

Fluido magneto-reológico bajo perturbaciones magnéticas

U. Sandoval y J. L. Carrillo

*Instituto de Física de la Universidad Autónoma de Puebla,
Apartado Postal J-48, Puebla 72570, Puebla, México.*

F. Donado

*Instituto de Ciencias Básicas e Ingeniería de la Universidad Autónoma del Estado de Hidalgo-AAMF,
Pachuca 42184, Pachuca, México,
e-mail: fernando@uaeh.edu.mx.*

Recibido el 7 de octubre de 2009; aceptado el 18 de febrero de 2010

Estudiamos una dispersión diluida de micropartículas magnéticas en un aceite mineral cuando se encuentra en presencia simultánea de un campo magnético estático y de un campo magnético senoidal de baja amplitud, que consideramos como perturbación, transversal al campo estático. Observamos que se forman cadenas de partículas que oscilan lateralmente respecto a la dirección definida por el campo estático. Este movimiento inducido por la perturbación incrementa la rapidez de la agregación de partículas, produciendo cadenas más largas en menor tiempo en comparación con el caso de usar solamente un campo estático. Encontramos que la viscosidad efectiva como función del tiempo es notablemente afectada por la perturbación. Discutimos cualitativamente las mediciones de viscosidad efectiva en términos de la longitud promedio de las cadenas. Encontramos que al variar la frecuencia, el sistema exhibe un comportamiento crítico tanto en la longitud promedio como en la viscosidad efectiva. Se propone una explicación de este comportamiento en términos de la razón entre la fuerza viscosa y la fuerza magnética.

Descriptor: Fluido magneto-reológico; magnetita mineral; viscosidad efectiva.

We study a dilute dispersion of magnetic microparticles in mineral oil when it is simultaneously under a static magnetic field and an alternating magnetic field of low amplitude, considered as perturbation, transversal to the static field. We observed the formation of chains of particles that oscillate laterally respect to the direction define by the static field. The induced movement by the perturbation enhance the aggregation particles speed, forming longer chains at a define time in comparison when it is used only the static field. We found the effective viscosity as a function of time is notable effected by the magnetic perturbation. We discuss qualitatively the viscosity measurements in terms of the average length of the chains. We found the system exhibits a critical behavior in the average length and the effective viscosity when varying the frequency. It is proposed an explanation of the critical behavior in terms of the ratio between the drag force and the magnetic force.

Keywords: Magnetorheological fluid; mineral magnetite; effective viscosity.

PACS: 61.43.Hv; 45.50.-j; 83.80.Gv

1. Introducción

Un fluido magneto-reológico (MR) es una dispersión de micropartículas magnéticas en un líquido magnéticamente inerte, generalmente un aceite inorgánico newtoniano de baja viscosidad. Cuando se encuentra en un campo magnético externo, las partículas forman estructuras alargadas orientadas en la dirección del campo aplicado [1-8]. Como consecuencia, algunas de sus propiedades físicas experimentan notables cambios, rápidos y cuasi-reversibles, controlados principalmente por la intensidad del campo aplicado y la concentración de las partículas [7-12]. En algunos trabajos se ha reportado la observación de cambios posteriores que se desarrollan lentamente y que a largo plazo pueden ser importantes en magnitud [3,6].

Los fluidos MR se han empezado a usar para el control de vibraciones en grandes estructuras, pulido óptico de lentes, prototipos de prótesis, transmisión de movimientos y amortiguación en algunos modelos de autos deportivos [13-16]. Actualmente se busca obtener fluidos MR que experimenten aún mayores cambios y con mayor rapidez en sus propiedades físicas, porque eso permitiría su uso generalizado en la industria.

Para la descripción de los cambios en las propiedades físicas inducidos por la presencia de campos externos, resulta fundamental estudiar el proceso de agregación de las partículas, las características estructurales de los agregados que se forman y la interacción de éstos con el líquido [2,3,17-23]. En dispersiones MR diluidas de partículas brownianas expuestas a un campo magnético estático, el proceso de agregación está formado por dos etapas [2,3]. En la primera se produce básicamente una agregación axial, debida principalmente a las interacciones dipolares directas, que conduce rápidamente a la formación de cadenas. El sistema alcanza una configuración donde las interacciones dipolares son apantalladas y el sistema se relaja rápidamente casi por completo. En la segunda etapa se produce principalmente una agregación lateral de cadenas debido a fluctuaciones térmicas e hidrodinámicas, se forman cadenas más largas y/o más gruesas [6,24]. Cualitativamente, podemos asociar los rápidos cambios en las propiedades físicas con la agregación axial y los cambios lentos con la agregación lateral. Si se modificara la rapidez con que se lleva a cabo la agregación lateral se tendría un sistema que presenta mayores cambios físicos en menor tiempo.

La agregación lateral se debe esencialmente a interacciones laterales producidas por deformaciones laterales en las cadenas causadas por fluctuaciones térmicas. ¿Es posible modificar la agregación lateral mediante la generación de deformaciones laterales en las cadenas por medio de interacciones externas? En un trabajo reciente hemos propuesto el uso de perturbaciones magnéticas para provocar estas deformaciones y así aumentar la rapidez con que se lleva a cabo la agregación lateral de una forma controlada [2]. El uso de perturbaciones magnéticas no afecta la estabilidad de las uniones entre las partículas. Además las cadenas se mantienen esencialmente orientadas en la dirección del campo magnético estático, y con esto la anisotropía del sistema se mantiene sin cambios de dirección. Aunque tenemos evidencia de que el aumento de la amplitud de la perturbación contribuye al aumento de la longitud de las cadenas, también hemos observado que amplitudes mayores al 25 % del campo estático producen, en combinación con la frecuencia de la perturbación y la viscosidad del líquido, la ruptura y reformación cíclica de las cadenas. En los experimentos que hemos reportado en la Ref. 2, el sistema se expone a la combinación de un campo estático y de un campo senoidal como perturbación. Las cadenas formadas experimentan un movimiento oscilatorio alrededor de la dirección del campo estático. Para cadenas cortas y frecuencias bajas se observó que las cadenas se mueven prácticamente en fase con el campo magnético efectivo. Al moverse las cadenas “barren” un área a su alrededor interactuando con más partículas y cadenas. El resultado es la formación de cadenas más largas y/o más gruesas.

En este estudio hemos usado partículas relativamente grandes en las cuales los movimientos producidos por fluctuaciones térmicas, aún en ausencia de campo magnético, son despreciables, a éstas las denominamos como partículas no-brownianas. Si está presente el campo magnético puede definirse el parámetro λ , la razón entre la energía magnética entre dos partículas unidas y la energía térmica $k_B T$. Cuando λ es muy grande la interacción térmica puede despreciarse, en este caso también se dice que las partículas son no-brownianas o atómicas [25]. Para las partículas y campos que hemos usado en el presente estudio, el parámetro λ es del orden de 10^9 , lo cual nos permite despreciar la interacción térmica y corroborar que las partículas que usamos son no-brownianas. Usar este tipo de partículas simplifica al sistema permitiendo estudiar la agregación lateral inducida sólo por la perturbación magnética. Estudios sobre el uso de perturbaciones en sistemas con partículas brownianas aún no se han realizado. Una ventaja de usar partículas no-brownianas es que los cambios en las propiedades estructurales y físicas de la dispersión son mayores que cuando se usan partículas brownianas, esto es debido a que las fluctuaciones térmicas debilitan las interacciones magnéticas entre las partículas.

Como principales resultados previos podemos señalar que las perturbaciones laterales en el campo magnético aplicado pueden modificar notablemente la longitud promedio de las cadenas, conduciendo a cadenas más largas, a un tiempo dado, en comparación con el caso de usar solamente cam-

po estático. Hemos mostrado que la longitud promedio de las cadenas como función de la frecuencia de perturbación, viscosidad del líquido y concentración de partículas, puede describirse a través de relaciones de escalamiento [2]. También mostramos evidencias de que la perturbación modifica claramente la viscosidad efectiva del sistema. En la literatura pueden encontrarse algunos otros estudios en sistemas a bajas concentraciones que tratan de los cambios en las estructuras formadas por las partículas debidos a factores externos. Por ejemplo en las Refs. 26 y 27 se ha estudiado la formación de agregados en una dispersión de partículas expuesta a un campo magnético rotatorio. Se observó la formación de cadenas cuya longitud promedio a frecuencias bajas es mayor que a campo estático. Sin embargo, con el aumento de la frecuencia angular la longitud de las cadenas disminuye, y más allá de una frecuencia crítica la rotación impide la agregación. Es importante mencionar que durante cada ciclo las cadenas al rotar se rompen y reforman, por lo que se espera que la viscosidad efectiva de este sistema, que no se ha estudiado, presente grandes variaciones en cada ciclo. En cambio, en nuestro sistema es posible cambiar las características de las estructuras sin que en cada ciclo se rompan, y se mantienen en promedio orientadas en la dirección definida por el campo estático [2]. Debido a esto se espera que los cambios inducidos en la viscosidad efectiva no cambien dramáticamente en cada ciclo de la perturbación. El aumento de la frecuencia de la perturbación no impide la formación de cadenas, sólo modifica la rapidez con que se lleva a cabo la agregación. Así, nuestros estudios proveen un nuevo método de control de las características de las estructuras formadas por las partículas y de la viscosidad efectiva.

En este trabajo presentamos nuevos resultados del efecto de la perturbación sobre la longitud promedio de las cadenas y de la viscosidad efectiva en una dispersión MR de partículas no-brownianas. Encontramos la dependencia de la longitud promedio de las cadenas con la intensidad de los campos aplicados. Presentamos mediciones de viscosidad efectiva como función del tiempo bajo diferentes condiciones. Al final discutimos acerca de los posibles estudios que pueden realizarse con este nuevo mecanismo de agregación inducida y de su aplicación en otros sistemas semejantes. Esperamos que los resultados mostrados motiven la realización de estudios más detallados y sistemáticos a nivel experimental, así como el desarrollo de modelos matemáticos que describan los efectos de las perturbaciones sobre el comportamiento reológico del sistema.

2. Preparación de las muestras y descripción del equipo experimental

2.1. Obtención de las muestras

Las partículas usadas en este estudio se obtuvieron de magnetita mineral, un óxido de hierro, que consiste en granos de alrededor de 500 μm de diámetro. Por medio de un molino de bolas, los granos son triturados para obtener partículas

más pequeñas. El molino consiste en un cilindro de acero que tiene un diámetro de 12.5 cm y un largo de 12.5 cm, lleno parcialmente con una mezcla de balines de acero, de diámetros 12.7, 9.52 y 6.35 mm, que ocupa el 30 % del volumen total del cilindro. Para obtener las partículas, se vierten en el molino 25 g de magnetita mineral y 0.3 ml de alcohol, para humedecer un poco el material. Se hace girar el cilindro por medio de una mesa horizontal de rodillos durante 20 min. [28,29]. En la Fig. 1 podemos observar el molino usado. El material triturado consta de partículas de varias medidas con una dispersión de tamaños grande, por lo que se usan tamices para obtener partículas con una dispersión más pequeña. Las partículas que obtenemos y usamos para nuestros experimentos son de 65 micras de diámetro con dispersión estándar de 15 micras. La densidad promedio de estas partículas es 5.1 g/cm³. Para preparar las muestras de dispersiones MR, las partículas obtenidas se dispersan en aceite tipo Dexron con viscosidad de 76 cP.

2.2. Generación del campo magnético con oscilaciones laterales

El campo que se aplica al sistema fue producido por dos pares de bobinas de Helmholtz. Un par de bobinas, con diámetro medio de 18 cm, produce un campo magnético estático. El otro par de bobinas, con un diámetro medio de 14 cm, produce un campo senoidal de baja amplitud que consideramos como perturbación. Las bobinas son colocadas de tal forma que los campos son transversales entre sí. Para generar el campo senoidal, se usa un amplificador de potencia construido en nuestro laboratorio. La señal se genera en una PC y llega al amplificador a través de una tarjeta I/O. En la Fig. 2 observamos esquemáticamente la configuración usada para producir el campo aplicado en nuestros experimentos. La expresión para el campo efectivo, en el plano X-Y, está dada por

$$\vec{H}_{ef} = [H_c \hat{i} + H_p \text{sen}(2\pi f_p t) \hat{j}], \quad (1)$$

donde se ha asumido que la dirección del campo estático define al eje X, H_c es la intensidad del campo estático y H_p es la amplitud máxima del campo senoidal que tiene una frecuencia f_p . Este campo magnético efectivo oscila lateralmente alrededor de la dirección definida por el campo estático. El ángulo de oscilación con respecto a la dirección del campo estático está dado por

$$\psi = \psi_{max} \text{sen}(2\pi f_p t), \quad (2)$$

donde ψ_{max} es el ángulo de máxima oscilación respecto a la dirección del campo estático y está dado por $\psi_{max} = \tan^{-1}(H_p/H_c)$.

En la mayoría de los experimentos que realizamos, a la muestra se aplica un campo estático H_c de 80 G y un campo senoidal H_p de 17 G de amplitud máxima, que corresponde a 12 G r.c.m., el 15 % de la magnitud del campo estático.



FIGURA 1. Molino de bolas que se usó para trituar los óxidos de hierro. Se observan los balines de diferentes diámetros.

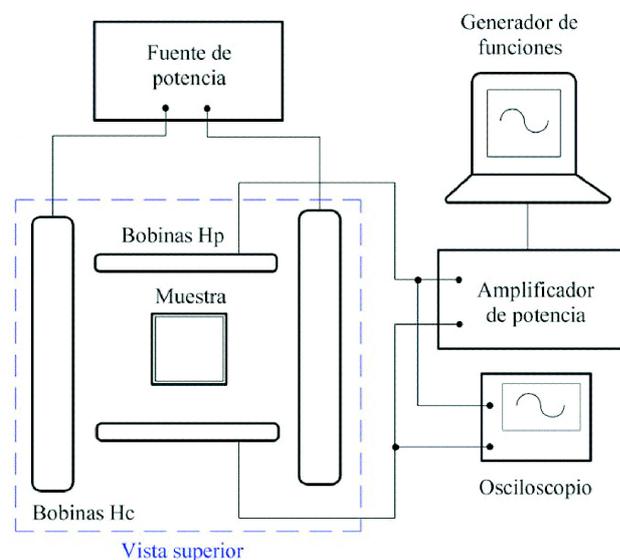


FIGURA 2. Esquema del equipo usado para el estudio por microscopía óptica. Las bobinas de Helmholtz se colocan de tal forma que los campos están en el plano horizontal.

2.3. Medición de la longitud de las cadenas mediante microscopía óptica

Las mediciones de microscopía fueron realizadas usando un microscopio Meiji EMZ-TR, al cual se adapta una cámara digital Diagnostic Instruments para capturar fotos. La celda de observación es un prisma rectangular de 14 mm de ancho, 19 mm de largo y 1 mm de altura. Se vierte una pequeña cantidad de la muestra en la celda en una cantidad suficiente para cubrir el fondo. Se esperan 5 minutos para asegurar que las partículas se sedimenten y así formar un sistema cuasi-2dimensional. Para cuantificar la concentración de partículas usamos la llamada fracción de área ocupada ϕ_a . Esta cantidad se midió a partir de fotografías tomadas con luz de transmisión. En este modo de iluminación las partes oscuras corresponden a las partículas. Las fotos fueron tratadas digitalmente para aumentar el contraste hasta que cada pixel puede ser

identificado como pixel blanco o pixel negro. Se determinó la fracción de pixeles negros del total, esta cantidad es la fracción de área ocupada por las partículas. El conjunto de bobinas de Helmholtz, que hemos descrito previamente, se coloca de tal forma que la muestra queda en el centro de las bobinas, y ambos campos están en el plano horizontal. Fotos del conjunto pueden ser observadas en la Fig. 3.

Para la adquisición de las fotos a partir de las cuales se determinó la longitud promedio de las cadenas, primero se dispersan las partículas por agitación, luego se aplica al sistema el campo magnético durante 200 s, al final de este lapso los campos se apagan e inmediatamente empiezan a tomarse las fotos. Las cadenas resultantes son estables en ausencia del campo siempre y cuando el sistema no sufra sacudidas. Las fluctuaciones térmicas no destruyen las cadenas debido a que están formadas por partículas no-brownianas. Además las partículas poseen una magnetización remanente, pequeña y difícil de evaluar, que contribuye a mantener estables las cadenas en ausencia de campo magnético. Dado que el área visual del microscopio abarca aproximadamente un cuarto del área total de la muestra, se tomaron cuatro fotografías adyacentes de tal forma que se abarcara la mayor parte de la muestra, el intervalo de tiempo en que se realizan las fotos es de 30 s. Luego las fotos son unidas para formar una foto de conjunto y así tener un mayor número de cadenas por experimento. Las imágenes obtenidas con la cámara digital fueron analizadas con el software Sigma Scan Pro 4.0 de Jandel Scientific para determinar la longitud promedio de las cadenas \bar{L} . Para la calibración de las mediciones usamos un micrómetro cuya mínima división es 0.01 mm. Las cadenas con longitud menor a $100 \mu\text{m}$ fueron ignoradas, porque básicamente corresponden a partículas aisladas. La longitud promedio de los agregados \bar{L} es la cantidad que utilizamos para analizar los cambios estructurales de las cadenas en función de los parámetros estudiados en este trabajo.

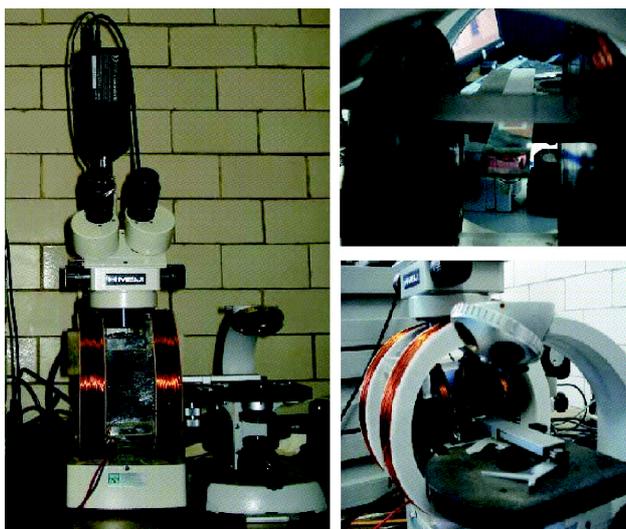


FIGURA 3. Equipo de microscopía usado para el estudio de la longitud promedio de las cadenas.



FIGURA 4. Equipo experimental para el estudio de la viscosidad efectiva. Las bobinas de Helmholtz son las mismas que las usadas para el estudio de microscopía pero están colocadas de tal forma que el campo estático es vertical y el senoidal es horizontal. En (a) el sistema cono-plato está fuera de las bobinas, para poder colocar la muestra, y en (b) está dentro de ellas.

2.4. Mediciones de viscosidad

Para medir la viscosidad de las muestras de la dispersión MR, se utilizó un reómetro Brookfield LVDV-III Ultra de geometría cono-plato. La temperatura de la muestra se mantuvo a 20°C mediante un baño térmico Brookfield TC-6021 con precisión de $\pm 0.1^\circ\text{C}$. La muestra se colocó en el plato del reómetro y se dispersó por agitación con un pincel. El plato y el cono que contienen la mezcla son de un material no magnetizable. Las bobinas que generan el campo magnético efectivo, que son las mismas que las usadas para las observaciones de microscopía, están colocadas alrededor del sistema cono-plato de forma que la dirección del campo estático es vertical y coincide con el eje de giro del cono, mientras que el campo senoidal es horizontal. En la Fig. 4 se observa una foto del conjunto. Debido a que las partículas son grandes, el cono y el plato fueron separados 3 mm. Se usó una muestra de un volumen total $V_T = 10 \text{ ml}$. Para cuantificar la concentración de las partículas, se usa la llamada fracción de volumen ocupada por las partículas ϕ_v . La masa de las partículas magnéticas que se dispersan en el líquido para formar una muestra con una concentración ϕ_v , está dada por la relación

$$m = \phi_v \rho V_T, \quad (3)$$

donde m es la masa total de las partículas y ρ es su densidad. La cantidad de líquido V_L requerida es $V_L = V_T - V_P$, siendo V_P el volumen total de las partículas [7]. Las mediciones de la viscosidad como función del tiempo que realizamos constan de tres etapas, durante las cuales se mantiene constante la misma rapidez de corte. Primero la muestra se somete a flujo en el reómetro sin la aplicación del campo magnético, durante 180 s. Luego se somete la muestra a los campos durante 500 s. En la última etapa se suspende la perturbación y se toman mediciones durante 340 s. Sin embargo, en la mayoría de las mediciones que presentamos sólo se muestra el comportamiento hasta 200 s después de aplicar el campo, esto es porque el estudio de agregación se realizó también para ese lapso. La mayor parte de los datos de viscosidad que aparecen en el texto se refieren a la viscosidad específica definida aquí como

$$\eta^* = \frac{\eta_{ef} - \eta_o}{\eta_o}, \quad (4)$$

donde η_{ef} es la viscosidad efectiva de la muestra, η_o es el promedio de la viscosidad efectiva durante el lapso que no se aplicó el campo magnético.

3. Resultados experimentales

3.1. El papel de la intensidad de los campos en la longitud promedio de las cadenas

En la Fig. 5 se muestran estructuras formadas en una muestra con $\phi_a = 0.05$ bajo diferentes condiciones de aplicación de los campos magnéticos durante 200 s. En la Fig. 5a se muestra el estado inicial de la dispersión MR antes de aplicar los campos. En la Fig. 5b se muestran las estructuras tipo cadena formadas por la aplicación de un campo estático de 92 G. Este campo es mayor que el campo efectivo que se usa en la mayoría de los experimentos que describimos en este trabajo, el fin es mostrar la efectividad del campo lateral para aumentar la agregación de las partículas. Si sólo se aplica el campo estático esta configuración se mantiene a tiempos largos debido a que tenemos partículas no-brownianas. En la Fig. 5c se observan las cadenas en presencia de la perturbación. En este caso el campo principal es de 80 G y la perturbación es de 12 G r.c.m. con una frecuencia de 2 Hz. Cuando se aplican los dos campos simultáneamente, observamos que se forman cadenas de partículas que oscilan lateralmente respecto a la dirección definida por el campo estático. Este movimiento inducido por la perturbación acelera el proceso de agregación de partículas haciendo que las cadenas de partículas se unan para formar cadenas más largas y/o más gruesas, dependiendo de qué tan cerca estén una de otra y de la posición relativa en que se encuentren. Observamos que si dos cadenas están paralelas pero desplazadas a lo largo de la dirección del campo estático, al oscilar, los extremos con polos opuestos se acercan lo suficiente hasta atraerse, conduciendo a la formación de cadenas más largas. En el caso en que dos cadenas estén paralelas pero parcialmente desplazadas, de tal forma que al oscilar se acerca el polo de una cadena a la parte media de la otra, entonces estas cadenas también se agregan de forma lateral, lo que genera estructuras de mayor tamaño y grosor inhomogéneo. Si las estructuras son paralelas al oscilar también se agregan aunque muy lentamente en comparación con los casos previos. Comparando estas estructuras con las observadas en la Fig. 5b, observamos que las cadenas son más largas, por lo que decimos que la perturbación acelera la agregación. En la Fig. 5d observamos las estructuras formadas por la aplicación de dos campos magnéticos estáticos transversales uno con respecto del otro, con magnitudes de 80 G y 12 G r.c.m. Las cadenas son más pequeñas que las observadas en la Fig. 5c, lo que indica que no es el hecho de que se tengan campos transversales lo que acelera la agregación, sino el que uno de ellos sea senoidal.

Para cuantificar los efectos de la magnitud de los campos sobre la longitud promedio de las cadenas realizamos dos clases de experimentos. En una clase se varía solamente la intensidad del campo estático, en la otra se varía simultáneamente

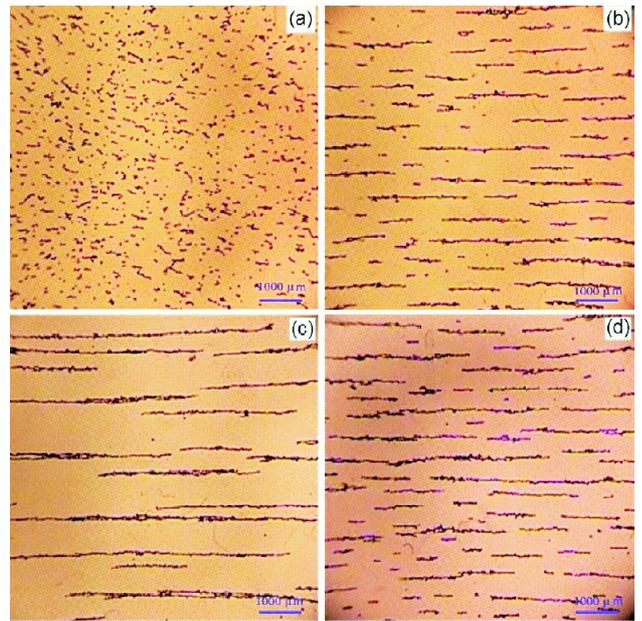


FIGURA 5. Cadenas formadas en una dispersión con concentración $\phi_a = 0.05$. (a) partículas dispersas y en ausencia de campos magnéticos aplicados externamente. (b) Cadenas formadas luego de aplicar un campo estático de 92 G. (c) Cadenas formadas al aplicar simultáneamente un campo estático de 80 G y una perturbación de 12 G r.c.m. a 2 Hz. (d) Cadenas formadas al aplicar dos campos estáticos transversales entre sí, uno de 80 G y el otro de 12 G, se giro la cámara de tal forma que las cadenas se presenten como horizontales.

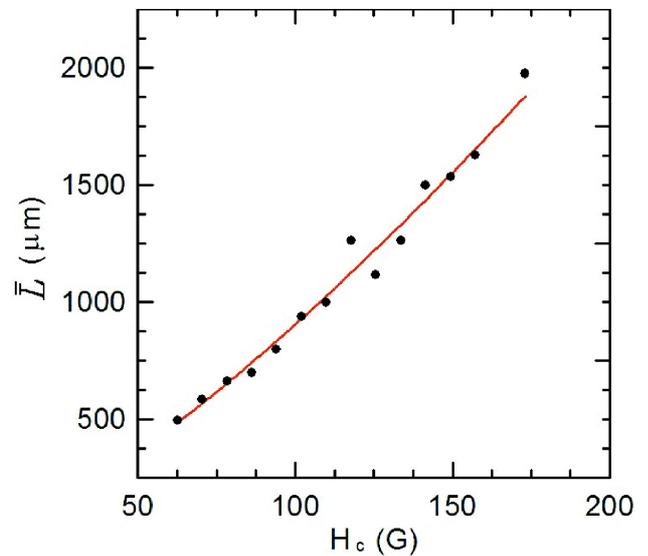


FIGURA 6. Longitud promedio de las cadenas a 200 s para varias intensidades del campo estático y en ausencia de perturbación. La línea continua es el ajuste a una ley de potencias.

la intensidad del campo estático y del campo senoidal manteniendo una misma razón entre ellas. En la Fig. 6 tenemos el comportamiento de la longitud promedio en función sólo del campo estático H_c , descrito por $\bar{L} \sim H_c^\zeta$, con $\zeta = 1.33 \pm 0.05$. En la Fig. 7 se muestra la longitud

promedio de las cadenas cuando se aplican los dos campos de manera simultánea, se observa que las cadenas alcanzan mayores longitudes que en el caso en que se aplica un solo campo. La intensidad de la perturbación senoidal se mantiene al 15 % del campo estático H_b , la frecuencia usada es de 2 Hz. Los datos se ajustan a la ley de potencias, $\bar{L} \sim H_b^\theta$, con $\theta = 1.48 \pm 0.14$. Al comparar el comportamiento de la longitud promedio en los casos con y sin perturbación, se observa que la perturbación modifica notablemente la longitud promedio de las cadenas.

En [2] determinamos experimentalmente el comportamiento de la longitud promedio \bar{L} de las cadenas en función de la frecuencia de la perturbación f_p , el tiempo de aplicación de los campos t , la concentración de las partículas ϕ y la viscosidad del líquido soporte η , encontramos que la dependencia con cada parámetro puede ser descrito por medio de una ley de potencias. Además mostramos que la dependencia con la frecuencia de la perturbación presenta un comportamiento crítico que separa dos regímenes, uno donde \bar{L} crece al aumentar la frecuencia y otro en el que disminuye. Se propuso una ecuación para describir la longitud promedio de las cadenas que es el producto de las leyes de potencia. Ahora con el resultado del comportamiento de la longitud promedio como función de H_b , podemos aumentar una variable más a esa ecuación. Así, para frecuencias menores a la frecuencia crítica se tiene que

$$\bar{L}(X_i) = A f_p^{\delta_i} \phi^\xi \eta^\psi t^\alpha H_b^\theta, \tag{5}$$

donde $\delta_i = 0.07 \pm 0.02$, $\xi = 1.06 \pm 0.03$, $\psi = -0.57 \pm 0.04$, $\alpha = 0.53 \pm 0.01$ y $\theta = 1.48 \pm 0.14$

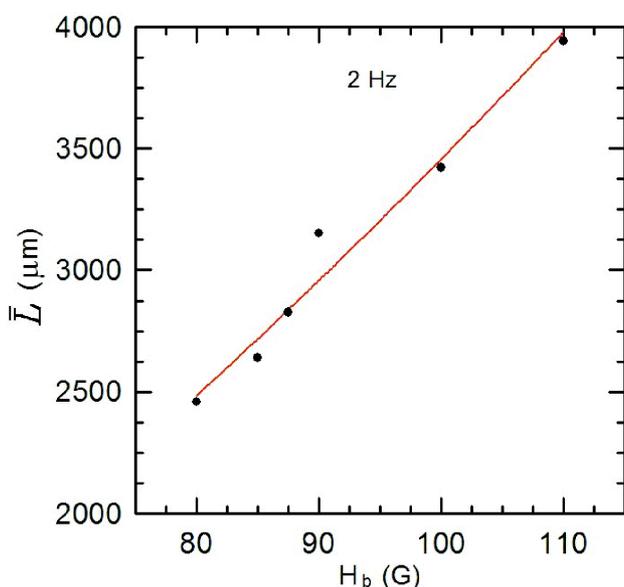


FIGURA 7. Longitud promedio de las cadenas luego de estar sometidos a los campos durante 200 s para varias intensidades del campo estático. La raíz cuadrática media de la intensidad de la perturbación se ajusta de tal forma que representa el 15 % del campo principal.

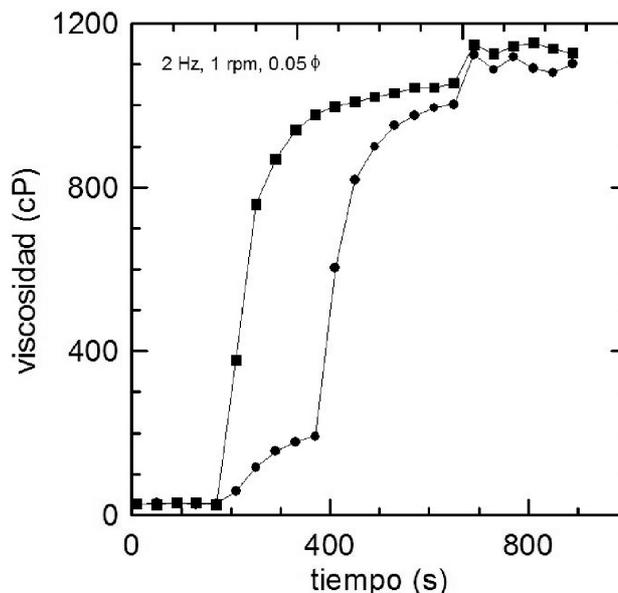


FIGURA 8. Viscosidad efectiva como función del tiempo para dos clases de experimentos. Los cuadrados son para un secuencia de aplicación simultánea de los campos y los círculos para una aplicación diferida, ver texto.

Tenemos la hipótesis de que el comportamiento de la longitud promedio de las cadenas rige el comportamiento reológico del sistema. Si la perturbación magnética modifica notablemente la longitud promedio de las cadenas, entonces también lo hace con la viscosidad efectiva. En la Fig. 8 observamos una comparación de la viscosidad como función del tiempo de un caso donde los campos se aplican simultáneamente a los 180 s, con otro caso donde el campo estático se aplica a los 180 s y la perturbación a los 380 s. En el primer caso puede observarse que la presencia de la perturbación causa notables cambios en la viscosidad efectiva. En el segundo caso se observa que la aplicación de la perturbación a los 380 s causa cambios en la viscosidad efectiva aunque ya se haya formado estructura. Esto indica que se afecta la agregación lateral ya que las interacciones dipolares ya actuaron y el sistema ya se había relajado. Los valores de viscosidad efectiva son un poco menores que en el caso de aplicación simultánea. Algo interesante es que al retirar la perturbación se observa un aumento súbito de la viscosidad. Esto indica que la perturbación conduce a una configuración de menor energía que la producida sólo por el campo estático, sin embargo la oscilación misma impide que el sistema adopte una configuración con energía más baja aún. Por esto al retirar la perturbación el sistema alcanza una configuración de menor energía lo que se manifiesta porque aumenta la viscosidad efectiva y se mantiene varios minutos después de retirar la perturbación. La descripción física de este comportamiento al retirar la perturbación será estudiada en trabajos posteriores.

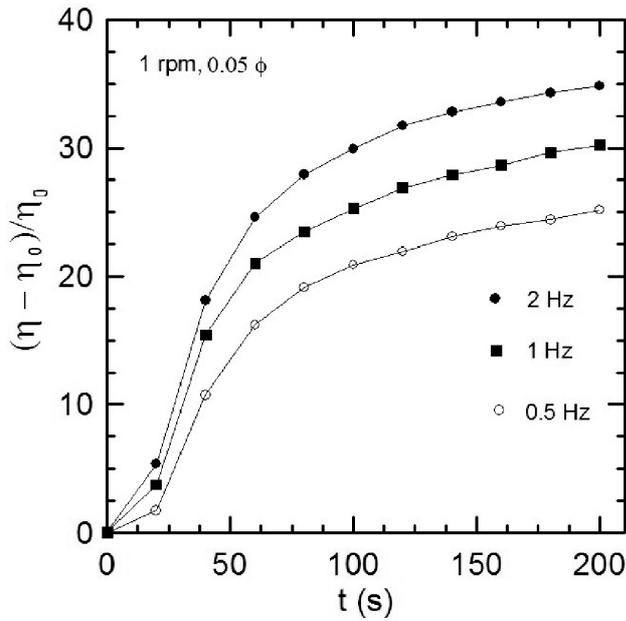


FIGURA 9. Viscosidad específica para frecuencias de perturbación menores a 2 Hz, aplicando los campos simultáneamente. El campo estático es de 80 G. y el campo senoidal es de 12 G r.c.m.

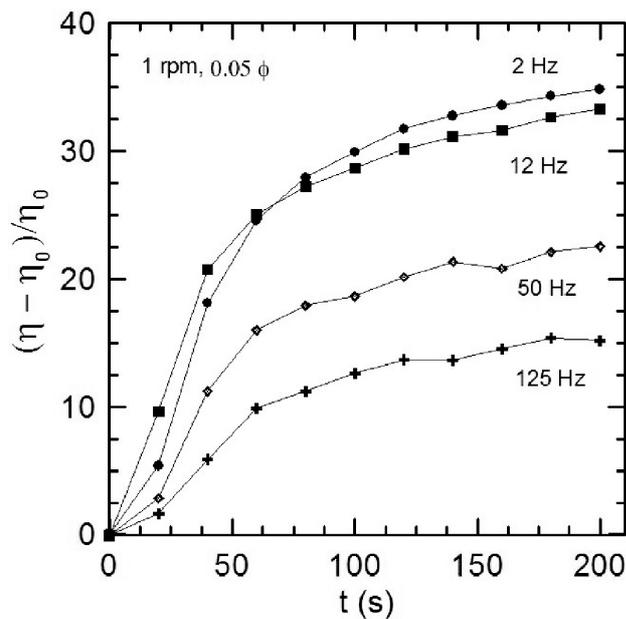


FIGURA 10. Viscosidad específica para frecuencias de perturbación mayores a 2 Hz, aplicando los campos simultáneamente. El campo estático es de 80 G. y el campo senoidal es de 12 G r.c.m.

3.2. El papel de la frecuencia de la perturbación

La longitud promedio de las cadenas en función de la frecuencia de la perturbación f_p , manteniendo el campo estático en 80 G y la magnitud del campo senoidal de 12 G r.c.m, en un rango de 0.1 a 90 Hz, muestra un comportamiento crítico, alrededor de una frecuencia en el rango de 2 a 4 Hz. A frecuencias menores a ésta existe una tendencia de la longitud promedio a incrementarse a medida que la frecuencia crece,

y a frecuencias mayores a la crítica, la longitud promedio de las cadenas tiende a disminuir.

A ambos lados de este valor umbral de la frecuencia la relación entre la longitud promedio y la frecuencia muestra relaciones de escalamiento. Al lado izquierdo una función creciente $\bar{L} \sim f_p^{\delta_i}$, con $\delta_i = 0.07 \pm 0.02$ y al lado derecho una decreciente $\bar{L} \sim f_p^{\delta_d}$, con $\delta_d = -0.20 \pm 0.02$. Las dos leyes de potencia tienen un punto de intersección alrededor de 3 Hz [2]. Podemos concluir que para condiciones dadas, existe una frecuencia de perturbación con la que se obtienen las cadenas de mayor longitud.

El comportamiento crítico de la longitud promedio de las cadenas como función de la frecuencia de perturbación debe reflejarse en el comportamiento de la viscosidad efectiva como función de la frecuencia. Es decir esperamos que para una frecuencia crítica de la perturbación, halla un máximo en la viscosidad efectiva. Para rapidezces de corte arbitrarias no se espera que, en caso de existir, la frecuencia crítica en las mediciones de viscosidad coincida con la mostrada para la longitud promedio. Esto es debido a que los efectos del corte también pueden contribuir a modificar la frecuencia de perturbacion crítica. Sin embargo, a baja rapidez de corte se espera que la frecuencia de perturbación crítica, en caso de existir, coincida con la mostrada en el comportamiento de la longitud promedio. Para estudiar la dependencia de la viscosidad con la frecuencia del campo senoidal se usaron diferentes valores dentro del mismo rango que se usó para las mediciones de longitud promedio de las cadenas. El resultado se muestra en la Fig. 9 para frecuencias menores a 2 Hz y en la Fig. 10 para frecuencias mayores a 2 Hz. En las Figs. 9 y 10 observamos que la frecuencia del campo senoidal a la que se registra la mayor viscosidad efectiva está alrededor de 2 Hz, este valor está en el rango de frecuencias donde las cadenas alcanzan las mayores longitudes. Sin embargo, para dar un valor más preciso de la frecuencia crítica es necesario realizar un barrido más fino de frecuencias.

3.3. El papel de la concentración de las partículas

Se ha mostrado que la longitud promedio de las cadenas como función de la concentración de las partículas sigue la relación de escalamiento $\bar{L} \sim \phi^\xi$, con $\xi = 1.06 \pm 0.03$ y para el caso en que el sistema sólo se expone a campo estático la relación es $\bar{L} \sim \phi^\chi$, con $\chi = 0.84 \pm 0.10$ [2]. Esto muestra que la presencia de la perturbación incrementa el exponente de la relación de escalamiento. Este comportamiento debe también afectar las mediciones de la viscosidad efectiva.

En la Fig. 11 se muestra como afecta el cambio en la concentración ϕ_v a la viscosidad efectiva de la dispersión MR. A muy bajas concentraciones, la longitud de las cadenas es pequeña y los cambios en la viscosidad efectiva, al aplicar los campos magnéticos, son muy pequeños. Como se esperaba, la muestra con mayores cambios en la viscosidad cuando se aplican los campos magnéticos es la que tiene mayor concentración. En la Fig. 11 se muestra el comportamiento de la viscosidad para diferentes concentraciones a un tiempo dado.

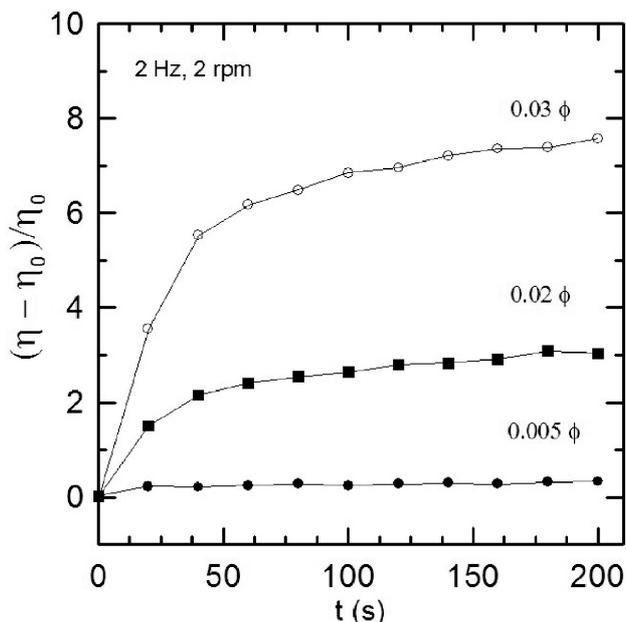


FIGURA 11. Viscosidad específica para diferentes concentraciones, aplicando los campos simultáneamente. El campo estático es de 80 G y el campo senoidal es de 12 G r.c.m., el cono gira a 2 rpm.

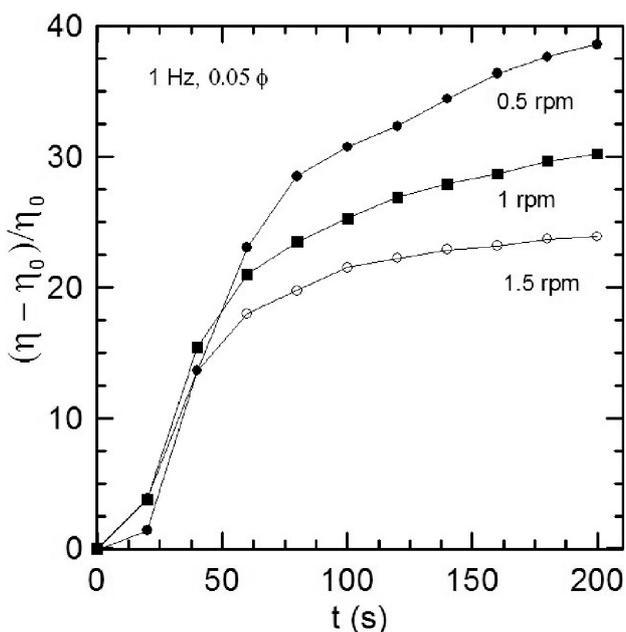


FIGURA 12. Viscosidad específica en función de la rapidez angular del cono, aplicando los campos simultáneamente. El campo estático es de 80 G y el campo senoidal de 12 G rcm a 1 Hz. Nótese la dependencia con la rapidez de corte típica de un fluido pseudo-plástico.

3.4. El papel de la rapidez de corte

Realizamos mediciones de viscosidad efectiva para diferentes valores de velocidad angular del cono del reómetro. En la Fig. 12 se muestra la viscosidad efectiva de la dispersión como función de la rapidez angular del cono. Al aplicar los

campos magnéticos el valor de la viscosidad efectiva, a rapideces de corte pequeña, se incrementa en más de dos órdenes de magnitud comparada con la viscosidad de la dispersión sin la aplicación de campos. La viscosidad disminuye rápidamente a medida que aumenta la rapidez de corte, este es un comportamiento típico de los fluidos pseudoplásticos.

4. El papel de la magnetización y la disipación viscosa en el comportamiento crítico del sistema

Hemos ya descrito como la oscilación lateral de las cadenas favorece el crecimiento de las cadenas. Sin embargo también hemos observado que al aumentar la frecuencia más allá de un límite crítico, la amplitud de las oscilaciones es cada vez menor. Es decir, para frecuencias por arriba de la crítica, la efectividad de las oscilaciones inducidas para acelerar la agregación es cada vez menor. Dado que el aumento de la frecuencia significa un movimiento con mayor rapidez de las partículas en el líquido, se espera que la disipación viscosa juegue un papel fundamental en la descripción del comportamiento crítico. Como sucede en otros sistemas donde hay un movimiento relativo entre las estructuras y el líquido, un comportamiento crítico sucede cuando el parámetro que relaciona la fuerza viscosa y la fuerza magnética, el llamado número de Mason $\bar{M}a$ es cercano a la unidad [30]. Enseguida modelamos el movimiento de las cadenas con el fin de proponer un número de Mason en términos de la frecuencia de perturbación tal que nos permita posteriormente obtener la frecuencia crítica.

Hemos observado que las cadenas cortas pueden ser descritas como arreglos lineales de partículas que oscilan lateralmente respecto a la dirección del campo estático. Para frecuencias pequeñas la unión entre las partículas durante el movimiento oscilatorio se mantiene estable y el movimiento de las cadenas se mantiene sincronizado con el campo. Sin embargo, para rapideces angulares mayores el efecto de la disipación es mayor y dificulta el movimiento, por lo que el movimiento de las cadenas se atrasa respecto del campo efectivo y por consiguiente la amplitud de la oscilación es menor. Se espera que la frecuencia crítica esté determinada por la condición de que $\bar{M}a = 1$.

Durante la oscilación de las cadenas, el ángulo que describen está dado por $\psi = \psi_{max} \text{sen}(2\pi f_p t)$, por lo que la rapidez angular de las cadenas es

$$\omega = 2\pi f_p \psi_{max} \cos(2\pi f_p t). \tag{6}$$

Es una frecuencia angular variable, sin embargo, gracias a que el recorrido angular es pequeño, de esta última expresión podemos obtener dos valores de la frecuencia angular que pueden ser usados para describir el movimiento en rangos de tiempo mayores al periodo de la oscilación de las cadenas. Estas frecuencias son la frecuencia máxima ω_{max} y la frecuencia promedio $\bar{\omega}$. La frecuencia máxima está dada por

$$\omega_{max} = 2\pi f_p \psi_{max} \tag{7}$$

y la frecuencia promedio por

$$\bar{\omega} = 4f_p\psi_{max}. \quad (8)$$

donde $\psi_{max} = \tan^{-1}(H_p/H_c)$. Para valores $H_c = 80$ G y $H_p = 17$ G usados en este estudio, $\psi_{max} = 0.20$ rad.

Si usamos estos valores característicos de frecuencia angular, entonces surge una conexión directa con resultados obtenidos en estudios de sistemas expuestos a campo rotante [26,27]. En éstos se ha mostrado que el número de Mason está dado por

$$\widetilde{Ma} = \frac{12^2\eta\omega}{\mu_o M^2} \quad (9)$$

donde ω es la frecuencia angular con que rota el campo, M es el valor de la magnetización de las partículas y η es la viscosidad del líquido. En nuestro caso tenemos dos valores que podrían funcionar como el análogo de la frecuencia angular. El número de Mason dado por la Ec. 9 se obtuvo luego de adimensionalizar la ecuación de movimiento para una partícula, es el tiempo característico del sistema multiplicado por la frecuencia de rotación. También es posible obtenerlo, como mostramos enseguida, como la razón entre la fuerza viscosa y la fuerza magnética entre dos partículas que giran unidas siguiendo al campo rotante. La fuerza viscosa de Stokes para una esfera de radio R que se mueve en un medio viscoso a una rapidez \vec{V} está dada por $\vec{F}^{vis} = 6\pi\eta R\vec{V}$. Para un par de partículas unidas que giran a la frecuencia angular ω , la rapidez tangencial con la que se mueven puede aproximarse a $V = \omega(2R)$, dado que giran respecto al punto de unión, por lo tanto la fuerza viscosa para el par de partículas es

$$F_{vis} = -2(6\pi\eta R\omega(2R)) \quad (10)$$

Por otra parte, la fuerza magnética entre dos partículas cada una con momento dipolar \vec{m} , orientados en la misma dirección, está dada por

$$\vec{F}_{mag} = \frac{3\mu_o}{4\pi} \left[\left(\frac{m^2}{r^5} - \frac{5(\vec{r} \cdot \vec{m})^2}{r^7} \right) \vec{r} + \frac{2(\vec{r} \cdot \vec{m})}{r^5} \vec{m} \right], \quad (11)$$

donde \vec{r} es el vector de posición del centro de una partícula a la otra. El momento dipolar magnético está dado por $\vec{m} = 4\pi R^3 \vec{M}/3$ donde \vec{M} es la magnetización. Si ahora consideramos que las partículas están unidas, $r = 2R$, y que el vector \vec{r} está orientado en dirección del campo aplicado, la magnitud de la fuerza que mantiene unidas las partículas es

$$F_{mag} = \frac{\mu_o\pi R^2 M^2}{6} \quad (12)$$

La razón entre la fuerza viscosa dada por la Ec. 10 y la fuerza magnética dada por la Ec. 12 es idéntica a la Ec. 9 obtenida por medio de la adimensionalización de las ecuaciones de movimiento.

Observamos que \widetilde{Ma} depende de la frecuencia angular con que rota el par de partículas. Usando los valores de $\bar{\omega}$ and ω_{max} y la Ec. 9 proponemos dos números de Mason para nuestro sistema. Posteriormente analizaremos cual de ellos

describe mejor la cinética de agregación de las cadenas y el comportamiento de la viscosidad efectiva. El número de Mason explícito que se obtuvo usando ω_{max} es

$$\widetilde{Ma} = \frac{288\eta\pi f_p\psi_{max}}{\mu_o M^2}. \quad (13)$$

y usando la rapidez promedio

$$\widetilde{Ma} = \frac{576\eta f_p\psi_{max}}{\mu_o M^2}. \quad (14)$$

Experimentalmente tanto para experimentos de agregación como de viscosidad efectiva, hemos encontrado que existe una frecuencia crítica f_p en el intervalo de 2 a 4 Hz. Como discutimos anteriormente, esperamos que esta frecuencia crítica f_{p_c} esté estrechamente relacionada con la condición física en la cual el número de Mason sea igual a la unidad.

De la Ec. 13 se obtiene una expresión para f_{p_c} , siendo $\widetilde{Ma} = 1$, ésta es

$$f_{p_c} = \frac{\mu_o M^2}{288\eta\pi\psi_{max}}. \quad (15)$$

y usando la Ec. 14 obtenemos que

$$f_{p_c} = \frac{\mu_o M^2}{576\eta\psi_{max}}. \quad (16)$$

Si se usan los resultados de la magnetización dados en la Ref. 2, se obtienen valores para la frecuencia crítica para diferentes valores del campo estático aplicado. Los resultados

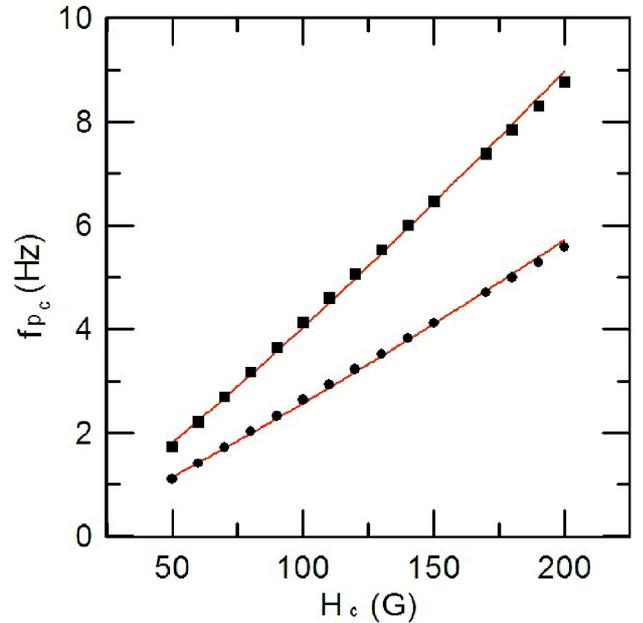


FIGURA 13. Frecuencia crítica de perturbación como función del campo magnético estático, utilizando ω_{max} (círculos) y $\bar{\omega}$ (cuadros). Nótese que la separación entre los correspondientes valores de la frecuencia de perturbación crece al aumentar la intensidad del campo estático.

los podemos ver en la Fig. 13. Para el cálculo de f_{pc} , sólo hemos considerado la amplitud del campo estático. En caso de usar la frecuencia máxima esto es debido a que cuando se alcanza la máxima rapidez angular la intensidad de la perturbación tiene un valor momentáneo de cero. Si usamos la frecuencia promedio, el campo efectivo tiene esencialmente la misma magnitud que el campo estático, por lo que para el cálculo de f_p también usamos solamente la intensidad del campo estático.

Para las condiciones de los experimentos discutidos aquí, podemos estimar la frecuencia crítica y resulta ser 2.02 Hz usando la frecuencia angular máxima y 3.1 Hz si usamos la frecuencia promedio. Es de notar que 2 Hz es prácticamente la frecuencia experimental en que encontramos el mayor valor de la viscosidad efectiva y de la longitud de las cadenas. Por otra parte 3.1 Hz coincide con el valor de la frecuencia correspondiente a la intersección de las leyes de potencias que ajustan los valores experimentales de la longitud de las cadenas como función de la frecuencia a cada lado del punto crítico. Para determinar de manera más precisa que valor es más adecuado para la descripción física del sistema es necesario realizar mediciones con un barrido en frecuencia más fino en el intervalo de 2 a 4 Hz.

5. Conclusiones y comentarios

Presentamos resultados de estudios de viscosidad efectiva y de agregación de partículas en un fluido MR bajo campos magnéticos con perturbaciones laterales periódicas. Hemos mostrado que la longitud promedio de las cadenas es fuertemente influenciada por la presencia de la perturbación y encontramos la dependencia de la longitud de las cadenas con la intensidad de los campos aplicados. Mostramos que la viscosidad efectiva sufre notables cambios y aunque no hemos establecido una relación directa entre la longitud de

las cadenas y la viscosidad efectiva, observamos que existe al menos una relación cualitativa. En especial, tanto la dependencia de la longitud de las cadenas como la viscosidad efectiva en función de la frecuencia de perturbación presentan un comportamiento crítico a una frecuencia que es prácticamente la misma. En posteriores estudios profundizaremos en esta conexión estructura-propiedades físicas. El movimiento oscilante de las cadenas inducido por la perturbación nos da un nuevo mecanismo de agregación, específicamente aumenta la rapidez con que se lleva a cabo la llamada agregación lateral. Varios aspectos de este sistema necesitan aún ser estudiados, por ejemplo, el comportamiento visco-elástico. Dado que este nuevo mecanismo, que aumenta la rapidez de la agregación de partículas, tiene un carácter general, puede ser aplicado a cualquier sistema magneto-reológico. En particular podría ser aplicado en fluidos MR preparados con partículas Brownianas, se espera que los efectos aquí descritos se superpongan a los efectos producidos por las fluctuaciones térmicas. Otras formas de perturbación en el campo magnético aún no han sido estudiadas, entre las posibilidades está el uso de ruido blanco. En particular sería interesante encontrar las condiciones para inducir movimientos en las cadenas como los generados por las fluctuaciones térmicas, aunque con mayor amplitud. Con el uso de otras formas de perturbación se espera que se induzca una rápida agregación lateral aún entre cadenas que estén una frente a la otra, lo que no se consigue con la perturbación senoidal que hemos usados. El uso de perturbaciones también se podría aplicar a sistemas análogos, el caso directo es a los fluidos electro-reológicos y posiblemente también a los ferrofluidos.

Agradecimientos

Se agradece el apoyo de CONACYT, convenio 80629.

1. P. Domínguez-García, S. Melle, J.M. Pastor y M.A. Rubio, *Phys. Rev. E* **76** (2007) 051403.
2. F. Donado, U. Sandoval y J.L. Carrillo, *Phys. Rev. E* **79** (2009) 011406.
3. S. Melle, M.A. Rubio y G.G. Fuller, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 115501.
4. F. Martínez-Pedrero, M. Tirado-Miranda, A. Schmitt y J. Callejas-Fernandez, *Colloid Surface A* **270-271** (2005) 317.
5. R. Tao, *J. Phys.: Condens. Matter.* **13** (2001) R979.
6. E.M. Furst y A.P. Gast, *Phys. Rev. E* **62** (2000) 6916.
7. F. Donado, C.Y. Mendoza, R. Valencia y J.A. Santiago-García, *Rev. Mex. Fís. E* **53** (1) (2007) 31.
8. J.L. Carrillo, F. Donado, y M.E. Mendoza, *Phys. Rev. E* **68** (2003) 061509.
9. D. Kittipoomwong y D. Klingenberg, *J. Rheol.* **49** (2005) 1521.
10. J. Vicente, M.T. López-López, J.D.G. Durán y F. González-Caballero, *Rheol. Acta* **44** (2004) 94.
11. H. Tang, X. Zhao, y C. Luo, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** (2006) 552.
12. T.C. Halsey, J.E. Martin y D. Adof, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 1519.
13. A.G. Olab y A. Grunwald, *Materials and Design* **28** (2007) 2658.
14. <http://www.lord.com/Home/MagnetoRheologicalMRFluid/tabid/3317/Default.aspx>
15. T. Gerlach, J. Ehrlich, y H. Bse, *Journal of Physics: Conference Series* **149** (2009) 012049.
16. A.L. Browne, J.D. McCleary, C.S. Namuduri, y S.R. Webb, *Journal of Intelligent Material Systems and Structures* **20** (2009) 723.
17. J.M. Laskar, J. Philip y B. Raj, *Phys. Rev. E* **80** (2009) 041401.

18. S. Roldán-Vargas *et al.*, *Phys. Rev. E* **79** (2009) 011905.
19. J. Cernák, Kosice, G. Helgesen, *Phys. Rev. E* **78** (2008) 061401.
20. F. Martínez-Pedrero *et al.*, *Phys. Rev. E* **78** (2008) 011403.
21. L. Baraban *et al.*, *Phys. Rev. E* **77** (2008) 031407.
22. F. Martínez-Pedrero, M. Tirado-Miranda, A. Schmitt y J. Callejas-Fernández, *Phys. Rev. E* **76** (2007) 011405.
23. S.S. Yeh, C. Hsueh y P. Chen, *Phys. Rev. E* **76** (2007) 051407.
24. S. Cutillas y J. Liu, *Phys. Rev. E* **64** (2001) 011506.
25. S. Melle, O.G. Calderón, G.G. Fuller y M.A. Rubio, *Journal of Colloid and Interface Science* **247** (2002) 200.
26. S. Melle, O.G. Calderón, M.A. Rubio y G.G. Fuller, *J. Non-newton Fluid* **102** (2002) 135.
27. S. Melle, O.G. Calderon, M.A. Rubio y G.G. Fuller, *Phys. Rev. E* **68** (2003) 041503.
28. G. Doñu, “*Obtención de micropartículas homogéneas para la preparación de fluidos magneto-reológicos*”, Tesis de Licenciatura, Universidad Autónoma del Estado de Hidalgo.
29. V. Flores, Refinamiento de tamaño de partículas metálicas por molienda mecánica”, Tesis de Licenciatura, Universidad Autónoma del Estado de Hidalgo.
30. O. Volkova, S. Cutillas y G. Bossis, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 233.