

Magnetorresistencia en paredes de dominio de nanohilos magnéticos: Posible rol de las oscilaciones de Rabi en presencia de decoherencia.

Magnetoresistance in domain walls of magnetic nanowires: Possible role of the Rabi oscillations in presence of decoherence.

Lucas J. Fernández-Alcázar y Horacio M. Pastawski*

Instituto de Física Enrique Gaviola □ CONICET y
Facultad de Matemática, Astronomía y Física □ UNC
email: horacio@famaf.unc.edu.ar

Recibido 30/03/2012; aprobado 24/08/2012

Una pared de dominio es la región donde una magnetización alineada con la dirección z rota entre sus dos posibles orientaciones. En consecuencia, los electrones conductores experimentan, durante su tránsito, un cruce de sus energías de interacción Zeeman representada en la dirección z . A su vez aparece un acoplamiento que permite la rotación de su proyección de espín. Esta última depende de las contribuciones de los campos dipolares al campo magnético local. Mientras los electrones atraviesan la pared se producen condiciones similares a la dinámica de un cruce evitado denominada problema de Landau-Zener (LZ). Al analizar el transporte electrónico encontramos transiciones descritas por la ley de LZ y, en los casos no adiabáticos, observamos un comportamiento no trivial identificable con oscilaciones de tipo Rabi entre los estados degenerados. Este comportamiento entra en competencia con los efectos decoherentes que se incluyen mediante el modelo D'Amato-Pastawski. Este muestra cómo se disminuye el contraste de estas interferencias. Se discuten estos resultados en el contexto de la magnetorresistencia de los nanohilos magnéticos.

Palabras claves: Magnetorresistencia, paredes de dominio, oscilaciones de Rabi, decoherencia.

A domain wall is the region where the magnetization aligned with the z -direction rotates between its two possible orientations. Consequently, conduction electrons undergo, during its transit, a cross of their Zeeman interaction energies represented in the z -direction. Whereas it appears a coupling that allows rotation of its spin projection. The latter depends on the contributions of the dipolar fields to the local magnetic field. As the electrons go through the wall, they undergo similar conditions to the Landau-Zener problem (LZ). By analysing electronic transport we found transitions described by the LZ law and, in non-adiabatic cases, we observe a non-trivial behaviour identifiable with Rabi-kind oscillations between the degenerate states. This behaviour is in competition with the decoherent effects. These are included here through the D'Amato-Pastawski model. We show how the contrast of the interferences decrease. We discuss these results in the context of the magnetoresistance of magnetic nanowires.

Key words: Magnetoresistance, domain walls, Rabi oscillations, decoherence.

I. INTRODUCCION

Los materiales magnéticos exhiben, por debajo de la temperatura de Curie, una magnetización neta. Estos presentan una estructura conformada por regiones donde la magnetización del material se mantiene constante, llamadas dominios magnéticos. Los dominios presentan variadas orientaciones y se encuentran separados entre sí por regiones donde la magnetización rota, las paredes de dominio. Las paredes abruptas son responsables de la magnetorresistencia gigante^(1,2), mientras que los efectos debido al ancho de la misma compiten con dicho fenómeno^(3,4,5). En particular, estamos interesados en materiales cuasi unidimensionales. En nanohilos ferromagnéticos la magnetización en los dominios está alineada con el eje fácil del hilo y la pared de dominio rota 180° separando los dominios adyacentes, que tienen polarizaciones enfren-tadas, por lo que se denominan paredes "head to head". En cintas ferromagnéticas de

muy pequeño espesor, las configuraciones más estables son las paredes de Néel, donde la magnetización rota dentro del plano de la cinta.

Para evaluar las sorprendentes propiedades del transporte electrónico a través de una pared de dominio se necesita una descripción de la estructura electrónica de un material ferromagnético. Esta puede ser entendida a través del modelo de dos bandas introducido por Mott⁽³⁾, que resulta útil para estudiar el transporte en estos materiales. La banda d es angosta y se considera responsable del magnetismo. Debido a su gran masa efectiva, estos electrones no contribuyen directamente al transporte. La banda d tiene un desdoblamiento según la proyección de espín del electrón. Su diferente ocupación genera una magnetización neta \vec{M} a lo largo del material y define las bandas "mayoritaria" y "minoritaria". Por otro lado, la banda s , de la que también participan orbitales p , es ancha y por lo tanto es responsable de la conducción eléctrica. Estos electrones interactúan con la magnetización del material a través de su momento magnético de espín $\vec{\mu}$ y

* horacio@famaf.unc.edu.ar

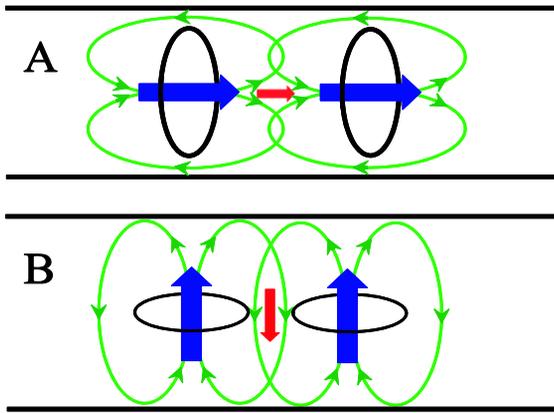


Figura 1. Esquema que muestra las moléculas ferromagnéticas como un bucle de corriente y la contribución dipolar (rojo) al campo total. A) Los dipolos alineados colinearmente reciben una contribución dipolar positiva mientras que en B) los dipolos paralelos encuentran que los campos dipolares restan a la intensidad total del campo \vec{B} .

pueden ser perturbados por la interacción de intercambio con estados de la banda d . El Hamiltoniano de los electrones de conducción en el material ferromagnético es:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 - \vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (1)$$

donde el primer término corresponde a la energía cinética del electrón y el segundo es la interacción Zeeman de su momento magnético de espín $\vec{\mu}$ con el campo magnético propio del material \vec{B} . El primero puede escribirse en términos del vector de las matrices de Pauli $\vec{\sigma}$, $\vec{\mu} = -\mu_B\vec{\sigma}$ donde μ_B es el magnetón de Bohr.

II. EFECTOS DEL CAMPO DIPOLAR EN LAS PAREDES DE DOMINIO

Dado la importancia de la energía Zeeman en las propiedades electrónicas, debemos describir adecuadamente las posibles inhomogeneidades del campo \vec{B} . Para ello recordamos su naturaleza colectiva usando un modelo microscópico simple en el que se ve a cada molécula ferromagnética como un bucle de corriente, representado en la Fig. 1. En el caso A, las moléculas magnéticas del nanohilo están orientadas de forma tal que el campo dipolar (rojo) fortalece al campo magnético local (azul). En la Fig. 1-B ocurre lo contrario, el campo dipolar debilita al campo de las moléculas.

Usaremos esta descripción para analizar qué ocurre con el campo \vec{B} en nanoalambres. En los dominios que rodean una pared *head-to-head*, la suma de los campos dipolares atómicos fortalece a la magnetización neta (caso A), pero dentro de la pared la situación se revierte (caso B). En la Fig. 2 representamos la energía de interacción Zeeman, relacionada con el módulo del campo magnético

que actuaría como un campo Zeeman local, en cada punto del espacio. Se observa que en la región donde se encuentra la pared de dominio presenta una intensidad menor (caso B) que fuera de la misma donde corresponde al caso A de la Fig. 1.

Por otro lado, en la Fig. 2-b) vemos que en los dominios que dan lugar a paredes de *Néel*, los dipolos se encuentran en una configuración en la que su resultante se opone al valor de la magnetización local (caso B). Por el contrario, dentro de la pared de dominio, donde la magnetización rota, el campo neto resulta fortalecido respecto del valor dentro de los dominios adyacentes (caso A).

III. ESTRUCTURA ELECTRÓNICA EN LAS PAREDES DE DOMINIO

Para describir la situación discutida con cierta generalidad seguimos la propuesta de Cabrera y Falicov⁽¹⁾ para la describir la rotación del campo en función de la

coordenada. Definimos el vector $f(z) = \frac{\vec{B}(z)}{\Delta}$ donde $\Delta = \mu_B |\vec{B}| \Big|_{z=-\infty}$, entonces $f = (f_x(z), f_y(z), f_z(z))$ es el vector que nos indica la forma que tiene la pared de dominio. En nuestro modelo, los materiales ferromagnéticos son considerados unidimensionales, por lo tanto $f(\vec{x}) = \vec{f}(z)$. Para dar cuenta de la asimetría causada por la interacción dipolar, introducida en la sección anterior, incorporamos el parámetro α . Por lo tanto, para paredes de *Néel* se tiene

$$\vec{f}(z) = \left(\tanh\left(\frac{z}{W}\right), 0, \alpha/\cosh\left(\frac{z}{W}\right) \right), \quad (2)$$

mientras que para paredes *head-to-head*,

$$\vec{f}(z) = \left(\alpha/\cosh\left(\frac{z}{W}\right), 0, \tanh\left(\frac{z}{W}\right) \right), \quad (3)$$

siendo $\alpha = 1$ la ausencia de distorsión dipolar, mientras que la distorsión dipolar resultaría con $\alpha > 1$ para paredes de *Néel* y $\alpha < 1$ para paredes *head-to-head*. Luego, el Hamiltoniano toma la forma

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 - \Delta \cdot \vec{\sigma} \cdot \vec{f} \quad (4)$$

Usando la dirección z como eje de cuantización, la función de onda para un electrón s en la base $|z, \uparrow\rangle, |z, \downarrow\rangle$ es

$$|\psi(z)\rangle = \varphi_{\uparrow}(z) \cdot |z, \uparrow\rangle + \varphi_{\downarrow}(z) \cdot |z, \downarrow\rangle \quad (5)$$

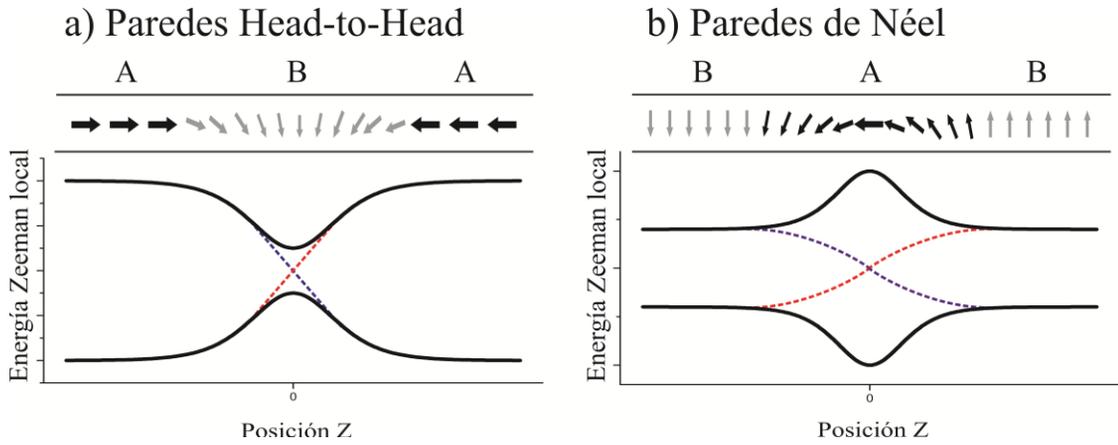


Figura 2. Paredes de dominio a) Head-to-head y b) Néel con las interacciones dipolares que disminuyen o refuerzan los campos. Los paneles inferiores muestran la energía Zeeman local. La línea punteada representa esta energía respecto de la dirección z , para la cual la componente rotada del campo representa una perturbación que genera cruces evitados.

Por lo tanto, las ecuaciones que rigen el comportamiento de los electrones son:

$$\begin{cases} -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \varphi_{\uparrow}(z) + E_{\uparrow}(z)\varphi_{\uparrow}(z) - \varepsilon\varphi_{\uparrow}(z) = -V_{\uparrow\downarrow}(z)\varphi_{\downarrow}(z) \\ -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} \varphi_{\downarrow}(z) - E_{\downarrow}(z)\varphi_{\downarrow}(z) - \varepsilon\varphi_{\downarrow}(z) = -V_{\uparrow\downarrow}(z)\varphi_{\uparrow}(z) \end{cases} \quad (6)$$

donde

$$E_{\downarrow(\uparrow)}(z) = (-1)\Delta \tanh\left(\frac{z}{W}\right) \quad (7)$$

$$V_{\uparrow\downarrow}(z) = \alpha\Delta/\cosh\left(\frac{z}{W}\right) \quad (8)$$

Estos estados de energías y su correspondiente interacción son los que determinan la evolución del estado de espín mientras el electrón cruza la pared de dominio.

IV. ANALOGÍA CON EL PROBLEMA DE LANDAU-ZENER

De las ec. (6) y (8), podemos ver que $V_{\uparrow\downarrow}$ es un término que mezcla las dos orientaciones del espín produciendo una precesión de Larmor alrededor del campo magnético de aquellos espines no alineados con el campo. Este término sólo es fuerte en la región donde la magnetización está rotada respecto de la dirección de cuantificación, por lo que se anula en los dominios. Por lo tanto se espera que en los mismos, la probabilidad de encontrar a un electrón en una dada orientación sea constante.

Por otro lado, E_{\uparrow} y E_{\downarrow} tienen el sentido de un potencial local efectivo para los electrones orientados a lo largo del campo. En el centro de la pared de dominio ambos se cruzan, $E_{\uparrow} = E_{\downarrow} = 0$, haciendo que las energías de los estados $|\uparrow\rangle$ y $|\downarrow\rangle$ estén degeneradas. Dentro de los dominios, $E_{\uparrow} - E_{\downarrow} = 2\Delta$, describe el desdoblamiento Zeeman.

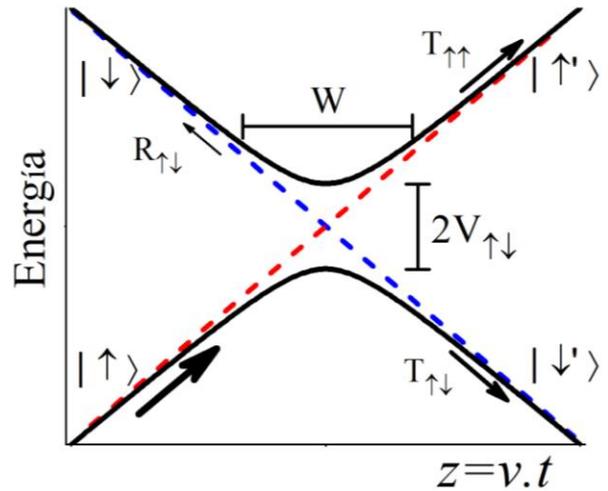


Figura 3. Esquema de las autoenergías de un sistema con dos niveles, $|\uparrow\rangle$ y $|\downarrow\rangle$, en función del parámetro dinámico de control de la transición de Landau-Zener, $z = vt$. Las energías presentan un cruce evitado debido a la presencia de una perturbación que acopla los estados. En líneas punteadas se muestran las energías no perturbadas de los estados.

Es interesante notar que mientras un electrón con una dada proyección de espín cruza una pared de dominio es afectado por una variación energética similar a la del problema de Landau-Zener (LZ) ⁽⁴⁾. Este describe las transiciones entre dos estados que evolucionan a través de un cruce evitado. En la Fig. 3 se muestra el esquema de niveles en este problema. El eje horizontal representa un parámetro de control dinámico z , proporcional al tiempo. La comparación de este gráfico con los niveles Zeeman locales mostrados en la Fig. 2-a) nos muestra la analogía entre el problema LZ y los casos de paredes con $\alpha \leq 1$. En este problema se predice que la probabilidad de pasar al estado $|\uparrow\rangle$ siendo que inicialmente se encuentra en el estado $|\downarrow\rangle$ está dada por

$$P_{\uparrow\uparrow} = 1 - \exp\left(-\frac{2\pi}{\hbar} \frac{|V_{\uparrow\downarrow}|^2}{(dE(0)/dt)}\right) \quad (9)$$

donde $E(z) = E_{\uparrow}(z) - E_{\downarrow}(z)$, y $\frac{|V_{\uparrow\downarrow}|}{(dE/dt)} \gg 1 \Rightarrow P_{\uparrow\uparrow} = 1$ representa una transición totalmente adiabática, mientras que $\frac{|V_{\uparrow\downarrow}|}{(dE/dt)} \ll 1 \Rightarrow P_{\uparrow\uparrow} = 0$ es un proceso diabático. Podemos relacionar este problema con el tránsito a través de la pared de dominio identificando:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dE}{dz} \frac{dz}{dt} \quad (10)$$

$$\simeq \frac{2\Delta}{W} v_F \quad (11)$$

Si consideramos un paquete que se desplaza con una energía de Fermi, $E_F \gg \Delta = \text{cte}$, podemos considerar $v_F \simeq \text{cte}$. Entonces, el tiempo de tránsito a través de la pared $\tau_W = 2W/v_F$, y por tanto el grado de adiabaticidad, está controlado por el semiancho W de la pared de dominio.

V. EVALUACIÓN DE LA CONDUCTANCIA

La manera de evaluar el transporte cuántico de paquetes con momento bien definido se basa en el formalismo de Landauer-Büttiker. Este consiste en hallar la probabilidad de transmisión o transmitancia entre estados de momento definido en los contactos e identificarla con una conductancia⁽⁵⁾. Por tanto, estudiaremos las propiedades de la transmitancia entre los estados de orientación de espín $|\uparrow\rangle$ y $|\downarrow\rangle$. Trataremos el problema en una

representación discreta tipo enlace fuerte (tight-binding). En la misma, la coordenada espacial solo toma valores sobre una red de unidad a , de modo que cada punto o sitio en la red se identifica con un número entero n y tiene una energía dada por el término del potencial local $E_{\uparrow}(z_n) = E_{\uparrow}(na)$. La función de onda es ahora discreta $u_{\sigma,n} = \varphi_{\sigma}(z_n) \sim \int u_{\sigma k} e^{ikz_n} dk$. Dentro de los dominios el valor de la energía cinética

$$T = 2V - 2V \cos[ka] \quad (12)$$

queda determinando por el vector de onda k y el parámetro de salto longitudinal $V = \hbar^2/(2ma^2)$. Consideramos energías en el centro de la banda, lo que minimiza efectos dispersivos y nos permite identificar $v_F = 2aV/\hbar$. En esta representación del problema, podemos restringirnos a dos cadenas *finitas* de sitios, una para cada orientación del espín, con una longitud $(n_R - n_L)a \gg W$, donde n_L y n_R son los índices de sitio del extremo izquierdo y derecho respectivamente. En la zona de la pared ambas cadenas resultan conectadas mediante el elemento de acople $V_{\uparrow\downarrow}(z)$. También deben ser incluidas las regiones ilimitadas de los dominios magnéticos. Estas juegan el papel de reservorios o contactos, mediante una renormalización del Hamiltoniano que lo vuelve no-Hermítico⁽⁶⁾:

$$\hat{H}_T = \hat{H} + \hat{\Sigma} \quad (13)$$

donde

$$\hat{\Sigma}(\varepsilon) = \sum_{n_L \uparrow} \langle n_L \uparrow | \varepsilon \rangle \langle n_L \uparrow | + \sum_{n_L \downarrow} \langle n_L \downarrow | \varepsilon \rangle \langle n_L \downarrow | + \sum_{n_R \uparrow} \langle n_R \uparrow | \varepsilon \rangle \langle n_R \uparrow | + \sum_{n_R \downarrow} \langle n_R \downarrow | \varepsilon \rangle \langle n_R \downarrow | \quad (14)$$

y Σ_j son las autoenergías que son solución a la ecuación de Dyson:

$$\Sigma_j(\varepsilon) = \frac{V^2}{\varepsilon - (E_j - i\Gamma_{\phi}) - \Sigma_j(\varepsilon)} \quad (15)$$

donde $j = n_L \uparrow, n_L \downarrow, n_R \uparrow, n_R \downarrow$, indicando con $n_{L(R)} \sigma$ el índice de sitio y la orientación de espín σ correspondiente. Aquí Γ_{ϕ} es la incertidumbre en la energía originada en procesos decoherentes que toma un valor infinitesimal. Por lo tanto, el sistema puede verse como un circuito de cuatro terminales, como se muestra en la Fig. 4.

Luego, obtenemos la función de Green retardada $\hat{G}^R(\varepsilon) = (\varepsilon - \hat{H}_T)^{-1}$ y la avanzada $\hat{G}_A = \hat{G}_R^{\dagger}$. La

transmitancia es obtenida a partir de la fórmula de Fisher y Lee⁽⁷⁾:

$$T_{ij}(\varepsilon) = 2\Gamma_i(\varepsilon) \left| \hat{G}_{ij}^R(\varepsilon) \right|^2 2\Gamma_j(\varepsilon) \quad (16)$$

donde $\Gamma_j = \text{Im}(\Sigma_j)$ y $i,j = n_L \uparrow, n_L \downarrow, n_R \uparrow, n_R \downarrow$, siendo j el canal de entrada de los electrones y i el de salida. Cuando los canales evaluados están en lados opuestos de la pared y corresponden a proyecciones opuestas de espín, las denominamos transmitancias de transición, ej. $T_{\uparrow\downarrow}$, ya que resultan conceptualmente equivalentes a las probabilidades de transición de LZ. Esto es particularmente cierto para las paredes de dominio *head-to-head* donde $\alpha \leq 1$.

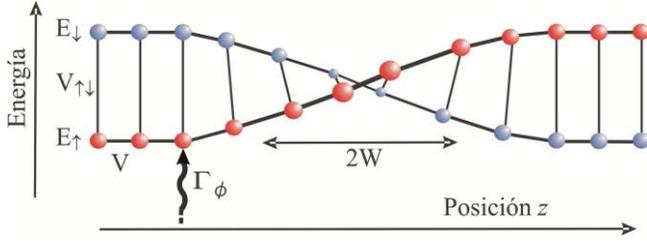


Figura 4. Se muestran las dos cadenas de sitios correspondientes a los estados de espín $|\uparrow\rangle$ o $|\downarrow\rangle$ en un diagrama tight binding tipo escalera en representación energía vs. posición, donde el eje de la energía da cuenta de la energía de sitio para cada orientación del espín. Se muestran el acople entre estados $V_{\uparrow\downarrow}$, el ancho efectivo de la pared de dominio $2W$ y la incertidumbre en energía Γ_ϕ originada en un posible proceso decoherente.

Con el objeto de comparar con el problema de LZ y también con vistas a su aplicación al problema de la magnetoresistencia es necesario hallar la probabilidad de transmisión en función del parámetro de control de la transición, el semiancho de la pared W . La velocidad de tránsito está determinada por la energía cinética disponible, la energía de Fermi ϵ_F .

En la Fig. 5 mostramos las transmitancias de transición en función del semiancho w en tres diferentes paredes de dominio con distorsión dipolar, caracterizadas por $\alpha = 0.5, 1, 3$ y 5 . En todos los casos consideramos $\Delta = 0.1V$, y V es considerada la unidad de medida energética. Resulta, para los dos primeros paneles, correspondientes a paredes *head-to-head*, $V_{\uparrow\downarrow} = 0.5\Delta$ y $V_{\uparrow\uparrow} = 1\Delta$, y para las paredes de *Néel*, $V_{\uparrow\downarrow} = 3\Delta$ y $V_{\uparrow\uparrow} = 5\Delta$. Es inmediato notar que en estos últimos dos casos, se observan oscilaciones como función del semiancho de la pared que recuerdan a las interferencias tipo Fabry-Perot en problemas de tunelamiento. Sin embargo, aquí se considera una situación de alta energía donde siempre resulta $T_{\uparrow\downarrow} + T_{\uparrow\uparrow} \lesssim 1$, por lo que la reflectancia es prácticamente nula. Este último resultado nos obliga a descartar las interferencias espaciales tipo Fabry-Perot como posible origen de las oscilaciones que se observan.

La equivalencia general entre el problema de transporte y el de LZ es evidente. Es decir, si la barrera es abrupta, en el caso $W \simeq 0$, los electrones tienden a mantener en la orientación de espín inicial, ya que $T_{\uparrow\downarrow} = 0$. Esta es la condición para una máxima magnetoresistencia tanto en el modelo fenomenológico de Fert como en el modelo de pared de dominio suave de Cabrera-Falicov⁽¹⁾ Por otra parte, si la pared presenta un ancho importante, vemos que los electrones tienden a cambiar su orientación manteniéndose en un estado de baja (o alta) energía, donde $T_{\uparrow\downarrow} \simeq 1$. Existen pequeñas discrepancias entre la predicción de LZ y los casos $\alpha \leq 1$ que se debe a que la complejidad del problema de la pared de dominio excede la simplificación de LZ.

Como puede observarse en la Fig. 5 para las paredes tipo *Néel* se encuentra que la transmitancia de los portadores presenta una serie de oscilaciones entre los dos posibles estados de salida en función del semiancho de la pared de dominio. Es decir, los electrones oscilan entre los estados $|\uparrow\rangle$ y $|\downarrow\rangle$, lo que sería consistente con el hecho de que, mientras los electrones cruzan la pared de dominio, su espín precesa alrededor de la dirección del campo local. Esto contrasta con la presunción que al atravesar la pared de dominio los electrones simplemente permanezcan alineados con la magnetización local de la pared de dominio. Por otra parte, sabemos que en un problema típico LZ no hay oscilaciones presentes. Esta ausencia es equivalente a la ausencia de interferencia de Fabry-Perot en las barreras de potencial suaves. En el LZ esto se asocia a la aparición gradual de la degeneración que diluye las posibles oscilaciones de Rabi, típicas de un régimen degenerado. Dado que en ambas paredes parece cumplirse cierta condición de suavidad, no es totalmente obvio que se trate de oscilaciones de Rabi, por lo que exploraremos esta hipótesis provisoria.

Como hemos visto anteriormente, en la región donde se encuentra la pared de dominio las energías de los estados son prácticamente iguales y el acople entre los estados $V_{\uparrow\downarrow}(z)$ se encuentra en su máximo valor $V_{\uparrow\downarrow} = V_{\uparrow\downarrow}(z)|_{z=0} = \alpha\Delta$. Localmente, esto es un sistema de dos niveles que posibilita una oscilación de Rabi de período

$$\tau_R = \frac{\pi\hbar}{V_{\uparrow\downarrow}}, \quad (17)$$

por lo tanto, la longitud que recorre un electrón mientras realiza un ciclo de Rabi es

$$L_R = \tau_R v_F = 2 \frac{\pi\alpha V}{\alpha\Delta}. \quad (18)$$

donde usamos $v_F = 2\frac{\alpha V}{\hbar}$. En los dos paneles superiores de la Fig. 5, que corresponden a paredes *head-to-head* con $\alpha = 0.5$ y $\alpha = 1$ poseen, de acuerdo a este resultado, una longitud de oscilación de Rabi de $L_R = 40\pi a$ y $L_R = 20\pi a$ respectivamente, que resulta superior al ancho de la pared de dominio necesario para una transferencia adiabática completa. Esto resulta consistente con el hecho que las oscilaciones de Rabi no alcancen a desarrollarse. Esta situación se mantiene aún para magnitudes optimizadas para posibilitar una oscilación dentro del ancho $2W$. De esto se concluye que es una situación análoga al caso LZ.

El transporte en las paredes de *Néel* se muestra en los dos paneles inferiores de la Fig. 5, con $\alpha = 3$ y $\alpha = 5$. Allí vemos que las T evaluadas numéricamente presentan oscilaciones con longitudes características de $L_N \simeq 7a$ y $L_N \simeq 4a$ respectivamente. De acuerdo a nuestra hipótesis de transmitancias moduladas por oscilaciones de Rabi, estas deberían producir mínimos locales en la transmitancia cada vez que el ancho de pared de dominio sea $2W = mL_R$, con m entero, es decir, que la distancia entre mínimos sea $L \simeq 10.47a$ y $L \simeq 6.28a$, respectivamente. La discrepancia entre la simple predicción y lo observado

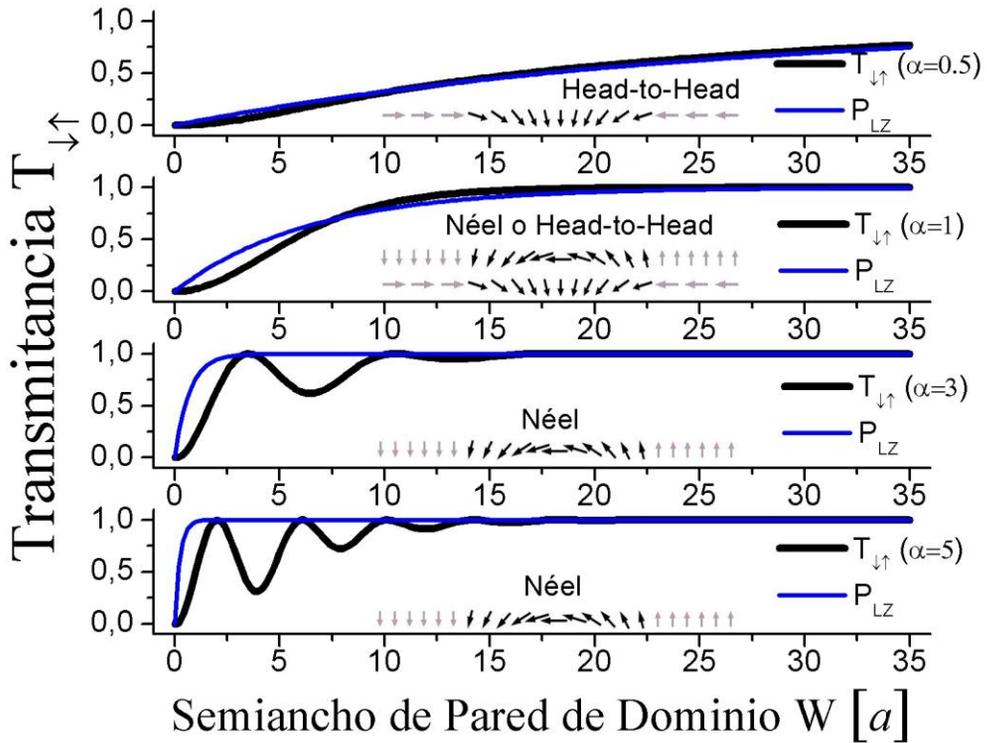


Figura 5. Transmitancia $T_{\downarrow\uparrow}$ (negro) en función del semiancho W de la pared de dominio para paredes con diferentes valores de la interacción dipolar caracterizada por el parámetro α , donde $\alpha \leq 1$ corresponde a paredes head-to-head y $\alpha \geq 1$ a paredes de Néel. La energía se mide en unidades de V , con lo que $\Delta = 0.1V$ y $V_{\downarrow\uparrow} = \alpha \Delta$. Superpuesto (azul) se muestra la probabilidad de transición predicha por la fórmula de LZ.

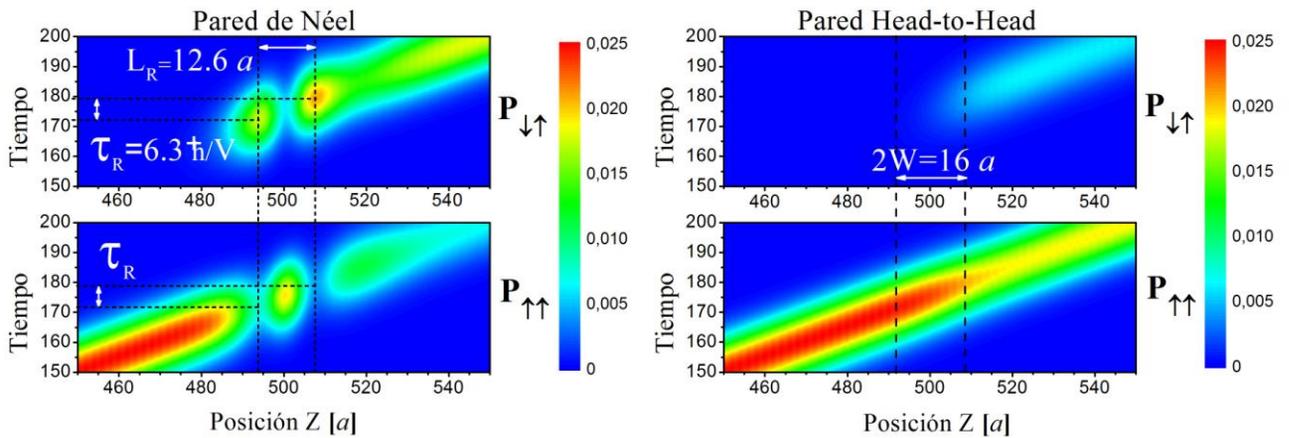


Figura 6. La escala de colores indica la probabilidad de encontrar al electrón con orientación de espín \downarrow (gráfico superior) ó \uparrow (inferior) en función del tiempo y posición, para $\Delta = 0.1V$, $W = 8a$ y $\alpha = 5$. El electrón es un paquete de onda que se desplaza con v_F . La oscilaciones de la probabilidad para la pared de Néel confirman que se presentan las oscilaciones de Rabi. El tiempo y longitud característicos predichos por las ec. (17) y (18), se indican con líneas de punto y son coincidentes con los observados. Para la pared head-to-head se indica con líneas de puntos el ancho efectivo de la pared de dominio, $2W$. Para estas, las oscilaciones de Rabi no logran desarrollarse.

se justifica por el hecho que las longitudes de Rabi no son una magnitud bien definida en este problema ya que los periodos involucrados se van modificando mientras la partícula ingresa y egresa de la pared. Esta dificultad de identificación nos lleva a explorar más explícitamente la dinámica del problema.

En la Fig. 6 se muestran, $P_{\uparrow\uparrow}(t)$ y $P_{\uparrow\downarrow}(t)$ evaluados con un algoritmo de evolución unitaria basado en la aproximación de Trotter. Consideramos un paquete de ondas que incide desde la izquierda. Usamos una energía media en el centro de la banda para minimizar los efectos dispersivos y mejorar el contraste. Vemos claramente que en el caso de paredes de Néel se identifican las oscilaciones de Rabi. En el gráfico mostramos longitudes y tiempos característicos teóricos, dados por las ec. (17) y (18), y se verifica que son coincidentes con los máximos de probabilidad numéricos. Por el contrario, en paredes *head-to-head*, en Fig. 6, en coincidencia con el caso LZ, no alcanzan a desarrollarse oscilaciones.

VI. ROL DE LA DECOHERENCIA EN EL TRANSPORTE

El fenómeno de oscilaciones descrito no deja de ser sorprendente, y por tanto resulta prometedor de novedosas aplicaciones tecnológicas. Como su origen está en la coherencia cuántica de la descripción es importante evaluar cuán robustas son las interferencias cuando nos alejamos del caso ideal coherente. Entre los procesos que pueden contribuir a la decoherencia están la interacción electrón-fonón (que puede ser mediada por impurezas) y otras interacciones de muchos cuerpos⁽⁸⁾. La metodología mejor establecida para incluir efectos decoherentes en el transporte electrónico es la iniciada por el Modelo D'Amato-Pastawski (DP)⁽⁹⁾. Este se basa en la observación de qué ocurre cuando se conecta el sistema a un voltímetro a través de un canal conductor. La condición de corriente nula, $I_\phi = 0$, determina el voltaje medido. Dado que los electrones que ingresan al voltímetro son "medidos", al regresar al sistema no guardan coherencia con los electrones presentes⁽¹⁰⁾. DP generaliza esta idea para cada punto \mathbf{r} de una región finita denominada muestra. Cuando los electrones transitan por la muestra pueden escapar del haz coherente con una tasa $\Gamma_\phi(\mathbf{r})/\hbar$, escape que es compensado con la inyección de electrones incoherentes, lo que se introduce mediante un potencial químico de no-equilibrio en cada sitio determinado por la condición $I_\phi(\mathbf{r}) = 0$.

A los fines de observar los efectos de la decoherencia, resolvemos el modelo DP para una región finita alrededor de la pared de dominio. Esto se implementa mediante un algoritmo de cálculo muy eficiente⁽¹⁴⁾. Consideramos que en todo el sistema los electrones sufren la misma tasa de decoherencia $1/\tau_\phi = 2\Gamma_\phi/\hbar$.

En la Fig. 7 se observa la transmitancia $T_{\uparrow\uparrow}$ en función del semiancho W de la pared, para diferentes valores del camino libre medio $L_\phi = v_F\tau_\phi$. A medida que la tasa de decoherencia aumenta, la transmitancia es menor, no

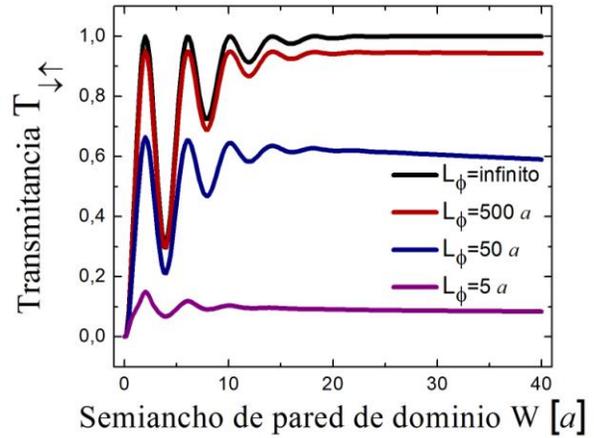


Figura 7. Transmitancia $T_{\uparrow\uparrow}$ vs. el semiancho W de la pared de dominio para distintos valores de decoherencia. Esta es caracterizada por el camino libre medio. Se considera un sistema de $500a$ de longitud, $\Delta = 0.1V$, $\alpha = 5$ y $\varepsilon = \varepsilon_F$.

obstante, las oscilaciones no son suprimidas por el efecto de la decoherencia y su período no se ve afectado. Es decir, todos los electrones que logran pasar por la pared en forma coherente pueden contribuir a las oscilaciones. Notamos que la transmitancia es menor que el valor teórico de $1/4$ esperado para un sistema aleatorio, eso se debe a que las transmitancias están calculadas en un sistema donde la decoherencia está limitada a una región del espacio por lo que las reflectancias resultan aumentadas.

VII. PERSPECTIVAS

Resultaría directo generalizar el modelo presentado para realizar un cálculo realista de la magnetoconductancia. Ello requiere calcular la corriente y caídas de voltaje en una zona inmersa dentro de la región decoherente usando las prescripciones usuales de formalismo de Keldysh que constituye el marco del modelo DP. Por otra parte, a partir de las ideas desarrolladas por Fert y colaboradores⁽²⁾, es claro que una descripción del fenómeno de magnetoresistencia también requiere de la inclusión de una decoherencia dependiente de espín. El análisis debe hacerse en términos de intensidades y potenciales químicos locales resultantes del modelo DP. Aunque este análisis completo se incluirá en otra publicación, los resultados mostrados aquí permiten ciertas conclusiones tentativas. En particular, el hecho de que aparezcan interferencias que disminuyen $T_{\uparrow\uparrow}$ en las paredes de Néel es indicativo de que la magnetoresistencia debería presentar oscilaciones equivalentes cuando se cambia el ancho de la pared o la longitud de onda de los portadores. Esta línea de análisis resulta muy prometedora para nanohilos suficientemente anchos para estabilizar las paredes de Néel.

Referencias

- 1- G. G. Cabrera, L. M. Falicov. Phys. Stat. Sol. B **61**, 539 (1974).
- 2- A. Fert. *Nobel Lecture: Origin, development, and future of spintronics*, Rev. Mod. Phys. **80**, 1517 (2008).
- 3- V. A. Gopar, D. Weinmann, R. Jalabert, R.L. Stamps. Phys. Rev. B **69**, 014426 (2004).
- 4- P. E. Falloon, R. A. Jalabert, D. Weinmann, and R. L. Stamps. Phys. Rev. B **70**, 174424 (2004).
- 5- P. E. Falloon. *Electron transport through domain walls in ferromagnetic nanowires*, <http://scd-theses.ustrasbg.fr/1135/01/FALLOON2006.pdf>
- 6- N. F. Mott. Proc. R. Soc. (London) **153**, 699 (1936).
- 7- J. Rubbmark, M. Kash, M. Littman, D. Kleppner. Phys. Rev. A **23**, 3107 (1981).
- 8- R. Landauer, Y. Imry Rev. Mod. Phys. **71**, S306–S312 (1999)
- 9- H. Pastawski. Physica B **398** 278–286 (2007).
- 10- H. M. Pastawski, E. Medina. Revista Mexicana de Física **46** s1, 1-23 (2001).
- 11- C. J. Cattena, R. A. Bustos-Marún, H. M. Pastawski. Phys. Rev. B **82**, 144201 (2010).
- 12- J.L.D'Amato y H.M.Pastawski, Anales AFA, **1** 239 (1989); J. L. D'Amato, H. M. Pastawski. Phys. Rev. B **41**, 7411 (1990).
- 13- M. Büttiker. Phys. Rev. B **33**, 3020 (1986).
- 14- C. Cattena. *Quantum decoherence effects on electronic transport in molecular wires and nanodevices*. Tesis Doctoral. Univ. Nac. Córdoba (2012).