

PROPIEDADES MAGNÉTICAS DE SANDWICHES
Y SUPER REDES DE ISING

TESIS que para obtener el grado de
MAESTRO EN CIENCIAS

presenta

JUAN ORTIZ SAAVEDRA

INSTITUTO DE FÍSICA
UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE SAN LUIS POTOSÍ

ENERO DE 1991

PROPIEDADES MAGNÉTICAS
DE SANDWICHES Y
SUPER-REDES DE ISING

A mi madre,
por todo lo que me ha dado.

I

RESUMEN

Se estudian las transiciones de fase en sistemas compuestos de dos o más materiales ferromagnéticos. Es de nuestro particular interés el comportamiento de películas delgadas, uniones y super redes. El sistema se simula por medio del modelo de Ising de espín $\frac{1}{2}$ en la aproximación de campo medio. Se estudian la magnetización y la susceptibilidad en los distintos planos, los perfiles de magnetización y la temperatura de transición como función de las interacciones de intercambio y del espesor de las muestras.

II

INTRODUCCION

El estudio de las transiciones de fase juega un importante papel en la física de materia condensada. Particularmente, algunas de las propiedades de las transiciones de fases pueden ser estudiadas en sistemas magnéticos. Desde el punto de vista teórico, el modelo de Ising es uno de los formalismos estadísticos más frecuentemente usados con el propósito de comprender el comportamiento magnético de muchos sistemas infinitos, semi-infinitos y finitos. Modificaciones en un sistema homogéneo infinito pueden producir propiedades magnéticas de sumo interés. Tales modificaciones pueden consistir en accidentes del material que tienen como consecuencia la aparición de una o más interfaces, o bien en una disposición alternada de dos ó más capas de materiales con características magnéticas diferentes. Los sistemas resultantes de estas modificaciones naturales o artificiales originan propiedades que pueden ser muy diferentes a las de los sistemas infinitos de una sola componente. En los laboratorios estos sistemas pueden ser películas delgadas, uniones, sandwiches y super-redes entre otras.

Recientemente ha habido importantes estudios experimentales en los que se han sintetizado super-redes compuestas por películas alternantes sujetas a control preciso en composición, orientación cristalográfica y espesor determinados. Estudios experimentales en los que se analizan propiedades magnéticas y estructurales en super-redes constituidas por planos alternantes de tierras raras de tipo Gd/Y y Gd/Dy [1,2]. Entre las técnicas experimentales utilizadas para describir las propiedades de estos sistemas está la difracción de rayos X. Este tipo de técnica provee con detalle el tamaño, posición cristalográfica y orientación de los momentos atómicos. Puesto que una super red puede considerarse como un ensamblado de

masas puntuales posee una estructura que puede ser determinada a través de dispersión de neutrones o rayos X.

En un sistema ferromagnético, los espines están acoplados por la interacción de intercambio, de modo que la precesión de cada átomo no puede ser independiente de sus vecinos inmediatos. Este acoplamiento de la precesión origina una "onda de espín" que viaja producida por los acoplamientos de las vibraciones atómicas. Estas ondas de espín, llamadas magnones están cuantizadas, tienen energía similar a los fonones y como ellos pueden intercambiar energía y momento con los neutrones. Los magnones han sido estudiados mediante dispersión de luz en super-redes de Mo/Ni . La dispersión inelástica de neutrones por magnones permite determinar las relaciones magnéticas de dispersión para sustancias reales, permitiendo así saber la magnitud del parámetro de intercambio J [3].

El interés actual se dirige en especial hacia el estudio de tierras raras debido a la gran cantidad de aplicaciones tecnológicas y científicas. En otros trabajos experimentales para sistemas infinitos se estudian propiedades magnéticas y de estructura en super-redes de Mn/Ag [6] o anisotropías magnéticas en Cu/Co y Pd/Co .

Los esfuerzos teóricos se han encaminado a describir primeramente sistemas simples tales como superficies libres de sistemas de un solo material [5,6,7,8,9,10], para después pasa a describir sistemas un poco más complejos como películas delgadas de una sola componente depositadas sobre un material puro. Películas delgadas de Fe sobre Ag [11,12,13] y de Gd sobre W [14], en donde el modelo teórico funciona en forma satisfactoria para Fe [15,16,17]. También se han estudiado teóricamente transiciones de fase en super-redes constituidas por planos alternantes de Fe/Gd [18]. Esta clase de configuraciones difieren drásticamente en el comportamiento magnético de aquellas con una sola componente (material puro). Se observa que, debido a los acoplamientos interfaciales, de carácter antiferromagnético, ocurre una competencia entre las energías de Zeeman y, por

tanto, una variedad de fases dependiendo del espesor y composición de las muestras.

Recientemente, se han estudiado las transiciones de fase en super-redes de Ising[19] analizando la dependencia en la temperatura del parámetro de orden magnético y de la susceptibilidad para un sistema de dos componentes distintas extendiendo el modelo de una superficie libre [9]. Nuestro propósito en este trabajo es realizar un estudio más completo en super-redes y películas delgadas con dos y tres componentes en distintas configuraciones. Con el objetivo de verificar que este tipo de sistemas difieren notablemente de un sistema uniforme, presentamos el comportamiento crítico de un sistema con varias componentes, así como el carácter magnético a temperaturas por debajo de la temperatura de Curie.

El primer tipo de sistemas estudiados lo constituyen uniones de tipo A/B donde las componentes A y B tienen estructura ferromagnética y caracterizados por su espesor y energías de intercambio.

En estas condiciones revisamos los perfiles magnéticos, así como el comportamiento crítico mediante el cálculo de las curvas de susceptibilidad y magnetización. Se analiza además el comportamiento de la temperatura de Curie como función del espesor de planos con interacciones magnéticas fuertes. Se estudia también el comportamiento de la temperatura crítica respecto a los acoplamientos en los planos B , para tres situaciones en que las interacciones en los planos A permanecen fijas ($J_{aa} = 0.5, 1.0, 2.0$).

Estados alternativos interesantes lo constituyen los casos en que el acoplamiento interfacial es más fuerte o débil que el de cualquiera de ambos ferromagnetos, en estas condiciones se revisa el comportamiento del parámetro de orden y de la susceptibilidad como función de la temperatura.

En adición, se han hecho cálculos en películas alternantes de tres componentes, esta configuración representa propiamente lo que se conoce como

sandwich magnético: idem a los casos anteriores, se investiga el comportamiento crítico.

En la primera parte de este trabajo consideramos al sistema sin campo externo y posteriormente describiremos el comportamiento magnético de los sistemas de interés en presencia de un campo externo aplicado, en esta situación se estudia el efecto de este campo en las transiciones de fase a través de los cálculos de magnetización y susceptibilidad, así como en los perfiles magnéticos, los parámetros usados en este estudio son los mismos que en ausencia de campo externo. La magnitud de los campos aplicados se tomó como $H_{ext} = 0.01$ y 0.5 . Veremos que las transiciones de fase muestran una fuerte dependencia de los acoplamientos interfaciales, sobre todo cuando estos son significativamente más grandes que los correspondientes a los materiales componentes, el orden inducido arrastra al sistema a temperaturas de transición más altas que las de los sistemas homogéneos infinitos A y B .

III

MODELO

En el modelo de Ising la estructura interna de un ferromagneto puede suponerse como un ensamblado de masas puntuales, donde cada una de estas componentes representa un espín efectivo orientado en una dirección preferencial.

Los sistemas en los que centraremos nuestro interés son aquellos en los que la configuración se presenta mediante la disposición periódica de planos alternantes en los que se predeterminan las constantes de acoplamiento, así como la dirección cristalográfica y el espesor de las muestras.

Fijaremos inicialmente la atención en el sistema formado por dos ferromagnetos a los cuales se asocian propiedades estructurales comunes, el modelo utilizado consiste en un conjunto de planos paralelos caracterizados por distintas energías de intercambio, uno de estos materiales presenta una interacción magnética débil (planos de tipo B) y el otro material presenta una interacción magnética fuerte (planos del tipo A). La configuración de este sistema (película y super red) corresponde a una red fcc y es tal que el espesor de la celda principal es 20, dispuestos en la forma $10 - A/10 - B$.

Inicialmente suponemos que la interacción en la interfaz corresponde a la media geométrica entre J_a y J_b , alternativamente analizamos el comportamiento crítico cuando el acoplamiento interfacial difiere sensiblemente del de ambos ferromagnetos, es decir, J_{ab} mayor que J_a y J_b . Las distintas propiedades magnéticas se simulan con diferentes interacciones de intercambio dentro de cada uno de estos materiales. Con el mismo número de planos en la celda principal se estudia la super red compuesta por tres ferromagnetos distintos dispuestos en la forma $A/C/B$ y donde la distribución es: $7 - A/6 - C/7 - B$, lo que produce un sistema llamado sandwich magnético donde hacemos que las interacciones en las compo

nentes A y B permanezcan fijas y estudiamos el carácter magnético de estos sistemas cuando los acoplamientos en la componente C son significativamente mayores o menores que en los otros ferromagnetos. Las mismas condiciones en las interacciones de intercambio se presentan en la configuración $C/A/C/B/C$ en la que el espesor total es de 32 y cuya distribución es $6 - C/7 - A/6 - C/7 - B/6 - C$.

El número de coordinación en los planos paralelos y entre planos es denotado por z_0 y z_1 , respectivamente ($z = z_0 + 2z_1$). La escala de temperatura en todos los casos aquí presentados es tal que la unidad está definida por:

$$T_{cb} = zJ_b/k_B$$

Para el análisis de las propiedades magnéticas de los sistemas a estudiar (sandwiches y super redes), definimos un parámetro de orden de largo alcance 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 en términos de las probabilidades de sitios $p_{i,\nu}$. El subíndice i ($= 1, 2, 3, \dots, A + B$) denota posición y el subíndice ν el estado de espín (\uparrow, \downarrow). El parámetro de orden se define como:

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

el cual satisface distintas condiciones de frontera dependiendo de la geometría particular del sistema en cuestión. Se presentaran propiedades 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 del parámetro de orden, la energía libre de Helmholtz para una super red ferromagnética se puede escribir de la siguiente manera [9,10,11,12,13,14,15]:

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

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:

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

El parámetro correspondiente a la interacción magnética en la interface en la ec. (3), J_{ab} , se toma como el promedio geométrico entre las interacciones J_a y J_b a menos que se especifique lo contrario. Para el caso de los sandwiches magnéticos, la periodicidad en los acoplamientos se suprime y sólo se definen los acoplamientos en una celda de espesor $A + B$ sin consideraciones especiales para las superficies libres que se generan [9,14]. 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) se escribe en términos de las probabilidades y multiplicadores de Lagrange, en tal caso la ec. (2) se ve de la manera siguiente:

$$\frac{\mathcal{F}}{N_{\parallel} N_{\perp}} = \sum_{i=1}^{A+B} \left\{ -\left[\frac{z_0}{2} J_{i,i} (p_{i,\uparrow} - p_{i,\downarrow})^2 + z_1 J_{i,i+1} (p_{i,\uparrow} - p_{i,\downarrow})(p_{i+1,\uparrow} - p_{i+1,\downarrow}) \right] \right\}$$

$$+k_B T \sum_{s=1}^I (p_{i,s} \ln p_{i,s}) + \mathcal{L} \quad \} \quad (4)$$

donde \mathcal{L} está dada por:

$$\mathcal{L} = \lambda_i(1 - (p_{i,1} + p_{i,I})). \quad (5)$$

Esta técnica se conoce como Método de Iteración Natural [20] que es el método de cálculo usado en nuestro estudio. Las condiciones de equilibrio en este caso se calculan minimizando la ec. (4) con respecto a η_i :

$$\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \eta_i} \right) = 0, \quad (6)$$

o bien con respecto a las probabilidades de espín:

$$\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial p_{i,\nu}} \right) = 0, \quad (7)$$

el conjunto de ecuaciones que resultan de esta minimización se puede escribir de la siguiente manera:

$$k_B T \ln \left(\frac{1 + \eta_i}{1 - \eta_i} \right) - 2(z_0 J_{i,i} \eta_i + z_1 J_{i-1,i} \eta_{i-1} - z_1 J_{i,i+1} \eta_{i+1}) = 0 \quad (8)$$

donde el parámetro de orden satisface distintas condiciones de frontera dependiendo de la geometría particular del sistema en cuestión, es decir, condiciones periódicas en el caso de una super red:

$$\eta_i = \eta_{i+A+B} \quad (9)$$

y de frontera libre en películas delgadas. Otra forma alternativa de escribir las condiciones de equilibrio es con respecto a las probabilidades:

$$p_{\ell, \nu} = \frac{\exp[(-1)^{\nu+1} \mathcal{M}^{\ell}]}{2 \cosh(\mathcal{M}^{\ell})} \tag{10}$$

donde \mathcal{M} tiene la forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{\ell} = & 3[z_0 J_{\ell, \ell}(p_{\ell-1, 1} - p_{\ell, 2}) + \\ & z_1 J_{\ell-1, \ell}(p_{\ell-1, 1} - p_{\ell-1, 2}) + \\ & z_1 J_{\ell, \ell+1}(p_{\ell+1, 1} - p_{\ell+1, 2})] \end{aligned} \tag{11}$$

Donde el subíndice ν en las ecs. (7) y (8) toma los valores 1 ó 2 dependiendo si el estado de espín es \uparrow ó \downarrow , respectivamente. Todos los resultados aquí presentados se refieren únicamente a estructuras fcc. con caras en la dirección (111).

El comportamiento crítico de las componentes magnéticas se ve drásticamente afectado cuando se sitúan en presencia de un campo magnético aplicado. Ya se ha visto que en uniones, películas delgadas y sandwiches magnéticos el ferromagneto fuerte es quien manifiesta el comportamiento dominante en las transiciones de fase de los sistemas completos. Se ha observado que las componentes con energías de intercambio fuertes actúan sobre las de acoplamiento débil análogamente a la manera en que lo hace un campo externo. Veremos que basta un campo externo de baja magnitud para que las transiciones de fase se pierdan, esto conduce a un análisis detallado en sistemas en los cuales el comportamiento magnético depende fuertemente de las energías de intercambio.

La energía libre de la super red magnética en presencia de un campo magnético externo tiene la forma:

$$\mathcal{F}' = \mathcal{F} - \mu H (N_{\parallel} N_{\perp}) \sum_{i=1}^{A+B} \eta_i \quad (12)$$

donde \mathcal{F}' es la energía libre de Helmholtz en ausencia de campo externo, y μ es el momento magnético. Como en el caso con campo cero, se deben encontrar los valores de equilibrio del parámetro de orden η_i o bien de las probabilidades de espín por plano $p_{i,\nu}$. Así pues de la minimización de la energía libre \mathcal{F}' , resulta:

$$k_B T \ln \left(\frac{1 + \eta_i}{1 - \eta_i} \right) - 2(z_0 J_{i,i} \eta_i + z_1 J_{i-1,i} \eta_{i-1} - z_1 J_{i,i+1} \eta_{i+1}) = \mu H, \quad (13)$$

donde el parámetro de orden satisface condiciones de frontera como en el caso a campo cero.

El análisis de los sistemas magnéticos de nuestro interés se realiza estudiando el comportamiento crítico a través de la susceptibilidad en el i ésimo plano que se define como:

$$\chi_i = \mu \left(\frac{\partial \eta_i}{\partial H} \right). \quad (14)$$

Al derivar la ecuación (13) con respecto a H y multiplicando por μ se obtiene:

$$\left[\frac{k_B T}{(1 - \eta_i^2)} - z_0 J_{i,i} \right] \chi_i - z_1 J_{i-1,i} \chi_{i-1} - z_1 J_{i,i+1} \chi_{i+1} = \frac{\mu^2}{2} \quad (15)$$

Resolviendo el sistema de ecuaciones acopladas (13) para T y H predefinidas y sustituyendo las soluciones η_i en (14) se puede entonces encontrar las susceptibilidades χ_i en el i -ésimo plano como función de T y H . En función de las probabilidades de espín la solución de (13) es:

$$p_{\ell', \nu} = \frac{\exp[(-1)^{\nu+1} \mathcal{M}^{\ell'}]}{2 \cosh(\mathcal{M}^{\ell'})} \quad (16)$$

y donde $\mathcal{M}^{\ell'}$ está dada por:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{\ell'} = & \beta [z_0 J_{\ell', \ell'} (p_{\ell'-1,1} - p_{\ell'-1,2}) + \\ & z_1 J_{\ell'-1, \ell'} (p_{\ell'-1,1} - p_{\ell'-1,2}) + \\ & z_1 J_{\ell', \ell'+1} (p_{\ell'+1,1} - p_{\ell'+1,2}) + \mu H] \end{aligned} \quad (17)$$

$$\ell' = 1, 2, \dots, A + B$$

En nuestros cálculos se presentan las magnetización promedio por ferromagneto:

$$\eta_a = \sum_{i=1}^A \left(\frac{\eta_i}{A} \right) \quad (18 - a)$$

$$\eta_b = \sum_{i=1}^B \left(\frac{\eta_i}{B} \right) \quad (18 - b)$$

lo mismo que para las susceptibilidades promedio:

$$\chi_a = \sum_{i=1}^A \left(\frac{\chi_i}{A} \right) \quad (19 - a)$$

$$\chi_b = \sum_{i=1}^B \left(\frac{\chi_i}{B} \right) \quad (19 - b)$$

esto tanto a campo externo cero como en presencia de éste.

Las propiedades magnéticas en las super redes y películas estudiadas son superposiciones periódicas de componentes ferromagnéticas A y B en el caso de uniones y una componente restante C entre las dos anteriores para sandwiches magnéticos. Los acoplamientos interfaciales en los sandwiches magnéticos son la media geométrica entre J_c y J_a ó J_b según corresponda, en tanto que para uniones puede ser más grande o pequeño que J_a y J_b . En todos los casos $J_a = 2.0$ y $J_b = 1.0$.

IV

RESULTADOS

En todos los casos que se analizan, se presentan curvas de magnetización, susceptibilidad y perfil magnético por pares (película delgada y superred). Primero supondremos que el campo externo es nulo. Las curvas de magnetización manifiestan el estado de orden global en los planos del material, o bien como en nuestro caso para uniones magnéticas, el ordenamiento promedio por componente, esto excepto en la gráfica 2 en la que se revisa el ordenamiento magnético en planos particulares del material.

El carácter magnético en un sistema infinito uniforme se presenta en la Fig. 1 en donde se muestra que en las curvas de magnetización se tiene un comportamiento ordinario, es decir, la temperatura de transición está perfectamente localizada: en nuestra escala es del orden de las interacciones de intercambio. Solo se percibe una mínima diferencia entre estas curvas debido a la pérdida de simetría parcial en la película delgada, sin embargo puede verse que el espesor de esta es suficiente para la temperatura de Curie sea sustancialmente la misma que en el sistema infinito, esto se verifica incluso en las curvas de susceptibilidad.

En la Fig. 2 se muestra el comportamiento del parámetro de orden como función de la temperatura. Los valores de los acoplamientos tomados son $J_a = 2.0$ y $J_b = 1.0$ las curvas mostradas corresponden a los planos 5, 11, y 15. El sistema ha sido modelado de manera que de los planos 1 a 10 simula un ferromagneto de interacción fuerte (tipo A) y de 11 a 20 un ferromagneto de interacción débil (tipo B).

Como se ha visto en discusión inicial de este capítulo, para una sustancia pura de tipo A existe una temperatura en la que el carácter magnético desaparece, tal temperatura es $T_{c\alpha} = 2.0$ (en la escala mostrada en la

Fig. 1). Sin embargo cuando el sistema considerado está dispuesto por uniones de dos materiales distintos de manera periódica (Fig 2), la transición de elemento puro se pierde ya que se presenta una competencia entre las energías de intercambio de ambos ferromagnetos y la temperatura crítica del sistema completo estará determinada por la interacción magnética de los planos con acoplamiento fuerte. Aquí mismo presentamos el comportamiento magnético para una película delgada, comparado con el de la super red. El cambio de concavidad en las curvas de magnetización se refleja en las curvas de susceptibilidad. Puede verse que existe un rango de temperatura en el que el ferromagneto débil se desordena en forma aproximadamente independiente del otro. Cerca de la temperatura de transición de elemento puro B , ésta componente manifiesta la presencia del ferromagneto fuerte el cual induce orden, como consecuencia de esto, en las curvas de magnetización ocurre un cambio de concavidad. El ordenamiento inducido es mayor en una super red, ya que cada sitio de la red cuenta con todos sus vecinos inmediatos. Las curvas de susceptibilidad muestran entonces un máximo cerca de $T_{cb} = 1.0$, que será menor, alto y agudo cuando el orden inducido sea mayor, y una singularidad a la temperatura crítica del sistema completo.

Con el propósito de mostrar que las condiciones periódicas en una superred 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 ($T = 0.5, 1.0$ 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.

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.

Se muestra además, el comportamiento de la temperatura de Curie como función del número de planos con interacción J_b , tanto para una super red como para una película delgada, esta dependencia se muestra en la Fig. 5-a. 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 ($J_b = 1.0$) y a una muestra uniforme de planos con interacción fuerte ($J_a = 2.0$). En la Fig. 5-b 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.

Otra posible situación consiste en el caso en que el acoplamiento interfacial esté significativamente encima o debajo ($J_{ab} = 8.0$ ó 0.25) del acoplamiento de ambos ferromagnetos.

La Fig. 7 muestra los perfiles magnéticos de una super-red (Fig. 7-b) como de una película delgada (Fig. 6-a), donde en la super red se manifiestan las condiciones periódicas. Se observa que el acoplamiento interfacial ($J_{ab} = 0.25$) origina que el orden magnético en los planos adyacentes decrezca fuertemente, en tanto que para una película delgada (Fig. 6-b), este efecto es más evidente. En la escala usada, la temperatura de Curie de elemento puro para los ferromagnetos A y B son $T_{ca} = 2.0$ y $T_{cb} = 1.0$. Los planos adyacentes a la interfaz correspondientes al material B están parcialmente ordenados, incluso encima de la temperatura de transición de elemento puro. La razón de esto es que tal temperatura se encuentra debajo de la temperatura crítica del sistema puro A , de manera que aún cuando las interacciones de intercambio son débiles, los planos de interacción fuerte inducen orden en los de acoplamiento débil. Esto tanto para una super red como para una película delgada, con un decaimiento

mas dramático en este último caso, debido a la mas baja simetría. El parámetro de orden (Fig. 6) manifiesta los efectos de la interfaz, ya que el bajo acoplamiento interfacial hace que ambas componentes manifiesten un comportamiento aproximadamente independiente, siendo esto ligeramente más marcado en la película delgada (Fig. 6-a), en tanto que en la super red (Fig. 6-b) el ferromagneto blando recupera parcialmente el ordenamiento en planos cercanos a la interfaz (Fig. 7) debido a las condiciones periódicas. Los máximos en la susceptibilidad (Fig. 8) en los planos B son en consecuencia más altos y agudos y la temperatura de Curie es ligeramente menor que cuando el acoplamiento en la interfaz es la media geométrica entre J_a y J_b . Hasta aquí podemos asegurar que en razón del largo alcance de las interacciones el comportamiento global del sistema se ve afectado por el carácter de las interacciones en la interfaz, discutiremos ahora la situación en la que éste es significativamente mayor.

En las figuras 10 - a y 10 - b se muestran los casos de super-red y película delgada en los que $J_{ab} = 8.0$, es decir, más alto que J_a y J_b . Las curvas muestran un agudo levantamiento en los planos inmediatos a la interfaz, y para $T = 2.0$, los planos fuertemente acoplados se encuentran prácticamente ordenados, como era de esperarse los mínimos se encuentran en los planos centrales del ferromagneto débil, en tanto que los máximos en los planos primero y último del ferromagneto fuerte.

Como en los casos analizados anteriormente, para temperaturas encima de T_{ca} , pero debajo de T_{ca} los planos cercanos a la interfaz de tipo B presentan aún ordenamiento magnético ya que experimentan el efecto colectivo del acoplamiento interfacial y la presencia del ferromagneto fuerte. De la misma forma para los planos tipo A se espera que para temperaturas cercanas a T_{ca} deberán estar aún parcialmente ordenados y la temperatura de transición del sistema completo deberá estar encima de T_{ca} , esto incluso para una película delgada ya que el acoplamiento interfacial es más dominante que las condiciones de frontera libre. Las curvas de magneti-

zación (Fig. 9) muestran que la temperatura crítica del sistema completo deberá estar por encima de la temperatura crítica de ambas componentes en estado puro. Existe un rango de temperaturas para cada ferromagneto en el que el parámetro de orden refleja un comportamiento independiente alcanzando un punto después del cual el sistema tiende al desorden en conjunto hasta llegar al punto crítico. Se verifica además que el fuerte acoplamiento induce orden incluso en el ferromagneto fuerte, de manera que el parámetro de orden en las dos componentes muestra un cambio en la concavidad, es por esto que se observa la aparición de un máximo por componente en las curvas de susceptibilidad de la Fig. 11.

Simulamos ahora la configuración compuesta de tres ferromagnetos A , B , y C donde este último ocupa la posición central. La super red es tal que la configuración es de la forma $\dots BC'AC'BC'A \dots$, el número de planos en la celda unitaria es 20 dispuestos en la forma $7 - A/6 - C/7 - C$. Se revisan las curvas de magnetización y los perfiles en las Fig. 12, 13, 14 y 15. Se verifica que cuando las interacciones en la componente C son más grandes ($J_c = 8.0$, en la Fig. 14), estas producen un apantallamiento magnético sobre las componentes restantes. Ahora bien, si $J_c = 0.25$ (Fig. 12), C se comporta de manera tal que el orden magnético en A y B es similar al de películas delgadas con un comportamiento crítico aparentemente independiente.

Las curvas presentadas en los perfiles son las correspondientes a las isotermas $T = 0.2$, $T = 0.5$, y $T = 0.9$ cuando $J_c = 0.25$ (Fig. 13), que están por debajo de T_{ca} y T_{cb} , por lo cual, el comportamiento magnético global del sistema, será dominado por las componentes A y B . Una vez más la influencia de los planos de interacción débil se manifiesta en los planos cercanos a la interfaz, también debemos decir que debido a que los ferromagnetos A y B inducen orden en los planos débiles, entonces debemos hablar de un efecto compartido o bien que en tales regiones del sistema existe una competencia entre las energías de intercambio. La razón por

la cual el comportamiento es casi idéntico, es debido a que las temperaturas consideradas son bajas, y los efectos en película delgada solo son ligeramente apreciables en las superficies de la película que corresponden a los puntos extremos de la gráfica, Fig. 12-a.

Como en los casos anteriores, la temperatura crítica del sistema estará por debajo de la del ferromagneto con acoplamiento fuerte. Las condiciones de frontera libre en película delgada se hacen más determinantes en el caso en que $J_c = 8.0$, y se han trazado las isotermas $T = 3.0$, $T = 6.0$ y $T = 7.5$. Para tales temperaturas, todas abajo de $T = 8.0$, los planos centrales tanto en super-red como en película delgada, Figs. 15-a y 15-b, están ordenados casi similarmente, y a medida que consideremos el ordenamiento magnético en direcciones opuestas a partir de tales planos centrales, observamos que en la película delgada, el sistema con acoplamientos más débiles manifiesta los efectos de la elevada temperatura y el desacoplamiento parcial de la superficie. Por otro lado la superficie de la componente *A*, para $T = 2.0$ aún no está totalmente desordenada, esto ilustra el ordenamiento inducido por el ferromagneto fuerte y el largo alcance de las interacciones en este. La pronunciada elevación en las curvas correspondientes a la super-red, se debe que tanto a la derecha como a la izquierda, las interacciones en la interfaz son con un ferromagneto *C*. Hemos incluido las gráficas de los perfiles magnéticos de un sandwich de tres componentes dispuestas en la forma *C/A/C/B/C* con condiciones para las energías de acoplamiento como en el párrafo anterior (Fig. 16 y 17).

La temperatura de transición en ausencia de campo externo en un sistema de dos o más componentes, como se ha visto, se ve afectada por las interacciones de intercambio en la interfaz y las correspondientes a los ferromagnetos componentes. El parámetro de orden sufre significativas alteraciones cerca de la temperatura crítica de los sistemas infinitos homogéneos *A* y *B*. Se discute ahora el carácter magnético de los sistemas

estudiados anteriormente cuando estos son sometidos a un campo externo. De la misma forma que antes se revisan los perfiles, susceptibilidades y parámetro de orden en película delgada y super red. Con el propósito de analizar las consecuencias de esto en las transiciones de fase, se analizan los casos $H_{e,x} = 0.01, 0.05$, el acoplamiento en la interfaz se tomará debajo o encima de del acoplamiento en los ferromagnetos A y B . Mostramos en la Fig. 19 el perfil magnético en película delgada y super red, en la que las isotermas trazadas son $T = 0.5, 1.0$, y $T = 2.0$. En discusiones anteriores se ha visto que en ausencia de campo externo existe una temperatura a la cual el sistema se desordena completamente, esta temperatura se encuentra ligeramente debajo de la magnitud del acoplamiento fuerte. Sin embargo, podemos observar que basta un campo aplicado de baja magnitud para que las transiciones se pierdan. Las curvas de magnetización muestran que a bajas temperaturas los ferromagnetos se comportan de manera casi independiente (Fig. 17), sin embargo cuando se incrementa la agitación térmica hasta alcanzar la temperatura de Curie de los sistemas infinitos A y B en estado puro, el efecto del campo aplicado es tal que la transición se rompe. Las curvas de susceptibilidad (Fig. 20) reflejan la desaparición de las singularidades, las que se transforman en picos que serán menos altos y agudos a medida que se incremente el campo externo como puede verse en las Figs. 25 y 27 en las cuales los acoplamientos en las interfaces son $J_{ab} = 0.25$ y 8.0 respectivamente. En las Figs. 23 y 27 en las que $H_{e,x} = 0.01, 0.05$, y donde en ambas $J_{ab} = 8.0$, se observa que en las curvas de susceptibilidad promedio en los planos fuertes aparece un máximo extra respecto al caso en que $J_{ab} = 0.25$, esto se debe a los cambios en la concavidad de las curvas de magnetización en las Figs. 21 y 26. El efecto de la interfaz acoplada fuertemente es tal que induce ordenamiento magnético en ambos ferromagnetos, fuerte y débil de la misma manera en que este último lo hace sobre el primero cuando el acoplamiento interfacial es igual o se encuentra por debajo de la media geométrica, luego entonces este acoplamiento interfacial se comporta

como un campo efectivo actuando sobre ambas componentes y las variaciones en la concavidad están relacionadas con el efecto del ordenamiento inducido por el acoplamiento fuerte y el campo aplicado.

V

CONCLUSIONES

Es de gran importancia teórica y experimental el estudio de caracterización y diseño de materiales. En particular, el estudio del comportamiento magnético ligado al análisis de transiciones de fase.

Presentamos aquí una revisión de las transiciones de fase en sistemas finitos (películas delgadas) e infinitos (super redes) compuestos por superposiciones periódicas de planos caracterizados por su espesor e interacciones de intercambio. Consideramos en todos los casos interacciones ferromagnéticas. Hemos mostrado que dependiendo de energías de acoplamiento en la interfaz y en los ferromagnetos constituyentes, puede ocurrir un comportamiento magnético muy diferente al de un sistema homogéneo.

En uniones magnéticas de dos componentes, mostramos que la transición de elemento puro se pierde y que la temperatura de Curie está determinada por el ferromagneto fuertemente acoplado. Existen casos límite en los que las interacciones fuertes dominan el comportamiento magnético y por tanto la temperatura de transición, estos casos son:

i) en términos de las interacciones

$$J_a \gg J_b$$

ii) como función del espesor de la celda principal ($N_t = N_a + N_b$)

$$N_a \rightarrow N_t$$

Hemos comprobado que las transiciones de fase son visiblemente afectadas cuando el acoplamiento interfacial es grande comparado con el correspondiente a las componentes. El parámetro de orden manifiesta un

comportamiento inusual, lo mismo que la susceptibilidad magnética. Existe un pico finito de χ_b cerca de T_{cb} el cual tenderá a ser más alto y agudo a medida que se incrementa el espesor N_b en la celda principal. Esto tiene como consecuencia un desplazamiento de la temperatura de Curie. Notamos que $d\eta_b/dI$ y χ_b son similares a aquellos en un sistema macroscópico en presencia de un campo aplicado.

Presentamos el análisis del comportamiento magnético en un sistema formado por tres componentes en el que discutimos la influencia de los planos centrales en función de su acoplamiento. Demostramos que esta situación es análoga a la que se presentó cuando el J_{ab} era notablemente más fuerte o más débil.

Extendimos el análisis a la aplicación de un campo externo y mostramos que las transiciones son afectadas sensiblemente. De aquí nos convencimos de que $d\eta_b/dT$ y χ_b son similares.

Aún cuando el modelo utilizado en este trabajo es muy sencillo, los resultados obtenidos permiten confirmar la existencia de un comportamiento crítico inusual. Es necesario un estudio más detallado del parámetro de orden en los sistemas analizados cerca de la temperatura de Curie.

VI. REFERENCIAS

1. J. Kwo, E. M. Gyorgy, D. B. Mc Whan, M. Hong, F.J. DiSalvo, C. Vettier y J. E. Bower. *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1402 (1985).
 2. R. E. Camley, J. Kwo, M. Hong y C. L. Chien. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2703 (1990).
 3. R. E. Camley, T. S. Rahman, y D. L. Mills. *Phys. Rev. B* **27**, 261 (1983).
 4. B. T. Jonker, J.J. Krebs y G. A. Prinz. *Bull. Am. Phys. Soc* **34**, 622 (1989).
 5. D. L. Mills. *Phys. Rev.B* **3**, 3887 (1971).
 6. T. W. Burkhardt, y E. Eisenriegler. *Phys. Rev. B* **16**, 3213 (1977).
 7. K. Binder y D.P. Landau *Phys. Rev. Lett.* **52**, 318 (1984).
 8. E.F. Sarmiento y C. Tsallis. *J. Phys. C* **18**, 2777 (1985).
 9. F. Aguilera Granja y J.L. Morán López. *Phys. Rev. B* **31**, 7116 (1985).
 10. J.M. Sánchez y J. L. Morán López. en *Magnetic Properties of Low Dimensional Systems*, editado por L. M. Falicov y J.L. Morán López. Springer Proceedings in Physics, Vol. 14 (Springer Verlag, Berlin, 1986).
 11. W. Dürr, M. Taborrelli, O. Paul, R. Germar, W. Gudat, D. Pescia, y M. Landot. *Phys. Rev. Lett.* **62**, 206 (1989).
 12. M. Stampanoni, A. Vaterlaus, M. Aeschlimann, y F. Meier. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2483 (1987).
 13. J. Araya Pochet, C. A. Ballentine, y J.L. Erskine. *Phys. Rev. B* **38**, 7846 (1988).
-

14. M. Farle y K. Baberschke, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 511 (1987).
15. F. Aguilera Granja y J.L. Morán López, *Solid State Commun.* **74**, 155 (1990).
16. J. M. Sanchez y J.L. Morán Lopez, en *Magnetic Properties of Low Dimensional Systems II: New Developments*, editado por L.M. Falicov, F. Mejía Lira, y J.L. Morán López, Springer Proceedings in Physics, Vol. 50, (Springer Verlag, Berlin, 1990).
17. F. Aguilera Granja y J.L. Morán López, *SLAFS IV*, a publicarse por Springer (Springer, Berling Heidelberg 1990).
18. R. E. Camley y D. R. Tilley, *Phys. Rev B* **37**, 3413 (1987).
19. M. Liu and D. Y. Ning, *Phys. Lett. A* **141**, 363 (1989).
20. R. Kikuchi, *Acta Metallurgica* **25**, 195 (1977).

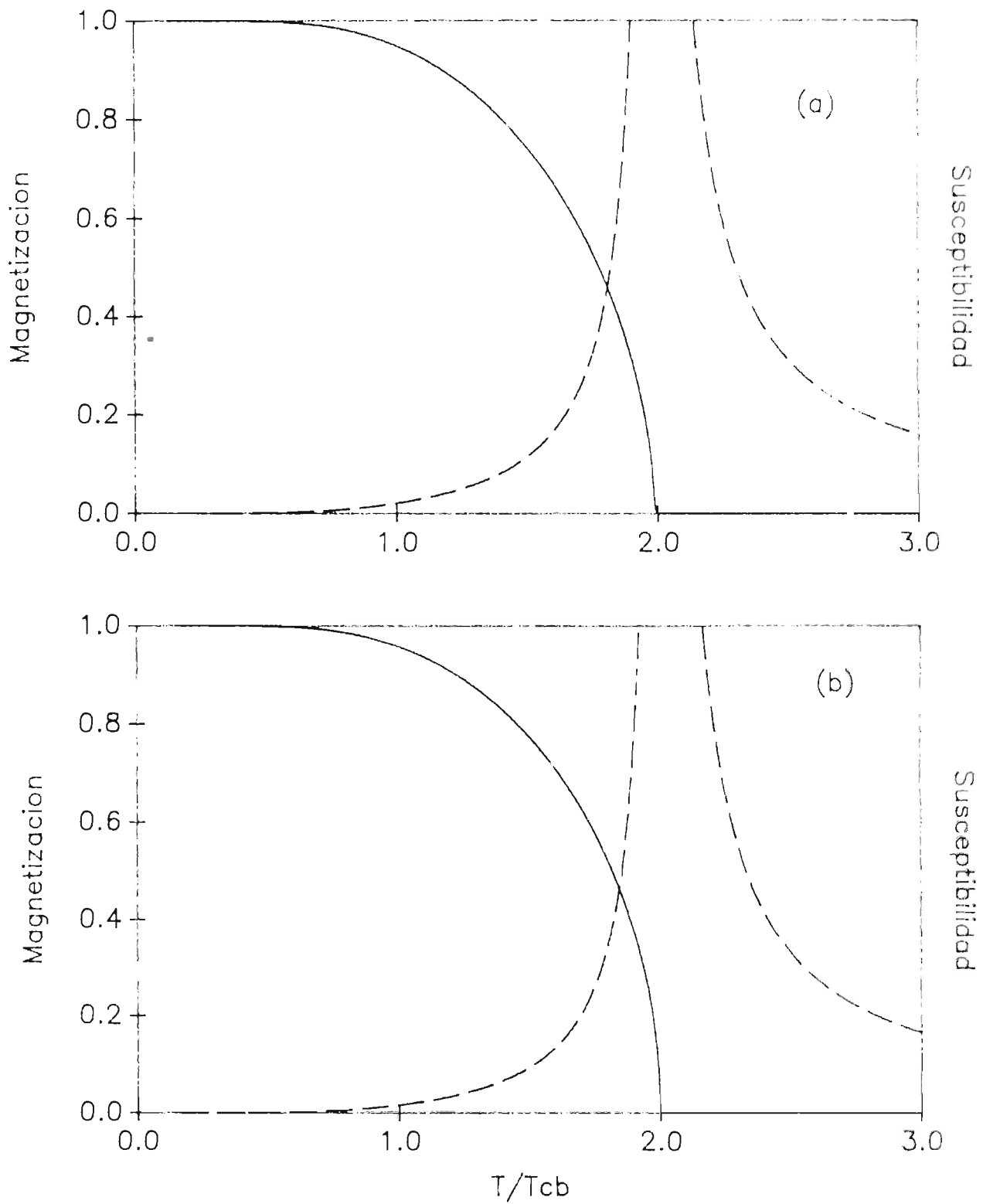


Fig. 1. Susceptibilidad y magnetización en un sistema puro con energía de intercambio $J = 2.0$.

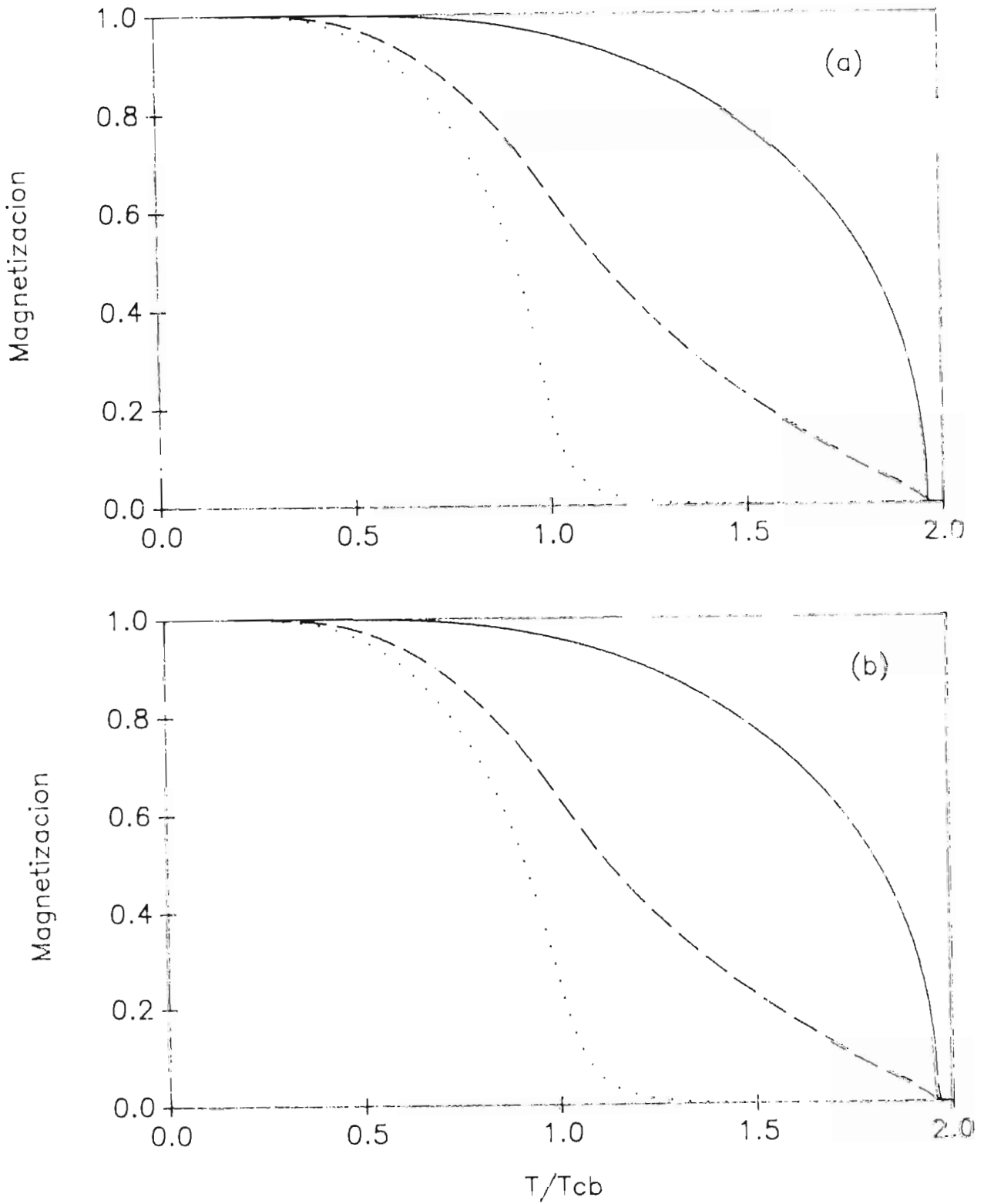


Fig. 2. Magnetización en un sistema constituido por 20 planos en la celda principal (B/A), con constantes de acoplamiento $J_a = 2.0$, y $J_b = 1.0$ y $J_{ab} = \sqrt{J_a J_b}$. La línea punteada corresponde al plano 15 (tipo-B), la línea a trazos al plano 11 y la línea a sólida al plano 5 (tipo-A).

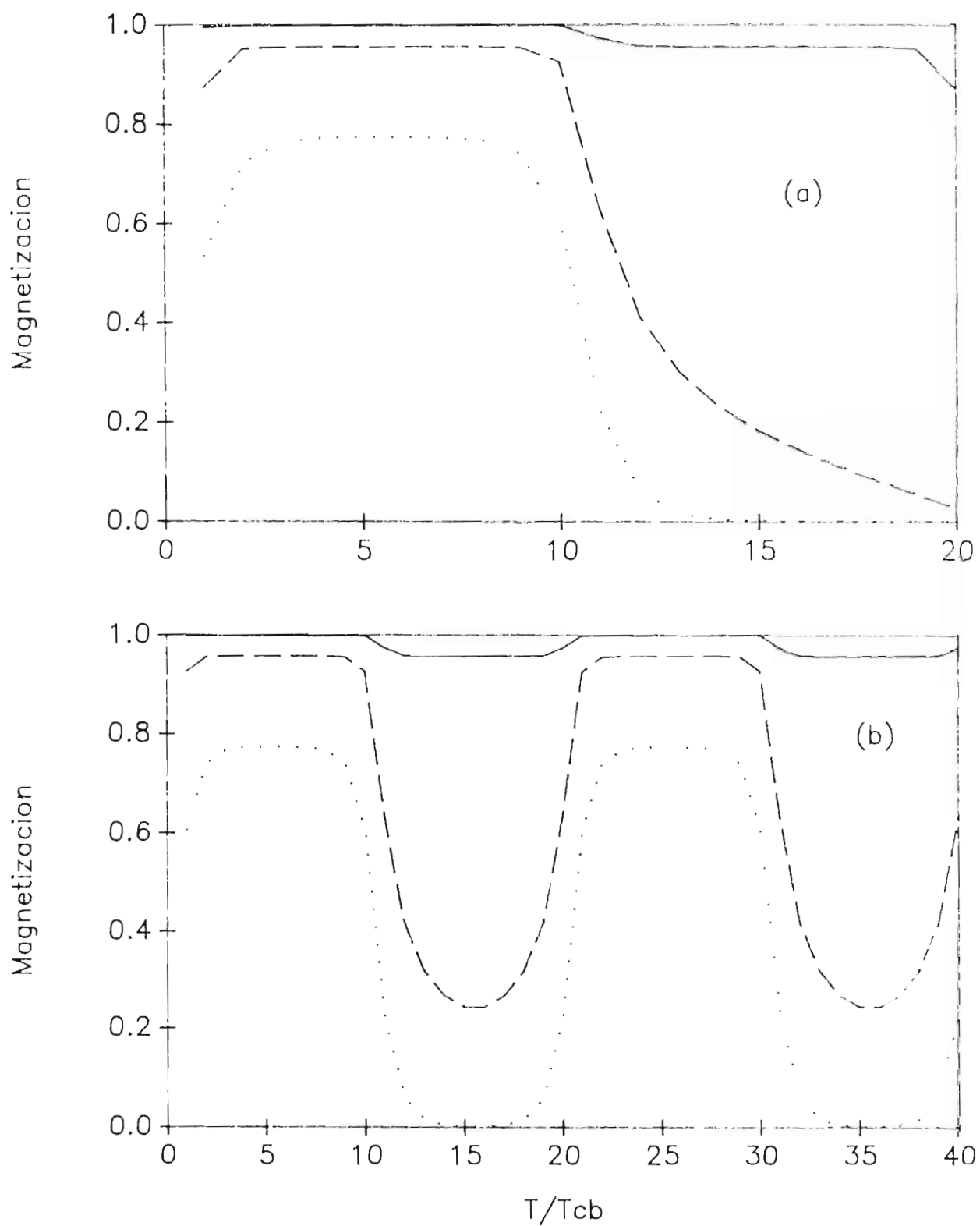


Fig. 3. Perfiles magnéticos en un sistema constituido por 20 planos en la celda principal (B/A), con constantes de acoplamiento $J_a = 2.0$, y $J_b = 1.0$ y $J_{ab} = \sqrt{J_a J_b}$. Para la línea sólida, $T = 0.5$, en la línea a trazos $T = 1.0$, y la línea punteada para $T = 1.5$.

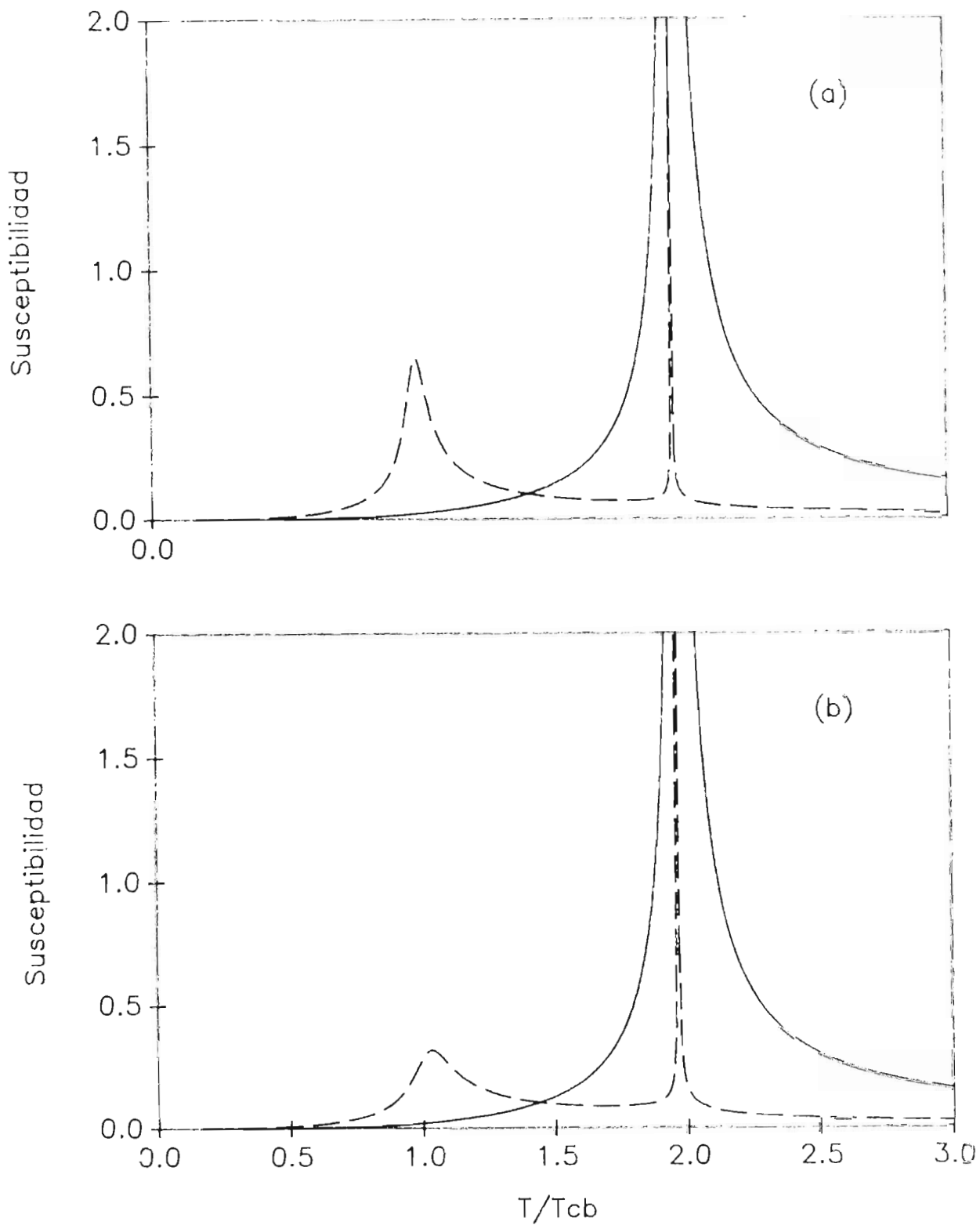


Fig. 4. Susceptibilidad promedio en un sistema constituido por 20 planos en la celda principal (B/A), con constantes de acoplamiento $J_a = 2.0$, y $J_b = 1.0$ y $J_{ab} = \sqrt{J_a J_b}$. La línea sólida corresponde al ferromagneto con acoplamiento fuerte, y la línea a trazos al con acoplamiento débil.

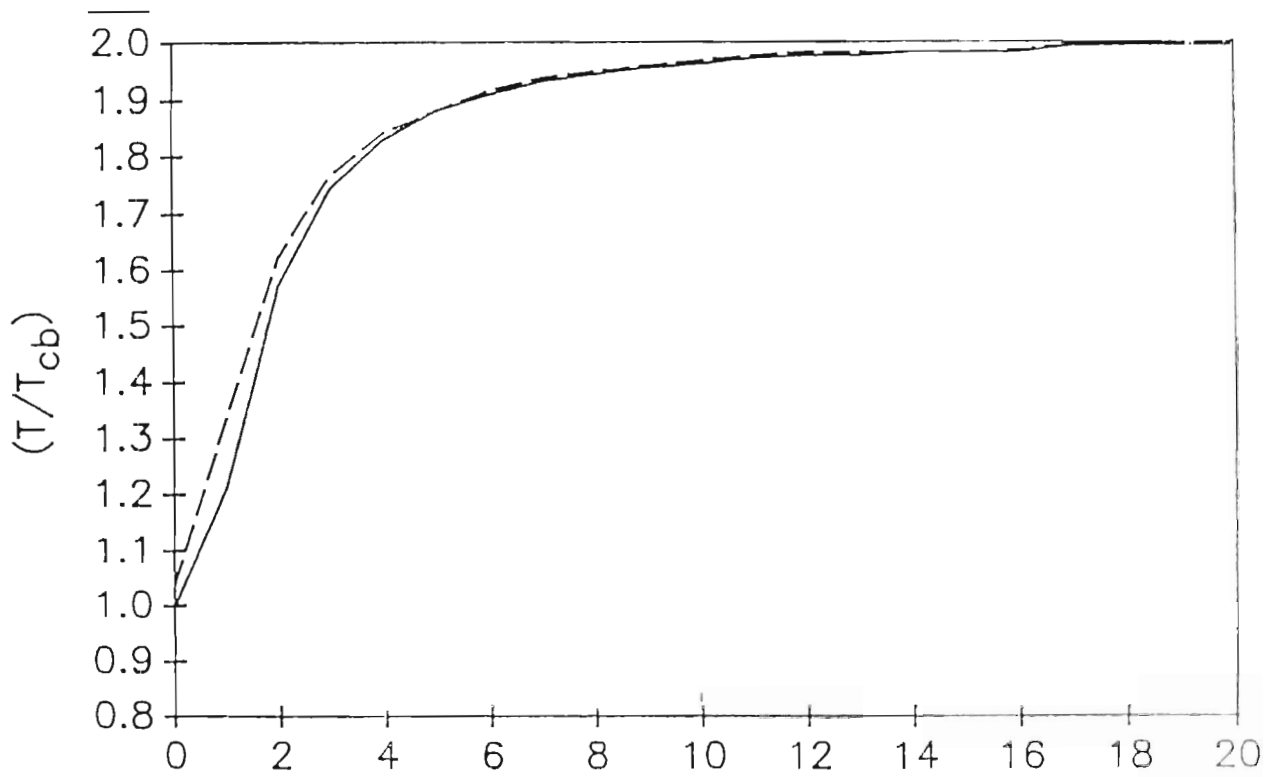


Fig. 5-a. Temperatura de Curie en una película delgada y en una super red como función del espesor de planos con acoplamiento fuerte ($J_b = 2.0$, $J_a = 1.0$), manteniendo fijo el número total de planos (20 planos). La línea punteada corresponde a una super red, y la línea sólida a una película delgada

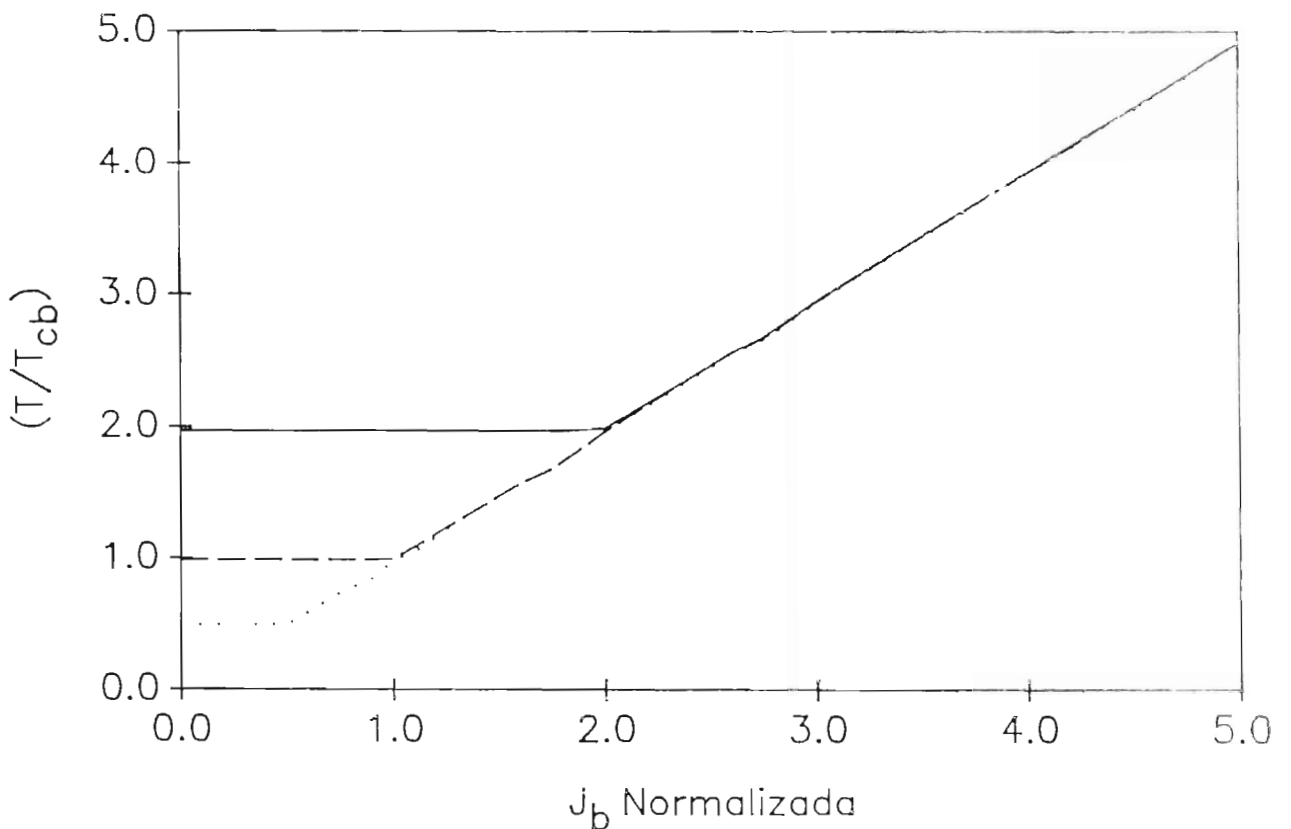


Fig. 5-b. Temperatura de Curie como función de la energía de interacción en los planos-B. Aquí las curvas corresponden al caso en que se ha mantenido fija la interacción en los planos-A. Para la línea punteada $J_a = 0.5$, en la línea a trazos $J_a = 1.0$, y la línea sólida para $J_a = 2.0$.

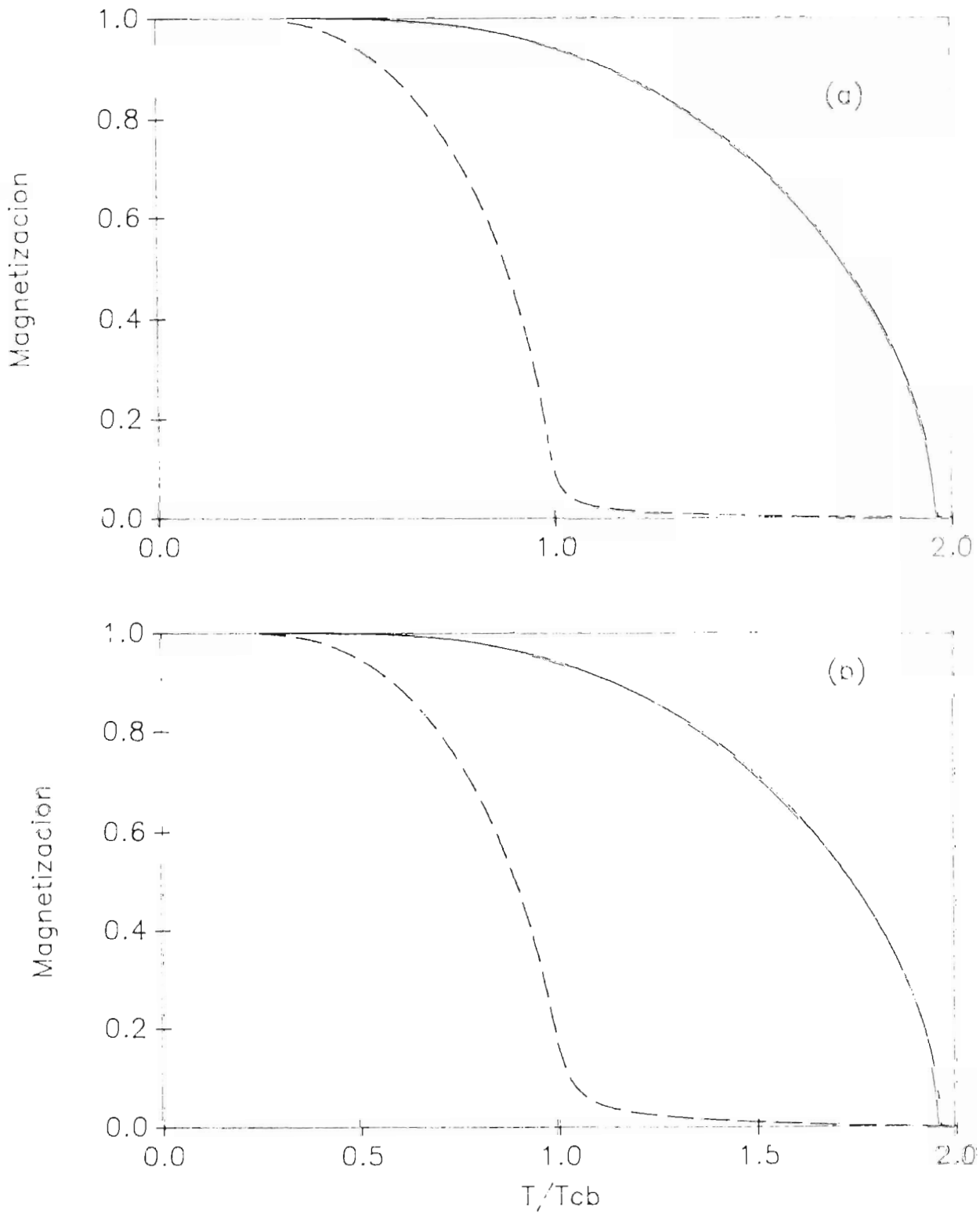


Fig. 6. Magnetización promedio en uniones tipo A/B con acoplamiento interfacial $J_{AB} = 0.25$. Las línea sólida y a trazos representan la magnetización en A y en B respectivamente.

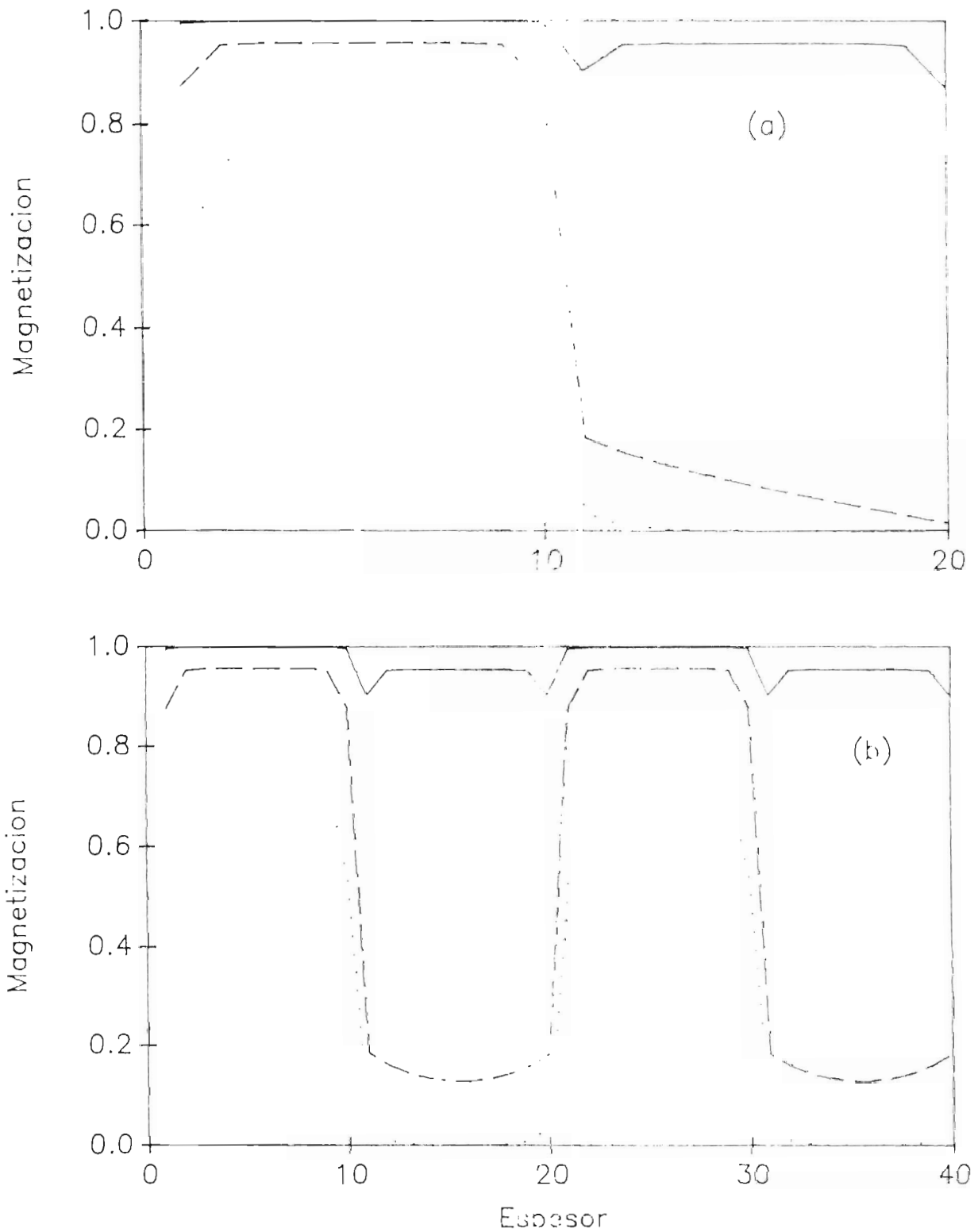


Fig. 7. Perfil magnético en uniones tipo A/B con acoplamiento interfacial $J_{ab} = 0.25$. Las isothermas consideradas son, $T = 0.5, 1.0$ y 1.5 .

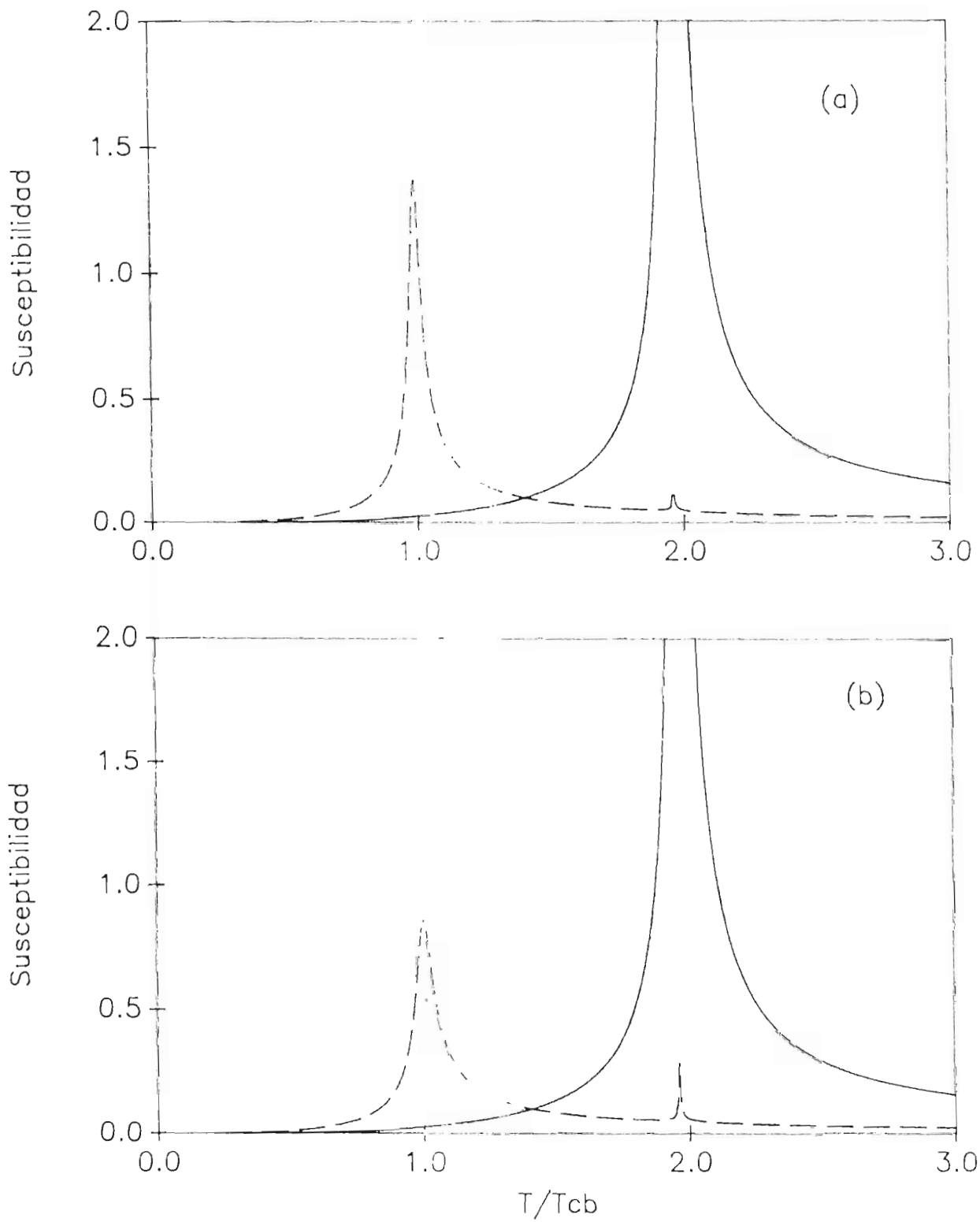


Fig. 8. Susceptibilidad promedio en uniones tipo A/B con acoplamiento interfacial $J_{ab} = 0.25$. La línea sólida está referida a los planos A , y la restante a los planos B .

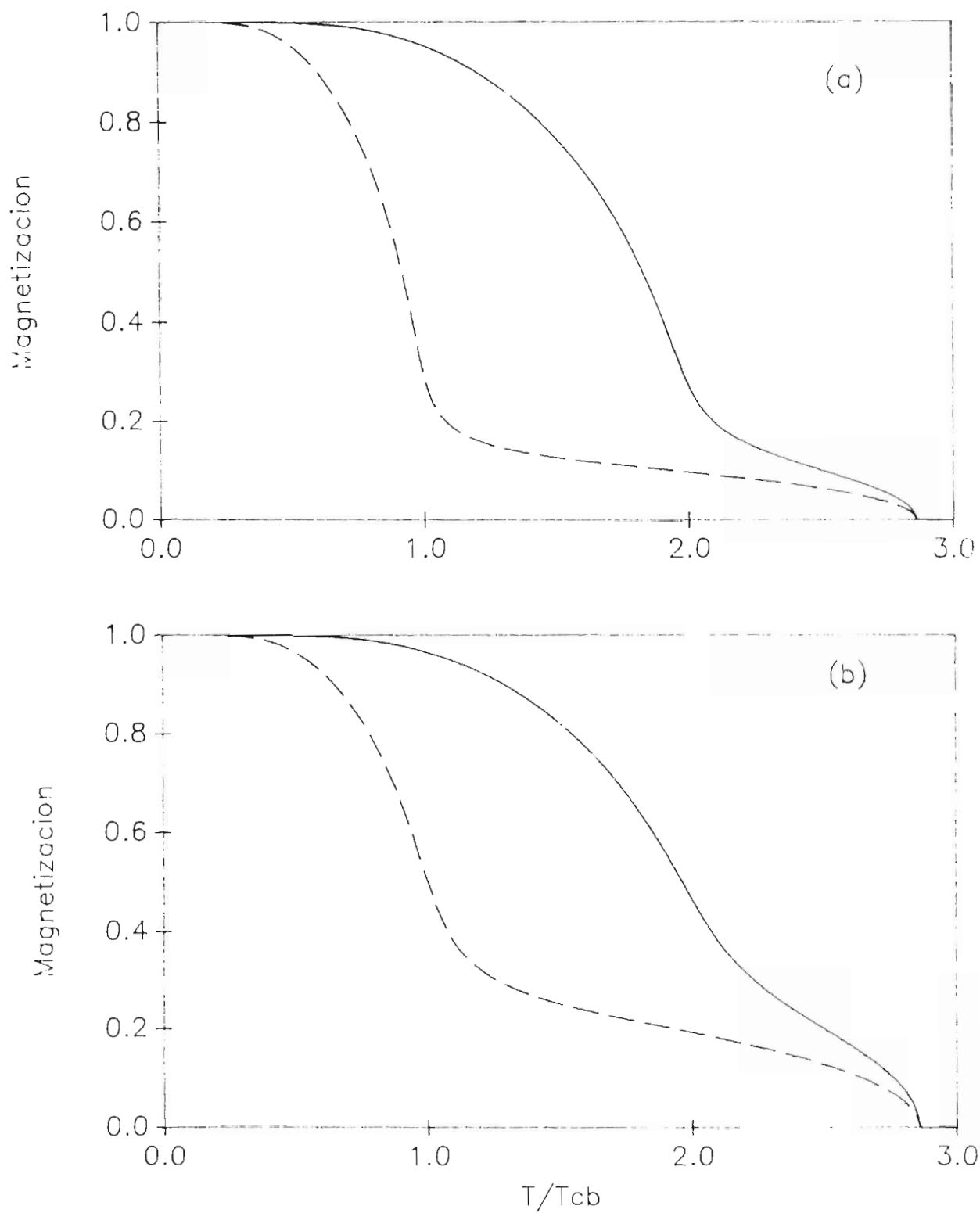


Fig. 9. Magnetización promedio con acoplamiento interfacial $J_{ab} = 8.0$, la línea sólida corresponde a los planos A y la línea a trazos a los planos B

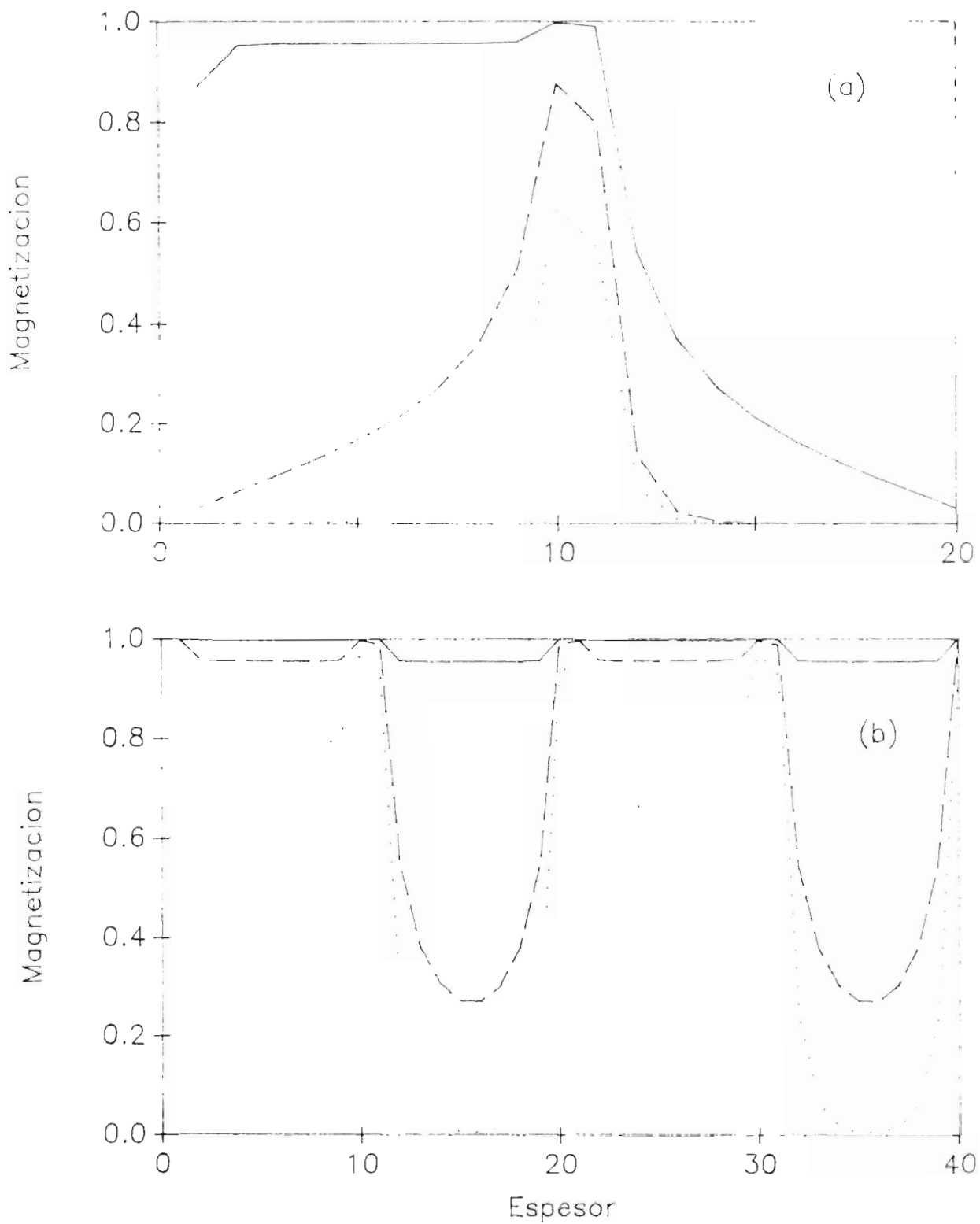


Fig. 10. Perfil magnético con acoplamiento interfacial $J_{ab} = 8.0$. Las isoterms mostradas son $T = 2.0, 4.0$, y 6.0 que están representados por las líneas sólida, a trazos y punteada respectivamente.

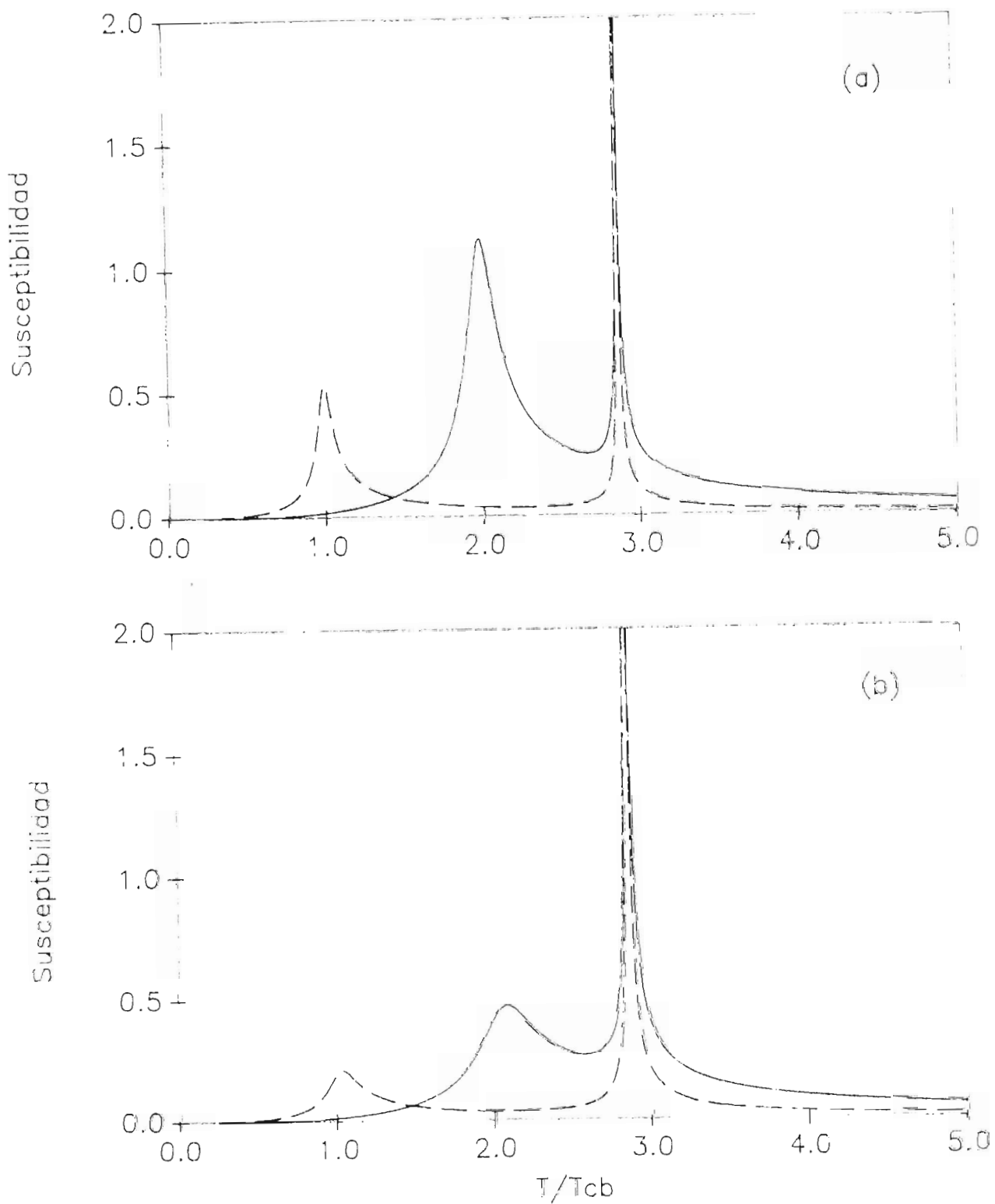


Fig. 11. Susceptibilidad promedio con acoplamiento interfacial $J_{ab} = 8.0$. La línea sólida representa los planos A, y los planos B la línea a trazos

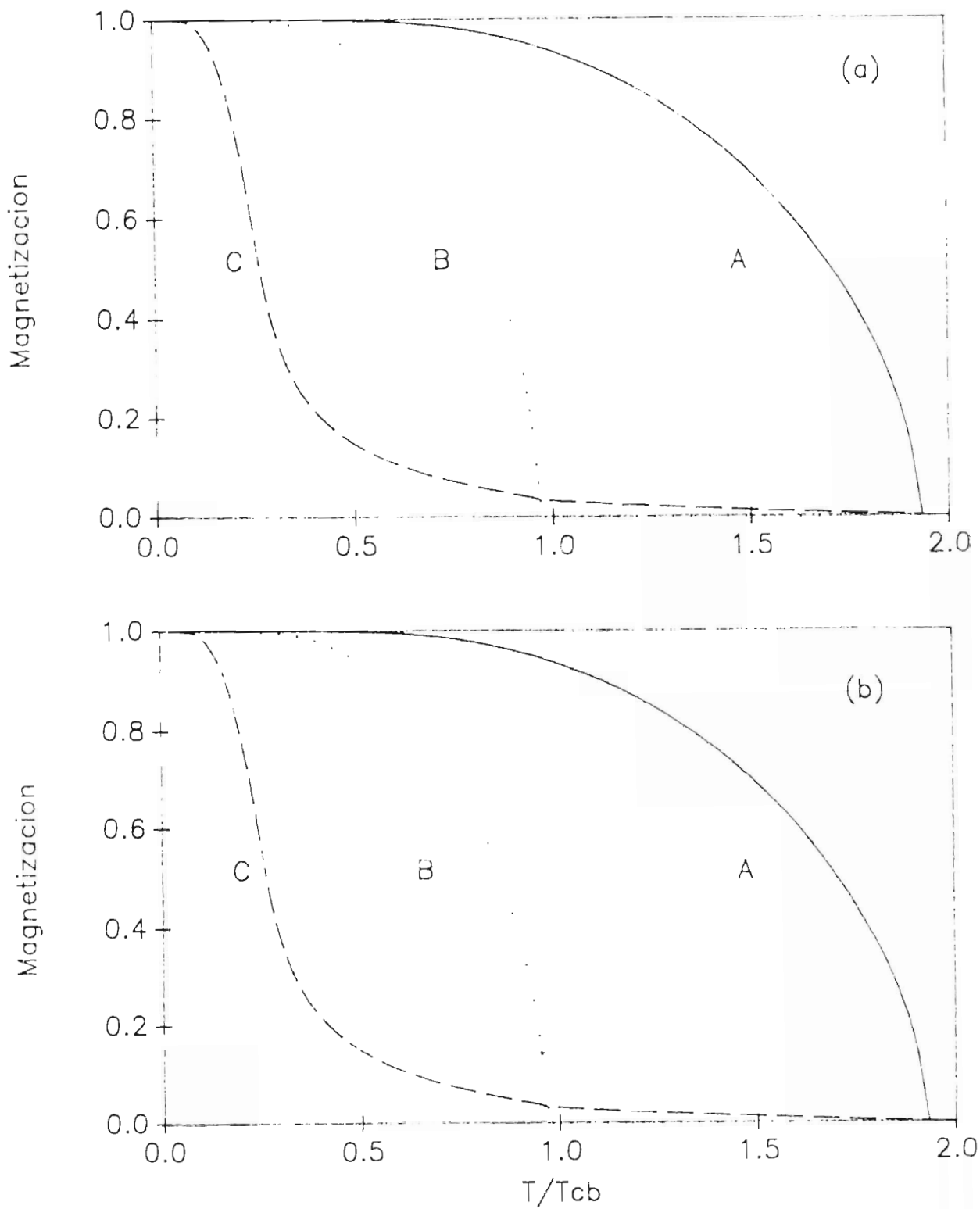


Fig. 12. Magnetización promedio con interacciones $J_a = 2.0$, $J_b = 1.0$ y $J_c = 0.25$. Estas curvas corresponden a un sandwich magnético de tres componentes dispuestas en la forma $A/C/B$. La interacción en la interface corresponde a la media geométrica de J_c con J_a ó J_b según sea el caso. Las componentes A , B y C se indican mediante las líneas sólida, a trazos y punteada respectivamente.

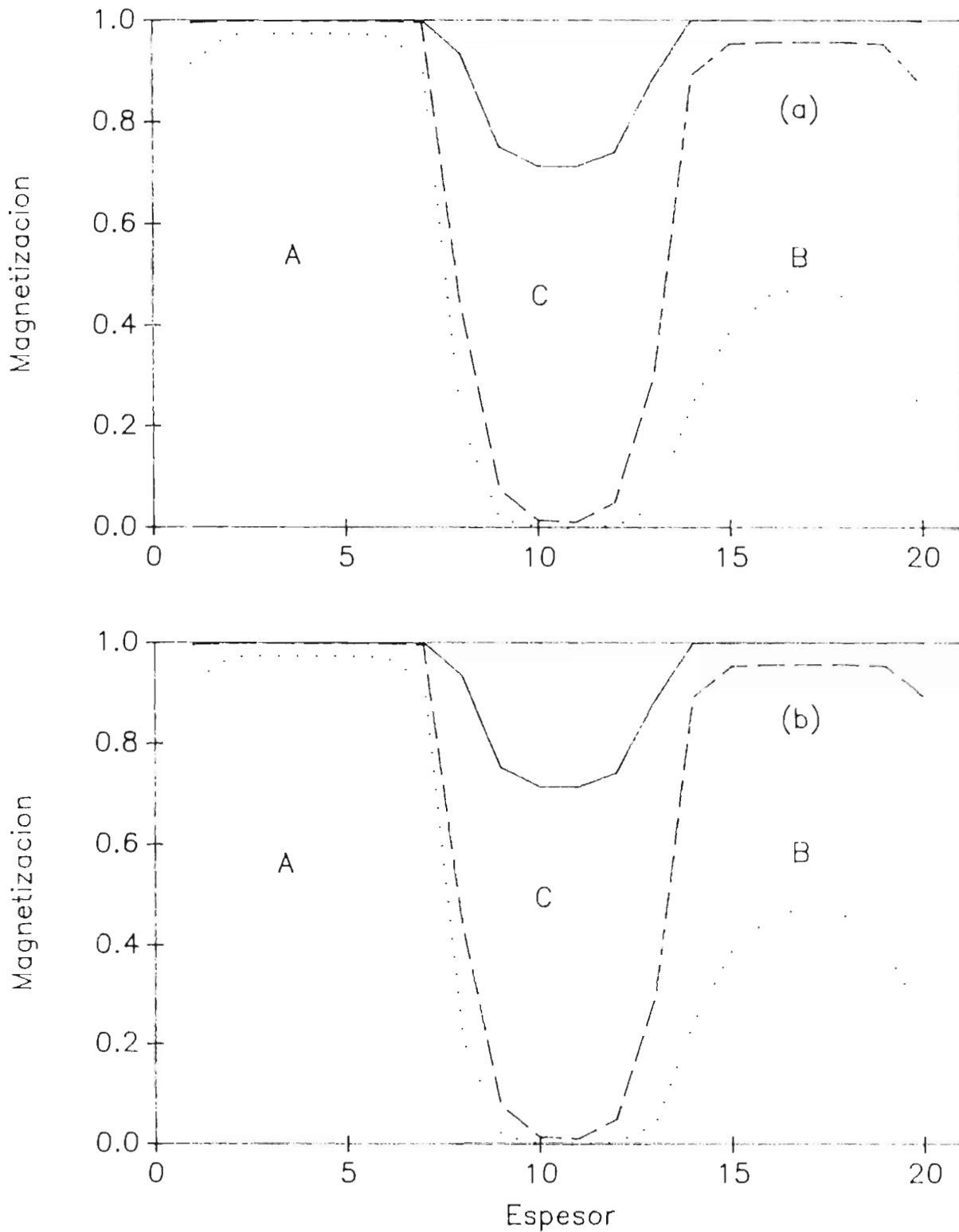


Fig. 13. Perfil en un sandwich magnético de tres componentes dispuestas en la forma $A/C/B$. La interacción en la interface corresponde a la media geométrica de J_c con J_a ó J_b según sea el caso. Las isothermas en las líneas sólida, a trazos y punteada corresponden a $T = 0.2, 0.5$ y 0.9 respectivamente.

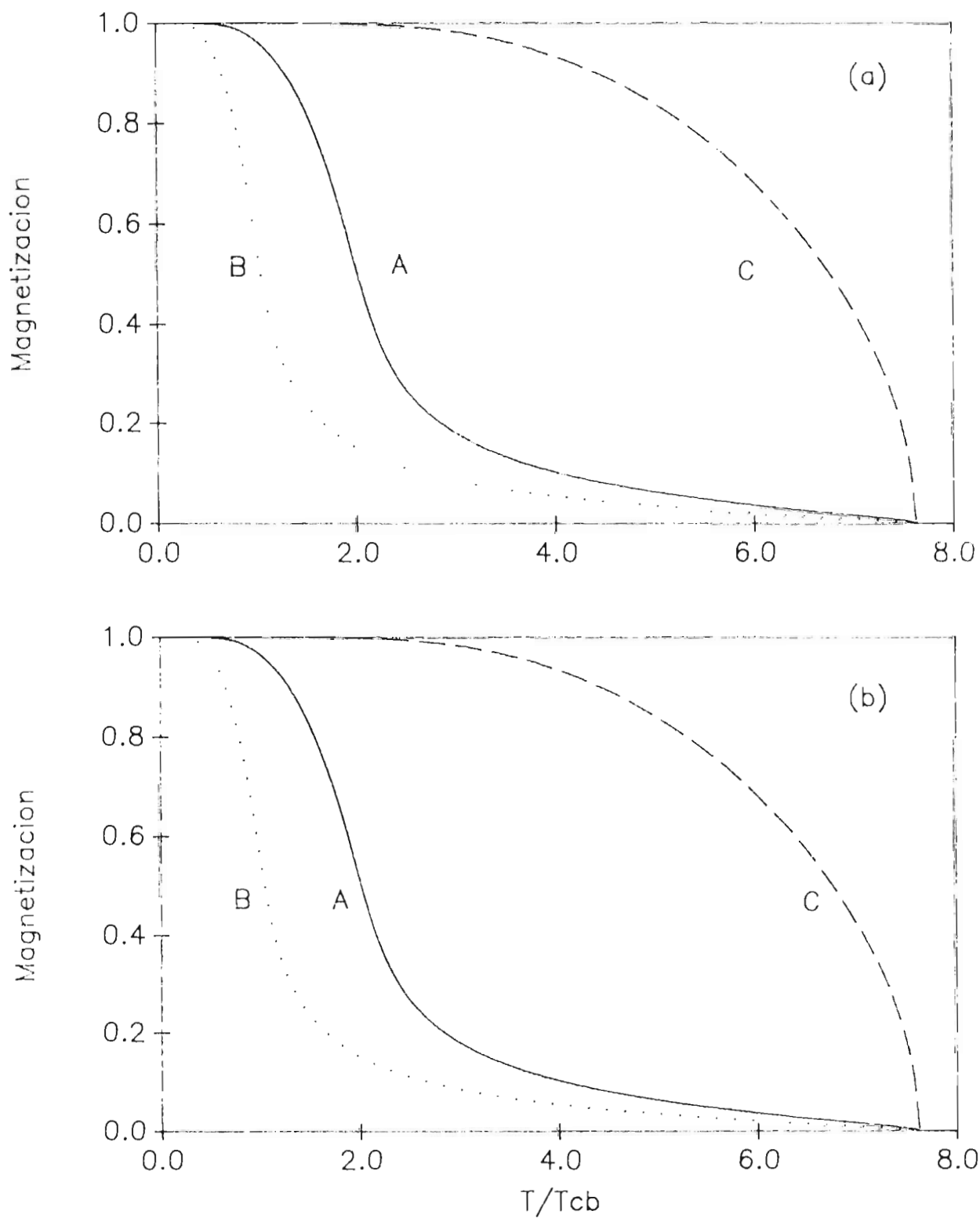


Fig. 14. Curvas de magnetización en la configuración $A/C/B$, con $J_1 \approx 8.0$. Los ferromagnetos A , B y C están identificados con las líneas sólida, punteada y a trazos respectivamente.

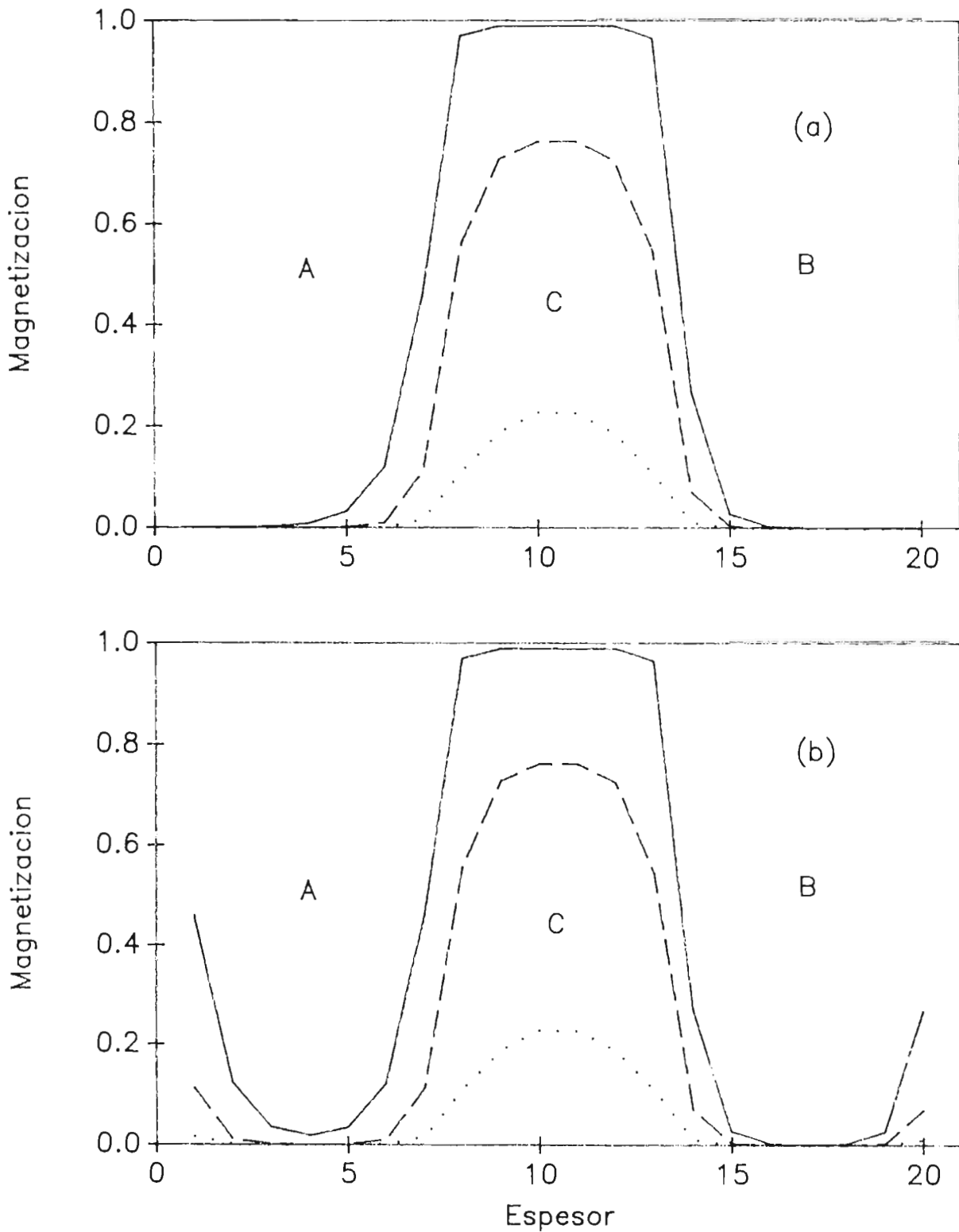


Fig. 15. Perfil magnético para el sandwich de tres componentes dispuestas en la forma A/C/B. La interacción en la interface corresponde a la media geométrica de J_c con J_a ó J_b según sea el caso. Las curvas representan las isothermas $T = 3.0, 6.0$ y 7.5 .

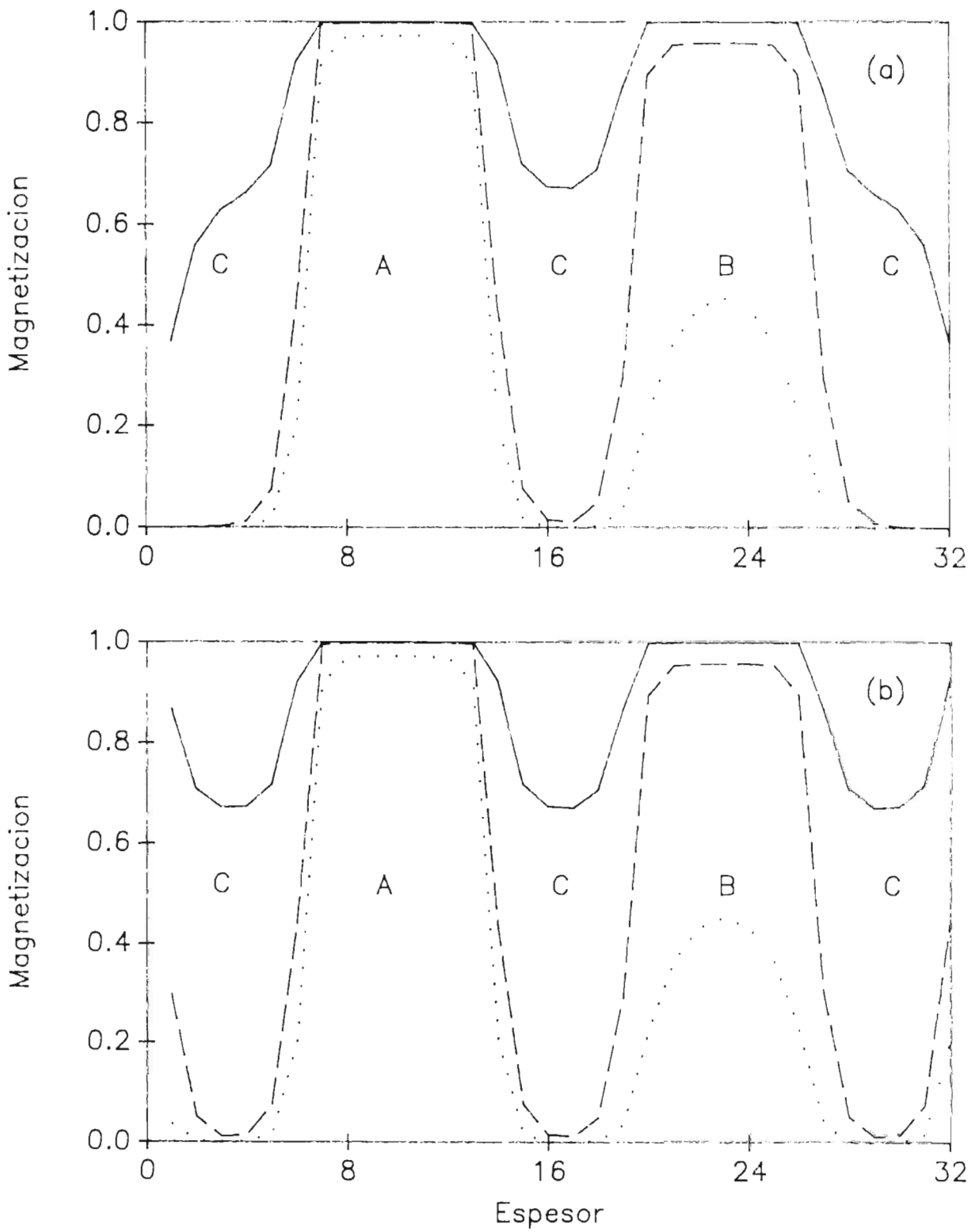


Fig. 16. Perfil magnético en un sandwich cuya configuración es $C/A/C/B/C$, donde $J_c = 0.25$. Las isothermas $T = 0.2, 0.5$ y 0.9 están representadas por las líneas sólida, a trazos y punteada.

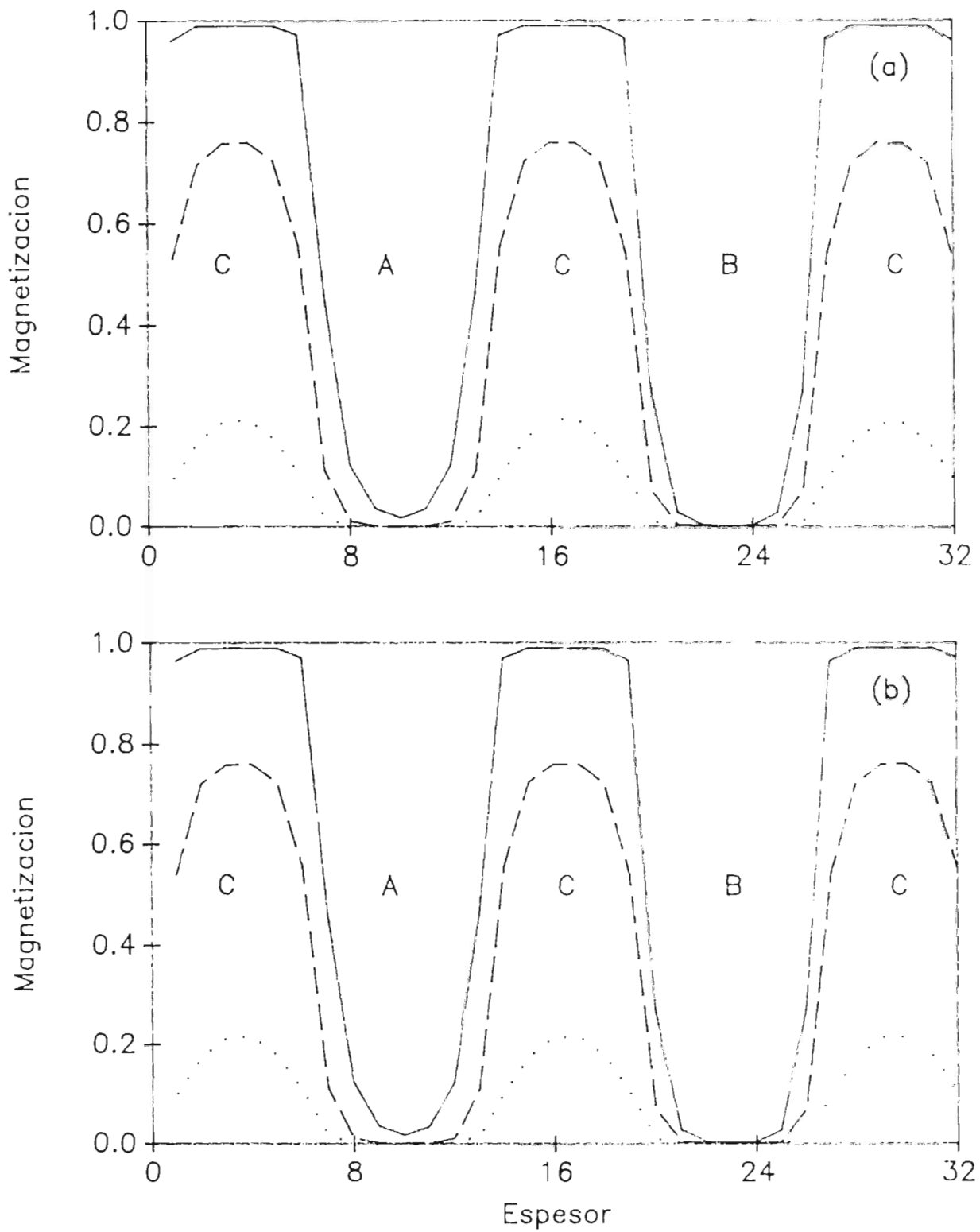


Fig. 17. Perfil magnético en un sandwich cuya configuración es $C/A/C/B/C$, donde $J_c = 8.0$, y las isothermas mostradas son $T = 3.0, 6.0$ y 7.5 .

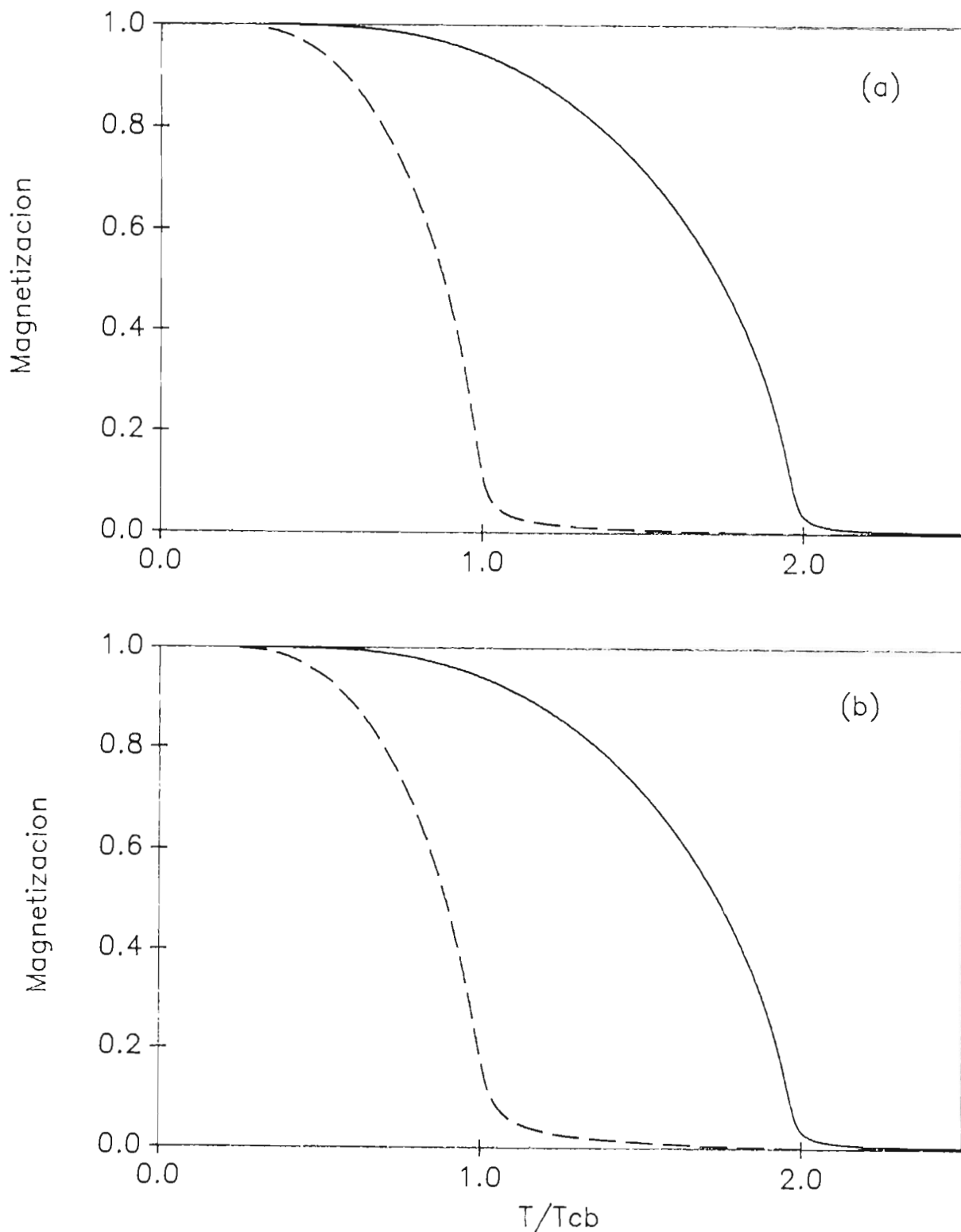


Fig. 18. Magnetización promedio en uniones A/B . La interacción interfacial es $J_{ab} = 0.25$ y el campo magnético externo $H_{ex} = 0.01$. Las líneas sólida, y a trazos representan la magnetización en las componentes 4 y B respectivamente.

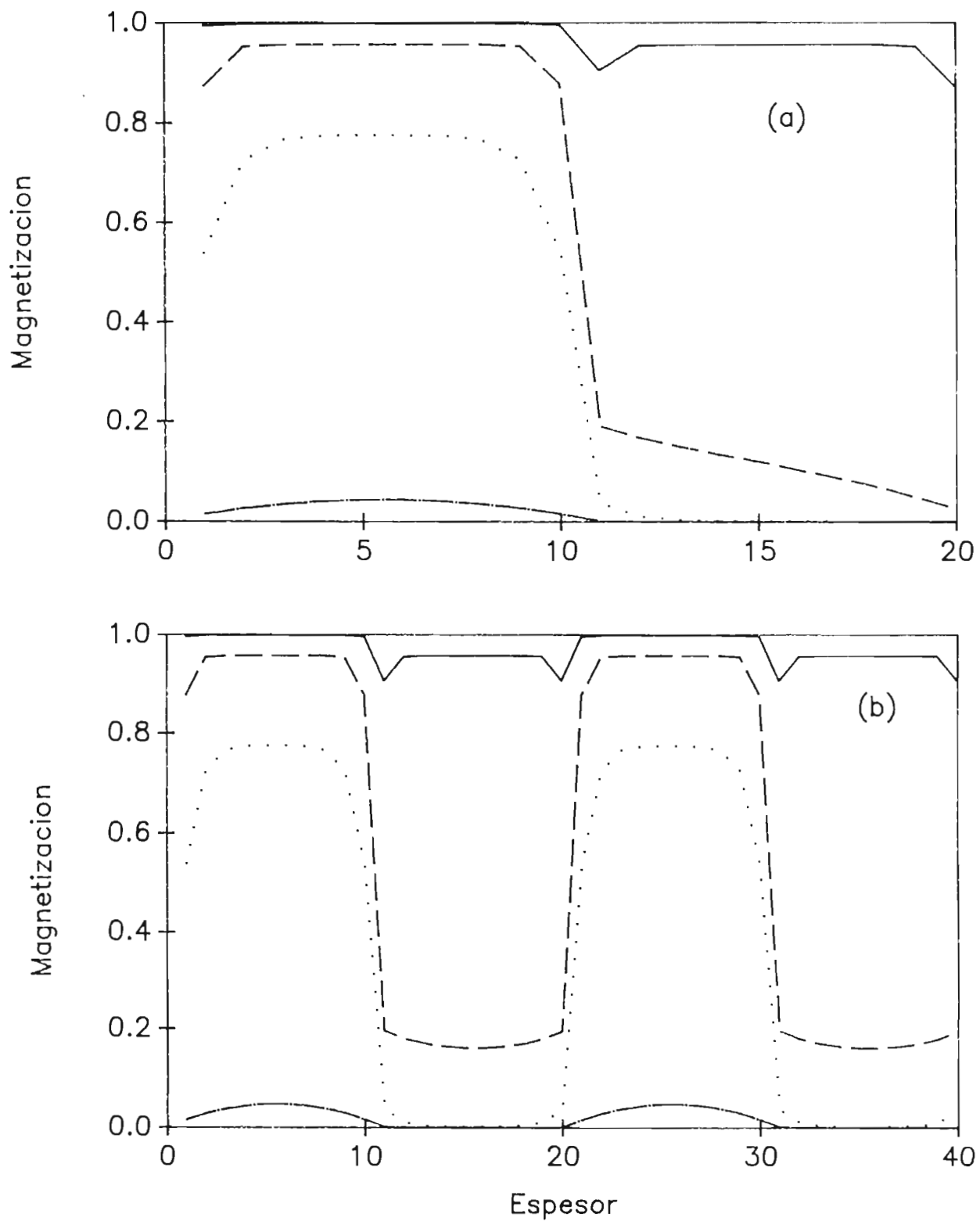


Fig. 19. Perfil magnético en uniones A/B . La interacción interfacial es $J_{ab} = 0.25$ y el campo magnético externo $H_{\epsilon x} = 0.01$, se han trazado las isothermas $T = 0.5, 1.0$ y 1.5 , e incluso $T = 2.0$ esta última curva está representada por el trazo en punto y línea.

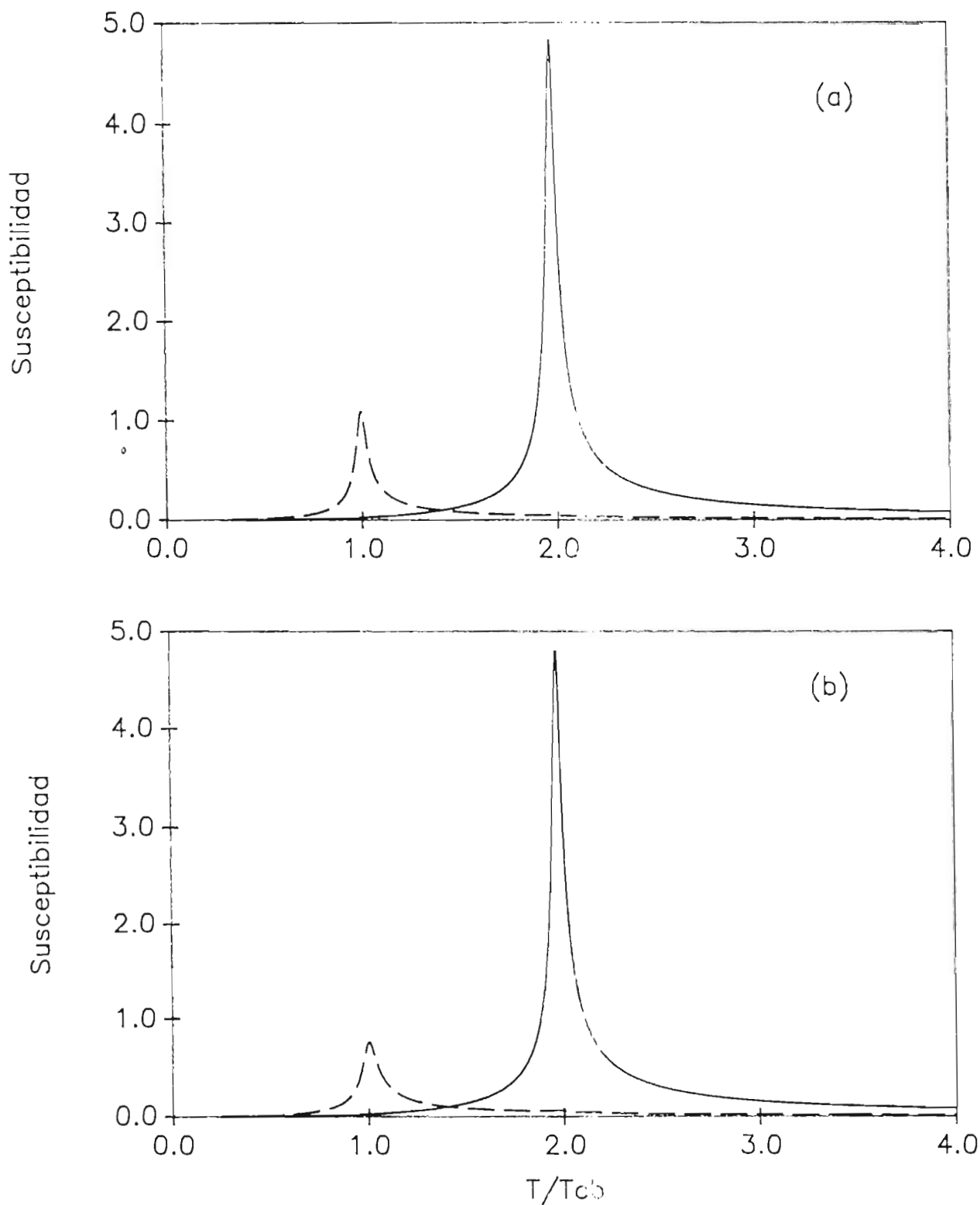


Fig. 20. Susceptibilidad promedio en uniones A/B . La interacción interfacial es $J_{ab} = 0.25$ y el campo magnético externo $H_{ex} = 0.01$. La línea sólida se refiere a los planos fuertes, y la línea punteada a los planos débiles.

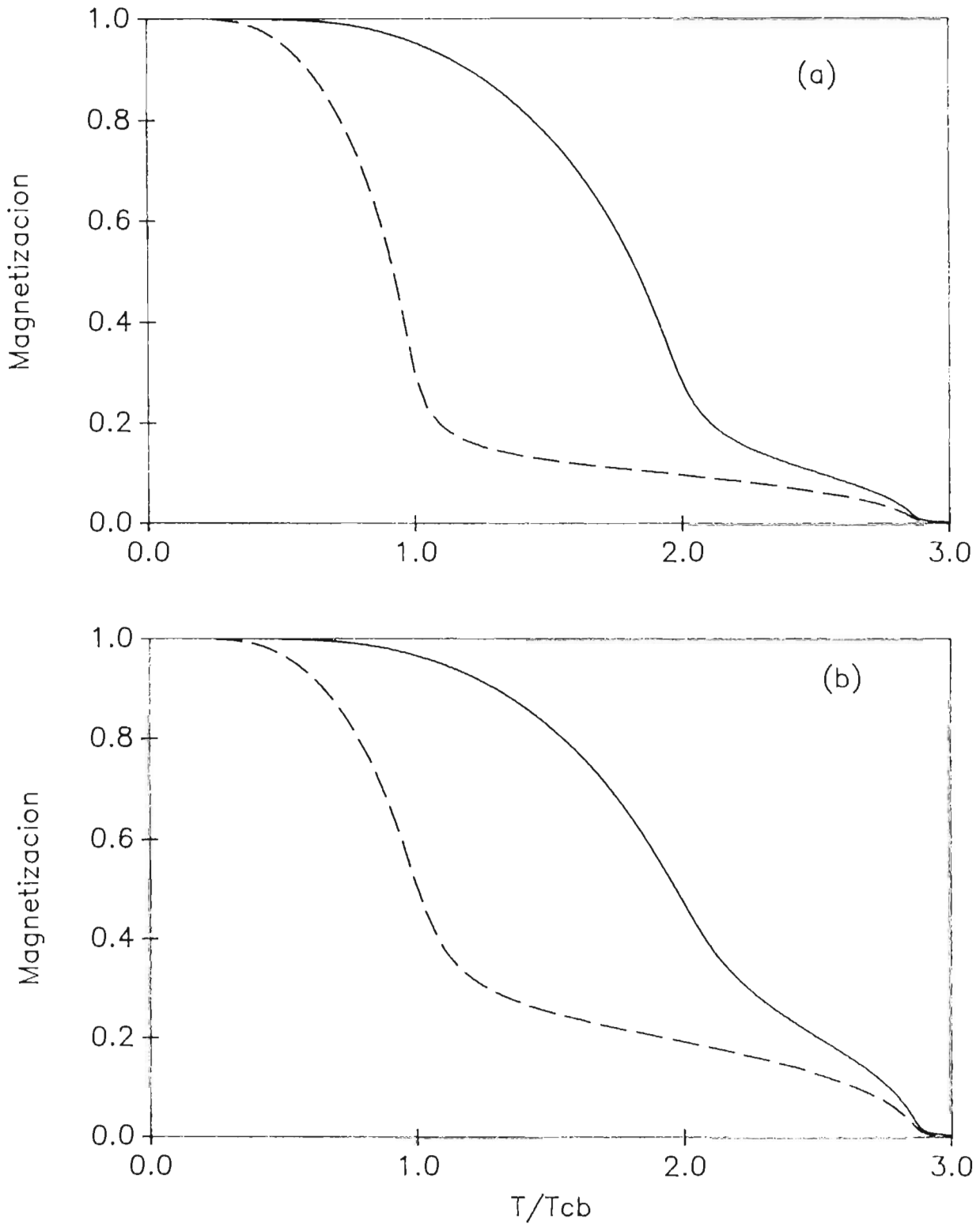


Fig. 21. Magnetización promedio en uniones A/B . La interacción interfacial es $J_{ab} = 8.0$ y el campo magnético externo $H_{ex} = 0.01$. La línea sólida corresponde a los planos A , y la línea a trazos los planos B

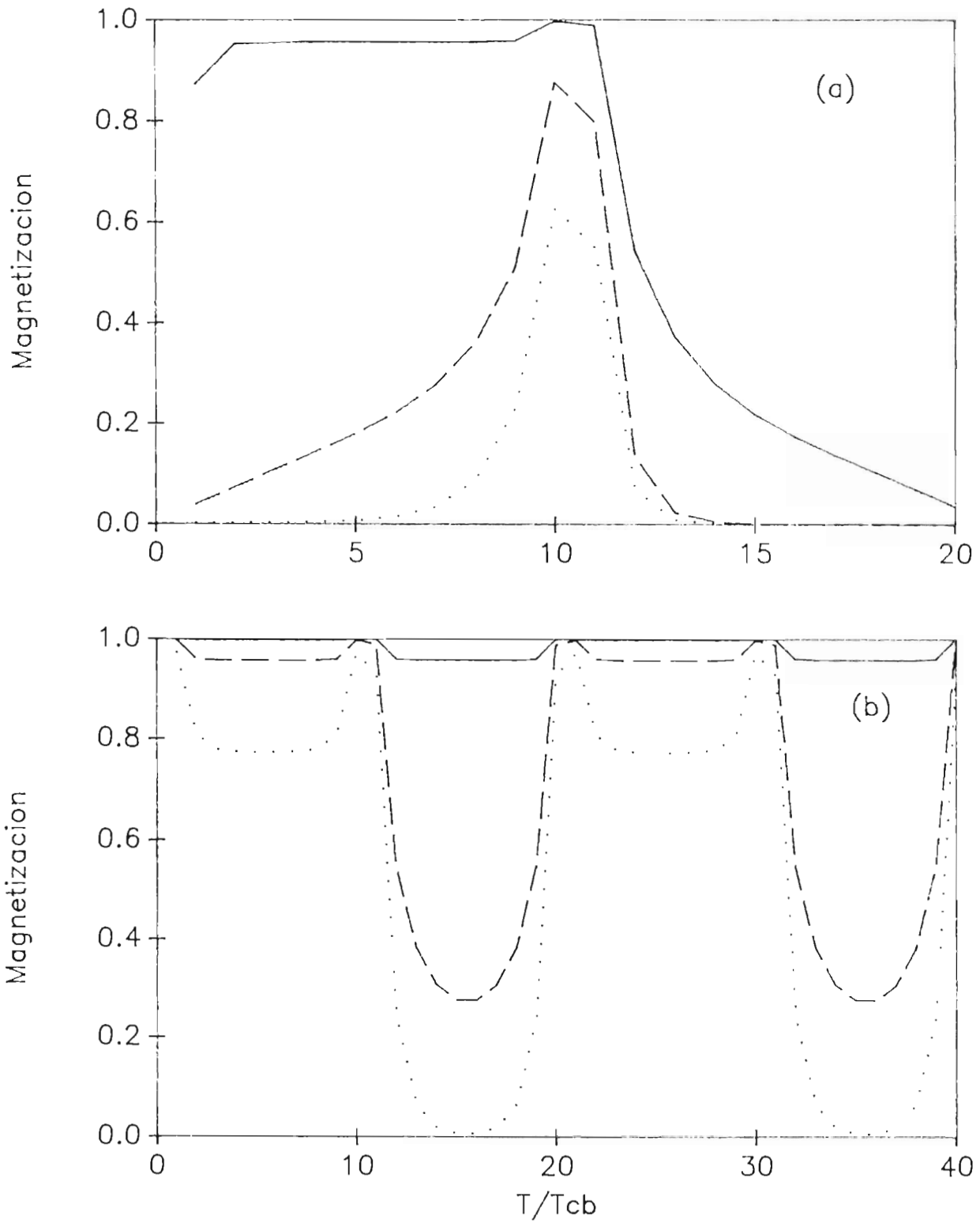


Fig. 22. Perfil Magnético en uniones A/B . La interacción interfacial es $J_{ab} = 8.0$ y el campo magnético externo $H_{ex} = 0.01$. Las isothermas presentadas son $T = 1.0, 2.0$ y 2.5 .

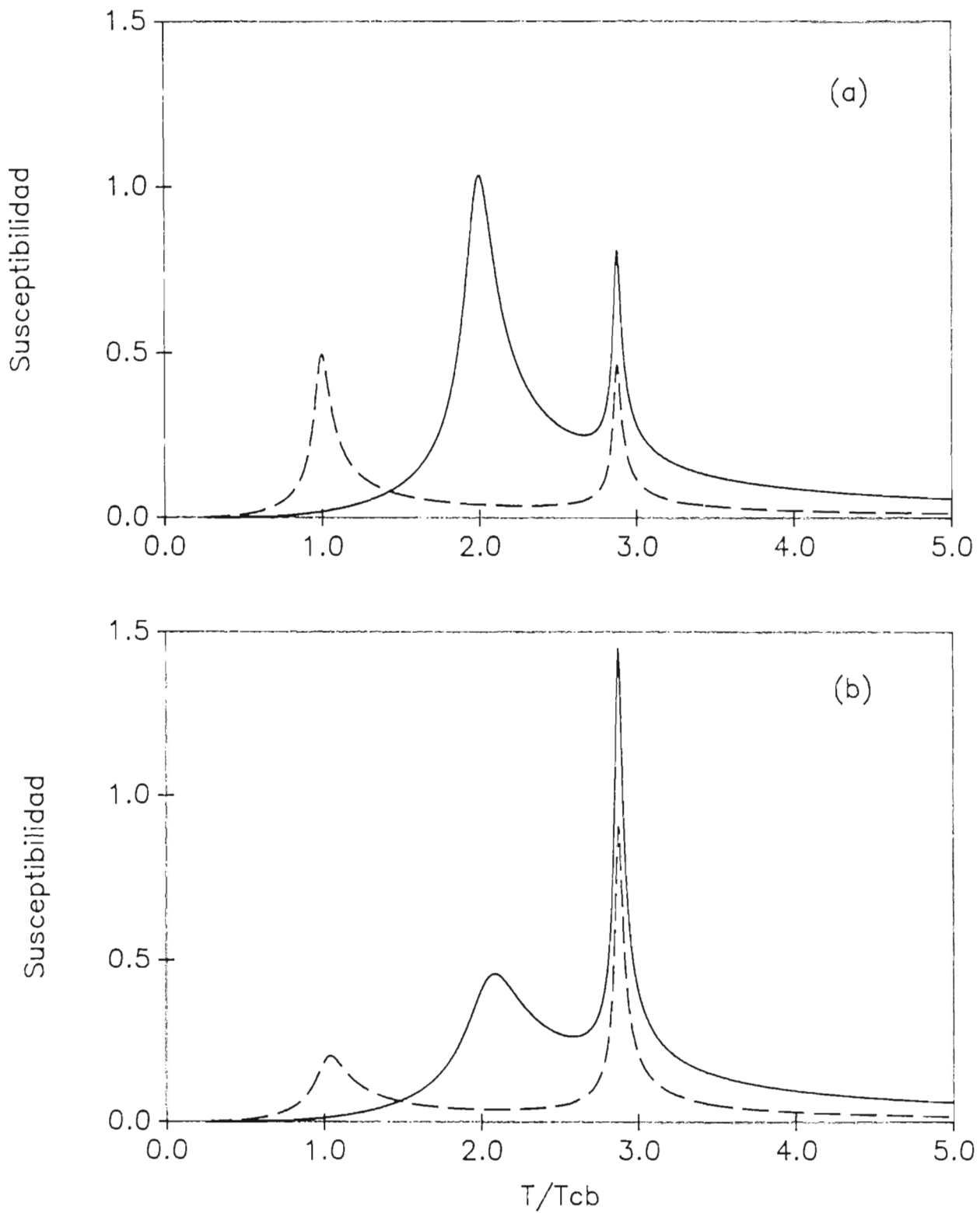


Fig. 23. Susceptibilidad promedio en uniones A/B . La interacción interfacial es $J_{ab} = 8.0$ y el campo magnético externo $H_{ex} = 0.01$. Los ferromagnetos A y B están representados por las gráficas en línea sólida y punteada respectivamente.

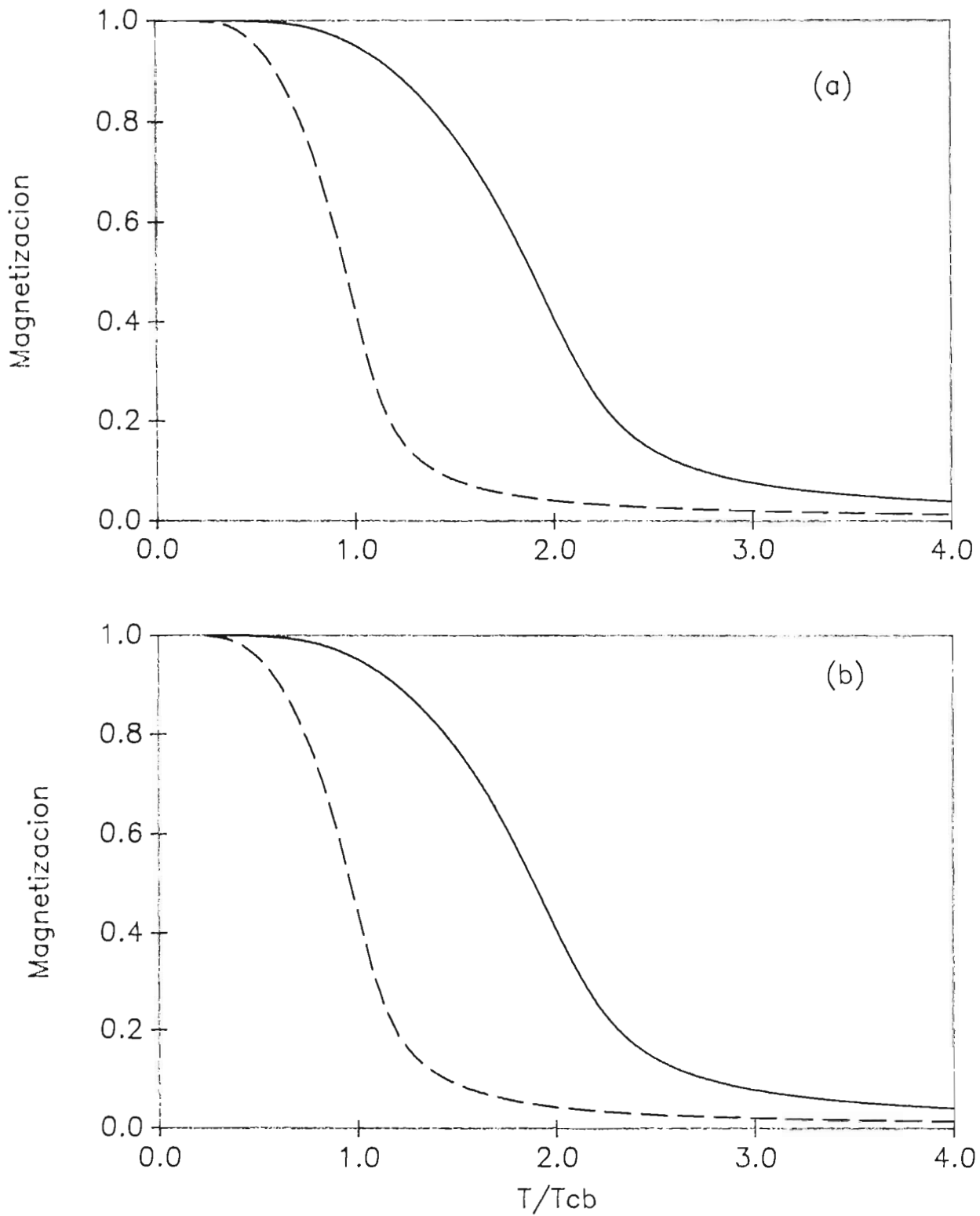


Fig. 24. Magnetización promedio en uniones A/B . La interacción interfacial $J_{ab} = 0.25$, $H_{ex} = 0.5$, $J_a = 2.0$ y $J_b = 1.0$. La línea sólida representa el ferromagneto fuerte y la línea punteada el débil.

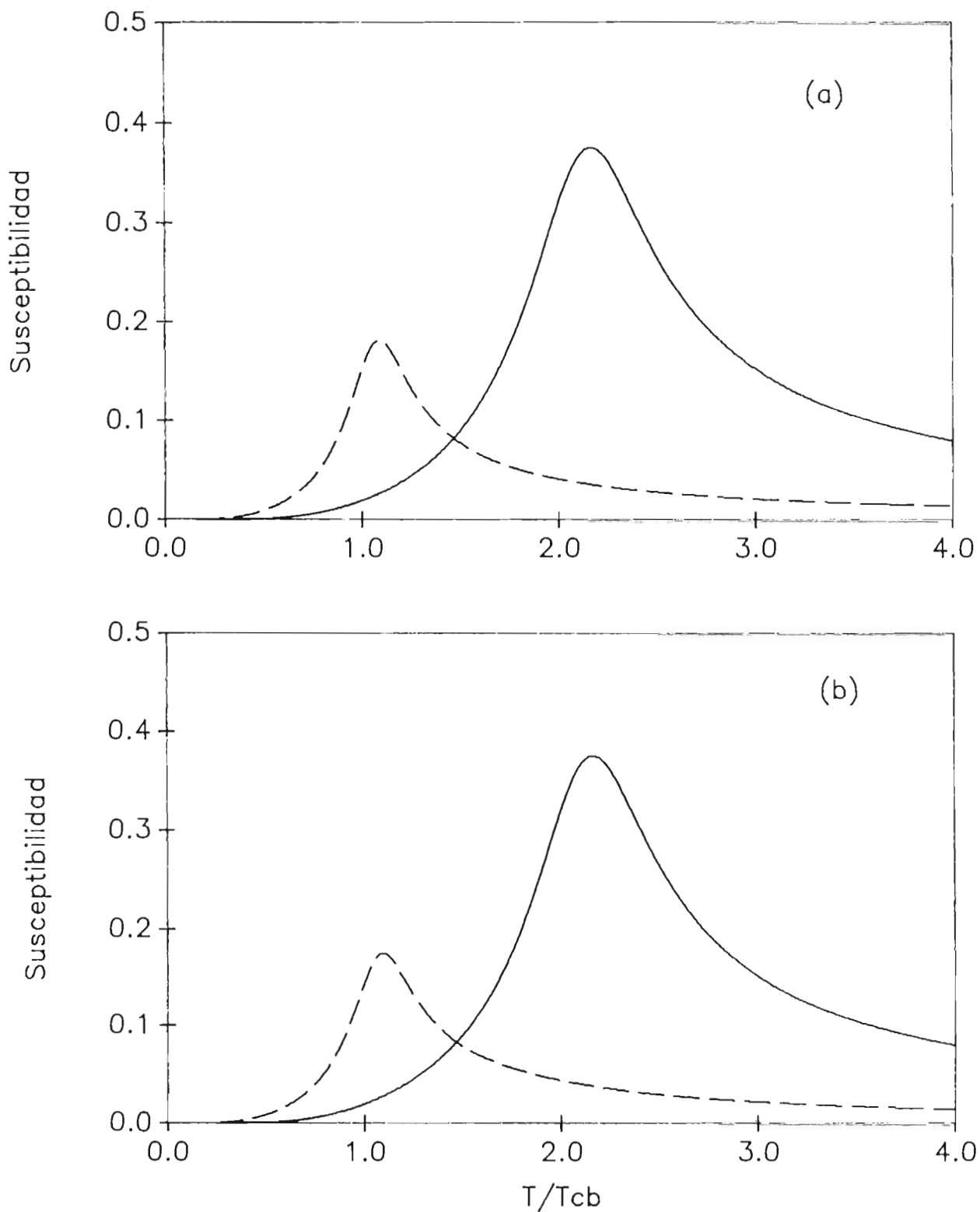


Fig. 25. Susceptibilidad promedio en uniones A/B . La interacción interfacial $J_{ab} = 0.25$, $H_{ex} = 0.5$. Las líneas sólida y a trazos representan la susceptibilidad en los planos A y B respectivamente.

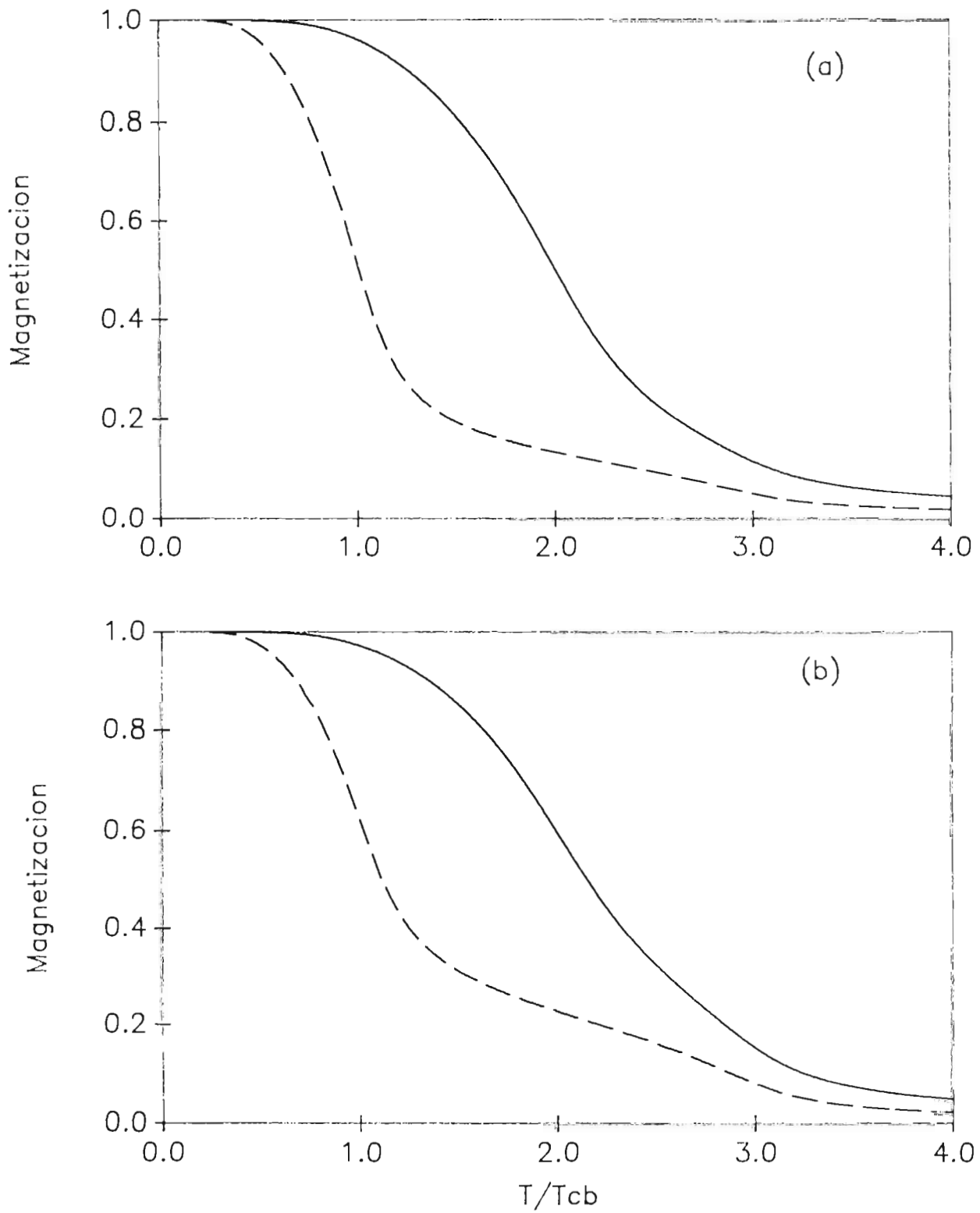


Fig. 26. Magnetización promedio en uniones A/B . La interacción interfacial $J_{ab} = 8.0$, $H_{ex} = 0.5$. Se presentan los comportamientos del parámetro de orden en los planos A (línea sólida) y en los planos B (línea a trazos).

END

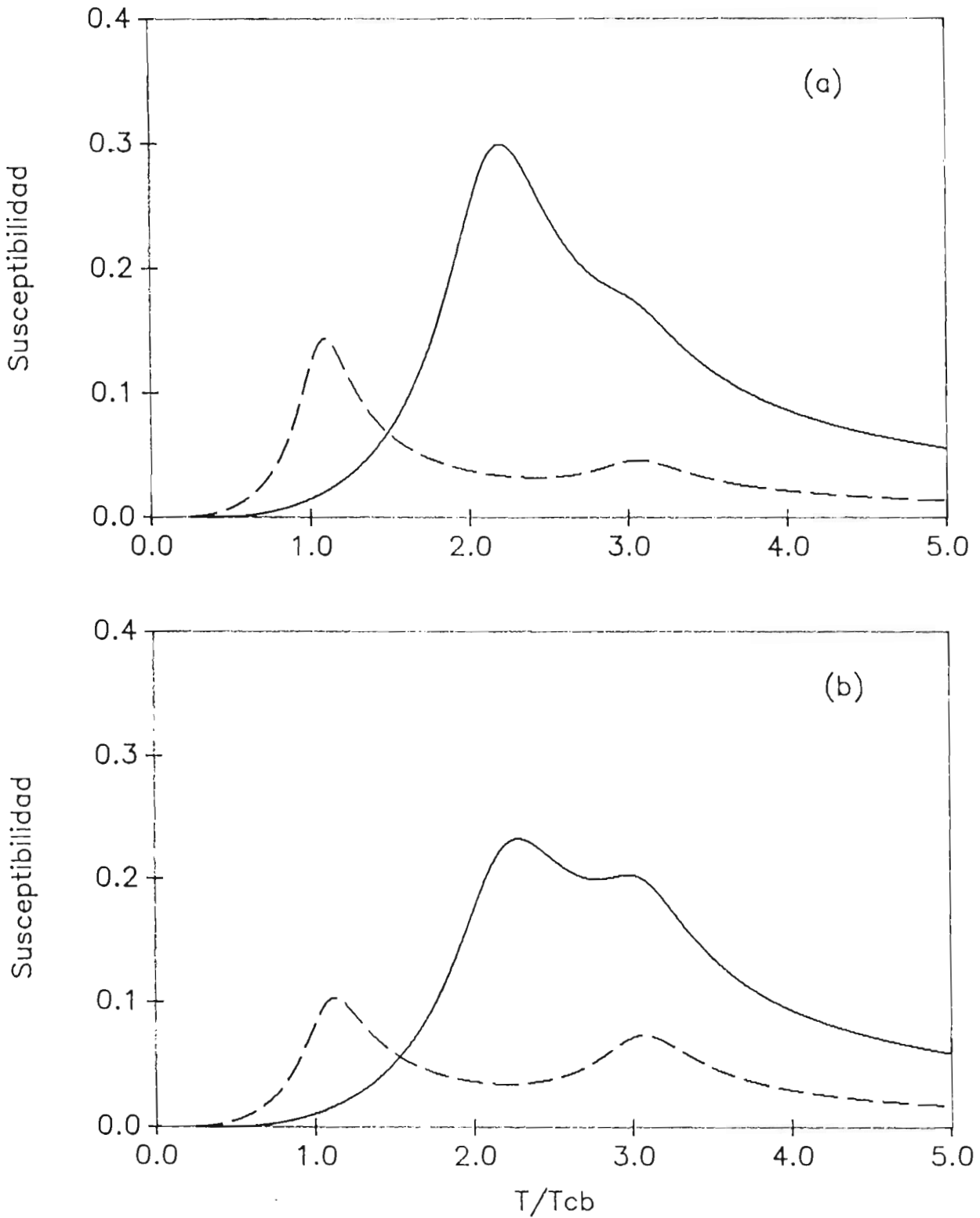


Fig. 27. Susceptibilidad promedio en uniones A/B . La interacción interfacial $J_{ab} = 8.0$, $H_{ex} = 0.5$. La susceptibilidad en los planos A se presenta en la línea sólida y en los planos B en la línea a trazos.