

Capítulo 9

Efecto del ritmo de variación del parámetro de control en las avalanchas de las transiciones de fase de primer orden

En el capítulo 1 [§ 1.4] vimos que existen numerosos ejemplos de sistemas reales que responden de forma discontinua (presentan avalanchas) al variar un parámetro de control externo Ψ que induce una transición de fase de primer orden. Como vimos, en muchos casos las propiedades de las avalanchas (áreas, duración, etc. . .) presentan un comportamiento tipo ley de potencias a lo largo de varias décadas. Esto ha sugerido la existencia de cierta criticalidad en estos sistemas y ha estimulado la búsqueda de universalidad en los exponentes de las leyes de potencias. Sin embargo, experimentalmente se han obtenido muchos exponentes diferentes y, actualmente, la comparación con las clases de universalidad predichas a partir de modelos es un tema de activo debate. Las magnitudes que se pueden obtener experimentalmente, tales como las amplitudes de las señales, no tienen una relación sencilla con las que se obtienen en las simulaciones numéricas como, por ejemplo, el tamaño de las avalanchas. Además, las distribuciones experimentales presentan, en algunos casos, correcciones exponenciales (como hemos visto, por ejemplo, en la sección § 8.3.3), lo que dificulta aún más la obtención de los exponentes de las leyes de potencias y su comparación con los exponentes correspondientes a los modelos.

En la literatura se encuentran pocas medidas sistemáticas de avalanchas con un control bueno de los parámetros externos. Existen varios resultados que indican que

los exponentes de las distribuciones presentan dependencias con varios parámetros. A continuación se enumeran algunas de estas dependencias:

1. Como hemos visto en el capítulo 8, los exponentes de la distribución de las señales de EA asociada a la TM en aleaciones con memoria de forma (base Cu) dependen del ciclado sucesivo a través de la transición. Sin embargo, la evolución de los exponentes con el ciclado se detiene en un cierto valor estacionario tras un cierto número de ciclos. Estos valores estacionarios correspondientes a las aleaciones de base Cu se han agrupado en dos clases distintas [22].
2. En medidas de efecto Barkhausen en láminas de Fe se ha observado un aumento del exponente asociado a los cambios en magnetización cuando la temperatura disminuye desde temperatura ambiente hasta 10 K [348].
3. En relación con los materiales magnéticamente blandos, se han propuesto dos clases para los exponentes de las señales Barkhausen [349]: una clase en que los exponentes disminuyen al aumentar el ritmo del parámetro de control $|\dot{\Psi}|$ [350] y otra en que los exponentes son independientes de $|\dot{\Psi}|$.
4. En la sección § 5.11.1 vimos, a nivel de modelos, que los exponentes de las leyes de potencias dependen, por ejemplo, de la cantidad de desorden presente en el sistema. Debido a esto, tales exponentes no son estrictamente críticos y su comparación con los exponentes críticos estrictos puede estar enmascarada por estas dependencias.

En este capítulo se presenta un estudio sistemático de la influencia del ritmo de enfriamiento $|\dot{\Psi}| = |\dot{T}|$ en la distribución de amplitudes $p(A)$ de las señales de EA en transiciones estructurales. Se analizan dos sistemas que presentan diferentes grados de carácter atómico. En uno de los casos, el exponente α asociado a $p(A)$ disminuye con $|\dot{\Psi}|$ mientras que, en el otro caso, aumenta. Para explicar los resultados obtenidos, se propone [§ 9.3] un marco general que tiene en cuenta el efecto de las fluctuaciones térmicas y se basa en la competición de los tiempos característicos del problema. Además, también se hacen simulaciones numéricas utilizando el 3D-GRFIM y extendiendo la dinámica atómica-adiabática (descrita en el capítulo 4) para incluir el efecto de un ritmo de variación finito del parámetro de control y el efecto de las fluctuaciones térmicas. Los resultados de las simulaciones corroboran el marco teórico propuesto.

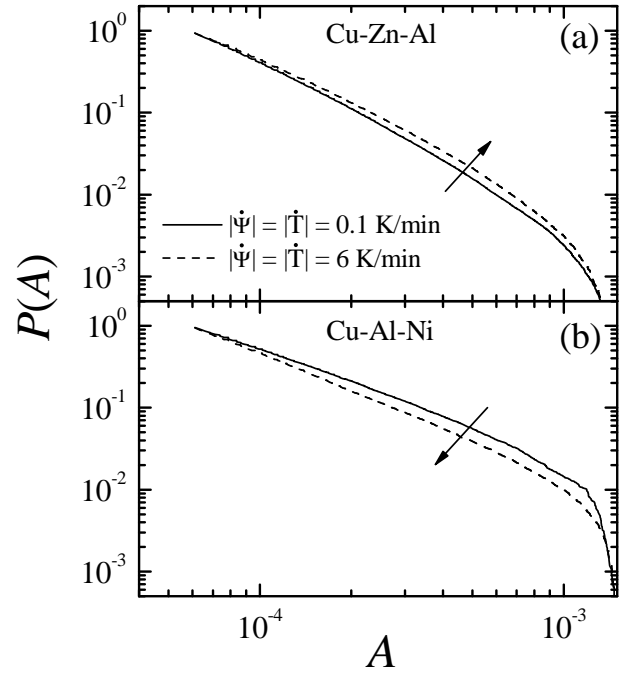
9.1. Detalles experimentales

La transición estructural estudiada en este capítulo es la TM que presentan dos aleaciones de Cu-Zn-Al y Cu-Al-Ni utilizadas anteriormente en esta tesis [Capítulo 7] para estudiar el efecto de las fluctuaciones térmicas en la TM. Estos resultados anteriores demostraron que el Cu-Zn-Al se comporta atéricamente para valores de $|\dot{\Psi}|$ mayores que un cierto valor menor que 0.1 K/min. Este resultado se deriva a partir del hecho de que la actividad acústica reducida $\nu/|\dot{T}|$ es independiente de $|\dot{T}|$ (escalado). En cambio, el mismo tipo de experimentos pusieron de manifiesto que la aleación de Cu-Al-Ni utilizada presenta un carácter menos atérico en nuestras condiciones experimentales. Aunque presenta una dinámica de avalanchas clara, la actividad acústica reducida no escala y se observan algunas señales asociadas a la TM en condiciones isotérmicas.

Antes de llevar a cabo los experimentos cuyos resultados presentamos en este capítulo, las muestras se han sometido a los tratamientos térmicos descritos en la sección § 6.4 y se han ciclado más de 100 veces a través de la TM para conseguir que la transición siga un camino estacionario (de hecho, los experimentos que se presentan a continuación se han hecho después de hacer todos los experimentos presentados en el capítulo 7). Como vimos en el capítulo 8, tras ~ 20 ciclos, la TM del Cu-Zn-Al es reproducible. En cambio, la TM asociada a la muestra de Cu-Al-Ni, no llega a ser reproducible tras muchos ciclos, pero la no reproducibilidad está asociada a las fluctuaciones térmicas.

El procedimiento experimental llevado a cabo consiste en detectar las señales individuales de EA generadas al inducir la TM a distintos ritmos de enfriamiento (entre 0.05 K/min y 6 K/min en el caso del Cu-Zn-Al y entre 0.1 K/min y 6 K/min en las medidas de Cu-Al-Ni). Tras detectar las señales, se analizan sus amplitudes A . El número de señales detectadas por ciclo en la aleación de Cu-Al-Ni es menor que en Cu-Zn-Al y, para obtener una buena estadística, se han promediado los resultados correspondientes a ~ 10 ciclos para cada ritmo de enfriamiento. Las temperaturas T_- y T_+ (definidas en la Fig. 7.5) entre las que se han hecho los ciclos se han mantenido constantes a lo largo de todos los experimentos realizados: $T_- = 220$ K y $T_+ = 320$ K para la muestra de Cu-Zn-Al y $T_- = 220$ K y $T_+ = 340$ K para la muestra de Cu-Al-Ni.

Figura 9.1: Distribución acumulada de amplitudes $P(A)$ correspondiente a las señales individuales detectadas durante la TM de (a) Cu-Zn-Al y de (b) Cu-Al-Ni para distintos valores de $|\dot{\Psi}|$ ($= |\dot{T}|$) indicados en la leyenda. Las flechas indican el aumento de $|\dot{\Psi}|$.



9.2. Resultados experimentales

La distribución acumulada de amplitudes $P(A)$ (definida en la sección § 8.3.3, [Ec. (8.9)]) es la probabilidad de que una señal tenga una amplitud mayor que A . La Fig. 9.1(a) muestra $P(A)$ asociada a las señales detectadas en Cu-Zn-Al para $|\dot{\Psi}| = 0.05, 0.5$ y 6 K/min. Para un valor de A dado, $P(A)$ aumenta con $|\dot{\Psi}|$. Esto implica que el número relativo de señales grandes aumenta con $|\dot{\Psi}|$ en detrimento del número de señales pequeñas. En cambio, para un valor fijado de A , la distribución $P(A)$ correspondiente al Cu-Al-Ni [Fig. 9.1(b)] disminuye con $|\dot{\Psi}|$, de manera que el número relativo de señales grandes disminuye.

A parte de este análisis cualitativo, es útil ajustar la dependencia funcional $p(A; \alpha, \lambda)$ [Ec. (8.8)] a la densidad de probabilidad $p(A)$ y estudiar la dependencia de α con $|\dot{\Psi}|$. Para hacer el ajuste, se utiliza el método de máxima verosimilitud igual que se hizo en el capítulo 8 [§ 8.3.3]. En este caso se han llevado a cabo dos ajustes distintos: en primer lugar, se ha ajustado α imponiendo $\lambda = 0$ y, en segundo lugar, se ha hecho un ajuste de los dos parámetros α y λ . Los valores de α que presentamos en este capítulo son los que se han obtenido con el primer procedimiento de ajuste pero las barras de error incluyen el valor obtenido a partir del segundo procedimiento. Para este segundo procedimiento de ajuste, $|\lambda| < 1000 \text{ V}^{-1}$ en todos los casos, cosa que indica que la diferencia entre las funciones ajustadas con $\lambda = 0$ y con λ libre empieza a ser notable a partir de amplitudes $A \gtrsim \lambda^{-1} = 0.001$, en cuyo caso, estamos ya prácticamente fuera

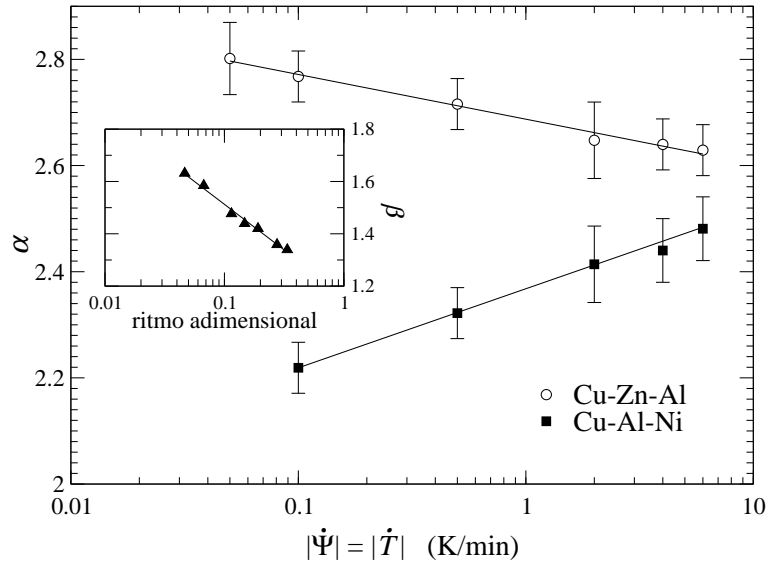


Figura 9.2: Exponentes ajustados correspondientes a la distribución de amplitudes de señales de EA en función del ritmo $|\dot{\Psi}|$ del parámetro de control (notar que los datos se representan en escalas log-lineal). El gráfico interno muestra los exponentes correspondientes a las amplitudes integradas de las señales Barkhausen (datos extraídos de la Ref. 350).

de la ventana experimental asociada a A . La Fig. 9.2 muestra la dependencia de α con el ritmo $|\dot{\Psi}|$. Como se puede apreciar, en el caso más atómico (Cu-Zn-Al) α disminuye con $|\dot{\Psi}|$ mientras que, para la muestra menos atómica (Cu-Al-Ni), α aumenta. Este comportamiento está de acuerdo con el hecho de que el número relativo de señales grandes aumenta/disminuye con $|\dot{\Psi}|$ para Cu-Zn-Al/Cu-Al-Ni, tal y como se deduce de la relación entre α y $P(A)$ [Ec. (8.10)].

En este punto es interesante remarcar el hecho de que la dependencia de α con $|\dot{\Psi}|$ es logarítmica para ambas aleaciones, tal y como muestran las líneas continuas de la Fig. 9.2.

En la Ref. 350 se presenta una disminución con¹ $|\dot{\Psi}|$ del exponente asociado a la distribución del tamaño (área bajo las señales) de las avalanchas en Si-Fe policristalino. En el gráfico interno de la Fig. 9.2 se han representado, en escalas log-lineal, los datos extraídos de esta referencia. Como se puede apreciar, se observa una dependencia logarítmica aceptable.

Por otro lado, tal y como se ha mencionado ya en la sección § 7.5.2, el sistema

¹En la notación utilizada en la Ref. 350, el ritmo de variación del campo magnético (parámetro de control) se denota con un parámetro adimensional c que corresponde a $|\dot{\Psi}|$ en nuestra notación general.

$\text{Gd}_5(\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x})_4$ presenta una transición de fase que involucra un cambio de estructura cuya fenomenología es similar a la TM. Un análisis preliminar [48] de la transición PM-Monoclínico \rightarrow FM- $O(I)$ (notación introducida en la sección § 7.5.2) que ocurre en la aleación $\text{Gd}_5\text{Si}_2\text{Ge}_2$ indica que las fluctuaciones térmicas juegan un papel relevante y el exponente asociado a la amplitud de las señales de EA aumenta con el ritmo $|\dot{T}|$ al que se induce la transición. Esto concuerda con los resultados presentados en esta sección en relación con el caso menos atómico (Cu-Al-Ni).

9.3. Modelos

9.3.1. Modelización en términos de competición de tiempos

El análisis de las escalas de tiempo involucradas en el problema permite entender los resultados presentados en la sección anterior. Los tiempos característicos importantes en este caso son:

- τ_{ava} : escala de tiempo característica de relajación de las avalanchas. Aunque la duración de las avalanchas sigue una distribución tipo ley de potencias en un rango de varias décadas, los valores detectados se encuentran en el intervalo $\tau_{ava} \sim 10^{-6} - 10^{-3}$ s.
- τ_{dr} : tiempo característico asociado con el ritmo de variación del parámetro de control. Desde un punto de vista cualitativo, este tiempo se puede definir como un intervalo $\Delta\Psi$ característico asociado al parámetro de control de la transición dividido por el ritmo $|\dot{\Psi}|$. Al menos existen dos posibilidades lógicas para la identificación de $\Delta\Psi$. La primera de ellas consiste en suponer que $\Delta\Psi$ corresponde al intervalo del parámetro de control al que se extiende la transición. La segunda posibilidad es suponer que $\Delta\Psi = \Delta_{HL}$ (Δ_{HL} es el intervalo metaestable de la transición), lo que lleva a la definición de τ_{dr} introducida en el capítulo 3. En nuestro caso, el intervalo al que se extiende la transición es $\Delta T \sim 35$ K, tanto en Cu-Zn-Al como en Cu-Al-Ni. Por otro lado, de acuerdo con los resultados presentados en el capítulo 7, $\Delta_{HL} > 2$ K en Cu-Zn-Al y $\Delta_{HL} \sim 10$ K en Cu-Al-Ni y, en ambos experimentos, $|\dot{T}|$ está entre 0.05 K/min ($= 8.3 \times 10^{-4}$ K/s) y 6 K/min ($= 0.1$ K/s). Para ambas definiciones los valores de τ_{dr} se encuentran en un intervalo aproximado $\tau_{dr} \sim 10^2 - 10^4$ s.
- τ_{fl} : tiempo asociado a la activación de la transición de fase de primer orden por efecto de las fluctuaciones térmicas. Este tiempo se estimó en el capítulo 7

para las dos aleaciones estudiadas aquí. En el caso de la aleación Cu-Al-Ni se estimó que $\tau_{fl} \lesssim 10^2$ s [Cuadro 7.4]. En cambio, en la sección § 7.5.1 se estimó que $\tau_{fl} > 10^6$ s para la aleación de Cu-Zn-Al. Como ya se discutió anteriormente [§ 7.4], $\Delta T/M_s \sim 0.1$ y, por tanto, τ_{fl} se puede considerar independiente de T y de Ψ en el intervalo ΔT al que se extiende la transición.

La dinámica de la transición de fase de primer orden viene determinada por la competición entre las tres escalas de tiempo definidas. En el límite atérmico y adiabático ($\tau_{dr}/\tau_{fl} \rightarrow 0$ y $\tau_{ava}/\tau_{dr} \rightarrow 0$) en que existe una separación total de escalas de tiempo ($\tau_{ava} \ll \tau_{dr} \ll \tau_{fl}$), las avalanchas están bien definidas y ni el efecto de la temperatura finita ni el de un ritmo finito $|\dot{\Psi}|$ afectan a los posibles escalados de las avalanchas. Cuando τ_{dr} disminuye, aproximándose a τ_{ava} , el sistema aún presenta un comportamiento con avalanchas pero éstas empiezan a solaparse. Típicamente, las avalanchas pequeñas se solapan en el tiempo porque el sistema llega al límite de metaestabilidad en regiones nuevas antes de que acaben las avalanchas ya iniciadas en otros puntos [351–353]. Este efecto hace que el número relativo de avalanchas grandes aumente y disminuya el número relativo de avalanchas pequeñas, lo que se refleja con un decrecimiento del exponente α cuando el cociente $\tau_{ava}/\tau_{dr} \propto |\dot{\Psi}|$ aumenta.

Por otro lado, al aumentar la temperatura y/o disminuir $|\dot{\Psi}|$, la competición entre las fluctuaciones térmicas y el ritmo $|\dot{\Psi}|$ puede dar lugar a diversos efectos. Estrictamente hablando, para cualquier valor no nulo del cociente $\tau_{dr}/\tau_{fl} \propto 1/|\dot{\Psi}|$, la definición de avalancha es complicada ya que es posible que la actividad no se detenga aunque $|\dot{\Psi}| = 0$ hasta que el sistema llegue a un estado de equilibrio térmico. Sin embargo, desde un punto de vista experimental, siempre existe un umbral por debajo del cual no se detectan señales. Debido a esto, se pueden distinguir distintas señales para valores de τ_{dr}/τ_{fl} suficientemente pequeños. Además, en el caso de la TM, por ejemplo, la nucleación y el crecimiento de una placa de martensita modifica el campo de esfuerzos en todo el sistema (interacción de largo alcance), cosa que modifica la estabilidad del sistema. En particular, la modificación del campo de esfuerzos puede hacer que el crecimiento de la misma placa que induce el cambio se vea inhibido, de tal forma que el tiempo típico para que las fluctuaciones ayuden a que la fase martensítica siga creciendo puede aumentar drásticamente, lo que hace que la actividad se detenga aunque las fluctuaciones estén presentes. Tiene sentido pensar que el aumento de la activación térmica (disminución de τ_{fl}) ayuda al avance de la transición de fase de primer orden haciendo que transformen dominios que no transformarían en circunstancias más atérmicas. El resultado de este mecanismo lleva de nuevo al solapamiento

de avalanchas pequeñas. Por otro lado, si Ψ disminuye lentamente (τ_{dr} grande), las fluctuaciones térmicas pueden iniciar avalanchas a valores de Ψ más altos de lo que serían si Ψ disminuyese más rápido. En resumen, al aumentar el cociente τ_{dr}/τ_{fl} , el exponente α disminuye porque aumenta el número relativo de señales grandes.

El efecto sobre α de las dos relaciones τ_{ava}/τ_{dr} y τ_{dr}/τ_{fl} entre los tiempos característicos se representa esquemáticamente en la Fig. 9.3. Para un cierto sistema a temperatura finita, la dependencia con $|\dot{\Psi}|$ en el esquema de la figura corresponde a una hipérbola en el plano horizontal (en caso de que el parámetro de control sea la temperatura y que ΔT sea comparable a la temperatura de transición, τ_{fl} puede variar notablemente con T y, como consecuencia, el comportamiento en el plano horizontal presentaría desviaciones respecto a una hipérbola exacta. Sin embargo, esto no invalida nuestro argumento). En la figura se representa el camino sobre la superficie $\alpha(\tau_{ava}/\tau_{dr}, \tau_{dr}/\tau_{fl})$ correspondiente a la hipérbola. Esta curva demuestra que, dependiendo del rango de $|\dot{\Psi}|$ accesible experimentalmente, se puede observar un aumento del exponente para los sistemas en que las fluctuaciones son más importantes, una región de α constante o una disminución para los sistemas más atérmicos. Este espacio de parámetros extendido ofrece un esquema apropiado para interpretar nuestros resultados presentados en la sección anterior así como para entender el resultado de los experimentos hechos por otros autores recientemente [348] en sistemas magnéticos que indican que el exponente aumenta al disminuir T . Es decir, el exponente aumenta al aumentar τ_{fl} (τ_{dr}/τ_{fl} disminuye). Por otro lado, los casos estudiados de avalanchas Barkhausen, en que siempre se ha encontrado una disminución de los exponentes con $|\dot{\Psi}|$, representan el límite en que las fluctuaciones térmicas se pueden despreciar.

9.3.2. Simulaciones numéricas

Con el fin de comprobar los argumentos dados en la sección anterior, se han hecho simulaciones numéricas basadas en el 3D-GRFIM. Como ya hemos visto en capítulos anteriores, éste es un modelo muy utilizado para estudiar la histéresis y las avalanchas en las transiciones de fase de primer orden. En el contexto de la histéresis, se suele estudiar con la dinámica *atérmica-adiabática* [§ 4.1]. La transición de primer orden en este modelo se induce disminuyendo el campo externo H (parámetro de control $\Psi = H$) desde $H = \infty$ en que la magnetización está saturada $m = 1$. Con la dinámica atérmica-adiabática, el sistema evoluciona en un límite en que, en términos de los tiempos definidos anteriormente, $\tau_{ava} \ll \tau_{dr} \ll \tau_{fl} = \infty$. La primera desigualdad está garantizada porque, una vez se inicia una avalancha, H se mantiene constante

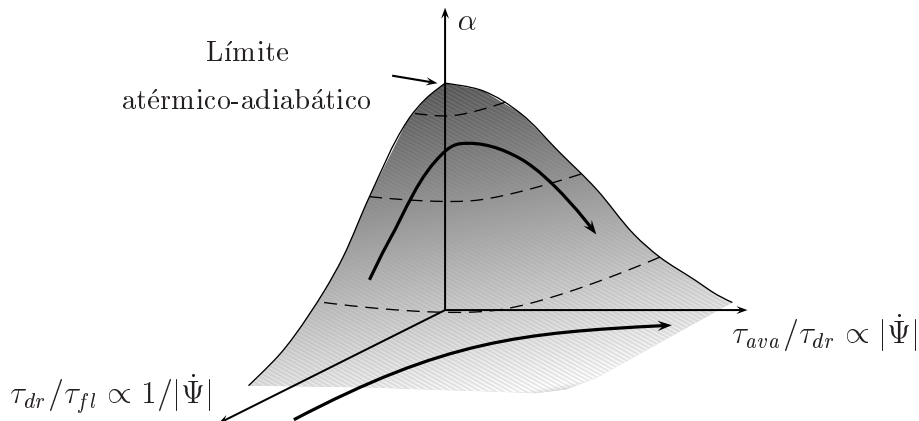


Figura 9.3: Representación esquemática del comportamiento de un exponente α en función de las escalas de tiempo características. La hipérbola en el plano horizontal muestra el comportamiento a temperatura constante al aumentar el ritmo de variación del parámetro de control. La curva sobre la superficie del exponente indica el valor de dicho exponente en función de $|\dot{\Psi}|$ a temperatura constante (la hipérbola en el plano horizontal es la proyección de este camino).

hasta que se propaga la avalancha totalmente y el sistema llega a un nuevo estado metaestable. La segunda desigualdad también es clara ya que las simulaciones se hacen a $T = 0$. Como vimos, este modelo reproduce la existencia de avalanchas y es posible analizar desde un punto de vista estadístico su tamaño s (número total de espines pertenecientes a la avalancha) y su duración t_{ava} . Cerca del desorden crítico ($\sigma_c = 2.21$), las distribuciones de s y de t_{ava} son, en buena aproximación, leyes de potencias. En el capítulo 5 vimos que, en general, los exponentes de las leyes de potencias para sistemas finitos de tamaño L dependen de L y de σ . Además, dado que las distribuciones son leyes de potencias sólo de forma aproximada, los exponentes también dependen ligeramente del rango en el que se hacen los ajustes.

Dinámica atérmica-escalonada

La extensión de la dinámica atérmica-adiabática para incorporar el ritmo de variación del parámetro de control $|\dot{\Psi}| = |\dot{H}|$ no es en absoluto sencilla. El aumento del espacio de parámetros para incluir el efecto de $|\dot{\Psi}|$ se puede hacer de distintas formas. En este capítulo nos restringiremos a una situación en que, a pesar de ser $|\dot{\Psi}|$ finito, su valor es suficientemente bajo como para poder hacer la hipótesis de que se pue-

den distinguir distintas señales². Tadić [351] hizo un primer intento de extensión de la dinámica atérmica-adiabática para incluir el efecto de $|\dot{\Psi}|$. Nosotros nos referiremos a esta dinámica como dinámica *atérmica-escalonada*. Esta dinámica consiste en variar el campo externo H de forma escalonada con escalones de altura ΔH , manteniendo el campo constante durante la propagación de una avalancha hasta que el sistema llega a un nuevo estado metaestable. En esta modelización, el ritmo del parámetro de control se cuantifica con ΔH . El análisis estadístico de las señales que se observan en este modelo demuestra que el exponente asociado a las leyes de potencias (tanto de tamaños como de duraciones) disminuye al aumentar ΔH . Este comportamiento correspondiente al exponente de tamaños de avalanchas se representa en la Fig. 9.4 con círculos negros para un sistema de tamaño $L = 30$ y $\sigma = 2.0$. Como se puede apreciar comparando con los resultados de la Ref. 351, en nuestro caso se ha extendido el estudio a valores más bajos de ΔH . Estos datos se comparan con el exponente correspondiente a la dinámica atérmica-adiabática que se indica con una línea horizontal discontinua. Para valores suficientemente bajos de ΔH , el exponente correspondiente a la dinámica atérmica-escalonada coincide con el de la atérmica-adiabática. En cambio, para ritmos mayores, presenta una disminución logarítmica en una región amplia de ΔH , cosa que está cualitativamente de acuerdo con los resultados obtenidos para Cu-Zn-Al. Los valores de los exponentes no tienen porqué ser comparables porque en las simulaciones corresponden al tamaño de las avalanchas y los resultados experimentales hacen referencia a la amplitud de las señales de EA.

El comportamiento obtenido con la dinámica atérmica-escalonada se puede interpretar en términos de la dinámica atérmica-adiabática. Efectivamente, al disminuir el campo externo desde H a $H - \Delta H$ de forma abrupta, las señales resultantes son la superposición de las avalanchas que ocurren en el intervalo de campos $[H - \Delta H, H]$ con la dinámica atérmica-adiabática. La Fig. 9.5(a) muestra la curva de magnetización obtenida disminuyendo H en un sistema de tamaño $L = 30$ y $\sigma = 2.0$ gobernado por la dinámica atérmica-adiabática. En la figura interna se presenta una ampliación de una pequeña zona de la curva completa. Con línea discontinua se muestra la trayectoria de la magnetización cuando el campo disminuye a intervalos de magnitud ΔH (en este caso particular $\Delta H = 2 \times 10^{-3}$). Como se puede apreciar, las avalanchas que con la dinámica atérmica-adiabática suceden dentro del intervalo ΔH se unen

²Utilizaremos el término avalancha únicamente para referirnos a la respuesta de un sistema que evoluciona en condiciones atérmicas y adiabáticas. En cambio, para referirnos a la respuesta de los sistemas en que la dinámica no es atérmica y adiabática, utilizaremos el término “señal”. Como veremos, en general una señal puede estar compuesta de más de una avalancha.

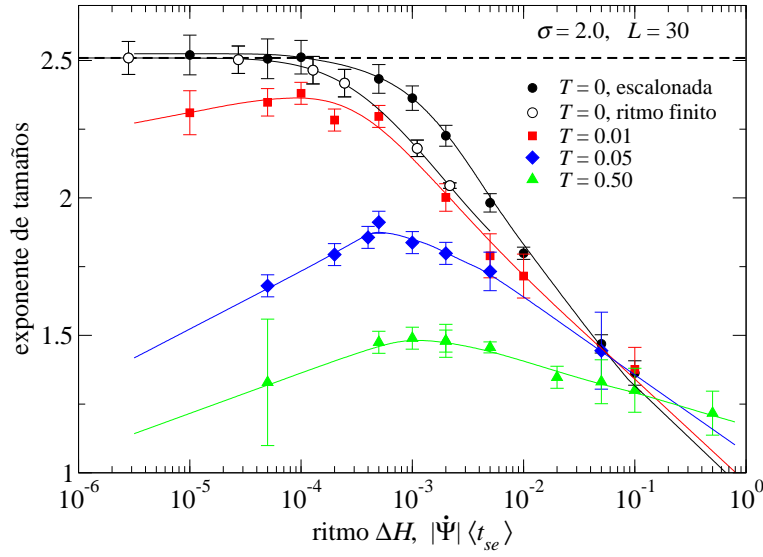


Figura 9.4: Exponentes correspondientes a las distribuciones de tamaños de señales en función del ritmo de variación del parámetro de control obtenidos a partir de diferentes algoritmos a distintas temperaturas, tal y como se explica con más detalle en el texto. Las simulaciones corresponden a un sistema de tamaño $L = 30$ y desorden $\sigma = 2.0$. El ritmo en la dinámica atérmica-escalonada es ΔH y éste se compara con $|\dot{\Psi}| \langle t_{se} \rangle$ en el resto de casos.

para dar una señal cuyo tamaño es la suma de tamaños de cada una de las avalanchas. Definiendo ΔH_{ad} como el campo entre dos avalanchas sucesivas en la dinámica atérmica-adiabática, el efecto de variar H escalonadamente se reduce a la unión de todas aquellas avalanchas con $\Delta H_{ad} < \Delta H$ que ocurren en un intervalo de campo de magnitud ΔH . De esta forma, las señales resultantes están forzadas a suceder a distancias en campo múltiplos de ΔH . Es interesante analizar la distribución $D(H, \Delta H_{ad})$ que, para un sistema que evoluciona con la dinámica atérmica-adiabática, definimos como la probabilidad de que una avalancha que ocurre a un campo H esté separada de la siguiente por un campo ΔH_{ad} . La Fig. 9.5(b) muestra un ejemplo de la proyección de $D(H, \Delta H_{ad})$ en el plano $H - \Delta H_{ad}$ correspondiente a un sistema de tamaño $L = 30$ y con desorden $\sigma = 2.0$. La línea discontinua indica un ritmo $\Delta H = 2 \times 10^{-3}$ que corresponde al gráfico interno en (a). En este caso particular todas las avalanchas que ocurren por debajo de esta línea en intervalos de campo $\Delta H = 2 \times 10^{-3}$ se unen y forman una única señal. El cambio de ritmo en el sentido de la dinámica atérmica-escalonada corresponde a desplazar la línea horizontal verticalmente. Para valores muy pequeños de ΔH , esencialmente no hay avalanchas cuya separación mutua sea menor que ΔH , lo que implica que no se unen avalanchas para formar señales de tamaño

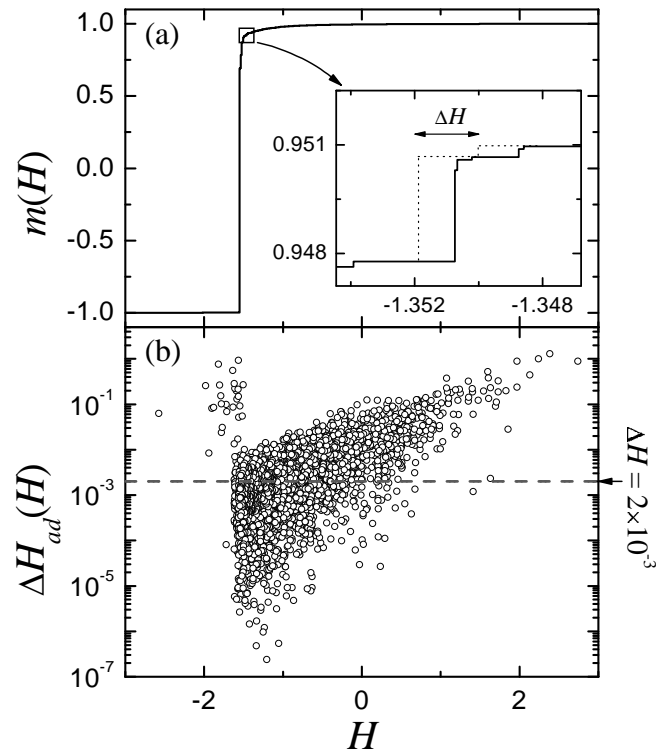


Figura 9.5: (a) Magnetización en función del campo H correspondiente al 3D-GRFIM con dinámica atérmica-adiabática para un sistema con tamaño $L = 30$ y $\sigma = 2.0$. El gráfico interno muestra una ampliación de la curva de magnetización del gráfico principal. En esta ampliación se muestra, con línea discontinua, el camino que sigue la magnetización al disminuir el campo a incrementos ΔH . (b) Nube de puntos del intervalo de campo entre dos avalanchas sucesivas ΔH_{ad} en función de H (los datos corresponden a 10 realizaciones de desorden).

mayor. Esto explica que el exponente de la distribución de señales correspondientes a la dinámica atérmica-escalonada coincida con el exponente de la dinámica atérmica-adiabática para valores pequeños de ΔH [Fig. 9.4]. Por otro lado, para valores muy grandes de ΔH , se unen muchas avalanchas porque hay muchas con $\Delta H_{ad} < \Delta H$ dentro de intervalos de campo ΔH que, por definición, son grandes en este caso. A partir de estas consideraciones, queda claro que la dependencia logarítmica del exponente con ΔH es válida únicamente en un cierto intervalo de ΔH .

Dinámica atérmica con ritmo finito

Estrictamente hablando, el parámetro ΔH considerado en la dinámica atérmica-escalonada no es un ritmo de variación del parámetro de control porque no involucra

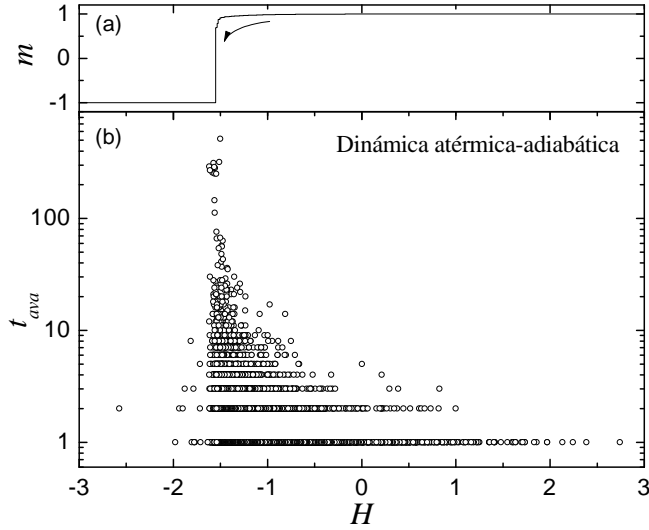


Figura 9.6: (a) Magnetización en función del campo H representada en la Fig. 9.5(a) ($L = 30$ y $\sigma = 2.0$). (b) Nube correspondiente a la duración t_{ava} de las avalanchas en función del campo obtenidas en 10 realizaciones de desorden.

ningún tiempo. Una posible forma de definir un ritmo a partir de ΔH es considerando la duración³ $t_{se}(H)$ de las *señales* en función de H . A partir de esta duración y de ΔH , se puede definir un ritmo más realista como $\Delta H/t_{se}(H)$. La Fig. 9.6(b) muestra la duración de las avalanchas t_{ava} en función del campo obtenida con la dinámica atérmica-adiabática. Como se puede apreciar, la duración no es uniforme a lo largo de toda la rama del ciclo de histéresis. Esto es cierto también para la duración t_{se} de las señales correspondientes a la dinámica atérmica-escalonada. Como consecuencia, el ritmo de variación del parámetro de control $\Delta H/t_{se}(H)$ utilizado en la dinámica atérmica-escalonada no es constante a lo largo de la rama completa del ciclo de histéresis. Otro posible inconveniente de la dinámica atérmica-escalonada proviene del hecho de que, al fijar ΔH , fijamos externamente del campo de inicio y fin de las avalanchas. Sin embargo, las señales se podrían iniciar o finalizar a otros campos si H variase de forma continua.

Para comprobar si estos inconvenientes afectan a los resultados, a continuación proponemos otra dinámica a la que nos referiremos como *dinámica atérmica con ritmo finito*. De nuevo, esta dinámica se introduce dentro del contexto del 3D-GRFIM. Para implementar una variación continua del parámetro de control $\Psi = H$, es necesario variar dicho parámetro en una cantidad finita entre cualquier par de sucesos no simultáneos. En la sección § 4.3.3 se definió como suceso simultáneo el giro de todos aquellos espines que se detectan como inestables ($H^{loc} \leq 0$, [Ec. (4.5)]) durante un rastreo a todos los espines no girados. En la dinámica atérmica-adiabática, los conjuntos de espines que giran simultáneamente forman capas y, entre dos capas sucesivas,

³Duración en unidades del tiempo microscópico de giro de los espines de una capa t_G que se definió en la sección § 4.3.3.

transcurre un tiempo t_G asociado a la relajación de un espín inestable [§ 4.3.3]. La variación continua de H desde $H = +\infty$ se lleva a cabo disminuyendo el campo en una cantidad ΔH_G entre dos sucesos no simultáneos consecutivos (desde que gira una capa de espines hasta que gira la siguiente) pertenecientes a una misma señal. De esta forma, el ritmo de variación de H es $|\dot{H}| = |\Delta H_G|/t_G$. Evidentemente, este ritmo es independiente de H . Los tamaños y las duraciones de las señales correspondientes a la dinámica atérmica con ritmo finito se han obtenido a partir de la secuencia $\{(H_i, s_i, t_{ava}^i)\}$ de los campos de inicio H_i , los tamaños s_i y las duraciones t_{ava}^i de las avalanchas obtenidas con la dinámica atérmica-adiabática. La dinámica atérmica con ritmo finito se implementa de tal forma que una avalancha (i) de la secuencia se solapa con la siguiente ($i + 1$) si:

$$|\dot{H}t_{ava}^i| > |H_i - H_{i+1}|. \quad (9.1)$$

Con este procedimiento es posible que se solapen varias avalanchas consecutivas para formar una única señal. Si la avalancha i -ésima se une con las k avalanchas siguientes en la secuencia, el tamaño s_{se} y la duración t_{se} de la señal resultante se calculan como:

$$s_{se} = \sum_{j=i}^{i+k} s_j, \quad (9.2)$$

$$t_{se} = \left| \frac{H_i - H_{i+k}}{\dot{H}} \right| + t_{ava}^k. \quad (9.3)$$

Utilizando estas fórmulas se obtiene de forma sencilla la secuencia de señales resultantes y, a partir de dicha secuencia, es posible obtener las distribuciones de las señales para cualquier valor de \dot{H} . Los exponentes correspondientes a la distribución de tamaños en función del ritmo se presentan en la Fig. 9.4 con círculos vacíos. Los datos se obtienen aplicando el criterio basado en la Ec. (9.1) a una secuencia $\{(H_i, s_i, t_{ava}^i)\}$ obtenida con la dinámica atérmica-adiabática en un sistema de $L = 30$ y $\sigma = 2.0$ en que se han hecho 10^4 realizaciones distintas de desorden para obtener una buena estadística. Los exponentes se han representado en función del producto $\dot{H}\langle t_{se} \rangle$ que corresponde al intervalo de campos medio al que se extienden las señales asociadas a la dinámica atérmica con ritmo finito. Esta es la magnitud comparable a ΔH en la dinámica atérmica-escalonada. El acuerdo entre las dos dinámicas es muy bueno, lo que confirma la validez de la dinámica atérmica escalonada en las simulaciones numéricas, al menos desde un punto de vista cualitativo.

Los valores de los exponentes presentados en la Fig. 9.4 obtenidos con los distintos algoritmos descritos en este capítulo dependen de σ , L y el intervalo de tamaños s en

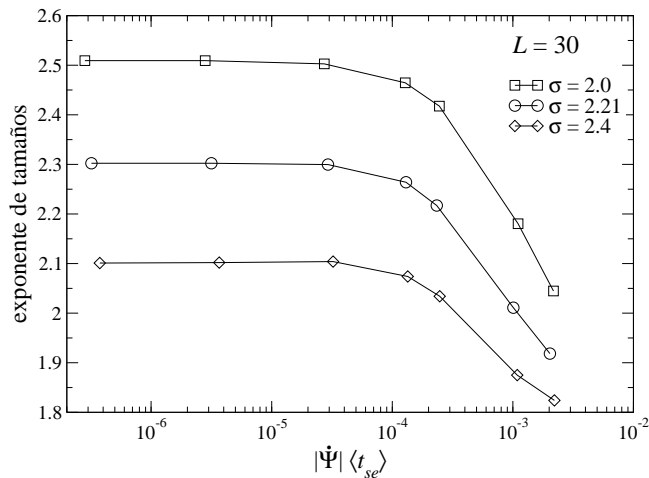


Figura 9.7: Exponentes correspondientes a las distribuciones de tamaños de avalanchas en función del ritmo de variación del parámetro de control en un sistema de tamaño $L = 30$ para $\sigma = 2.0, 2.21$ y 2.4 . Los datos se han obtenido con la dinámica atérmica con ritmo finito.

el que se hacen los ajusten. Sin embargo, para desórdenes $2.0 \leq \sigma \leq 2.4$ y $L > 20$, se ha comprobado que el comportamiento cualitativo para $2 < s < 1000$ es el que se presenta en la Fig. 9.4. La Fig. 9.7 muestra un ejemplo del comportamiento de un sistema de tamaño $L = 30$ para tres desórdenes distintos.

Dinámica térmica-escalonada

Los resultados numéricos presentados hasta ahora están de acuerdo con el comportamiento propuesto en la sección § 9.3.1 en el caso atérmico ideal en que $\tau_{fl} = \infty$.

Para simular el efecto que produce un valor finito de τ_{fl} es necesario modificar las dinámicas propuestas hasta ahora introduciendo el efecto de las fluctuaciones térmicas de tal forma que se mantenga el hecho de que se pueden distinguir distintas señales. Esto se ha llevado a cabo modificando ligeramente el algoritmo de la dinámica atérmica-escalonada. La modificación consiste en que, tras variar el campo una cantidad ΔH , no sólo relajan los espines inestables sino que, por efecto de las fluctuaciones térmicas, también giran hacia la nueva fase algunos espines que son localmente estables. La elección de los espines que giran debido a las fluctuaciones se lleva a cabo utilizando el algoritmo de Metrópolis. Es decir, se rastrean simultáneamente y de forma independiente todos los espines que aún no han girado⁴ y se decide si giran con una probabilidad $p = \min(1, e^{-\Delta\mathcal{H}/k_B T})$, donde $\Delta\mathcal{H}$ es el cambio de energía asociado al giro de un espín. Durante el resto de la evolución de la avalancha el campo se mantiene

⁴En esta dinámica la activación térmica únicamente afecta a aquellos espines que aún no han girado. Esta condición se introduce para simular el hecho experimental según el cual es muy poco probable que una placa de martensita ya nucleada vuelva a la fase austenita por efecto de las fluctuaciones. En este sentido es preciso recordar que en las transiciones de fase estructurales interviene una interacción de largo alcance que no incluye el RFIM.

constante y la temperatura se mantiene a 0. De esta forma conseguimos mantenernos en el régimen $\tau_{ava} \ll \tau_{fl}$ en que existen señales separadas. Los exponentes asociados a las distribuciones de amplitudes en función de ΔH se presentan en la Fig. 9.4 para tres temperaturas diferentes. Como se puede ver, se obtiene un comportamiento no monótono que está cualitativamente de acuerdo con la dependencia ilustrada esquemáticamente en la Fig. 9.3.

9.4. Conclusiones

En la literatura se encuentran varios modelos que se han propuesto con el fin de comprender la influencia del ritmo de variación del parámetro de control sobre los exponentes que caracterizan las distribuciones de las señales detectadas en las transiciones de fase de primer orden [30, 49, 353–356]. Todos ellos se centran en la situación atérmica ($\tau_{fl} = \infty$) y explican la disminución de los exponentes con el aumento del ritmo $|\dot{\Psi}|$ como consecuencia del solapamiento de avalanchas distintas. En algunos casos se predice una disminución lineal de los exponentes con $|\dot{\Psi}|$. Sin embargo, tanto nuestros experimentos como nuestras simulaciones se ajustan mejor a una dependencia $\log(|\dot{\Psi}|)$. Además, hemos demostrado (gráfico interno en la Fig. 9.2) que los datos del efecto Barkhausen publicados en la Ref. 350 también se ajustan mejor a esta tendencia logarítmica que a la tendencia lineal propuesta en dicha referencia.

Más que en la dinámica en sí misma, la dependencia logarítmica podría estar originada por la correlación existente entre las avalanchas que están obligadas a evolucionar en una geometría restringida a la parte del sistema no transformada. Estas correlaciones no se han tenido en cuenta en los modelos previos en que (i) se ha considerado únicamente el avance de las interfases en sistemas magnéticos [30, 49, 355, 356] o (ii) se han considerado sistemas sin correlación entre las avalanchas [353].

Por otro lado, también es posible que la dependencia logarítmica esté relacionada con el hecho de que los exponentes son efectivos y, probablemente, el hecho de forzar el ajuste de una ley de potencias a las distribuciones con $|\dot{\Psi}|$ finito puede llevar a una dependencia logarítmica del exponente efectivo que se obtiene. De hecho, en la sección § 5.11.1 [Ec. (5.171)] vimos que aparecen dependencias logarítmicas en los exponentes efectivos como consecuencia de no considerar de forma apropiada las dependencias de las distribuciones.

En resumen, en este capítulo se ha mostrado que las avalanchas correspondientes a las transiciones de fase de primer orden presentan una serie de dependencias con el

ritmo al que se inducen. Estas dependencias se pueden entender dentro de un marco general que involucra tres escalas de tiempo características. Estos resultados aclaran en qué condiciones experimentales se pueden esperar exponentes similares a los que se predicen en el límite atérmico-adiabático y, por tanto, en qué condiciones se puede discutir la universalidad de los sistemas en base al valor de los exponentes de las distribuciones.

