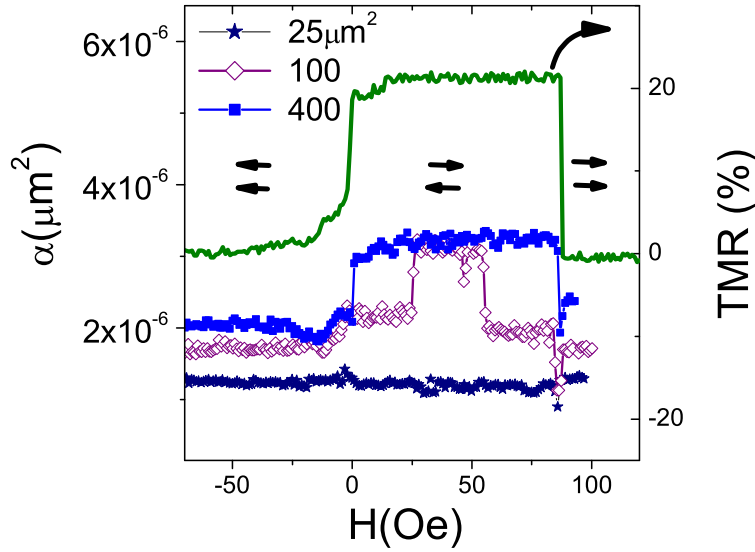


Figura 5.11: Dependencia del parámetro de Hooge con el campo magnético para tres de las muestras. Se puede observar el incremento de α en el estado antiparalelo en dos de ellas y una donde no se observa variación. El eje de la derecha presenta la variación de voltaje DC obtenida a corriente constante de una de las uniones, constante.

el campo magnético aplicado y calculamos el parámetro de Hooge correspondiente. El resultado obtenido en algunas muestras se ha representado en la figura 5.11. Se puede observar que α sí puede depender del estado magnético. En otras muestras se obtuvo un parámetro de Hooge independiente del estado magnético. El incremento del ruido cerca de la transición tampoco fue observado claramente en las muestras estudiadas. Esto parece indicar que el ruido magnético no es lo suficientemente grande [24].

En las uniones donde apareció este incremento de α para el estado antiparalelo se midió la dependencia de α como función del voltaje. El resultado se presenta en la figura 5.12 donde se puede observar que α es casi independiente del voltaje, al menos para $V \lesssim 100$ mV. El origen de esta contribución adicional al ruido $1/f$ en el estado antiparalelo podría estar relacionada con una variación de la estructura en el estado antiparalelo, éste cambio podría atribuirse a efectos de magnetoestricción. Las fluctuaciones en la imanación de los electrodos en esta región no debería afectar al ruido $1/f$. Como se vio anteriormente este tipo de fluctuaciones aparece en el ruido de resistencia proporcionalmente a $|dR(H)/dH|$, pero como se ve en la figura 5.11 en el estado antiparalelo esta derivada es nula. Pero según lo explicado este tipo de ruido sólo puede proceder de un incremento del número de fluctuadores en estado antiparalelo. Este incremento puede producirse por una deformación de la estructura cristalina en estado antiparalelo, cuyo efecto sería aumentar el número de defectos y/o

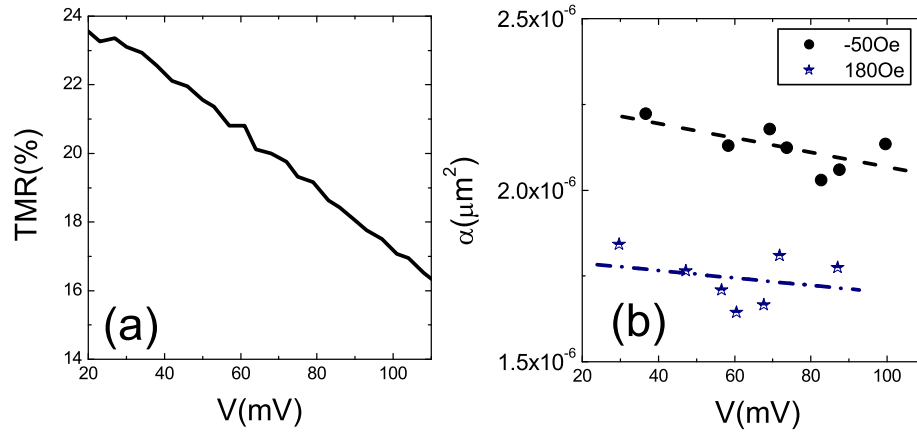


Figura 5.12: (a). Magnetorresistencia como función del voltaje. (b). Dependencia de α con el estado magnético de la unión con el voltaje. Se puede observar claramente la diferencia de ruido entre ambos estados: paralelo (180Oe) y antiparalelo (-50Oe). Este efecto no parece estar relacionado con la diferencia entre las resistencias de los estados magnéticos de la unión.

sus tiempos de relajación. El resultado sería el incremento observado de α . Evidencias de efectos magnetoestrictivos en uniones túnel magnéticas han sido publicados antes por Lohndorf *et al.* [26] y Diao *et al.*. Estos efectos también se han dado en válvulas de spin [27]

También se observó en los trabajos de Nowak *et al.* un parámetro de Hooge dependiente del estado de la unión túnel en uniones no epitaxiales basadas en óxido de aluminio [28, 24] y en uniones túnel con una barrera epitaxial (MgO(100)) y electrodos policristalinos [29]. Estos trabajos confirman nuestros resultados. Además se obtuvo una dependencia de α con el voltaje en el estado antiparalelo, cuando éste era superior al parámetro de Hooge en estado paralelo [28, 24, 29]. En las muestras estudiadas no se ha observado este comportamiento, figura 5.12. Esta dependencia es muy fuerte en el caso de uniones con barrera epitaxial [29], sin embargo no es así en el caso de uniones basadas en óxido de aluminio. Puede que en la figura 5.12 no hayamos alcanzado el voltaje necesario para ver esta variación. En el caso de uniones de barrera epitaxial es suficiente 100 mV para observar una variación apreciable [29], pero en el caso de uniones basadas en óxido de aluminio es necesario aplicar aproximadamente 200 mV [24].

Un comportamiento parecido al descrito en uniones túnel magnéticas epitaxiales fue observado recientemente en estructuras de tipo válvula de spin ("spin valve") por Covington [30]. En este tipo de muestras el ruido $1/f$ tiene su origen en las fluctuaciones de la imanación de la estructura [31]. Por lo tanto es

de esperar una relación proporcional a $|dR(H)/dH|$. La dependencia del ruido a baja frecuencia con el estado de la válvula se atribuye a la transferencia de momento magnético mediante la corriente, ya que en el ruido aparece un pico relacionado con la resonancia ferromagnética de la película sobre la que inyectamos corriente. Además de este pico a alta frecuencia, con una frecuencia central del orden de GHz y un anchura de MHz, aparece también ruido a baja frecuencia. La aparición de ruido a baja frecuencia de este origen no es trivial ya que la dinámica de la imanación debería darse a alta frecuencia. Sin embargo hay predicciones teóricas que confirman este incremento del ruido a baja frecuencia cuando se produce la transferencia de momento [32].

El resultado obtenido en válvulas de spin no puede ser trasladado directamente al túnel. En un principio se pensó que transferencia de spin mediante electrones túnel es imposible debido a la disipación [33]. Pero evidencias experimentales pusieron de manifiesto que la transferencia de spin en uniones túnel magnéticas es posible (ver referencia [34] y las referencias de este trabajo). Aunque el comportamiento planteado aquí no incluye el efecto de las interacciones inelásticas, la transferencia de spin puede cambiar el estado magnético del electrodo que recibe la corriente si ésta es lo suficientemente alta. Cuando aplicamos una corriente inferior a esta corriente la imanación del electrodo fluctuará entre el estado paralelo y el antiparalelo, dando como resultado fluctuaciones de dos niveles si el area es pequeña. En el caso de uniones túnel más grandes el efecto mencionado seguirá estando presente aunque de forma local y por tanto supondría un incremento del ruido $1/f$.

Otra explicación plausible de la variación del ruido a baja frecuencia con el estado de la unión es la dependencia mayor de la transmisión con los parámetros de la barrera en estado antiparalelo, que en paralelo. Esto implica que los fluctuadores que provocan el ruido $1/f$ tendrían un mayor efecto en la conductancia de las uniones, y por tanto la fluctuación de resistencia aumentaría. De este modo el ruido observado en el estado antiparalelo sería mayor. Simulaciones recientes de la conductancia en este tipo de uniones indican que esto es posible [35].

5.5. Conclusiones.

En este capítulo se ha visto que es posible crecer uniones túnel en otras direcciones cristalográficas diferentes a la orientación más estudiada, es decir la (100), y obtener una magnetoresistencia apreciable. La dirección cristalográfica seleccionada fue Fe(110) puesto que Yuasa [11] obtuvo una magnetoresistencia más grande en la dirección (110) que en la (100) usando un electrodo policristalino como detector de polarización y una barrera de óxido de aluminio [11]. Sin embargo la magnetoresistencia es menor en la estructura que hemos estudiado, en comparación con las uniones crecidas en la dirección Fe(100). Este hecho puede ser atribuido al mayor desorden. En la estructura estudiada, Fe(110)|MgO(111)|Fe(110), éste debería ser mayor debido a que la estructura,

aunque es epitaxial, no es tan perfecta como lo son aquellas crecidas en la dirección (100). Por otro lado las conclusiones de Yuasa se basan en un modelo donde la polarización determina TMR. Sin embargo según cálculos teóricos contribuye de forma más importante la estructura de bandas del aislante empleado y como se ajusta la simetría de los estados dentro y fuera de la barrera aislante [2, 3]. Por tanto es posible que los resultados de polarización obtenido por Yuasa [11] no sean aplicables en nuestro caso, ya que el en vez de oxido de magnesio usó oxido de aluminio.

El desorden en este caso jugaría el mismo papel que en uniones túnel policristalinas, es decir suministra una densidad de estados localizados en el medio de la barrera. Aunque se pudieron realizar pocas medidas a baja temperatura, la única que se pudo llevar a cabo confirma que TMR aumenta a baja temperatura, pero su dependencia con el voltaje es similar a la que se midió en los capítulos 3 y 4, donde tratamos uniones túnel policristalinas (ver figura 5.5c). También se obtuvieron prácticamente los mismos valores ZBA en las muestras estudiadas en el capítulo 3 que en la muestra epitaxiales. Este hecho nos confirma en la hipótesis que hace responsables a estados localizados dentro de la barrera de la disminución de TMR con el voltaje.

El ruido observado es del tipo $1/f$ en todas las muestras estudiadas. Este ruido se asocia en uniones túnel magnéticas con estados localizados en la intercara metal|aislante [18]. En nuestro trabajo se ha intentado relacionar la magnitud de este tipo de ruido con el comportamiento de la magnetorresistencia. Sin embargo la relación tanto con TMR a voltaje cero, como con $V_{TMR/2}$, presenta una notable dispersión de los datos experimentales. El hecho de que la correlación no sea muy clara puede estar relacionada con el tipo de defectos que provocan la disminución de la magnetorresistencia, ya que estos podrían estar distribuidos en toda la barrera y no afectar al ruido en resistencia. Sin embargo el ruido $1/f$ está relacionado con defectos cerca de la intercara y que producen una modificación de la altura o anchura de la barrera túnel.

El ruido $1/f$ también presenta una dependencia anómala con el estado magnético de la unión. La magnitud del parámetro de Hooge es mayor en el estado antiparalelo que en el paralelo. Anteriormente se observaron variaciones cerca de la transición paralelo-antiparalelo, y viceversa, que se atribuyen al ruido magnético. Pero éstas son proporcionales a $|dR(H)/dH|$. En los resultados obtenidos en este trabajo, y en otros sistemas que incluyen uniones túnel policristalinas [28, 24, 29], el aumento no es atribuible a esta fuente de ruido. Hemos planteado tres posibles fuentes de ruido que podrían explicar este exceso:

i. Una deformación de la estructura cristalina de las uniones que incrementase el número de fluctuadores.

ii. Una dependencia mayor de la transmisión con la anchura y/o la altura de la barrera, en estado antiparalelo que en estado paralelo. Esta dependencia resulta en un ruido más grande aunque los fluctuadores fueran los mismos que en estado paralelo.

iii. La transferencia de momento magnético entre ambos electrodos explica la diferencia en el ruido entre paralelo y antiparalelo en estructuras de tipo válvula de spin. En nuestro caso la transferencia de momento debería estar presente según el trabajo de Slonczewski [34]. Sin embargo esta contribución no depende de la frecuencia en el límite de $f \rightarrow 0$ Hz.

Por último, cabe destacar los resultados obtenidos a baja temperatura donde se pone de manifiesto el efecto de las interacciones inelásticas y el espesor de los electrodos usados. Como se vio anteriormente las energías obtenidas para las excitaciones inelásticas no coinciden exactamente con las obtenidas en uniones túnel no magnéticas con barreras de óxido de magnesio [14]. En vez de estas energías obtenemos otras desplazadas hacia energías más altas. Este incremento podría deberse a la sustitución de algunos átomos de la red de MgO por otros más ligeros, y estos aumentarían la energía de los fonones. Dos de los picos obtenidos en el espectro de excitaciones podrían corresponder a magnones en la estructura magnética pero no hemos encontrado valores con los que comparar los resultados obtenidos.

El tamaño finito del electrodo superior de hierro (5 nm) provoca la cuantización de la densidad de estados túnel. Ésta se manifiesta como picos en la derivada de la conductancia frente a voltaje. Cada pico corresponde a una anchura determinada, ya que la película magnética usada no es perfecta sino que presenta escalones de altura atómica. Usando un modelo de electrones libres podemos relacionar la energía a la que se produce esta cuantización de la densidad de estados con el espesor de hierro. Los resultados obtenidos no son satisfactorios, pues se obtiene un espesor de aproximadamente 1.2 nm que es casi 5 veces más pequeño que el espesor depositado. Esto se puede explicar si la película en vez de epitaxial, presentase una textura con este tamaño de grano. Aunque quizás la más explicación más razonable sea que la masa efectiva del electron es diferente a la masa del electrón libre. Esto implica una masa efectiva más ligera que la que hemos tomado. Para obtener el valor de energía observado si el espesor de la barrera es de 5 nm tenemos que suponer $m^* \sim 0,07m_e$.

Bibliografía

- [1] Slonczewski, J. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier. *Physical Review B* **39**, 6995–7002 (1989).
- [2] Butler, W. H., Zhang, X.-G., Schulthess, T. C. & MacLaren, J. M. Spin-dependent tunneling conductance of *fe|mgo|fe* sandwiches. *Phys. Rev. B* **63**, 054416 (2001).
- [3] Mathon, J. & Umerski, A. Theory of tunneling magnetoresistance of an epitaxial *fe/mgo/fe(001)* junction. *Phys. Rev. B* **63**, 220403 (2001).

- [4] Bowen, M. *et al.* Large magnetoresistance in fe/mgo/feco(001) epitaxial tunnel junctions on gaas(001). *Applied Physics Letters* **79**, 1655–1657 (2001).
- [5] Yuasa, S., Nagahama, T., Fukushima, A., Y., Suzuki & Ando, K. Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal fe/mgo/fe magnetic tunnel junctions. *Nature Materials* **3**, 868–871 (2004).
- [6] Parkin, S. *et al.* Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with mgo (100) tunnel barriers. *Nature Materials* **3**, 862–867 (2004).
- [7] Wulfhekel, W. *et al.* Single-crystal magnetotunnel junctions. *Applied Physics Letters* **78**, 509–511 (2001).
- [8] Mather, P. G., Read, J. C. & Buhrman, R. A. Disorder, defects, and band gaps in ultrathin (001) mgo tunnel barrier layers. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **73**, 205412 (2006).
- [9] Faure-Vincent, J. *et al.* High tunnel magnetoresistance in epitaxial fe/mgo/fe tunnel junctions. *Applied Physics Letters* **82**, 4507–4509 (2003).
- [10] Zhang, X.-G., Butler, W. H. & Bandyopadhyay, A. Effects of the iron-oxide layer in fe-feo-mgo-fe tunneling junctions. *Phys. Rev. B* **68**, 092402 (2003).
- [11] Yuasa, S. *et al.* Magnetic tunnel junctions with single-crystal electrodes: a crystal anisotropy of tunnel magneto-resistance. *Europhysics letters* **52**, 344 (2000).
- [12] Brinkman, W., Dynes, R. & Rowell, J. Tunneling conductance of asymmetrical barriers. *Journal of Applied Physics* **41**, 1915 (1970).
- [13] Bardou, F. Rare events in quantum tunnelling. *Europhysics Letters* **39**, 239–244 (1997).
- [14] Klein, J., Léger, A., Belin, M., Défourneau, D. & Sangster, M. J. L. Inelastic-electron-tunneling spectroscopy of metal-insulator-metal junctions. *Phys. Rev. B* **7**, 2336–2348 (1973).
- [15] Wolf, E. *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy* (Oxford science publications, New York, 1989).
- [16] Moodera, J. S., Nowak, J. & van de Veerdonk, R. J. M. Interface magnetism and spin wave scattering in ferromagnet-insulator-ferromagnet tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2941–2944 (1998).
- [17] Jaklevic, R. C. & Lambe, J. Experimental study of quantum size effects in thin metal films by electron tunneling. *Phys. Rev. B* **12**, 4146–4160 (1975).

- [18] Rogers, C. & Buhrman, R. Composition of 1/f noise in metal-insulator tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1272 (1984).
- [19] Reed, D., Nordman, C. & Daughton, J. Low frequency noise in magnetic tunnel junctions. *IEEE transactions on magnetics* **37**, 2028 (2001).
- [20] Kim, K. *et al.* Low frequency noise in magnetic tunnel junctions. *IEEE transactions on magnetics* **37**, 2028 (2002).
- [21] Park, W. K. *et al.* Noise properties of magnetic and nonmagnetic tunnel junctions. *Journal of applied Physics* **93**, 7020 (2003).
- [22] Ren, C., Liu, X., Schrag, B. & Xiao, G. Noise properties of magnetic and nonmagnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. B* **69**, 104405 (2004).
- [23] Jiang, L. *et al.* Low-frequency magnetic and resistance noise in magnetic tunnel junctions. *Phys. Rev. B* **69**, 054407 (2004).
- [24] Jiang, L., Skovholt, J. F., Nowak, E. R. & Slaughter, J. M. Low-frequency magnetic and resistance noise in magnetoresistive tunnel junctions. *Fluctuations and Noise in Materials. Proceedings of the SPIE* **5469**, 13 (2004).
- [25] Kogan, S. *Electronic Noise and Fluctuations in solids* (Cambridge University Press, Cambridge, 1996).
- [26] Löhndorf, M., Dokupil, S., Wecker, J., Rührig, M. & Quandt, E. Characterization of magnetic tunnel junctions (MTJ) with magnetostrictive free layer materials. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **272**, 2023–2024 (2004).
- [27] Diao, Z., Chen, L., Zhou, M. & Araki, S. Magnetostrictions of CoFe sensing layers in spin valves. *Magnetics, IEEE Transactions on* **40**, 2212–2214 (2004).
- [28] Nowak, E., Weissman, M. & Parkin, S. Electrical noise in hysteretic ferromagnet-insulator-ferromagnet tunnel junctions. *Applied Physics Letters* **74**, 600 (1999).
- [29] Gokce, A., Nowak, E. R., Yang, S. H. & Parkin, S. S. P. 1/f noise in magnetic tunnel junctions with mgo tunnel barriers. *50th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials* **99**, 08A906 (2006).
- [30] Covington, M., AlHajDarwish, M., Ding, Y., Gokemeijer, N. J. & Seigler, M. A. Current-induced magnetization dynamics in current perpendicular to the plane spin valves. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **69**, 184406 (2004).
- [31] Hardner, H., Weissman, M., Salamon, M. & Parkin, S. Fluctuation-dissipation relation for giant magnetoresistive 1/f noise. *Phys. Rev. B* **48**, 16156 (2003).

- [32] Jørn Foros, G. E. W. B., Arne Brataas & Tserkovnyak³, Y. Resistance noise in spin valves. *cond-mat/* 0606131 (2006).
- [33] Slonczewski, J. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **159**, L1–L7 (1996).
- [34] Slonczewski, J. C. Currents, torques, and polarization factors in magnetic tunnel junctions. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **71**, 024411 (2005).
- [35] Stilling, M., Stokbro, K. & Flensberg, K. Electronic transport in crystalline magnetotunnel junctions: effects of structural disorder. *Journal of Computer-Aided Materials Design* (2007).

Capítulo 6

Conclusiones

Este trabajo presenta el primer estudio experimental exhaustivo del ruido y el transporte electrónico en distintos tipos de uniones túnel magnéticas: policristalinas con la barrera fabricada con óxido de aluminio con o sin dopaje (Cr, Si) y en uniones epitaxiales con la estructura Fe(110)|MgO(111)|Fe(110). Los resultados obtenidos han sido analizados mediante distintos modelos de transporte electrónico entre dos materiales ferromagnéticos a través de una barrera aislante.

El primer capítulo, presenta una introducción al transporte electrónico en sistemas espintrónicos, la motivación del trabajo, y describe los antecedentes y los objetivos principales.

El segundo capítulo describe aspectos teóricos del ruido, así como el desarrollo de una nueva técnica experimental para realizar el presente trabajo, aplicable en un amplio rango de temperaturas entre ambiente y por debajo de helio líquido. Esta técnica permite realizar medidas de ruido y de transporte simultáneamente y puede ser adaptada con relativa facilidad a medidas en dispositivos con resistencias bastante distintas (entre decenas de Ω y hasta cientos de $k\Omega$) eligiendo adecuadamente los amplificadores integrados en los preamplificadores de muy bajo ruido desarrollados en este trabajo. También se describen otras técnicas como el filtrado de voltaje de excitación de uniones túnel magnéticas, o la definición de la función de transferencia en cada medida de ruido que permitió automatizar completamente los experimentos en función de la temperatura, campo magnético y la excitación.

El Tercer capítulo presenta el estudio del transporte y el ruido a baja frecuencia (básicamente ruido de disparo) en uniones túnel policristalinas sin o con dopaje de cromo con un espesor inferior a 1.2 \AA en el centro de la barrera. Hemos observado que en algunas condiciones de la barrera aislante el ruido de disparo puede tener carácter sub-Poissoniano, poniendo de manifiesto la importancia de túnel secuencial en este tipo de dispositivos espintrónicos. Para uniones túnel con la anomalía en la conductancia a voltaje cero ("zero bias anomaly" ZBA) débil el factor de Fano (ruido de disparo normalizado) depende de la configuración magnética, siendo mayor para alineación antiparalela que paralela de los electrodos ferromagnéticos. Hemos propuesto un modelo basado en el túnel secuencial a partir de impurezas no magnéticas o paramagnéticas dentro de la barrera para describir cualitativamente estas observaciones experimentales.

En el cuarto capítulo hemos estudiado una serie de uniones túnel magnéticas con dopaje de silicio con un espesor inferior a 1.8 \AA en posición asimétrica dentro de la barrera. Este diseño permite observar la posible influencia de procesos de interacción de tipo Coulomb sin variar mucho las características de la barrera aislante principal. Hemos observado que la conductancia, magnetorresistencia túnel y medio-anchura de TMR con voltaje varían sustancialmente cuando la anchura de Si supera aproximadamente una monocapa. Hemos propuesto la supresión del bloqueo de Coulomb para espesores de silicio $\delta > 1.2 \text{ \AA}$ para explicar estas observaciones. A temperaturas bajas y solo para uniones túnel con dopaje de silicio $\delta > 1.2 \text{ \AA}$, el ruido tiene carácter de ruido telegrá-

fico, con espectro tipo Lorentziano superimpuesto sobre $1/f$. El ruido total integrado para frecuencias de medida, tiene un comportamiento asimétrico en función del voltaje aplicado, aumentando sustancialmente para rangos de voltajes cercanos a la supresión de bloqueo de Coulomb. Este aumento de ruido depende del estado de la unión túnel. Hemos propuesto un modelo cualitativo en que el ruido es controlado por la capacidad efectiva y población electrónica de islas de silicio.

En el quinto capítulo hemos estudiado el transporte y ruido en uniones túnel epitaxiales Fe(110)|MgO(111)|Fe(110). Las medidas a temperatura ambiente en varias uniones con diferentes áreas mostraron una magnetorresistencia mayor del 20 % en la mayoría de los casos. Usando curvas de conductancia frente a voltaje estimamos la altura de la barrera de potencial y su anchura. Los valores obtenidos en el análisis son menores que los valores esperados. Una explicación plausible es la reducción de la altura a causa de las vacantes en la red de MgO. El ruido $1/f$ observado se da en la resistividad de la unión. Sin embargo la característica normalizada de este ruido, el parámetro Hooge, puede depender del estado magnético de la unión. Este comportamiento no podemos relacionarlo directamente con el ruido magnético ya que este incremento no es proporcional a la derivada de la resistencia respecto de campo magnético, dR/dH . La explicación mas plausible en estos momentos es la influencia de la magnetostricción, distinta entre estados paralelo y antiparalelo de la unión, sobre los tiempos de la relajación de defectos dentro de la barrera. A baja temperatura estas uniones presentaron un comportamiento diferente del observado en uniones túnel policristalinas, entre ellos, la dependencia de la conductancia con el voltaje. A partir de espectroscopía inelástica, calculando la derivada de la conductancia frente a voltaje, se observó que la conductancia se ve afectada por interacciones inelásticas. Se consiguieron identificar distintas interacciones con los fonones de la red de MgO, aunque su energía es algo mayor que la esperada. También se consiguió observar el efecto del tamaño finito de uno de los electrodos. Es necesario suponer una masa efectiva reducida de los electrones ($m=0.07m_e$) para explicar esta observación.

Capítulo 7

Artículos publicados

Bibliografía

- [1] Guerrero, R. *et al.* Low-frequency noise and tunneling magnetoresistance in Fe (110)/MgO (111)/Fe (110) epitaxial magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters* **87**, 042501 (2005).
- [2] Guerrero, R., Aliev, F., Tserkovnyak, Y., Santos, T. & Moodera, J. Shot Noise in Magnetic Tunnel Junctions: Evidence for Sequential Tunneling. *Physical Review Letters* **97**, 266602 (2006).
- [3] Guerrero, R. *et al.* Low-frequency noise and inelastic tunneling spectroscopy in Fe (110)/MgO (111)/Fe (110) epitaxial magnetic tunnel junctions. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **300**, 132–135 (2006).
- [4] Guerrero, R. *et al.* *Complex Magnetic Response in Magnetic Tunnel Junctions Determined Via Magnetic and Transport Measurements*. (Defense Technical Information Center, 2003).
- [5] Aliev, F., Guerrero, R., Pryadun, V., Martinez, J. & Villar, R. Unusual magnetic susceptibility and magnetoresistance in [Fe/Cr (001)] multilayers at low temperatures. *Journal of Applied Physics* **97**, 10C505 (2005).
- [6] Guerrero, R., Aliev, F., Ortega-Hertogs, R. & Moodera, J. Low frequency noise in Co/Al₂O₃(Fe)/Ni₈₀Fe₂₀ magnetic tunnel junctions. *Journal of Physics D: Applied Physics* **35**, 1761–1764 (2002).
- [7] Pryadun, V. *et al.* Low frequency magnetic noise in epitaxial antiferromagnetically coupled Fe/Cr multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **240**, 165–167 (2002).
- [8] Aliev, F. *et al.* Low-frequency response in antiferromagnetically coupled Fe/Cr multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **226**, 1806–1807 (2001).

Apéndice A

Descripción detallada del esquema

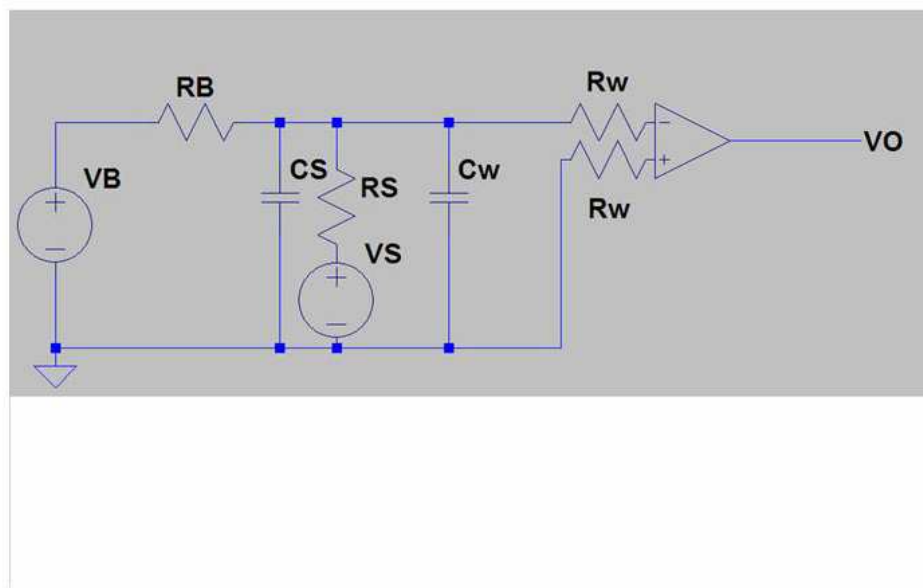


Figura A.1: Esquema detallado de una de las líneas de medida de ruido. R_S representa la resistencia de la muestra, V_S es la fuente de ruido correspondiente y C_S la capacidad asociada. El sistema de excitación está representado en V_B y R_B . Por último se han representado los pares trenzados mediante una capacidad C_w y una resistencia R_w . Del esquema se han omitido por claridad las fuentes de ruido del amplificador.