

Energía y espintrónica

Sadamichi Maekawa

Centro de Investigación en Ciencias Avanzadas

Agencia de Energía Atómica de Japón

Tokai, 319-1195 Japón

Resumen:

La espintrónica no es sólo la nueva electrónica del siglo XXI, sino que también ofrece una gran variedad de posibilidades para la conversión de energía. Se considera en esta contribución la conversión de energías: eléctrica, magnética, magnética-térmica y térmica-eléctrica, lo que constituye un nuevo reto en la física; como por ejemplo ocurre con la espintrónica.

1. Introducción

La cocina eléctrica y los aparatos eléctricos son cada vez más populares. Desde que el fuego no se utiliza para cocinar, el aire se mantiene más limpio. Tal sistema de calefacción, como por ejemplo, el calentador de inducción en la cocina, es una de las aplicaciones de la teoría descubierta por el Dr. Faraday en 1831, conocida como la ley de Faraday de la inducción electromagnética. Es interesante que una ley de la física descubierta hace unos 180 años, aún introduzca un nuevo tipo de electrodomésticos.

La ley de inducción de Faraday conecta la electricidad y el magnetismo, considerados hasta entonces independientes. Este descubrimiento ha motivado la invención de los generadores eléctricos y los motores. Se dice que la tecnología eléctrica moderna comenzó con el descubrimiento de esta ley [1].

En 1928, la mecánica cuántica relativista del Dr. Dirac allanó el camino para una comprensión del electrón. Se puso de manifiesto que el electrón posee dos grados mecano-cuánticos internos de libertad: la carga eléctrica y el momento angular interno – el espín. Estos dos grados de libertad representan los orígenes de la corriente eléctrica y el momento magnético, respectivamente.

La electrónica se basa en los dos grados de libertad electrónicos mencionados. Sin embargo, estos dos han dado lugar a aplicaciones independientes. Mientras que la carga es responsable de la corriente eléctrica en metales y semiconductores, el espín da lugar al momento magnético en los imanes permanentes. En el comienzo del siglo XXI, un nuevo reto en la electrónica llamada "espín-electrónica" o "espintrónica" surgió cuando la carga y el espín de un electrón son manipulados y controlados en pie de igualdad. También se ha reconocido que la espintrónica es, no sólo un nuevo tipo de electrónica, sino que también proporciona el mecanismo de conversión entre diferentes formas de energía.

Aquí, me gustaría hablar de la conversión: electricidad–magnetismo, magnetismo–calor y calor–electricidad, que se basa en la espintrónica.

2. Corriente de espín

Una ley de la conservación es esencial en la comprensión y el control de los fenómenos físicos. Existen varias formas de energía, como el calor y la energía electromagnética. La ley de conservación de la energía gobierna la conversión entre ellas. No es exagerado decir que el descubrimiento de los mecanismos de conversión de energía y la mejora de su eficiencia son la base de toda la ciencia y la tecnología.

El principal actor de la electrónica en los sólidos es el electrón. Por lo tanto, las leyes de conservación relacionadas con las propiedades del electrón son esenciales para estudiar la electrónica. La conservación de la carga eléctrica representa una de las leyes fundamentales de la naturaleza. Por otro lado, un electrón tiene también un momento angular de espín. A este momento angular, sin embargo, no se le ha prestado mucha atención en la electrónica convencional, ya que no se conserva en la escala macroscópica. Sin embargo, debido al rápido desarrollo de la tecnología de micro-fabricación utilizando materiales magnéticos, la conservación del momento angular y su conversión mutua se convirtió en un principio rector importante en nano-dispositivos. La "corriente de espín" es un flujo del momento angular de espín de electrones (Fig. 1) [2,3]. En los semiconductores y los metales, cuando existe una diferencia en el flujo de electrones de espín "up" y electrones de espín "down", se dice que los electrones de conducción transportan una corriente de espín. Por otra parte, ondas de espín, como excitaciones elementales del material ferromagnético, también portan un momento angular de espín, que se conoce como corriente de ondas de espín. Por lo tanto, en un aislante magnético, mientras que no hay ninguna corriente de carga, la corriente de espín puede fluir. Esto ofrece una posibilidad para transmitir señales eléctricas a través del momento de espín incluso en materiales aislantes [4].

3 . Fuerza motriz de espín

La Figura 2 muestra una corriente eléctrica con una bobina y una lámpara pequeña. Cuando un imán se acerca al circuito, la lámpara se enciende. Cuando el imán se mueve vigorosamente, la lámpara está brillantemente iluminada. Esto es debido a la inducción electromagnética dada por la ley de Faraday. Aquí, el imán en movimiento induce el movimiento de flujo magnético y da lugar a la corriente eléctrica. En el sistema de calentamiento por inducción que se utiliza en una cocina, la corriente eléctrica induce el flujo magnético, lo que provoca la corriente eléctrica en la parte inferior de la olla de cocción que a su vez proporciona el calor Joule.

Como se señaló anteriormente, la mecánica cuántica reveló que un electrón tiene carga y espín como grados de libertad internos. También ha proporcionado la nueva comprensión de flujo magnético, que se identifica como la fase del factor de carga de la función de onda del electrón. Esto se conoce como la fase de Berry [5]. Ahora sabemos que un electrón tiene espín también. La fase del factor de espín de la función de onda de electrones también se puede introducir y es conocida como la fase de Berry de espín.

Por lo tanto, una vez que la fase de Berry de espín se desplaza, se puede inducir una tensión eléctrica. Este efecto surge debido a la fuerza motriz de espín (SMF) [6]. La SMF proporciona el mecanismo de conversión de energía eléctrica a magnética. Recientemente, el SMF se ha observado en varios dispositivos magnéticos. Las Figuras 3 y 4 muestran una pared de dominio (DW) y un ejemplo de dispositivos SMF donde el movimiento de la pared de dominio magnético, por ejemplo, una región de transición

entre los dominios magnéticos da lugar a la tensión eléctrica en nanohilos magnéticos [6-8].

Teoría 3.a de la fuerza motriz de espín

Antes de entrar en detalle, primero vamos a echar un vistazo a cómo la SMF representa la conversión de energía entre los electrones de conducción y la magnetización sobre la base, por ejemplo, del movimiento de DW producido por un campo aplicado.

El momento de espín puede ejercer un par sobre la magnetización mediante la transferencia del momento angular y por lo tanto causar la dinámica de la magnetización. Para ver esto, consideremos un nanohilo ferromagnético, con el área de la sección A , que contiene un DW, y nos concentramos en procesos adiabáticos. Cuando una corriente eléctrica pasa a través del hilo de derecha a izquierda, los electrones de conducción se mueven de izquierda a derecha con su momento magnético alineado en paralelo a la magnetización debido a la fuerte interacción de intercambio entre los espines de los electrones de conducción y la magnetización. Como resultado, el momento magnético de los electrones de conducción gira a lo largo de la configuración de la magnetización y cambia su dirección antes y después de pasar a través de la región de DW. Esto significa que se cambia el momento angular de los electrones de conducción. Debido a la conservación del momento angular, el cambio del momento angular de espín de los electrones de conducción se compensa por el cambio en la magnetización, y el espín localizado dentro de la DW gira en el sentido contrario a los espines de los electrones de conducción. Esto se traduce en el movimiento DW a lo largo de la dirección de flujo de la conducción de los electrones. La velocidad de DW, v_{DW} , se determina igualando la variación del momento angular realizado por los espines de los electrones de conducción y la magnetización en el período de tiempo Δt , como

$$2M_s A v_{DW} \Delta t = g \mu_B P (J/e) A \Delta t, \quad (1)$$

donde M_s es la magnetización de saturación, g es el factor de Landé, μ_B es el magnetón de Bohr, J es la densidad de la corriente eléctrica, e es la carga elemental, y la polarización de espín P se define por la conductividad dependiente del espín σ_s ($s = \uparrow, \downarrow$) como $P = (\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}) / (\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow})$. De la ecuación (1), obtenemos la velocidad DW inducida por la corriente como

$$v_{DW} = g \mu_B P J / 2 e M_s. \quad (2)$$

El movimiento de la corriente inducida DW se ha demostrado en varios materiales ferromagnéticos y sus aplicaciones en nanodispositivos han sido ampliamente estudiadas.

A continuación, se aplica un campo magnético H en el mismo nanohilo magnético como en el ejemplo anterior, siendo la dirección en el plano de H perpendicular al hilo, como se muestra en la Fig. 4, y se considera el balance de energía asociada con el movimiento de las paredes de dominio por unidad de tiempo. En presencia del campo magnético, la energía Zeeman total del nanohilo aumenta o disminuye en respuesta al cambio en la posición del DW (Fig. 4). Al equiparar este cambio de energía con el trabajo realizado sobre el sistema de electrones de conducción, se obtiene

$$2M_s H A v_{DW} \Delta t = J A V \Delta t, \quad (3)$$

donde V es la tensión eléctrica inducida. Sustituyendo la ecuación (2) en la ecuación (3) obtenemos

$$V = (Pg\mu_B / e)H. \quad (4)$$

Mientras que para derivar la ecuación (4), sólo asumimos la conservación del momento angular y la energía entre los electrones de conducción y la magnetización, el resultado obtenido es idéntico a la expresión general de la SMF [6]

$$V_s = (\hbar / e) \frac{d}{dt} \gamma_s \quad (5)$$

donde \hbar es la constante de Planck dividida por 2π y γ_s es la llamada fase de Berry asociada con el grado de libertad de espín de un electrón. Vamos a ver esto más adelante. La fase de Berry refleja los aspectos geométricos del sistema en general, que desempeña un papel importante en la comprensión de los fenómenos en espintrónica recientes, tales como el efecto Hall cuántico de espín y el efecto Hall anómalo. Esta vez, se relaciona con el ángulo sólido Ω subtendido por la trayectoria de la dirección de espín en el espacio de espín como $\gamma_s = \Omega / 2$. Para calcular la SMF la variación en el tiempo del ángulo sólido es necesaria, y por una DW bajo un campo magnético uniforme H , viene dada por dos veces la frecuencia de precesión de Larmor: $d\Omega / dt = 2\gamma H$. Usando $\gamma = g\mu_B / e$, se puede demostrar la identidad de las ecuaciones (4) y (5). Tenga en cuenta que, dado que la ecuación (5) cambia el signo en función del espín de la sub-banda, el voltaje medido en el experimento se promedia sobre los componentes de espín, que se refleja en la polarización de espín P en la parte derecha de la ecuación (4).

El origen microscópico de la SMF es ahora bien entendido en términos del modelo s - d para los electrones en los materiales ferromagnéticos. El hamiltoniano viene dado por

$$H_{sd} = \frac{1}{2m} \mathbf{p}^2 + J_{sd} \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{M}}, \quad (6)$$

donde \mathbf{p} y m son el operador de momento lineal y la masa del electrón, respectivamente. El segundo término representa la interacción de intercambio, con J_{sd} (>0) la energía del acoplamiento de intercambio, $\boldsymbol{\sigma}$ las matrices de Pauli que indican el operador de espín del electrón, y el vector unitario de la dirección de magnetización. La magnetización depende en general del tiempo y el espacio.

A través del principio de correspondencia, un operador de la mecánica cuántica "fuerza" que actúa sobre los electrones de conducción viene dado por la ecuación de Heisenberg del movimiento:

$$\mathbf{f} = \frac{m}{i\hbar} [\mathbf{v}, H_{sd}] + m \partial_t \mathbf{v} = -J_{sd} \boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla \hat{\mathbf{M}}, \quad (7)$$

donde $\mathbf{v} = [\mathbf{r}, H_{sd}] / (i\hbar) = \mathbf{p} / m$ es el operador de la velocidad. El valor esperado del operador de la fuerza está determinado por el del operador de espín del electrón,

$$\langle \mathbf{f} \rangle = -J_{sd} \langle \boldsymbol{\sigma} \rangle \cdot \nabla \hat{\mathbf{M}}, \quad (8)$$

Para magnetización uniforme $\nabla \hat{\mathbf{M}} = 0$, la fuerza que actúa sobre el espín del electrón se desvanece, y por lo tanto no se genera la fuerza motriz de espín.

A continuación, vamos a considerar el caso de magnetización no uniforme en movimiento. La dinámica de la magnetización se describe por la ecuación de Landau-Lifshitz - Gilbert (LLG) :

$$\partial_t \hat{\mathbf{M}} = -\gamma \hat{\mathbf{M}} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \hat{\mathbf{M}} \times \partial_t \hat{\mathbf{M}}, \quad (9)$$

donde el campo magnético eficaz se define como

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\delta F}{\delta \hat{\mathbf{M}}}, \quad (10)$$

con la energía libre de material ferromagnético $F[\hat{\mathbf{M}}]$ que comprende el intercambio, la anisotropía, y la energía Zeeman. Aquí μ_0 es la constante magnética (permeabilidad del vacío). Al resolver la ecuación de LLG, la ecuación (8) se evalúa en cada punto y cada instante .

A continuación vamos a calcular el valor esperado del espín del electrón de conducción. Para este fin, es conveniente pasar del sistema de laboratorio con la variable en el tiempo y magnetización no-uniforme a otro estático y con magnetización uniforme. Esto puede llevarse a cabo mediante la realización de una transformación de “gauge” local en el espacio de espín que diagonalice el término de interacción de intercambio del hamiltoniano (6). Se denota la magnetización en el sistema de referencia laboratorio con los ángulos de Euler (θ, φ) , como $\mathbf{m}=(\sin\theta \cos\varphi, \sin\theta \sin\varphi, \cos\theta)$. Usando una transformación unitaria

$$U = e^{(i\sigma_y/2)\theta} e^{(i\sigma_x/2)\varphi}, \quad (11)$$

el hamiltoniano (6) se transforma de la siguiente manera ,

$$\begin{aligned} H'_{sd} &= U H U^\dagger - i\hbar U \partial_t U^\dagger \\ &= \frac{1}{2m} (\mathbf{p} - i\hbar U \nabla U^\dagger)^2 + J_{sd} \sigma_z - i\hbar U \partial_t U. \end{aligned} \quad (12)$$

En comparación con el hamiltoniano original, (6), la interacción de intercambio en la ecuación (12) es diagonalizada y, como compensación, aparece el “gauge” de potencial SU(2) $i\hbar U \partial_\mu U^\dagger$ ($\mu = t, \mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}$). Los términos dependientes del espín del nuevo hamiltoniano son

$$H_{ex} = J_{sd} \boldsymbol{\sigma} \cdot \left\{ \hat{\mathbf{M}}' - \frac{\hbar}{2J_{sd}} \left[(\hat{\mathbf{M}} \times \partial_t \hat{\mathbf{M}})' + \frac{1}{2} [\mathbf{v} \cdot (\hat{\mathbf{M}} \times \nabla \hat{\mathbf{M}})' + (\hat{\mathbf{M}} \times \nabla \hat{\mathbf{M}})' \cdot \mathbf{v}] \right] \right\}. \quad (13)$$

Aquí $\hat{\mathbf{M}}' = U_{O(3)} \hat{\mathbf{M}} = (0, 0, 1)$ denota el vector unitario de la dirección de magnetización en el sistema de referencia rotado cuando el operador unitario $U_{O(3)}$ para un vector \mathbf{a} de tres dimensiones está dada por

$$U(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{a}) U^\dagger = \boldsymbol{\sigma} \cdot U_{O(3)} \mathbf{a}. \quad (14)$$

De la ecuación (13), se observa que el espín no tiende a alinearse estrictamente con la dirección de magnetización instantánea sino con una dirección ligeramente desviada por una cierta cantidad representada por los términos proporcionales al tiempo y la derivada espacial de la textura de la magnetización. La dinámica del espín del electrón de conducción obedece a la ecuación de Heisenberg:

$$\frac{d}{dt} \boldsymbol{\sigma} = \frac{1}{i\hbar} [\boldsymbol{\sigma}, H_{sd}], \quad (15)$$

y los estados propios de un electrón (con momento \mathbf{k}), $|\mathbf{k} \pm\rangle$, se pueden construir, donde el signo + (-) indica el estado de espín mayoritario (minoritario). El valor esperado del operador de espín viene dada por

$$\langle \mathbf{k} \pm | \boldsymbol{\sigma} | \mathbf{k} \pm \rangle = \pm \left[-\hat{\mathbf{M}} + \frac{\hbar}{2J_{sd}} \hat{\mathbf{M}} \times (\partial_t \hat{\mathbf{M}} + (\mathbf{v}_k \cdot \nabla) \hat{\mathbf{M}}) \right]. \quad (16)$$

La ecuación (16) indica que cuando se induce la dinámica de la magnetización, la dirección del valor esperado de espín se desvía ligeramente del eje de magnetización. Por otra parte, cuando el electrón fluye en una textura de magnetización no uniforme, da lugar a una falta de alineación del espín del electrón de conducción respecto al eje de magnetización.

Sustituyendo la ecuación (16) en la ecuación (8), se obtiene el equivalente de espín de la fuerza de Lorentz como

$$\langle \mathbf{k} \pm | \mathbf{f} | \mathbf{k} \pm \rangle = -\alpha (\pm \mathbf{E}_s \pm \mathbf{v}_k \times \mathbf{B}_s), \quad (17)$$

donde el espín campos eléctricos y magnéticos están dados por

$$\mathbf{E}_s = \frac{\hbar}{2e} \hat{\mathbf{M}} \cdot (\partial_t \hat{\mathbf{M}} \times \nabla \hat{\mathbf{M}}), \quad (18)$$

$$\mathbf{B}_s = -\frac{\hbar}{2e} \begin{bmatrix} \hat{\mathbf{M}} \cdot (\partial_y \hat{\mathbf{M}} \times \partial_z \hat{\mathbf{M}}) \\ \hat{\mathbf{M}} \cdot (\partial_z \hat{\mathbf{M}} \times \partial_x \hat{\mathbf{M}}) \\ \hat{\mathbf{M}} \cdot (\partial_x \hat{\mathbf{M}} \times \partial_y \hat{\mathbf{M}}) \end{bmatrix}. \quad (19)$$

Las fuerzas para los espines mayoritarios y minoritarios son opuestas y la fuerza neta que actúa sobre los electrones se promedia sobre los componentes de espín en materiales ferromagnéticos. Esto implica que un campo eléctrico ejercido sobre los electrones se asocia con la polarización de espín de material ferromagnético como

$$\mathbf{E}_{nc} = \frac{P\hbar}{2e} \hat{\mathbf{M}} \cdot (\partial_t \hat{\mathbf{M}} \times \nabla \hat{\mathbf{M}}), \quad (20)$$

Esta es la fuerza no conservativa ejercida sobre el electrón debida a la dinámica de la magnetización.

En el estado de equilibrio del electrón, la fuerza no conservativa derivada aquí se equilibra con una fuerza conservativa $\mathbf{E}_c = -\nabla V$, i.e., $\mathbf{E}_{nc} + \mathbf{E}_c = 0$. Finalmente, utilizando la relación resolvemos la ecuación de Poisson

$$\Delta V = -\nabla \cdot \mathbf{E}_c = \nabla \cdot \mathbf{E}_{nc}, \quad (21)$$

bajo una cierta condición de contorno, que permite una evaluación cuantitativa de la fuerza motriz de espín en una nanoestructura ferromagnética dada.

Destacamos que la ecuación (20) indica que la inducción de fuerzas motrices de espín requiere la dependencia espacio-temporal de la dinámica de la magnetización local. En otras palabras, se ha demostrado que la evaluación de las fuerzas motrices de espín se puede evaluar por un cálculo de la dinámica de magnetización locales.

1. 4 . Efecto Seebeck de espín

La Termoelectricidad refleja la conversión de calor en electricidad y ha atraído mucho la atención desde el descubrimiento del Dr. Seebeck en 1821. En los primeros días, la termoelectricidad fue la fuerza impulsora de la investigación de semiconductores [9].

Por otro lado, el efecto Seebeck de espín (SSE) se refiere a la generación de un voltaje de espín causado por un gradiente de temperatura en un material ferromagnético [10-

13]. Aquí, el voltage de espín representa un potencial para conducir la corriente de espín. Más concretamente, cuando un metal no magnético está fijado en la parte superior del imán con un voltaje de espín finito, se obtiene una inyección de espín distinta de cero en el metal y, como resultado, se observa la corriente eléctrica. La Figura 5 muestra el montaje experimental para la observación del SSE. Una de las fuerzas impulsoras de la investigación de los efectos térmicos como la SSE en la espintrónica es la necesidad de tratar con problemas de calentamiento en los dispositivos electrónicos de estado sólido modernos. Aunque la aplicación práctica de la termo-espintrónica se ve lejana en la actualidad, podemos decir con confianza que la interacción del espín y el calor se manifiesta en un estado de la técnica que puede dar lugar a nuevos e interesantes descubrimientos y aplicaciones.

2. 4.a Teoría del efecto Seebeck de espín

Aquí presentamos la teoría del SSE con una aproximación lineal. Se ha demostrado que los electrones de conducción por sí solos no pueden explicar el SSE, debido a que la corta longitud de difusión para la inversión del espín de los electrones de conducción (varios nm en una aleación de NiFe) no puede explicar la escala de longitud tan larga (varios mm) observada en los experimentos. Esta interpretación se ve apoyada por los resultados de los dos experimentos siguientes. Como ya hemos comentado, se demostró en la Referencia [4] usando el aislante ferromagnético granate de itrio y hierro que la corriente de espín puede ser transportada por excitaciones de magnones. Posteriormente, se informó de que, a pesar de la ausencia de electrones de conducción, el SSE se puede observar en $\text{LaY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, un aislante magnético [11]. Estos experimentos sugieren que, contrariamente a la visión convencional de las dos últimas décadas de que la corriente de espín se realiza mediante los electrones de conducción [14], los magnones pueden ser portadores del SSE .

Para entender el SSE desde este punto de vista [15], consideramos en primer lugar un modelo para la inyección espín térmica mediante espines localizados (Fig.6). En este modelo nos centramos en una pequeña región en la que un material ferromagnético (F) con una temperatura local T_F y un metal no magnético (N) con una temperatura local T_N están interactuando débilmente a través de la interfaz mediante un acoplamiento s-d de canje, J_{sd} . Por simplicidad, se supone que la región en cuestión es suficientemente pequeña de tal manera que la variación espacial de las cantidades físicas se puede despreciar, y que el tamaño del espín es la unidad. Se supone también que cada segmento está inicialmente en un equilibrio térmico local; entonces, la interacción de intercambio s-d está activada, y la dinámica de no equilibrio del sistema es calculada.

La física del material ferromagnético F , se explica por el momento localizado $\mathbf{M} = M_s \hat{\mathbf{M}}$, cuya dinámica puede ser modelada por la ecuación de LLG:

$$\partial_t \hat{\mathbf{M}} = \gamma [\mathbf{H}_0 + \mathbf{h} - J_{sd} \mathbf{s}] \times \hat{\mathbf{M}} + \alpha \hat{\mathbf{M}} \times \partial_t \hat{\mathbf{M}}, \quad (22)$$

donde J_{sd} es la interacción de intercambio s-d en la interfase, \mathbf{s} es la densidad de espín itinerante en N , $\mathbf{H}_0 = H_0 \hat{\mathbf{z}}$ es el campo magnético estático externo, y \mathbf{h} representa la fuente de ruido térmico. Por el teorema de fluctuación-disipación, \mathbf{h} se supone que obedece a la siguiente distribución gaussiana con media cero :

$$\langle h_\mu(t) h_\nu(t') \rangle = \frac{2k_B T_F \alpha}{\gamma a_s^3 M_s} \delta_{\mu\nu} \delta(t - t') \quad (23)$$

donde $a_s^3 = \hbar\gamma / M_s$ es el volumen de la red del material ferromagnético. La física del metal no magnético N es descrita por la densidad de espín itinerante \mathbf{s} , y su dinámica es modelada por la ecuación de Bloch :

$$\partial_t \hat{\mathbf{s}} = -[\mathbf{s} - \mathfrak{s}_0 \hat{\mathbf{M}}] / \tau_{sf} - \mathbf{J}_{sd} \hat{\mathbf{M}} \times \mathbf{s} + \mathbf{l}, \quad (24)$$

donde τ_{sf} es el tiempo de relajación de “spin-flip”, $\mathfrak{s}_0 = \chi_N \mathbf{J}_{sd}$ es la densidad de espín local en equilibrio con la susceptibilidad paramagnética χ_N en N . En este caso, la fuente de ruido \mathbf{l} se introduce como la distribución gaussiana con media cero

$$\langle l^\mu(t) l^\nu(t') \rangle = \frac{2k_B T_N \chi_N}{\tau_{sf}} \delta_{\mu\nu} \delta(t-t'), \quad (25)$$

para satisfacer el teorema de fluctuación-disipación. A partir de ahora nos centraremos en la región de ondas de espín, donde la magnetización unidad $\hat{\mathbf{M}}$ varía sólo ligeramente alrededor del valor del estado fundamental $\hat{\mathbf{z}}$, y la relación $\hat{\mathbf{M}} = \hat{\mathbf{z}} + \mathbf{m}$ se establece para separar pequeñas fluctuaciones \mathbf{m} del valor del estado fundamental.

La cantidad central que caracteriza el efecto Seebeck de espín es la corriente de espín I_s inyectada en el metal no magnético N . En primer lugar, se define la corriente de espín inyectada en N por la tasa de cambio en la densidad de espín itinerante en N , es decir, $I_s = \langle \partial_t \mathcal{S}^z(t) \rangle$. Entonces, llevando a cabo una aproximación perturbativa en la ecuación (24) en términos de \mathbf{J}_{sd} , obtenemos

$$I_s = \mathbf{J}_{sd} \mathfrak{S} \langle m^-(t) \mathcal{S}^+(t) \rangle, \quad (26)$$

donde $\mathcal{S}^\pm = \mathcal{S}^x \pm i\mathcal{S}^y$ y $m^\pm = m^x \pm im^y$. Introduciendo la representación de Fourier $f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} f(\omega) e^{-i\omega t}$ y sobre la base del hecho de que el lado derecho de la ecuación anterior es sólo una función de $t-t'$ en el estado de equilibrio, obtenemos

$$I_s = \mathbf{J}_{sd} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \mathfrak{S} \langle\langle m^-(\omega) \mathcal{S}^+(-\omega) \rangle\rangle, \quad (27)$$

donde la media $\langle\langle \dots \rangle\rangle$ se define por

$$\langle\langle m^-(\omega) \mathcal{S}^+(\omega') \rangle\rangle = 2\pi \delta(\omega + \omega') \langle\langle m^-(\omega) \mathcal{S}^+(-\omega) \rangle\rangle.$$

Para evaluar el lado derecho de la ecuación anterior, las componentes transversales de las Ecs (22) y (24) se linealizan con respecto a \mathbf{s} y \mathbf{m} . Entonces, hasta el orden más bajo en \mathbf{J}_{sd} , obtenemos

$$\mathcal{S}^+(\omega) = \tilde{\chi}(\omega) \left[\tau_{sf} l^+(\omega) + \mathfrak{s}_0 X^*(-\omega) \gamma h^+(\omega) \right], \quad (28)$$

$$m^-(\omega) = -X(\omega) \left[\gamma h^-(\omega) + \mathbf{J}_{sd} \tau_{sf} \tilde{\chi}(\omega) l^-(\omega) \right], \quad (29)$$

donde $\omega_0 = \gamma H_0$, $h^\pm = h^x \pm ih^y$, $l^\pm = l^x \pm il^y$, $\tilde{\chi}(\omega) = \chi_N / (1 - i\omega\tau_{sf})$, y $X(\omega) = 1 / (\omega - \omega_0 + i\alpha\omega)$.

A partir de las ecuaciones anteriores, vemos que \mathbf{s} y \mathbf{m} se ven afectados tanto por la fuente de ruido \mathbf{h} en F y la fuente de ruido \mathbf{l} en N a través de la interacción de intercambio s-d en la interfaz. Sustituyendo las ecuaciones anteriores en la ecuación (27), la corriente de espín inyectada en N se puede expresar como

$$I_s = I_s^{pump} - I_s^{back}, \quad (30)$$

donde I_s^{pump} y I_s^{back} se definen, respectivamente, por

$$I_s^{pump} = J_{sd} S_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \Im \tilde{\chi}_N(\omega) \Im X(\omega) \frac{\langle\langle \gamma \mathbf{h}^-(\omega) \gamma \mathbf{h}^+(-\omega) \rangle\rangle}{\alpha \omega}, \quad (31)$$

y

$$I_s^{back} = J_{sd}^2 \tau_{sf} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \Im \tilde{\chi}_N(\omega) \Im X(\omega) \frac{\langle\langle \Gamma(\omega) \Gamma^+(-\omega) \rangle\rangle}{\hbar \omega}, \quad (32)$$

y hemos utilizado las relaciones $\Im \tilde{\chi}_N(\omega) = \omega \tau_{sf} |\tilde{\chi}_N(\omega)|^2$ y $\Im X(\omega) = -\alpha \omega |X(\omega)|^2$.

Vemos en esta expresión que I_s^{pump} representa la corriente de espín bombeada en N por el campo de ruido térmico \mathbf{h} en F (es la llamada componente de bombeo), mientras que I_s^{back} representa la corriente de espín que viene de nuevo en F de la fuente de ruido térmico \mathbf{l} en N (llamada componente de reflujo). Utilizando las dos relaciones de fluctuación-disipación [las ecuaciones (23) y (25)], las componentes de bombeo y reflujo se calculan finalmente como $I_s^{pump} = -(\mathbf{G}_s k_B / \hbar) T_F^*$ y $I_s^{back} = -(\mathbf{G}_s k_B / \hbar) T_N^*$, donde $\mathbf{G}_s = J_{sd}^2 \chi_N \tau_{sf} / \hbar$, T_F^* y T_N^* , son, respectivamente, la temperatura efectiva de los magnones en F y de la densidad de espín itinerante en N . Por lo tanto, la contribución neta puede ser resumida en la expresión única

$$I_s = -\mathbf{G}_s (k_B / \hbar) [T_F^* - T_N^*], \quad (33)$$

donde se utiliza la relación $\mathbf{a}_s^3 = \hbar \gamma / M_s$. En este caso, el signo negativo antes de \mathbf{G}_s proviene de la definición de la dirección positiva I_s . La Ecuación (33) es básica para la comprensión del efecto Seebeck de espín.

En el efecto Seebeck de espín [Fig. 5(b)], no hay ninguna diferencia de temperatura vertical entre F y N y por lo tanto el uso de la ecuación (33) no puede explicar el resultado. Sin embargo, debido al gradiente de temperatura horizontal, el flujo de calor debido a los fonones, tiene lugar en la dirección horizontal. Esta corriente de calor provoca una desviación en la temperatura característica de calor T_F^* desde el valor de equilibrio local, mientras que la temperatura efectiva de acumulación de espín T_N^* se mantiene sin cambios, porque el metal no magnético N está aislado y no se extiende en la dirección horizontal. Por lo tanto, la diferencia de temperatura efectiva resultante ($T_F^* - T_N^* \neq 0$) impulsa la inyección de espín térmica de acuerdo con la ecuación (33). En esta etapa, es importante tener en cuenta que, cuando la componente z de la cantidad $\langle [\mathbf{m} \times \partial_t \mathbf{m}]^z \rangle$ se calcula a partir de la ecuación (22) con la condición $\tau_{sf}^{-1} \gg \omega_0$ y dejando de lado la unión de metal no magnético N , podemos demostrar que la componente de bombeo [Eq. (31)] se puede expresar como

$$I_s^{pump} = -\mathbf{G}_s \langle [\mathbf{m} \times \partial_t \mathbf{m}]^z \rangle. \quad (34)$$

Por otra parte, a partir del argumento anterior, se observa que la componente de reflujo está dada por la misma cantidad evaluada en el equilibrio térmico local, es decir,

$$I_s^{back} = -\mathbf{G}_s \langle [\mathbf{m} \times \partial_t \mathbf{m}]^z \rangle_{loc-eq}. \quad (35)$$

Por lo tanto, la inyección térmica de espín por espines localizados alternativamente puede expresarse como

$$I_s^{pump} = -\mathbf{G}_s \left(\langle [\mathbf{m} \times \partial_t \mathbf{m}]^z \rangle - \langle [\mathbf{m} \times \partial_t \mathbf{m}]^z \rangle_{loc-eq} \right). \quad (36)$$

Este procedimiento se utilizó en la Ref. [16] para realizar la simulación numérica del efecto Seebeck de espín

Hasta ahora, hemos hablado del efecto Seebeck de espín debido a fonones [15], es decir, efecto térmico de bombeo impulsado por un cambio en la función de distribución de magnones. Hay otro proceso importante en el efecto Seebeck de espín, llamado el proceso de arrastre de fonones [16], que es accionado por un cambio en la función de distribución de fonones. Una derivación detallada del SSE debido al arrastre de fonones fue presentado en la Referencia [18]. A continuación, utilizaremos un argumento más heurístico. Se parte de la ecuación (45) en la Referencia [18] que expresa el bombeo de espín. A continuación sustituimos el número de fonones $|U_K|^2$ por su promedio estadístico medido respecto al valor de equilibrio local, utilizando $|U_K|^2 \rightarrow C(N_K - N_K^{loc-eq})$, donde N_K es la función de distribución de fonones y $C \sim \hbar / M_{ion} v_K$ con masas de iones M_{ion} y la frecuencia de fonones v_K . El punto importante de este resultado es que la señal de Seebeck de espín debido al arrastre de fonones es proporcional al tiempo de vida de los fonones τ_s debido a que los portadores de la corriente de calor en este proceso son fonones, dando $I_s \propto \tau_s \nabla T$ ya que $N_K - N_K^{loc-eq} \propto \tau_s \nabla T$. Dado que el tiempo de vida de los fonones está fuertemente reforzado a bajas temperaturas (típicamente por debajo de 100 K) debido a una rápida supresión de la dispersión “umklapp”, esto sugiere que el SSE mejora notablemente a bajas temperaturas. Por el contrario, la señal a temperatura cero debería desaparecer a causa de la tercera ley de la termodinámica. Por lo tanto, el SSE debido a arrastre de fonones debe tener un pico pronunciado a bajas temperaturas. Hasta la fecha, se han producido dos resultados experimentales que apoyan la existencia del arrastre de fonones en el efecto Seebeck de espín. El primero es la observación del pico a baja temperatura predicho en la dependencia de temperatura del efecto Seebeck de espín [19,20]. En la Ref. [16], se analizaron teóricamente los datos experimentales del SSE en $\text{LaY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, y la teoría predijo que el efecto Seebeck de espín muestra un pico pronunciado a bajas temperaturas, como se discutió anteriormente. En la Ref. [19], la dependencia de la temperatura del SSE se midió en $(\text{Ga,Mn})\text{As}$, y los datos mostraron un pico pronunciado a bajas temperaturas consistentes con la predicción de la teoría [16]. En la ref. [20], la misma tendencia se confirmó en el granate de itrio y hierro. El otro hallazgo experimental que soporta el escenario del arrastre de fonones del SSE es la observación de un efecto Seebeck de espín no acompañado por la existencia de una corriente de espín global. En la Ref. [12], evitando el acoplamiento magnético en $(\text{Ga,Mn})\text{As}$, mientras se mantiene el contacto térmico, se demostró que el efecto Seebeck de espín se puede observar incluso en la ausencia de una corriente de espín global a través del $(\text{Ga,Mn})\text{As}$. El escenario del SSE a través de arrastre de fonones mediado por el sustrato puede explicar el experimento realizando una hendidura en la muestra, mientras que la idea del SSE inducida por magnones no explica el experimento. Por otra parte, un estudio reciente [21], en el que se utilizó un $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ aislado sobre un sustrato de zafiro para medir el efecto Seebeck de espín, excluye la posibilidad de un efecto Seebeck espín dipolo-magnon impulsada por el experimento de “rallado” [12], y se confirmó que sólo el proceso de arrastre de fonones por los fonones del sustrato puede explicar el experimento.

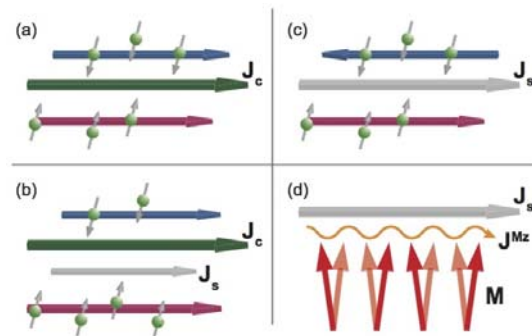
Por último, comentaremos brevemente la escala de longitud implicada en el efecto Seebeck de espín. Para discutir este problema, tenemos que reconocer que hay dos escalas de longitud en los fenómenos de transporte. El primero es la escala de longitud asociada con el desfase, y la otra es la escala de longitud asociada con las leyes de conservación. En el caso bien estudiado de la corriente de espín de los electrones de conducción, el recorrido libre medio $l_{mf} = v_F \tau$ causado por la dispersión de impulso

corresponde a la anterior, y la longitud de difusión $l_{sf} = \sqrt{D\tau_{sf}}$ causada por la dispersión de “spin-flip” corresponde a este último. En este caso, τ y τ_{sf} y son, respectivamente, el tiempo de relajación del impulso y tiempo de relajación “spin-flip”, y $D = (1/3)v_F^2\tau$ es el coeficiente de difusión con v_F siendo la velocidad de Fermi. En el caso de la corriente de espín de electrones de conducción, es la longitud de difusión de “spin-flip” $l_{sf} (\gg l_{mp})$ la que da la escala de longitud asociada con los fenómenos de difusión de espín; el camino libre medio l_{mp} no da tal escala de longitud. En realidad, la escala de longitud asociada con el efecto Seebeck dependiente del espín se debe al espín de los electrones de conducción y está dada por l_{sf} . Análogamente, para el efecto Seebeck de espín debido a magnones, el recorrido libre medio de los magnones no da la escala de longitud asociada con el efecto Seebeck de espín, sino que es la longitud de relajación de la energía de magnones. Del mismo modo, para el efecto Seebeck de espín por arrastre de fonones, la escala de longitud correspondiente viene dada por la longitud de relajación de la energía de los fonones, y no por el recorrido libre medio de los mismos. El concepto de estas dos escalas de longitud diferentes, es importante para la comprensión de la escala de longitud asociada con el efecto Seebeck de espín.

3. 5 . Resumen y Perspectivas

La ley de la inducción de Faraday fue descubierta en 1831. Después de que la mecánica cuántica fuese establecida en 1926, se descubrió el espín del electrón en 1928. No fue sino hasta 1984 que el flujo magnético se identificó como la fase de la parte relacionada con la carga de la función de onda del electrón en la mecánica cuántica. También haremos notar que la termoelectricidad se descubrió en 1821. De este modo, la física va evolucionando. Así como por ejemplo el sistema de calentamiento por inducción basado en la ley de Faraday está creciendo en popularidad en electrodomésticos de cocina, cada ley de la física se manifiesta en nuestra vida diaria. La espintrónica, incluida la fuerza motriz de espín y el efecto Seebeck de espín representan un desafío contemporáneo. Esperamos que la espintrónica continúe desarrollándose en varios aspectos, incluyendo el área del almacenamiento energético [2,14].

Figura 1. Corriente de carga J_c y corriente de espín J_s . (a) Una corriente de carga convencional J_c en metales no magnéticos con igual número de electrones con espines “up” y “down”. (b) Una corriente (de carga) polarizada en espín $J_s = PJ_c$ con una polarización de espín finita P en metales ferromagnéticos. (c) Una corriente de espín pura compuesta por espines “up” y “down” propagándose en direcciones opuestas. (d) Una corriente de ondas de espín. Las flechas rojas representan la magnetización del material ferromagnético.



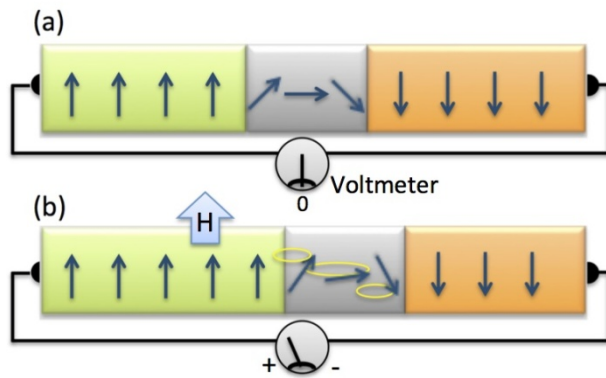


Fig. 2. La fuerza electromotriz y la fuerza motriz de espín. Para la inducción electromagnética, un campo magnético estático no induce corrientes eléctricas en un circuito (a), y se requiere variación con el tiempo del flujo magnético (b). Una fuerza motriz de espín en una nanoestructura ferromagnética (nanopartículas en este caso) puede ser generada por un campo magnético estático (c).

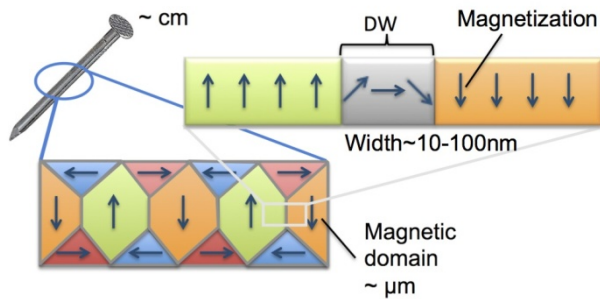


Fig. 3. Dominios magnéticos y pared de dominio. Los materiales ferromagnéticos masivos están constituidos por muchos dominios magnéticos con diferentes direcciones de la magnetización y la interfaz hace referencia a una pared de dominio.

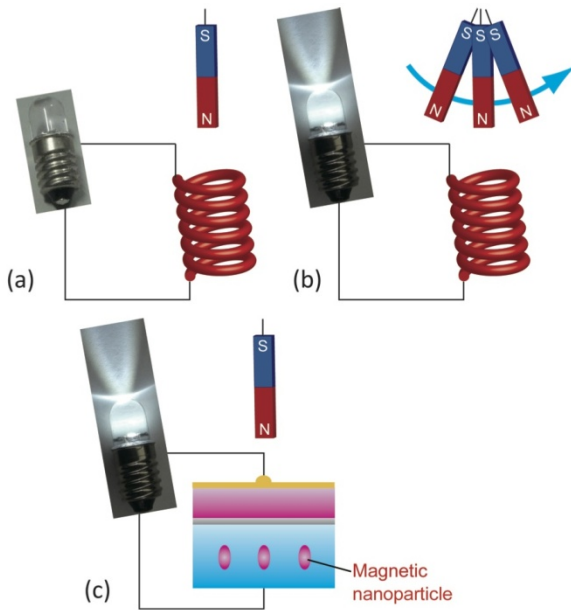


Fig. 4. Movimiento de las paredes de dominio inducido por el campo y la generación de voltaje. Bajo un campo magnético externo la pared de dominio se mueve hacia la dirección de reducción de la energía Zeeman y la energía liberada es convertida a un voltaje a través del mecanismo de la fuerza motriz de espín.

Fig. 5. Ilustraciones esquemáticas del efecto Seebeck de espín longitudinal (a) y efecto Seebeck de espín transversal (b).

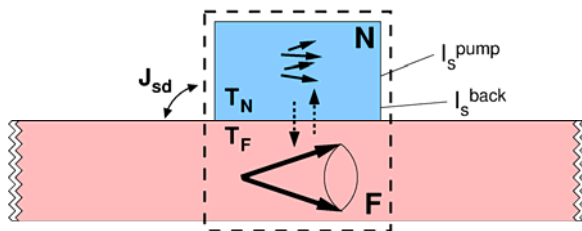
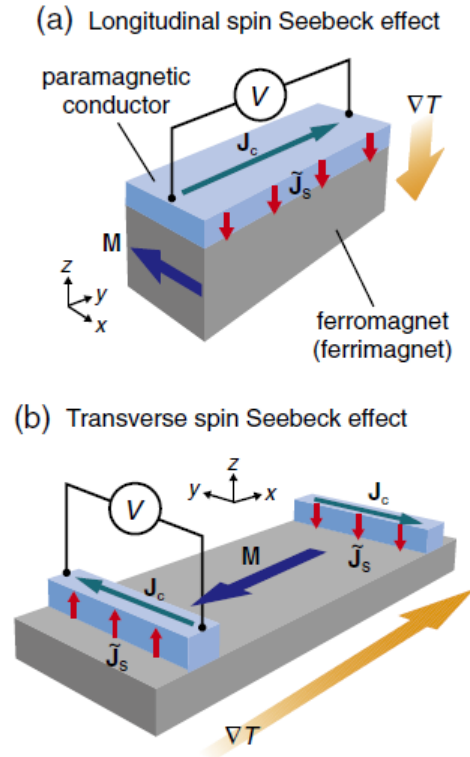


Fig. 6. Vista lateral esquemática del sistema considerado en el texto para discutir el efecto Seebeck de espín.

- [1] R.P. Feynman: *Lectures on Physics* (Addison-Wesley Publishing, 1964).
- [2] *Spin Current*, eds. S. Maekawa, S.O. Valenzuela, E. Saitoh, and T. Kimura (Oxford University Press, 2012).
- [3] *Physics Today*, May 2010, p. 13.

- [4] Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa and E. Saitoh: *Nature* **464**, 262 (2010).
- [5] M.V. Berry: *Proc. R. Soc. Lond.* **A392**, 45 (1984).
- [6] S.E. Barnes and S. Maekawa: *Phys. Rev. Lett.* **98**, 246601 (2007).
- [7] S.A. Yang, G.S.D. Beach, C. Beach, C. Knutson, D. Xiao, Q. Niu, M. Tsoi, and J.L. Erskine: *Phys. Rev. Lett.* **102**, 067201 (2009).
- [8] M. Hayashi, J. Ieda, Y. Yamane, J. Ohe, Y.K. Takahashi, S. Mitani, and S. Maekawa.: *Phys. Rev. Lett.* **108**, 147202 (2012).
- [9] G. Mahan, B. Sales, and J. Sharp: *Phys. Today* **50**, 42 (1997).
- [10] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, and E. Saitoh: *Nature* **455**, 778 (2008).
- [11] K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, G.E.W. Bauer, S. Maekawa and E. Saitoh: *Nature Mat.* **9**, 894 (2010).
- [12] C.M. Joworski, J. Yang, S. Mack, D.D. Awschalom, J.P. Heremans and R.C. Myers: *Nature Mat.* **9**, 898 (2010).
- [13] R. Ramos, T. Kikkawa, K. Uchida, H. Adachi, I. Lucas, M.H. Aguirre, P. Algarabel, L. Morellón, S. Maekawa, E. Saitoh and M.R. Ibarra: *Appl. Phys. Lett.* **102**, 072413 (2013).
- [14] *Concept in Spin Electronics*, ed. S. Maekawa (Oxford University Press, 2006).
- [15] H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, and S. Maekawa, *Phys. Rev. B* **83**, 094410 (2011).
- [16] H. Adachi, K. Uchida, E. Saitoh, J. Ohe, S. Takahashi, and S. Maekawa, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 252506 (2010).
- [17] J. Ohe, H. Adachi, S. Takahashi, and S. Maekawa: *Phys. Rev. B* **83**, 115118 (2011).
- [18] H. Adachi, K. Uchida, E. Saitoh, and S. Maekawa: *Rep. Prog. Phys.* **76**, 036501 (2013).
- [19] C. M. Jaworski, J. Yang, S. Mack, D. D. Awschalom, R. C. Myers, and J. P. Heremans: *Phys. Rev. Lett.* **106**, 186601 (2011).
- [20] K. Uchida, T. Ota, H. Adachi, J. Xiao, T. Nonaka, Y. Kajiwara, G. E. W. Bauer, S. Maekawa, and E. Saitoh, *J. Appl. Phys.* **111**, 103903 (2012).
- [21] K. Uchida, H. Adachi, T. An, T. Ota, M. Toda, B. Hillebrands, S. Maekawa, E. Saitoh, *Nat. Mater.* **10**, 737 (2011).