

PROPIEDADES MAGNETICAS DE SANDWICHES Y SUPER-REDES

J. Ortiz-Saavedra, F. Aguilera-Granja
y J. L. Morán-López

Instituto de Física
Universidad Autónoma de San Luis Potosí
78000 San Luis Potosí, S.L.P.

Usando la aproximación de campo medio se estudian las propiedades magnéticas de sandwiches y super-redes compuestos por dos materiales ferromagnéticos distintos. El sistema se simula por medio de un modelo de Ising de espín- $\frac{1}{2}$. Se estudian la dependencia de la magnetización en función de la temperatura en distintos planos, los perfiles de magnetización y la temperatura de Curie como función de las interacciones de intercambio y del espesor de las muestras.

I. MODELO

Recientemente, ha habido un considerable interés experimental y teórico en el estudio de las propiedades físicas de sandwiches y super-redes formadas por capas alternantes de diferentes materiales [1,2]. Los sandwiches y las super-redes sintetizados en el laboratorio, con un espesor y composición determinadas, poseen propiedades que difieren drásticamente de las propiedades de los materiales puros. Hay en la literatura muchos ejemplos de realizaciones experimentales de sistemas como los que aquí estudiaremos [3-8].

El modelo utilizado consiste en un conjunto de planos paralelos de dos materiales con distintos tipos de propiedades magnéticas, uno de estos materiales presenta una interacción magnética débil (planos de tipo A) y el otro material presenta una interacción magnética fuerte (planos del tipo B). Las distintas propiedades magnéticas se simulan con diferentes interacciones de intercambio dentro de cada uno de estos materiales. El número de coordinación en los planos paralelos y entre planos es denotado por z_0 y z_1 respectivamente ($z = z_0 + 2z_1$).

Para el análisis de las propiedades magnéticas de los sistemas a estudiar (sandwiches y super-redes), definimos un parámetro de orden de largo alcance en cada plano que contabilice el número total de espines que apuntan en una

dirección preferente, este parámetro nos proporciona información de carácter global del estado magnético de sistema en cuestión, y se define de la siguiente manera;

$$\eta_i = p_{i,\uparrow} - p_{i,\downarrow} \quad i = 1, 2, 3, \dots, A + B, \quad (1)$$

el cual satisface distintas condiciones de frontera dependiendo de la geometría particular del sistema en cuestión. Se impondrán condiciones periódicas en el parámetro de orden cuando se trata de una super-red y condiciones de frontera libre en el caso de películas delgadas.

En la aproximación de campo medio y en términos de los parámetros de orden, la energía libre de Helmholtz para una super-red ferromagnética se puede escribir de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \mathcal{F} = N_{\parallel} N_{\perp} \sum_{i=1}^{A+B} \left\{ - \left[\frac{z_0}{2} J_{i,i} \eta_i^2 + z_1 J_{i,i+1} \eta_i \eta_{i+1} \right] \right. \\ \left. + k_B T \left[\left(\frac{1 + \eta_i}{2} \right) \ln \left(\frac{1 + \eta_i}{2} \right) + \left(\frac{1 - \eta_i}{2} \right) \ln \left(\frac{1 - \eta_i}{2} \right) \right] \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

donde N_{\parallel} corresponde al número de puntos por plano, N_{\perp} el número de celdas de espesor "A + B" en la dirección perpendicular al plano N_{\parallel} en el cristal, y donde los acoplamientos están dados por:

$$J_{m,n} = \begin{cases} J_a, & \text{si } 2 \leq m+n \leq 2A, \\ J_b, & \text{si } 2(A+1) \leq m+n \leq 2(A+B), \\ J_{ab}, & \text{si } m+n=1, 2A+1, 2(A+B)+1. \end{cases} \quad (3)$$

En donde el parámetro correspondiente a la interacción magnética en la interface en la ec. (3), J_{ab} , ha sido tomado como el promedio geométrico entre las interacciones J_a y J_b . Para el caso de los sandwiches magnéticos, la periodicidad en los acoplamientos se suprime y solo se definen los acoplamientos en una celda de espesor A+B sin consideraciones especiales para las superficies libres que se generan [9-11].

Los valores de equilibrio de los parámetros de orden en los distintos planos se obtienen de la minimización de la ec. (2) con respecto de los η_i . El sistema de ecuaciones que se obtiene se puede resolver mediante el método de Newton. Sin embargo, existe una manera alternativa y más simple de resolver el problema cuando la ec. (2) es escrita en términos de las probabilidades y multiplicadores de Lagrange utilizando el Método de Iteración Natural [12], siendo en nuestro caso éste último el método que usamos.

Por simplicidad todos los resultados aquí presentados se refieren únicamente a estructuras fcc, con caras en la dirección (111).

II. RESULTADOS

En la Fig. 1 se muestra el comportamiento del parámetro de orden de una super-red con 20 planos como función de la temperatura. Los valores de los acoplamientos tomados son $J_a = 0.5$ y $J_b = 5.0$. Las curvas mostradas corresponden a los planos 5, interface (promedio entre los planos 10 y 11), y 15. El sistema ha sido modelado de manera que de los planos 1 a 10 simula un ferromagneto de interacción débil (tipo A) y de 11 a 20 un ferromagneto de interacción fuerte (tipo B). Para una sustancia pura de tipo A existe una temperatura tal que el carácter magnético desaparece. Tal temperatura es $T_{ca} = 0.5$ (en la es-

cala mostrada en la Fig. 1), sin embargo como consecuencia de la estructura periódica, la transición de elemento puro se pierde y el sistema presenta una transición a temperaturas que estarán determinadas por la interacción magnética de los planos con acoplamiento fuerte.

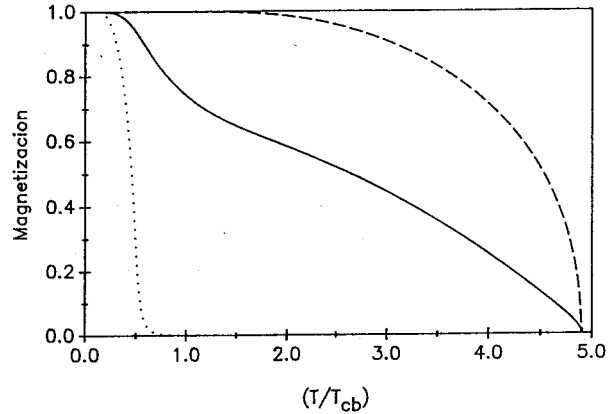


Fig. 1. Magnetización en una super-red constituida por 20 planos (A/B), con constantes de acoplamiento $J_a = 0.5$ y $J_b = 5.0$. La línea punteada corresponde al plano 5 (tipo-A), la línea sólida a la interface y la línea a trazos al plano 15 (tipo-B).

En la Fig. 2 presentamos el comportamiento magnético para una película delgada, cuyos parámetros magnéticos corresponden a los discutidos en la Fig. 1. De la comparación del comportamiento magnético de la película en la interface, podemos ver que el efecto de la super-red es similar al de un campo externo (creado por el ferromagneto fuerte) que inducen orden en los planos con interacción débil.

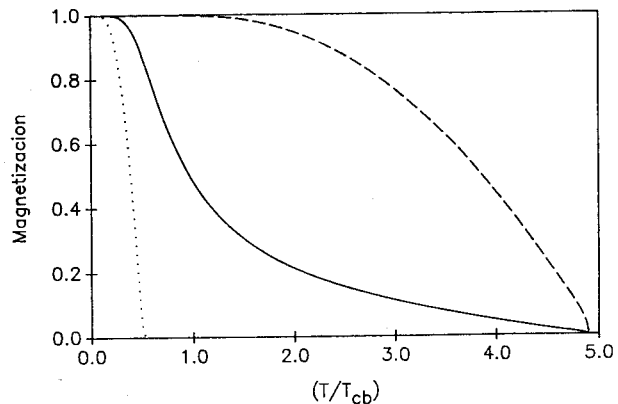


Fig. 2. Magnetización en una película delgada. La línea punteada corresponde al plano 1 (superficie-A), la línea sólida a la interface, y la línea a trazos al plano 20 (superficie-B).

Con el propósito de mostrar que las condiciones periódicas en una super-red se manifiestan en el comportamiento del parámetro de orden, calculamos los perfiles de magnetización de una super-red con celda de 20 planos para distintas temperaturas ($T/T_{cb} = 0.5, 1.0$ y 1.5). Los resultados se muestran en la Fig. 3. Los valores mínimos del parámetro de orden se alcanzan en la parte central de las capas con acoplamiento débil.

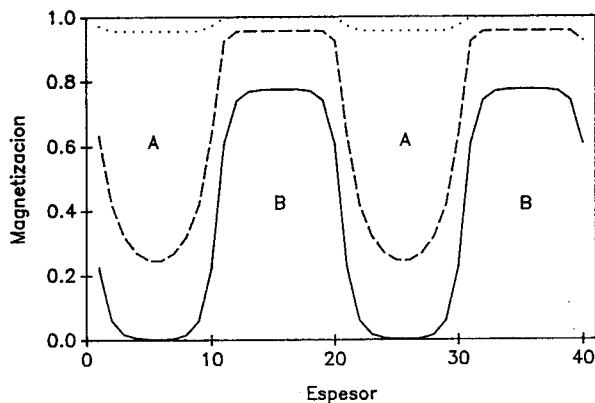


Fig. 3. Perfiles de magnetización en una super-red de la cual únicamente se muestran 40 planos (10-A/10-B/10-A/10-B). Las constantes de acoplamiento son $J_a = 1.0$ y $J_b = 2.0$. La línea punteada corresponde a $T/T_{cb} = 0.5$, la línea a trazos $T/T_{cb} = 1.0$, y la línea sólida para $T/T_{cb} = 1.5$. En la secuencia anterior se puede ver que a medida que la temperatura aumenta, el orden magnético en los planos del tipo A se pierde más fácilmente.

Para el caso de una película delgada, los perfiles de magnetización tienen las siguientes características; en la superficie correspondiente a los planos con interacción débil, el orden magnético es fuertemente abatido, debido a la naturaleza de las interacciones débiles y la carencia parcial de vecinos. Sin embargo, los planos con interacción fuerte son capaces de inducir orden en aquellos con acoplamiento débil, el cual decrece a medida que nos alejamos de la interface común, alcanzando el mínimo valor en la superficie libre del material con interacciones débiles. Para temperaturas menores que la temperatura de transición de elemento puro para cada componente ($T_{ca} = 1.0, T_{cb} = 2.0$), los planos cercanos a la interface tienen un comportamiento análogo al de una super-red.

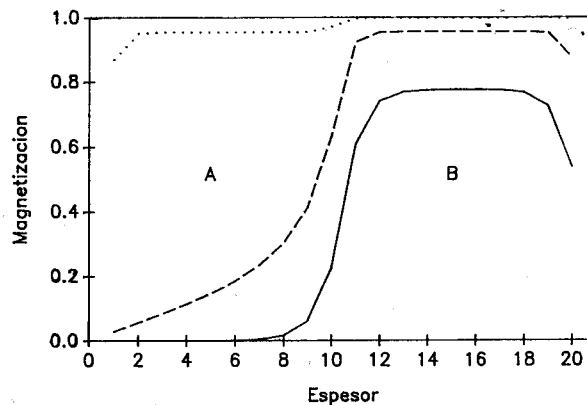


Fig. 4. Perfiles de magnetización en una película delgada constituida por 20 planos (10-A/10-B). Las constantes de acoplamiento son $J_a = 1.0$ y $J_b = 2.0$. Cada una de las curvas corresponde a una temperatura diferente. Para la línea punteada, $T/T_{cb} = 0.5$, en la línea a trazos $T/T_{cb} = 1.0$, y la línea sólida para $T/T_{cb} = 1.5$. En este caso podemos ver que cuando la temperatura aumenta, la película delgada pierde el carácter magnético primeramente en la superficie libre del material magnético débil.

Por último mostramos el comportamiento de la temperatura de Curie como función del número de planos con interacción fuerte J_b , tanto para una super-red como para una película delgada, esta dependencia se muestra en la Fig. 5.

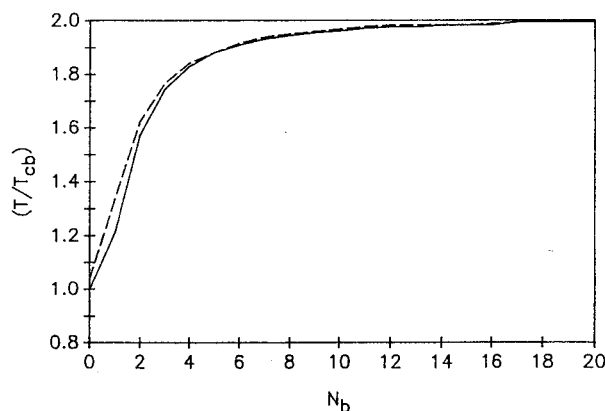


Fig. 5. Temperatura de Curie en una película delgada (línea sólida) y en una super-red (línea punteada) como función del espesor de planos con acoplamiento fuerte (J_b). Aquí se ha manteniendo fijo el número total de planos (20) de la celda principal. Los parámetros de interacción son $J_a = 1.0$ y $J_b = 2.0$.

En esta misma figura se puede observar que existen los dos casos límites, los cuales corresponden a una muestra homogénea de planos con interacción débil ($J_a = 1.0$) y a una muestra uniforme de planos con interacción fuerte ($J_b = 2.0$). En la Fig. 5 puede verse que la temperatura crítica tanto para la super-red como para la película delgada es una función monótona creciente de el número de planos con interacción fuerte. Por lo que los resultados presentados sugieren una manera de controlar la temperatura crítica para muestras de materiales magnéticos con estructuras como las discutidas aquí, lo cual eventualmente nos permitirá diseñar materiales con propiedades que se puedan controlar a voluntad.

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo ha sido apoyado por DGICSA, SEP, bajo convenio C90-07-0383

REFERENCIAS

1. M. Liu and D. Y. Xing, *Phys. Lett. A*, **141**, 363, (1989).
2. J. L. Li y D. P. Landau, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **34**, 651, (1989).
3. A. Kueny, M. R. Khan, I. K. Schuller y M. Grimsditch, *Phys. Rev.*, **B29**, 2879, (1984).
4. T. Morishita, Y. Togami y K. Tsushima, *J. Mag. Mag. Matter.*, **54**, 789 (1986)
5. R. Du, F. Tsui y C. P. Flynn, *Phys. Rev*, **B38**, 2941, (1988).
6. B. T. Jonker, J.J. Krebs y G. A. Prinz, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **34**, 622, (1989).
7. B. N. Engel, C. D. England, R. A. Van Leeuwen y C. M. Falco, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **34**, 623, (1989).
8. K. D. Aylesworth y D. J. Sellmyer, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **34**, 624, (1989).
9. F. Aguilera Granja y J. L. Morán López, *Phys. Rev. B*, **31**, 7146, (1985).
10. V. H. Rodríguez Méndez y F. Aguilera Granja, *Rev. Mex. Fís.*, **33**, 285, (1987).
11. F. Aguilera Granja y J. L. Morán López, *Solid State Comm.*, **74**, 155, (1990).
12. R. Kikuchi, *Acta Metalurgica*, **25**, 195, - (1977).