



BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

INSTITUTO DE FÍSICA "LUIS RIVERA TERRAZAS"

"ESTRUCTURA DINÁMICA DE DISPERSIONES MAGNÉTICAS CONFINADAS"

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE

DOCTOR EN CIENCIAS
(FÍSICA)

PRESENTA:

M. C. LEONARDO DANIEL YÉPEZ QUECHOTL

ASESOR(ES):

**DR. JOSÉ LUIS CARRILLO ESTRADA
DR. FERNANDO DONADO PEREZ**

MARZO DE 2016

ESTRUCTURA DINÁMICA DE DISPERSIONES MAGNÉTICAS
CONFINADAS

M. C. LEONARDO DANIEL YÉPEZ QUECHOTL

ASESORES:

DR. JOSÉ LUIS CARRILLO ESTRADA

DR. FERNANDO DONADO PEREZ

INSTITUTO DE FÍSICA "ING. LUIS RIVERA TERRAZAS"
UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

Marzo 2016

A mi familia.

RESUMEN

Las dispersiones magnéticas están formadas por partículas magnéticas dispersas en un medio magnéticamente inerte. En este trabajo nos interesó entender la formación de patrones de estructura tanto estáticos como dinámicos en el interior de la dispersión inducidos por la presencia de campos magnéticos en diversas configuraciones. Iniciamos nuestro estudio investigando el comportamiento en un sistema granular con el fin de entender mejor el papel de las interacciones con las superficies del recipiente que contiene las partículas sometida a perturbaciones mecánicas.

Posteriormente, estudiamos dispersiones magnetorreológicas (referidas como DMRs), enfocando nuestra atención en la estructura que forman las partículas micrométricas dispersas en un aceite inerte cuando son sometidas a diferentes configuraciones de campos magnéticos obtenidas mediante la superposición de dos campos senoidales perpendiculares entre sí. Cambiando las amplitudes, las frecuencias y la diferencia de fase entre ellos obtuvimos un campo resultante con diversas características. Este campo resultante puede ser desde un campo unidireccional alternante, hasta un campo rotatorio, de tal forma que el campo esté paralelo a la celda que contiene la dispersión o perpendicular a ese plano. Encontramos que la aplicación de un campo en la configuración horizontal, genera agregados de partículas cuyo tamaño y forma están determinados por la competencia entre las interacciones magnéticas entre las partículas y la fuerza viscosa que ejerce el fluido sobre dichos agregados. Estudiamos las características de los agregados como función de la frecuencia y el corrimiento de fase de los campos perpendiculares. Encontramos que cuando la amplitud de los campos perpendiculares es la misma y la frecuencia de uno de los campos se mantiene fija y se varía la otra, las longitudes máximas de los agregados se obtienen cuando la frecuencia variable es un múltiplo entero de la frecuencia fija.

Cuando las frecuencias se mantienen fijas y se varía el corrimiento de fase entre los campos, encontramos que los máximos en la longitud media de los agregados se obtiene para los casos correspondientes a un campo unidireccional y al campo rotante.

Esta formación de estructura puede describirse y explicarse de manera cualitativa mediante un promedio ponderado del número de Mason.

La situación físicamente más interesante se obtiene cuando la superposición de los campos perpendiculares aplicados resulta en un campo perpendicular al plano en el que se encuentra la dispersión, es decir en un campo vertical. En esta configuración estudiamos la formación de estructura para el caso puramente rotante. Como resultado de la competencia entre las interacciones magnéticas, viscosa y la fricción con la base de la celda se obtiene que los agregados que se forman se transportan y autoorganizan de una manera compleja. La velocidad del transporte es función de la frecuencia del campo rotante y del tamaño de los agregados. Existe una frecuencia óptima para la cual la velocidad media de transporte de los agregados alcanza su valor máximo. Demostramos experimentalmente que estos fenómenos de autoorganización y transporte se pueden usar para a su vez transportar sustancias a través de canales con estructura no trivial. Demostramos que es posible transportar gotas de aceite inyectadas en una dispersión compuesta por una mezcla de partículas magnéticas de magnetita mineral, dispersas en una mezcla de agua y jabón. Es posible emulsificar dichas gotas y estudiar los fenómenos de interfase entre los medios hidrofóbico e hidrofílico. También es posible guiar agregados de partículas de magnetita a través de canales complejos y mediante el transporte de los agregados también acarrear sustancias a lo largo de dicho canal. Finalmente mediante la generación de estructuras auto-organizadas de agregados mostramos que interacciones repulsivas magnéticas en combinación con interacciones repulsivas y atractivas hidrodinámicas generan fenómenos colectivos de auto-organización y autoensamblado, esto aportaría un modelo físico con interacciones conocidas capaces de generar fenómenos de flocking.

ÍNDICE GENERAL

Introducción	1
1 ANTECEDENTES	1
1.1 Autoorganización	1
1.2 Medios granulares	2
1.3 DMR en campos rotantes	4
2 DESARROLLO EXPERIMENTAL	11
2.1 Jamming en sistemas granulares	11
2.2 DMR en campos rotantes	13
3 RESULTADOS	17
3.1 Jamming en sistemas granulares	17
3.2 DMR bajo campos transversales variables	21
3.2.1 DMR en campos rotantes	21
3.2.2 DMR variación de fase	24
3.2.3 DMR variación de frecuencias	28
3.2.4 Discusión teórica	33
3.3 Estructura dinámica y auto-organización	37
3.3.1 Transporte y auto-organización de cúmulos	37
3.3.2 Encapsulado y transporte controlado por campos rotantes	41
3.3.3 Transporte en capilares complejos	52
3.3.4 Frustración de jamming por auto-propulsión	53
4 CONCLUSIONES	57
Bibliografía	63

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1	Diagrama de Jamming.	3
Figura 2	DMR luego de la aplicación de diferentes campos.	8
Figura 3	Montaje experimental utilizado para el estudio de la materia granular.	11
Figura 4	Detalle del canal del montaje experimental.	12
Figura 5	Diagrama del montaje experimental.	13
Figura 6	Diagrama del montaje experimental.	14
Figura 7	Captura de pantalla de los programas que permiten controlar el experimento en ejecución.	15
Figura 8	Arcos formados a partir de la aplicación de diferentes campos	17
Figura 9	Diametro de la apertura en función del campo magnético	18
Figura 10	Longitud promedio del perfil en función del campo magnético	19
Figura 11	Longitud promedio de un arco formado por la aplicación de un campo magnético	20
Figura 12	Ángulos en un arco formados por la aplicación de un campo magnético	20
Figura 13	Ángulos promedio en función del campo magnético	20
Figura 14	Longitud promedio de los agregados como función de la frecuencia de un campo magnético rotante.	22
Figura 15	Area y ancho promedio, así como factor de forma de los agregados como función de la frecuencia de un campo magnético rotante.	23
Figura 16	Dispersion magnetorreológica sometida a la acción de campos con distinta diferencia de fase.	25
Figura 17	Figuras de Lissajous para varias diferencias de fase.	25
Figura 18	Resultados experimentales obtenidos a partir de la variación de la diferencia de fase entre los campos magnéticos.	27
Figura 19	Longitud promedio para diferentes corrimientos de fase al minuto.	28
Figura 20	DMR sometida a la acción de dos campos magnéticos, uno con frecuencia fija y el otro con frecuencia variable.	29
Figura 21	Figuras de Lissajous para diversas frecuencias con diferencia de fase $\pi/2$.	30

Figura 22	Resultados experimentales obtenidos a partir de la variación de frecuencia de uno de los campos magnéticos, con diferencia de fase cero. 30
Figura 23	Resultados experimentales obtenidos a partir de la variación de frecuencia de uno de los campos magnéticos, con diferencia de fase igual a $\pi/2$. 32
Figura 24	Longitud promedio para diferentes frecuencias al minuto de aplicación de los campos. 33
Figura 25	Resultados experimentales obtenidos a partir de la variación de la fase, comparados con en número de Mason promedio. 36
Figura 26	Resultados experimentales obtenidos a partir de la variación de frecuencia, comparados con el número de Mason promedio. 36
Figura 27	Transporte de agregados para diferentes frecuencias. 37
Figura 28	Longitud promedio de los agregados como función de la frecuencia. 39
Figura 29	Velocidad promedio de los agregados como función de la frecuencia. 40
Figura 30	Comparación del número de Mason medido experimentalmente con el número de Mason calculado en función de la frecuencia. 41
Figura 31	Estado inicial de la muestra 42
Figura 32	Transporte y coalescencia de gotas de aceite. 43
Figura 33	Transporte de aceite por adhesión. 44
Figura 34	Transporte por emulsificación. 46
Figura 35	Transporte de líquido emulsificado. 47
Figura 36	Transporte por emulsificación y adhesión. 47
Figura 37	Coalescencia y transporte por adhesión. 48
Figura 38	Transporte de aceite por adhesión con mayor concentración de partículas. 49
Figura 39	Agregados complejos formados a partir de alta concentración de surfactante. 50
Figura 40	Confinamiento de agregados en una gota de aceite. 50
Figura 41	Transporte a baja frecuencia. 51
Figura 42	Transporte por medio de diversos procesos a la vez. 52
Figura 43	Transporte a través de un capilar complejo. 53
Figura 44	Frustración de Jamming para diferentes frecuencias de rotación del campo magnético. 54

INTRODUCCIÓN

Los fluidos magnéticos están compuestos por partículas ferro- o paramagnéticas dispersas en un fluido portador inerte ante el campo magnético, usualmente un aceite mineral. Estos fluidos tienen un conjunto de propiedades físicas que caracterizan la reología del sistema, como la viscosidad o el esfuerzo cortante, las cuales se ven fuertemente afectadas, y hasta cierto punto pueden ser moduladas, por la aplicación de un campo magnético [34] [52]. Estos efectos emergentes sobre las propiedades reológicas producidos por el campo en el medio compuesto han sido objeto de extensivos estudios [2] [3] [4] [5] [6] [7] [8]. Por supuesto también se ha investigado profusamente la repercusión de los cambios reológicos en otras propiedades físicas de los fluidos magnéticos, como las ópticas y las acústicas [9] [10] [11]. Es bien conocido que las propiedades físicas emergentes de esta clase de materiales compuestos (compositos) no pueden, en general, ser explicadas como promedios simples de las propiedades, por separado, del material de las partículas y del fluido portador. Esta es una de las razones por las que se clasifican los fluidos magnéticos dentro de los llamados sistemas complejos y a sus propiedades físicas como fenómenos emergentes.

Se sabe con certeza que al aplicar un campo magnético a una DMR, las partículas forman aglomerados cuya estructura depende de manera compleja de varios parámetros del sistema como: la viscosidad del fluido soporte, el tamaño de las partículas, la permeabilidad magnética de las mismas, la intensidad del campo aplicado y la concentración de las partículas, entre otros. Mediante la aplicación del campo magnético y controlando algunos de estos parámetros externos, se puede generar una respuesta en el fluido complejo que va desde una respuesta característica de un fluido newtoniano, hasta una respuesta típica de un sistema viscoelástico. Es decir, se puede cambiar levemente la viscosidad de una dispersión líquida, o llevarla al extremo de convertirla en un sólido, con toda la amplia variedad de posibilidades intermedias. Respecto a esta variedad de comportamientos físicos, existen un gran número de preguntas sin resolver, concernientes al ámbito de la ciencia básica. Responder éstas preguntas, haría posible muy diversas aplicaciones y desarrollos tecnológicos en varios áreas de la ciencia y la tecnología, que van desde la comprensión de varios de los aspectos teóricos y de ciencia básica relacionados con la transición vítrea, hasta fenómenos de auto-organización y auto-ensamblado que serían de utilidad para entender el plegamiento de proteínas y el ensamblado del material genético. Los desarrollos

tecnológicos van desde el desarrollo de amortiguadores y disipadores inteligentes, hasta la generación de dispositivos para aplicaciones médicas como el tratamiento por hipertermia de tumores malignos.

Dependiendo del tamaño de las partículas que constituyen el fluido magnético, se puede clasificar como fluido magneto-reológico o como ferrofluido. .

-En los fluidos magnetorreológicos las partículas que constituyen la dispersión son de tamaño micrométrico. En ausencia de campo magnético, los momentos dipolares magnéticos de los dominios se encuentran orientados aleatoriamente. Por este motivo el momento dipolar neto de la partícula es nulo en ausencia de campo. Sin embargo, al aplicarse un campo magnético externo, los momentos dipolares tienden a orientarse en la dirección del campo aplicado [1], y es entonces, que la partícula adquiere un momento dipolar neto no nulo.

-En los ferrofluidos las partículas son de tamaño nanométrico y son consideradas monodominios magnéticos, si las partículas son ferromagnéticas esto significa que cada partícula tiene un momento dipolar distinto de cero, que se puede orientar en la dirección de un campo magnético externo aplicado.

Una característica distintiva de los fluidos magnéticos es su capacidad de modificar sus propiedades reológicas como respuesta a la aplicación de campos magnéticos externos. En el caso de los fluidos magnetorreológicos, el fluido experimenta un cambio en el módulo cortante de varios órdenes de magnitud al momento de aplicar un campo magnético [33]. Este cambio es conocido como efecto magnetorreológico y es debido a la interacción entre el líquido y la superficie que exponen los agregados de partículas, que se forman por la atracción magnética entre los dipolos inducidos por el campo en ellas.

En el estudio de los fluidos magnetorreológicos un hecho importante ocurrió en 1948 con el desarrollo de la patente de Jacob Rabinow en el National Bureau of Standards en Washington, D.C. del embrague de fluido magnético [37]. En la actualidad las principales aplicaciones se encuentran en la fabricación de amortiguadores y suspensiones tanto en vehículos automotores como en equipos deportivos y construcciones. [32]

Las estructuras formadas por partículas dipolares en la dispersión, tienen diferentes características dependiendo de la concentración de partículas y de otros parámetros como la intensidad del campo magnético y la viscosidad del fluido soporte. Para los regímenes de media y alta concentración (mayor a 0.07 en fracción de volumen) la tenden-

cia general es formar, de manera secuencial agregados con diferentes características fractales [10] [30]. Comenzando con la aplicación del campo, la formación de estos agregados toma pocos milisegundos. Después de esto, la estructura evoluciona lentamente siempre y cuando el campo externo continúe siendo aplicado.

Por otro lado, en el régimen de bajas concentraciones de partículas es común la formación de estructuras con forma de cadena, alineadas en la dirección del campo aplicado. La longitud de estas cadenas depende de la concentración de las partículas y de la intensidad del campo magnético externo. Una vez que el campo ha sido aplicado, en un intervalo de tiempo de unos cuantos segundos, la mayoría de las partículas se han incorporado a alguna de las cadenas y a partir de ese momento, la estructura formada sufre muy pocos cambios con el paso del tiempo. También a bajas concentraciones, esta formación de cadenas produce un incremento en la viscosidad.

En DMR, además se observa que la formación de agregados en estructuras complejas ocurre en por lo menos tres procesos de agregación. El primero forma pequeños agregados localmente ordenados, este proceso es dominado por interacción magnética entre las partículas. En el segundo proceso, los agregados a su vez se agregan para dar origen a estructuras de segunda generación. A estas escalas la estructura es más desordenada. En un tercer proceso las estructuras de segunda generación se reacomodan. En esto consiste la formación de patrones de estructura en una DMR [30].

Los procesos de agregación son la base para la formación de muchas clases de sistemas físicos de materia condensada. Muchas de las propiedades físicas de los sistemas formados por agregación dependen de las interacciones que gobiernan dichos procesos y de qué tan fuera de equilibrio se lleve a cabo la agregación dado que esto determina las propiedades de escalamiento de las estructuras generadas. Se sabe que los procesos de agregación desarrollados por partículas interactivas, como es el caso de las DMR, producen agregados de partículas con características multifractales. Se ha mostrado que existe una relación entre el exponente de la ley de escalamiento de la distribución de masa del agregado (dimensión fractal de masa) y la dinámica del proceso de agregación. [30]

Muchos de los estudios acerca de los procesos de agregación y de las características estructurales de los agregados en DMR, se han realizado aplicando campos magnéticos estáticos. En DMR basadas en partículas brownianas y en un régimen de baja concentración, la aplicación de un campo magnético estático genera también agregados en forma de cadenas. En estas condiciones, las fluctuaciones térmicas en

el líquido inducen movimientos que provocan que estas cadenas se agreguen lateralmente en un proceso lento, resultando en la formación de columnas. Esto ocurre por medio de un mecanismo de unión lateral entre las cadenas (zippering), el cual ha sido ampliamente estudiado en la literatura. Este mecanismo es producido por inhomogeneidades en el campo magnético ocasionadas por fluctuaciones térmicas y por la polidispersidad de las partículas. La agregación lateral contribuye a que el sistema evolucione en el tiempo a configuraciones de mínima energía [12] [13] [14] [15] [16] [17] [18].

Se han reportado algunos estudios en sistemas bajo la acción de campos dependientes del tiempo, incluyendo etapas secuenciales de encendido y apagado de un campo estático [19] [20], rampas constantes de un campo magnético uniforme [12], campos rotantes en configuración horizontal [12], y campos oscilantes [3] [33] [34] [21]. Etapas secuenciales de un campo siendo encendido y apagado, provocan rearrreglos estructurales que llevan al sistema a configuraciones de mínima energía [19] [20]. En este caso, se observa que cuando el campo es encendido y apagado alternadamente, se obtienen estructuras más compactas, teniendo al movimiento Browniano como el principal factor durante los procesos de agregación lateral [20]. En la referencia [12] se muestra que usando una rampa constante de campo magnético uniforme se modifica la agregación lateral, produciendo múltiples pasos en el proceso.

Cuando un campo oscilatorio, producido por la superposición de un campo estático y un campo sinusoidal más pequeño transversal a este, es aplicado a una muestra de fluido magnetorreológico, se observa que la longitud promedio de las cadenas producidas y la viscosidad efectiva alcanzan valores comparativamente más grandes que los obtenidos en el caso de la aplicación de un único campo estático de la misma amplitud [3] [34]. Se ha observado que los campos oscilatorios favorecen la agregación lateral. En la referencia [34] se reporta un estudio exhaustivo del efecto de un campo oscilatorio en la longitud promedio de las cadenas. Se observó que la longitud promedio de las cadenas fue un 300 % más grande que los valores correspondientes a la aplicación de un campo estático. En este caso la perturbación magnética transversal al campo estático es la que induce los movimientos que favorecen que las cadenas se agreguen lateralmente. En la referencia [3] se reportan cambios en la viscosidad efectiva de la DMR mayores del 200 %. En este caso, un número hidrodinámico conocido como el número de Mason que compara la intensidad de la fuerza magnética entre las partículas con la fuerza viscosa que ejerce el fluido sobre los agregados, dependiente del tiempo describe adecuadamente el comportamiento de la longitud promedio de las cadenas

como función de una frecuencia de oscilación.

La conclusión general de estas investigaciones es que el proceso de agregación, que controla la forma de las estructuras generadas, y los cambios en las propiedades físicas de un fluido MR son fuertemente dependientes de las características de los campos aplicados dependientes del tiempo. Mediante el uso de dos campos sinusoidales perpendiculares entre sí, se pueden producir varias configuraciones de campo magnético dependiente del tiempo, de la que los campos rotantes y los oscilantes son dos casos particulares. El estudio de los fluidos MR en presencia de estos campos magnéticos más complejos nos permiten estudiar un sistema que se caracteriza por un número Mason complejo dependiente del tiempo. También se puede estudiar el proceso de agregación, incluyendo la agregación lateral, bajo campos magnéticos dependientes del tiempo. La idea detrás del uso de campos dependientes del tiempo es producir movimiento lateral de los agregados para promover un proceso de agregación más efectivo y más rápido. Es de esperarse que algunas de estas configuraciones de campo en función del tiempo produzcan cambios importantes en las propiedades estructurales y reológicas en las DMR. Así, en este contexto el objetivo de esta tesis es el estudio de las estructuras formadas por las partículas en dispersiones magnéticas bajo campos dependientes del tiempo generados por la superposición de dos campos sinusoidales.

Enseguida describimos brevemente cómo está organizado el material que presentamos en este trabajo. Después de la introducción y de una revisión breve de los antecedentes directos e históricos con respecto al tema de nuestro trabajo, describimos en el capítulo 2 el sistema experimental para el estudio de las DMR y los sistemas granulares. El capítulo 3 contiene los resultados obtenidos de nuestra investigación. Inicialmente, tratando de entender cómo es posible controlar la morfología de los agregados mediante las características de los campos magnéticos aplicados sobre una DMR, nos enfocamos en explorar el papel que juegan las paredes de confinamiento en el flujo de partículas magnéticas cuando el canal o por el que fluyen se estrecha. Para apreciar directamente los efectos del campo magnético sobre el flujo en estas condiciones, estudiamos el flujo en una pila bidimensional de un conjunto de partículas esféricas macroscópicas paramagnéticas, es decir, un sistema granular, perturbado mecánicamente, tratando de averiguar cómo el campo magnético afecta las condiciones en que normalmente se presentaría el atascamiento (En lo subsecuente usaremos el anglicismo *jamming*). Estos resultados son discutidos en la primera sección. Una vez entendido cómo el campo y el confinamiento podrían afectar el flujo, nos enfocamos propiamente en las DMR. Para investigar de qué manera aplicando

campos magnéticos variables podemos controlar la morfología de los agregados que se generan en el seno de una DMR, preparada mediante partículas micrométricas de magnetita mineral, dispersas en aceite mineral tipo Dexron. Iniciamos investigando el tamaño y la morfología de los aglomerados que se forman en una DMR de baja concentración en presencia de dos campos oscilatorios magnéticos horizontales, perpendiculares entre sí. En seguida, exploramos el efecto que las características del campo resultante tiene sobre la morfología de los agregados, esto como función de la frecuencia de los campos y del corrimiento de fase entre ellos. Mediante la superposición de los campos perpendiculares es posible generar una gama continua de campos resultantes que van desde un campo estático unidimensional, hasta un campo unidireccional alternante, pasando por campos rotantes y una diversidad amplia de geometrías descritas por las bien conocidas figuras de Lissajous.

Una configuración horizontal del campo magnético resultante, de particular interés, es la de un campo rotante. Esta superposición de campos nos permite investigar de manera precisa la competencia que existe entre la cohesión magnética entre las partículas y la fuerza viscosa, que actuando sobre los agregados rotantes, tiende a desintegrarlos. Estas fuerzas determinan en general la forma y el tamaño promedio de los cúmulos. En el caso de una DMR con una baja concentración de partículas, mostramos que la forma y el tamaño promedio de los agregados pueden describirse en base a una generalización del número de Mason [22]. La predominancia de una de estas fuerzas puede ser controlada por la frecuencia e intensidad del campo rotante. Como era de esperarse intuitivamente, mostramos que para bajas frecuencias y baja concentración de partículas, los agregados son estructuras alargadas con forma de cadena, cuya longitud decrece conforme la frecuencia se incrementa. En este caso, un número de Mason constante describe la dinámica de las estructuras formadas en la DMR. También discutiremos cómo es que a altas frecuencias los agregados adquieren una morfología plana paralela al fondo de la celda que contiene la DMR. Esto se discute en la sección 3.2.

Algunas de las configuraciones de campos dependientes del tiempo que se pueden conseguir mediante la superposición de dos campos perpendiculares entre sí son capaces de producir grandes cambios y fenómenos notables en las propiedades reológicas y estructurales de la DMR. Estos notables cambios estructurales podrían producir a su vez notables cambios reológicos. Una gran variedad de fenómenos, que hasta donde sabemos en este trabajo se exploran por primera vez, emerge cuando la superposición de los campos perpendiculares resulta en un campo vertical, es decir, perpendicular al plano en el que yace la DMR. En esta configuración de campos aplicados, apa-

recen fenómenos de gran riqueza física, como la auto-organización y transporte de agregados. Uno de los resultados más importantes de este trabajo es que demostramos experimentalmente que en estas condiciones, se generan agregados autopropulsados que se auto-organizan como resultado de las interacciones magnética e hidrodinámica, y que como producto de la interacción con las fronteras se transportan y son capaces de acarrear sustancias en espacios confinados y en capilares con geometrías no simples. En el transporte de estos agregados auto-organizados se puede observar que cuando fluyen a través de un canal, que paulatina o súbitamente se estrecha, se presenta una contraintuitiva frustración del jamming. Mostramos que la dinámica de los agregados rotantes hace posible la emulsificación de líquidos y la modificación de las interfases entre un medio hidrofílico y otro hidrofóbico. Esto se discute en la sección 3.3.

El material que aquí se presenta se complementa con fotografías y videos que exhiben de manera clara los fenómenos que hemos analizado en el desarrollo de este trabajo. Finalizamos este documento remarcando los resultados sobresalientes y enunciando las conclusiones generales y particulares más importantes que podemos obtener de nuestro estudio.

ANTECEDENTES

1.1 AUTOORGANIZACIÓN

Se ha definido a un sistema complejo como “una representación de un recorte de la realidad compleja, conceptualizado como una totalidad organizada en la cual los elementos no son separables y por lo tanto no pueden ser estudiados individualmente aislados” [36]. El comportamiento de un sistema complejo, con frecuencia resultado de un fenómeno colectivo con muchos grados de libertad en interacción [28], presenta propiedades que no pueden ser obtenidas a partir de los comportamientos individuales de cada uno de sus componentes [40]. A estas propiedades del sistema se les ha denominado propiedades emergentes. Los sistemas complejos además, se caracterizan por no ser reducibles a versiones más simplificadas. Generalmente presentan una dinámica no lineal y es frecuente que requieran para su modelamiento de una alta capacidad de cómputo [28].

Ilya Prigogine acuñó el término estructura disipativa para referirse a sistemas caracterizados por una aparición espontánea de orden, un rompimiento de simetría y la formación de estructuras complejas donde existen correlaciones de largo alcance. Las nombró de esa manera con el fin de enfatizar una contradicción en las concepciones clásicas de estructura y disipación, pues tradicionalmente se concibe a la disipación como generadora de desorden y pérdida de estructura, lo cual, si bien es cierto en las proximidades del equilibrio termodinámico, deja de serlo en sistemas alejados del equilibrio y gobernados fuertemente por fluctuaciones. Prigogine hizo patente la necesidad de desarrollar un nuevo paradigma basado en conceptos, técnicas matemáticas y métodos estadísticos más que en herramientas mecanicistas [42]. En este mismo sentido, Karl Popper afirmaba para ilustrar la diferencia entre un sistema determinista y un sistema complejo: “Existe la física de los relojes y la física de las nubes. Después de haber estudiado la física de los relojes, ahora debemos estudiar la física de las nubes.” [41]

La autoorganización presente en las estructuras disipativas es un proceso en el que una cierta forma de orden o coordinación general surge de las interacciones locales entre los componentes de un sistema inicialmente desordenado. Este proceso de autoorganización puede ser espontáneo y no es necesariamente controlado por un agente externo, pues en muchas ocasiones es inducido por la presencia de fluctuaciones.

En ese trabajo estamos interesados en los fenómenos de agregación, autoorganización y autoensamblado generados en dispersiones de partículas magnéticas y medios granulares mediante la aplicación de campos magnéticos. En estos sistemas se presentan dinámicas ocasionadas por interacciones complejas, para las cuales no siempre conocemos la forma analítica para describirlas. Ejemplo de estas son las interacciones hidrodinámicas y las correlaciones entre fluctuaciones capaces de generar transiciones estructurales. Nos concentraremos en particular en dos sistemas formados por elementos magnéticos: Un sistema granular formado por esferas de acero inoxidable susceptibles al campo magnético y sobre todo DMR preparadas en base a partículas micrométricas de magnetita mineral.

1.2 MEDIOS GRANULARES

El concepto de Jamming (atascamiento) encontrado en diferentes textos se refiere comúnmente o a un estado de bloqueo por el hacinamiento o a un empaquetamiento o atascamiento de objetos en un espacio confinado, es decir una pérdida de movilidad debida a el aumento en la densidad por reducción del espacio o aumento en la concentración [44]. Fenómenos relacionados con el jamming son, por ejemplo, un congestionamiento de tránsito o la dificultad que se presenta para que un conjunto numeroso de personas pasen por un pasillo estrecho a la salida de algún recinto (V. gr. la salida de un estadio). Ambas ideas están relacionadas, puesto que, a medida que se incrementa el número de objetos en un espacio reducido, disminuye la capacidad de movilidad de dichos objetos. El fenómeno de jamming está estrechamente relacionado con un problema físico que durante un largo tiempo ha atraído poderosamente la atención de los científicos éste es la llamada transición vítrea [39].

La situación más comúnmente referida a este respecto es la que se presenta en el enfriamiento súbito de un líquido: En el estado líquido las moléculas se mueven con relativa libertad, al bajar la temperatura la movilidad de las partículas decrece hasta el punto de quedar atrapadas en posiciones relativamente fijas. Mientras que en un sólido cristalino las moléculas se encuentran ordenadas en patrones regulares y pueden moverse sólo distancias pequeñas por excitación térmica, en un líquido superenfriado la estructura que forman las moléculas es "desordenada". Un líquido fluye fácilmente, mientras que un sólido no. El término jamming se reserva para describir situaciones en las cuales tanto la fase que fluye como la que ha dejado de hacerlo debido al enfriamiento o debido a la pérdida de energía se encuentran desordenadas. El ejemplo clásico es un vidrio, en este sistema es difícil determinar mediante una sola fotografía de la estructura microscópica si se trata de la fase líquida o de la fase sólida, la distinción consiste en que la fase vítrea tiene una viscosidad varios ór-

denes de magnitud mayor que la fase líquida. Experimentalmente se define la transición vítrea como el punto donde la viscosidad del fluido se vuelve inconmensurablemente grande. En general se denomina transición de jamming a la situación estructural que surge cuando el material deja de fluir ante la aplicación de un esfuerzo cortante. Muchos materiales desordenados presentan lo que se conoce como

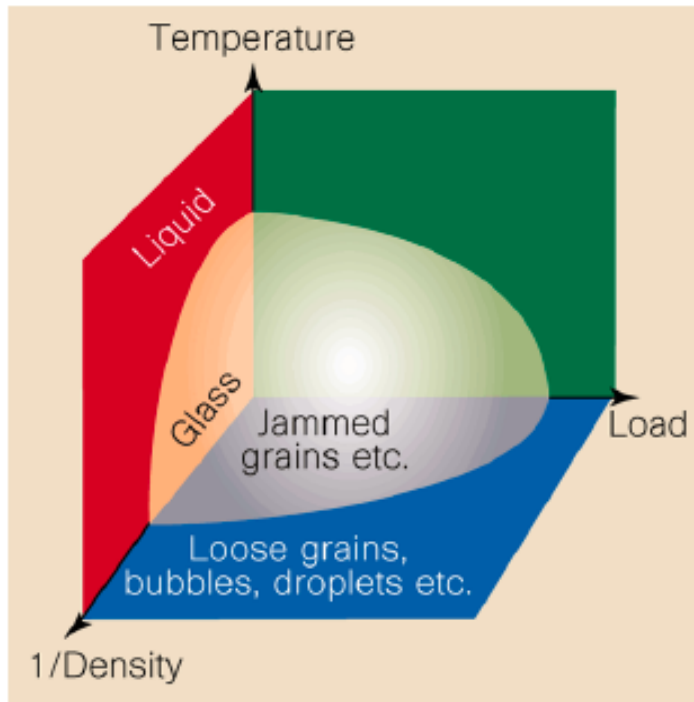


Figura 1: Diagrama de Jamming.

transición de jamming. Liu y Nagel [38] estudiaron ampliamente el fenómeno y desarrollaron el diagrama de jamming 1), el cual resume este fenómeno en materiales desordenados en términos de tres parámetros: Densidad, temperatura y carga. La carga es usualmente derivada de un esfuerzo cortante sobre el material. El diagrama es un tipo de "diagrama de fase", en el sentido de que describe el estado del sistema en términos de sus parámetros de control. Es importante remarcar que no es un diagrama de fase en un sentido termodinámico ordinario. A menudo los fenómenos de jamming tienen una marcada dependencia temporal.

El rompimiento del jamming por carga cortante se denomina cedencia (yield). La pregunta de cuánto esfuerzo cortante puede soportar un material antes de empezar a fluir es importante en muchos campos del conocimiento, desde la mecánica de suelos hasta la ciencia de materia condensada blanda, y tiene un alto impacto en la industria (v. gr. alimentos y cosméticos).

Para una sistema dado, no todos los ejes del diagrama de jamming

son igualmente relevantes. Por ejemplo, si las partículas son lo suficientemente grandes tal que no son afectadas por fluctuaciones térmicas, el eje de la temperatura carece de importancia en su descripción. Sin embargo, hay otras vías (fuera del equilibrio) para .excitar.^a estos sistemas, como pueden ser: Agitadores o flujos de aire, vibradores, campos pulsados, etc. por lo que pueden emplearse descripciones basadas en "temperaturas efectivas".

Los medios granulares son materiales formados por muchas partículas que presentan interacciones de esfera dura. Estos "granos" son lo suficientemente grandes como para no presentar agitación térmica: En ausencia de perturbaciones sus energías térmicas son mucho más pequeñas que las gravitacionales o elásticas [35]. En la vida cotidiana encontramos ejemplos de este tipo de sistemas: La arena, el arroz, el azúcar, etc. Dado que las partículas son lo suficientemente grandes, estos sistemas tienen muchos grados de libertad, y presentan un comportamiento inelástico en colisiones. Cuando una gran cantidad de estos granos se acumulan en presencia de la gravedad en un recipiente, los granos no tienen tiempo de encontrar su configuración de mínima energía y por ende el sistema alcanza un estado fuera de equilibrio. En principio puede haber fuerzas atractivas entre partículas, por ejemplo en materia granular húmeda, en algunos casos por fuerzas de Van der Waals (en polvos finos) o debido a cargas electrostáticas, en este trabajo se estudia el comportamiento derivado de atracciones dipolares magnéticas.

La materia granular en determinadas condiciones puede exhibir un comportamiento similar al de los estados de agregación de gas, líquido y sólido. Tradicionalmente se presentan a los medios granulares como materiales que se comportan como un gas inusual, un "líquido inusual" o un "sólido inusual", porque efectivamente, un conjunto grande de granos poco denso que se agitan dentro de un contenedor cerrado, producen choques entre ellos solo de manera ocasional, de la misma manera en que ocurre en un gas. En definitiva su comportamiento no es el de un gas molecular, dado que el sistema es altamente disipativo, hay una pérdida de energía significativa en cada colisión y esto lleva a que al suspender el suministro de energía externa, el sistema evolucione rápidamente a un estado de reposo, caracterizado por la agregación de sus componentes. En sistemas densos, los medios granulares pueden llegar a fluir como líquidos y en ocasiones pueden formar empaquetamientos estáticos que son capaces de resistir esfuerzos como lo haría un sólido [29].

1.3 DMR EN CAMPOS ROTANTES

Una DMR es un conjunto de partículas con respuesta magnética, de tamaño micrométrico e inmersas en un líquido magnéticamente

inerte, generalmente un aceite inorgánico con baja viscosidad. Para que dicha dispersión de partículas magnéticas pueda denominarse magnetorreológica, es necesario que presente el llamado efecto magnetorreológico, es decir, que la longitud característica de la viscosidad del líquido sea del orden del tamaño de las partículas más pequeñas dispersas en él. Al aplicar un campo magnético externo, las partículas se agregan formando estructuras, generalmente complejas. Cuando en estas condiciones se aplica un esfuerzo cortante externo la superficie de los agregados arrastra grandes cantidades de líquido en el momento de reacomodarse. Este arrastre de líquido provoca cambios muy importantes en las propiedades físicas de la dispersión, principalmente las reológicas, de tal manera que lo que antes de la aplicación del campo se comportaba como un líquido, una vez bajo los efectos del campo magnético tiene propiedades cercanas a las de un sólido.

En el régimen de baja concentración, en presencia de un campo magnético, las partículas forman estructuras alargadas orientadas en la dirección del campo, y es la formación de estas cadenas la que produce cambios notables, rápidos y cuasi-reversibles en las propiedades físicas de la dispersión. Dichos cambios pueden ser modulados por la intensidad del campo magnético aplicado.

Las características estructurales de los agregados que se forman con la aplicación del campo depende de la intensidad de las interacciones entre las partículas y de éstas con el líquido que las soporta. Así entonces es necesario entender los proceso de agregación que dan origen a los agregados complejos.

En DMR en un régimen de baja concentración, se ha observado un proceso de agregación compuesto por dos etapas. La primera etapa está gobernada por una agregación del tipo axial, producida por interacciones dipolares directas entre partículas cercanas, siendo esta interacción la que lleva al sistema a la formación de estructuras fibrilares, en ocasiones descritas como cadenas. Este proceso es relativamente rápido. En la segunda etapa se produce una agregación lateral de estas estructuras, produciendo cadenas más largas y/o más gruesas. Esta agregación es generada predominantemente por interacciones hidrodinámicas y fluctuaciones térmicas, este proceso es significativamente más lento. Se ha mostrado que mediante la aplicación de perturbaciones es posible incrementar de manera notable la agregación lateral de las partículas [34].

Para el estudio de las DMR comenzaremos por revisar brevemente algunos conceptos e introducir algunas definiciones.

El momento dipolar de una partícula esférica, inducido por efecto de un campo magnético \mathbf{H}_0 , está dado por $m = v\chi_p\mathbf{H}_0$, χ_p es la susceptibilidad magnética de la partícula y $v = \frac{4\pi a^3}{3}$ es el volumen de la partícula de radio a . La energía de interacción entre dos partículas

dipolares de momento \mathbf{m} está dada por:

$$U(\mathbf{r}) = \frac{-\mu_0}{4\pi} \left[\frac{3(\mathbf{r} \cdot \mathbf{m})^2}{r^5} - \frac{(\mathbf{m} \cdot \mathbf{m})}{r^3} \right] \quad (1)$$

donde \mathbf{r} es el vector desplazamiento relativo de los centros de masa de las partículas. Esta energía es mínima cuando los dos dipolos están orientados en la dirección definida por \mathbf{r} y máxima cuando la dirección de estos dipolos es perpendicular a la misma. Cuando la concentración de partículas es pequeña, las partículas se agregan de tal manera que su energía adopta su valor mínimo que corresponde a la formación de cadenas lineales. Si la concentración de partículas es mayor, en el proceso de agregación varias partículas pueden estorbarse entre sí e impedir la formación de estructuras de mínima energía, es decir, formar estructuras más complejas. En general en una dispersión, las partículas están expuestas a fluctuaciones térmicas. En una dispersión magnética un parámetro que permite evaluar la predominancia de las interacciones térmicas o de las magnéticas es $\lambda = \frac{W_{\text{dip}}}{k_B T}$, donde k_B es la constante de Boltzmann y T es la temperatura del sistema. Si este parámetro $\lambda > 1$ entonces la energía dipolar magnética domina sobre la térmica. Esta condición favorece la formación de agregados. En el caso contrario, $\lambda < 1$, las partículas describen un movimiento Browniano que limita la agregación, generalmente este tipo de movimiento ocurre en dispersiones de partículas submicrométricas. La distancia termomagnética se define como $R_1 = 2a\lambda^{1/3}$, donde a es el radio de las partículas. A partir de la expresión para la energía de interacción entre dos partículas dipolares se llega a que la energía de interacción de dos dipolos orientados en la dirección del campo, es $W_m = \mu_0 \pi a^3 M^2 / 9$ con $r = 2a$, por lo que el valor del parámetro λ arriba mencionado es:

$$\lambda = \frac{\mu_0 \pi a^3 M^2}{9 k_B T} \quad (2)$$

El parámetro R_1 describe aquella distancia máxima a la cual dos partículas interactúan magnéticamente entre ellas, por lo que para distancias mayores, la energía térmica domina sobre la interacción dipolar. Otra escala de longitud importante es la distancia promedio inicial R_0 entre partículas que se puede determinar considerando que a es el radio de cada partícula y que todas en conjunto ocupan una fracción de volumen ϕ dentro de la DMR. Para obtener la separación media entre partículas, consideramos un cubo cuyo volumen es L^3 dentro del cual se encuentran n partículas, arregladas en una red cristalina cúbica entonces, la separación en promedio es:

$$R_0 = \frac{L}{N^{1/3}} \quad (3)$$

La fracción de volumen ocupada por N partículas es:

$$\phi = \frac{V_p}{V_c} = \frac{4\pi a^3 N}{3L^3} \quad (4)$$

Donde V_p es el volumen ocupado por todas las partículas y V_c es el volumen del cubo. Expresando la separación promedio entre partículas en función de la fracción de volumen:

$$R_0 = \left(\frac{4\pi a^3}{3\phi} \right)^{1/3} \quad (5)$$

Estas dos escalas de longitud permiten comparar los efectos de energía magnética y térmica. Cuando $R_1 > R_0$ la energía dipolar magnética es mayor que la energía térmica, como consecuencia podemos despreciar el efecto del movimiento Browniano en la evolución de las estructuras formadas.

Las partículas dispersas en líquidos, en su movimiento experimentan fuerzas viscosas. Una partícula esférica que se mueve con velocidades pequeñas experimenta una fuerza viscosa que puede ser aproximada por la bien conocida fuerza de Stokes $F = 6\pi\eta a v$, donde v es la velocidad relativa de la partícula dentro el fluido y η la viscosidad del líquido. En un sistema expuesto a un campo magnético rotante de frecuencia ω , las cadenas de partículas rotan con la frecuencia angular del campo, así que cada partícula se moverá con una velocidad tangencial proporcional al radio de giro con magnitud ωa . El número de Mason se define como la razón entre las magnitudes de la fuerza viscosa y la fuerza magnética entre dos partículas unidas por esta última que giran siguiendo al campo magnético. [?] Por lo tanto, la fuerza viscosa que ejerce el fluido sobre cada una de las partículas es $F_{vis} = -6\pi\eta a^2 \omega$, y la fuerza que se ejerce sobre las dos partículas unidas está dada por:

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

Por otro lado la fuerza magnética entre dos partículas de momento dipolar \mathbf{m} , está dada por

$$\mathbf{F}_{mag} = -\nabla U(\mathbf{r}) = \frac{3\mu_0}{4\pi} \left[\left(\frac{m^2}{r^5} - 5 \frac{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{m})^2}{r^7} \right) \mathbf{r} + \frac{2(\mathbf{r} \cdot \mathbf{m})}{r^5} \mathbf{m} \right] \quad (7)$$

El momento dipolar, en términos de la magnetización, es $m = \frac{4\pi a^3}{3} \mathbf{M}$. Considerando que las dos partículas están unidas, $r = 2a$ y que el vector de posición \mathbf{r} está orientado en dirección del campo aplicado, entonces la magnitud de la fuerza magnética que mantiene unidas a las dos partículas es

$$F_{mag} = \frac{\mu_0 \pi a^2 M^2}{6} \quad (8)$$

Con lo que podemos encontrar una expresión para el número de Mason

$$Mn = \frac{|F_{vis}|}{|F_{mag}|} = \frac{12^2 \eta \omega}{\mu_0 M^2} \quad (9)$$

Si la fuerza viscosa es más intensa que la fuerza dipolar, entonces podemos esperar que en su movimiento, el dímero se retrase con respecto al campo magnético. En el caso de predominancia de la fuerza magnética, el dímero se mueve sincrónicamente con el campo. Cabe notar que el número de Mason con estas aproximaciones es independiente del diámetro de la partícula presente en el fluido, únicamente depende de la viscosidad, la frecuencia de oscilación del campo y la magnetización inducida en las partículas. Existen 3 casos que pueden presentarse en función del valor del número de Mason:

$Mn < 1$: La fuerza dipolar magnética que experimentan las partículas es dominante sobre la fuerza viscosa generada por el fluido. Para estos valores del número de Mason, ocurre la formación de cadenas de partículas orientadas en dirección del campo.

$Mn = 1$: Existe un equilibrio entre estas dos interacciones sobre las partículas, también se puede interpretar como un valor umbral a partir del cual la viscosidad es un factor dominante, y es indicativo de las condiciones físicas en la que los agregados alcanzan su longitud máxima.

$Mn > 1$: La Fuerza viscosa que presenta el fluido es muy intensa en comparación con las interacciones magnéticas de las partículas, por lo que la viscosidad del fluido no permite que las partículas se muevan con facilidad en el medio. En estas condiciones los cúmulos no siguen en fase al campo aplicado y la longitud de las cadenas se ve limitado por la fuerza viscosa.

Se ha investigado la formación de patrones de estructura en una DMR bajo la influencia de la superposición de un campo magnético estático y perpendicular a éste una perturbación magnética consistente de un campo oscilatorio de amplitud pequeña comparada con la intensidad del primero. [3]

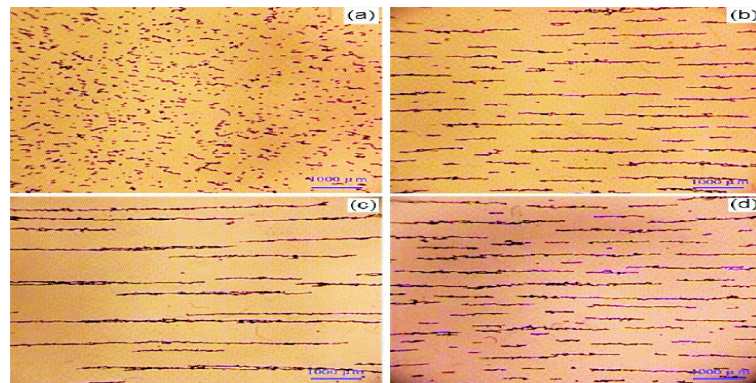


Figura 2: DMR luego de la aplicación de diferentes campos.

En la Figura 2 se observan las estructuras formadas en una muestra de DMR con partículas de magnetita con un tamaño promedio de $65 \mu\text{m}$ dispersas en aceite Dexron con una viscosidad de 76 cP , y para una fracción de volumen $\phi_v = 0,05$ bajo diferentes condiciones de aplicación de los campos magnéticos después de 200 s . En la 2a se muestra el estado inicial de la DMR antes de aplicar los campos. La figura 2b exhibe las estructuras tipo cadena formadas por la aplicación de un campo estático de 92 G . Si sólo se aplica el campo estático esta configuración se mantiene a tiempos largos debido a que tenemos partículas no-brownianas. En la figura 2c se observan las cadenas en presencia de una perturbación adicional al campo estático. En este caso el campo principal es de 6366 A/m y la perturbación es de 954 A/m rms 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 se unan para formar cadenas más largas y/o más gruesas, dependiendo 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. A este mecanismo de agregación se le conoce como zippering. 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 figura 2b, observamos que las cadenas son más largas, por lo que decimos que la perturbación acelera la agregación. En la figura 2d se muestran las estructuras formadas por la aplicación de dos campos magnéticos estáticos transversales uno con respecto del otro, con magnitudes de 6366 A/m y 954 A/m . Las cadenas son más pequeñas que las observadas en la Fig. 1c, lo que indica que no es el hecho de que se tengan campos transversales lo que acelera la agregación, sino que uno de ellos sea variable.

DESARROLLO EXPERIMENTAL

2.1 JAMMING EN SISTEMAS GRANULARES

Para entender el efecto de la interacción entre las partículas de una DMR con las paredes del contenedor, empezamos por estudiar un fluido granular cuasi-bidimensional compuesto exclusivamente por esferas de acero inoxidable. Dicho fluido será forzado a pasar a través de una apertura de menor amplitud que la del canal principal, esto con el fin de poder analizar el comportamiento de un sistema similar al de un reloj de arena bidimensional, pero sometido a la acción de un campo magnético constante y perpendicular al flujo. Posteriormente se describirá el arreglo experimental de fluidos magnetorreológicos bajo la influencia de campos magnéticos senoidales.



Figura 3: Montaje experimental utilizado para el estudio de la materia granular.

Con el fin de analizar la evolución temporal de estructuras dinámicas formadas por agregados de partículas con respuesta magnética, pero careciendo de los efectos derivados de la inmersión de las mismas en un medio viscoso, se diseñó un montaje experimental que permitiera la observación de dichas estructuras formadas por un medio granular. Dicho medio granular está formado por esferas de acero inoxidable de 1 mm de diámetro. Dichas partículas son confinadas dentro de un canal de sección rectangular formado por dos paredes de vidrio y fronteras delimitadas por franjas de PVC.

Por conveniencia y dada su respuesta nula a campos magnéticos se seleccionó a la madera como el material con el que se realizaría dicho soporte. Para las uniones se usó una cuerda de Nylon.

En la figura (3) se observa que el dispositivo cuenta con una base que sirve a su vez de escala para definir el ángulo de inclinación que tendrá todo el montaje con respecto a la horizontal. Además, el dispositivo está integrado por un plano principal que incluye el soporte para la cámara de video, los sujetadores del juego de bobinas, la base para las placas que sujetan a la celda principal y una base móvil para proveer mediante un foco, iluminación posterior.

La celda principal está formada por dos placas de vidrio de 10 cm de ancho por 30 de largo y 3 mm de grosor. En medio de estas placas se colocan trozos de plástico de 1.2 mm de ancho, trozos que a su vez dan forma al canal, al receptáculo de las esferas de acero, a la parte en la que el diámetro del canal se reduce y a la parte final del canal que sirve a manera de drenaje, todo esto para permitir el flujo de la materia granular a través de la celda.

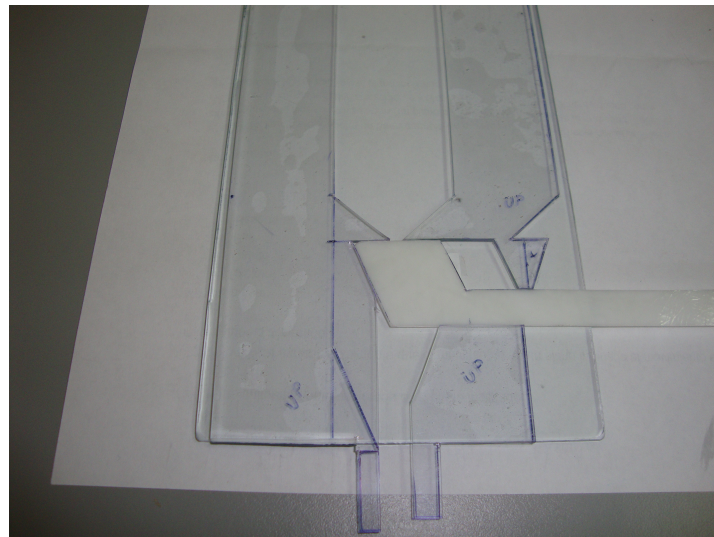


Figura 4: Detalle del canal del montaje experimental.

Tal como puede observarse en el diagrama del montaje experimental (5), éste consta de un arreglo de bobinas de Helmholtz para asegurar un campo magnético constante, en el centro del cual hay un canal por el que circula la materia granular, esto con el fin de aprovechar la propiedad del par de Helmholtz que nos permite aplicar un campo magnético uniforme en el espacio ubicado en el centro de sus bobinas. En la parte superior del canal que transporta la materia granular, se encuentra un depósito en el que se colocan las esferas de acero que circularán a lo largo del canal. En la figura se observa que en la parte inferior del canal se encuentra ubicada una reducción en el diámetro del mismo y cuya posición coincide con la línea que une los centros de las bobinas. Con esto aseguramos que el campo magnético aplica-

do en este punto de apertura del canal, sea uniforme. El diámetro de esta apertura puede ser variado modificando la posición de los trozos de plástico que dan forma al canal. Las variaciones en el diámetro de la apertura nos permitirán estudiar el ancho mínimo necesario para evitar que se atasque, como una función del campo magnético.

Inmediatamente por debajo de la apertura, se encuentra colocada una compuerta que permite, al abrirse, el flujo de la materia granular a través del canal. Esta compuerta se encuentra normalmente cerrada y sólo se abre una vez que el canal se encuentra lleno de esferas de acero y se ha iniciado la aplicación del campo magnético.

En la parte inferior del canal, debajo de la apertura y la compuerta, se coloca un colector en el que caerán todas aquellas esferas que hayan logrado fluir a través del canal, dados un diámetro de apertura y una intensidad de campo aplicado.

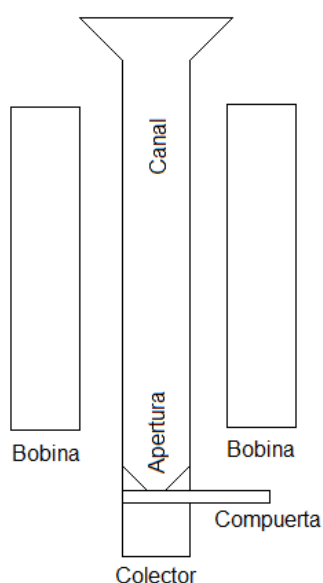


Figura 5: Diagrama del montaje experimental.

2.2 DMR EN CAMPOS ROTANTES

Nuestras DMR fueron preparadas dispersando partículas de magnetita de tamaño promedio de $65 \mu\text{m}$ y una dispersión cuadrática media de $15 \mu\text{m}$, en aceite mineral tipo Dexron. La magnetita pulverizada tiene una densidad de 5.1 gr/cm^3 . La figura 2 muestra una micrografía de las partículas de magnetita utilizadas en nuestros experimentos.

Para la captura de datos se utilizó una tarjeta de datos National Instruments NI USB-6008 conectada al puerto USB de una computadora. El experimento se controla desde dicha computadora mediante la ejecución de un programa escrito en la aplicación Lab View 2011, que permite que la tarjeta genere señales senoidales de amplitud y fre-

cuencia variables en un rango de voltaje de 0 a 5 [V]. A su vez, dicho software permite controlar la fase que tiene la señal de un campo con respecto a otra. Dado que las señales obtenidas a la salida de la tarjeta tienen un rango de 0 a 5 [V], y que es necesario para los fines que persigue este experimento, que la señal que alimenta a las bobinas de Helmholtz sea simétrica con respecto al cero de voltaje, se utilizó un circuito cambiador de nivel a la salida de la tarjeta de datos que cambia el rango de las señales obtenidas previamente de la tarjeta de 0 a 5 [V], a un rango de ± 2.5 [V].

En la siguiente figura (6), se muestra un diagrama del montaje experimental. En ella puede apreciarse la manera en que se situó el microscopio, la cámara montada en el mismo, la disposición de la muestra en el centro del arreglo de bobinas, además de la fuente de alimentación que proporciona la corriente a las bobinas y finalmente la computadora que controla y registra todo el proceso.

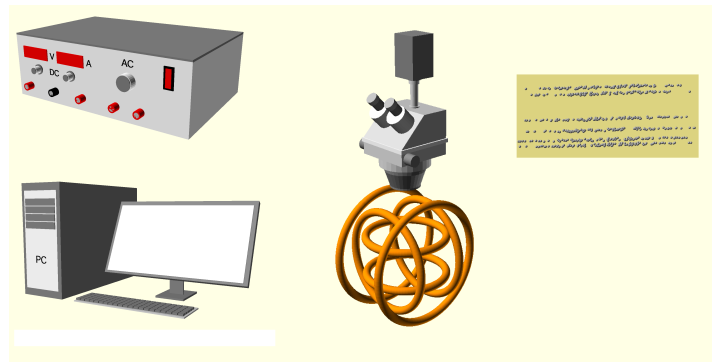


Figura 6: Diagrama del montaje experimental.

Por medio de un osciloscopio Tektronix TDS 2024B de 4 canales se verificó que no existen cambios apreciables en la forma de las señales de salida del circuito cambiador de nivel, con respecto a la forma de las señales proporcionadas por la tarjeta de datos, dentro del rango de frecuencias empleadas en este experimento. Este mismo osciloscopio se mantiene conectado durante el desarrollo del experimento para monitorear las señales obtenidas por la tarjeta de datos. La salida del circuito cambiador de nivel se conecta a un amplificador de corriente, controlado por voltaje alimentado por dos fuentes PASCO SF-9584A, conectadas a modo de fuente simétrica. Dichas fuentes proporcionan una salida máxima de 24 V dc, pero se mantienen a un nivel de 18 V dc con el fin de no exceder los niveles de operación del amplificador y para evitar el sobrecalentamiento del mismo durante un tiempo de uso prolongado. Las señales que se obtienen del amplificador son conectadas directamente a dos pares de bobinas de Helmholtz, uno con bobinas de 21 cm de diámetro y el otro con bobinas de 17 cm, instaladas de tal manera que los campos producidos por un par son perpendiculares a los del otro, coincidiendo los centros geométricos de ambos pares de Helmholtz. En dicho centro del arreglo se ubica la

celda donde previamente se ha colocado la DMR que será objeto de estudio. Con el nivel de voltaje máximo de operación del amplificador y el valor máximo de voltaje suministrado por las fuentes, ambas bobinas pueden suministrar campos típicamente del orden de 40G.

En la figura 7 se observa una vista de la muestra de una DMR capturada mediante el software VirtualDub. Del lado derecho aparece la pantalla de control de Lab View que controla el campo.

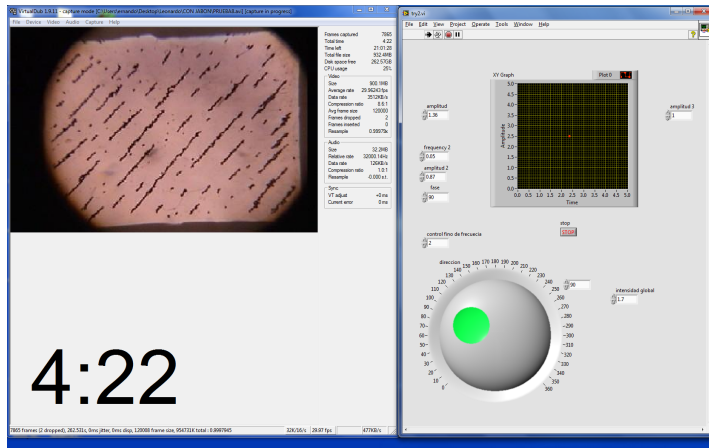


Figura 7: Captura de pantalla de los programas que permiten controlar el experimento en ejecución.

La celda consiste en un portaobjetos de vidrio al que se le ha fijado en uno de sus extremos, mediante el uso de una resina epóxica, un fragmento cuadrado de 8 mm de fibra de vidrio de 1 mm de espesor. Antes de pegar el fragmento de fibra de vidrio al portaobjetos, se cortó un cuadrado de 5 mm por 6 mm en el centro para que funcionara como contenedor de la DMR. Con el fin de observar el comportamiento de la DMR se colocó por encima del arreglo de bobinas un microscopio Meiji EMZ-TR, al que se le acopló una cámara de video Sony Digital 8 DCR-TRV 260.

Los archivos de video obtenidos se procesaron usando la aplicación VirtualDub 1.9.11 para obtener fotografías en tiempos específicos del video. Los videos de cada experimento tienen una duración de 4 minutos y se analizaron fotografías tomadas al primer minuto y luego al tercero, seleccionando aquellas que presentaran las cadenas más largas de esos tiempos. Dichas fotografías a su vez fueron analizadas usando el software SigmaScan Pro 5. Para el estudio de las fotografías se creó un archivo de imagen denominado máscara, que mediante el uso de la operación matemática de resta del software SigmaScan Pro 5, permite eliminar de las fotografías las partes correspondientes a la celda y conservar solamente la imagen de la DMR. Dicha máscara se obtuvo a partir de las mismas fotografías del experimento, recorriendo toda el área de observación de las partículas y marcando con color negro toda la superficie que no presentará interés para análisis,

como los bordes de la celda. La máscara así elaborada es un rectángulo blanco enmarcado en negro. Mediante el uso de este software fue posible medir la longitud, ancho, área y factor de forma de los agregados formados por las partículas de la DMR una vez que estas han sido generadas por la interacción con los campos magnéticos aplicados.

RESULTADOS

3.1 JAMMING EN SISTEMAS GRANULARES

Una vez montado el experimento que nos permitió estudiar un conjunto de esferas de acero inoxidable bajo la acción de un campo magnético externo, confinadas en un canal con paredes que no presentan interacción magnética, se realizaron los experimentos manteniendo constante el campo magnético aplicado y perturbando por vibraciones producidas por medios mecánicos, que fluidizan el medio granular brevemente, solo después de que el sistema alcanza una condición de jamming y exclusivamente con el fin de que se volviese a provocar el flujo de las partículas hasta obtener una nueva condición de jamming.

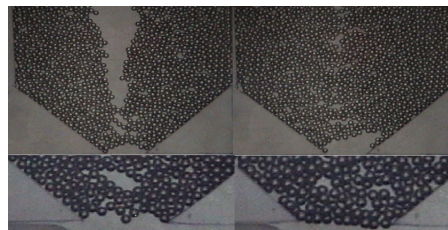


Figura 8: Arcos formados a partir de la aplicación de diferentes campos

En la figura 8 se observan cuatro diferentes fotografías que muestran el reacomodo de las esferas de acero en la pila bidimensional. Se estudiaron las condiciones en que se produce jamming bajo diferentes condiciones de aplicación de campo y apertura del canal. En las imágenes superiores la apertura es de 7 mm con campos aplicados de 2228 A/m y 2387 A/m, mostrados a la izquierda y derecha respectivamente, mientras que en las inferiores es de 8 mm con 2387 A/m en la imagen de la izquierda y 2785 A/m en la imagen de la derecha.

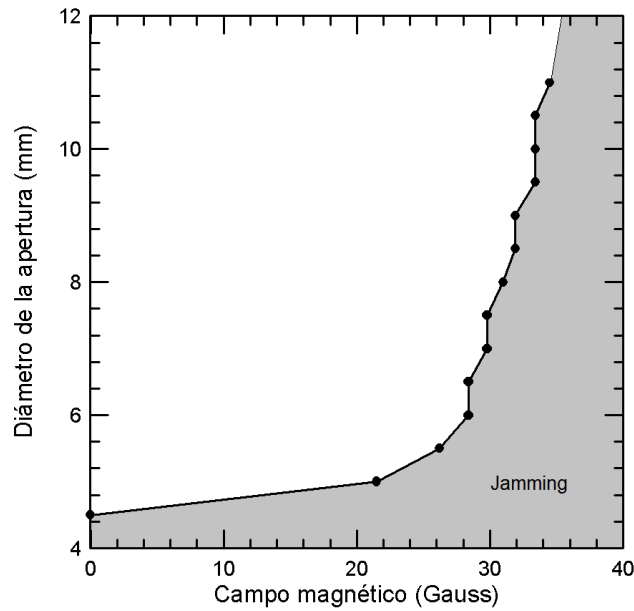


Figura 9: Diámetro de la apertura en función del campo magnético

En la figura 9 podemos observar el comportamiento del sistema cuando es expuesto a campos magnéticos constantes de diferente intensidad. Comenzando con el caso en ausencia de campo, se observa que para diámetros de la apertura inferiores a 5 mm siempre se presenta jamming produciendo un bloqueo al final del canal, que interrumpe el flujo de la materia granular a través del mismo. Esta condición es bien conocida en el caso tridimensional desde hace muchos años por fabricantes de relojes de arena. Así entonces en nuestro caso, dado que usamos esferas de acero inoxidable de 1 mm de diámetro, era de esperarse que, sin la presencia de un campo magnético, se comporten como un reloj de arena bidimensional. Para apertura superiores a 5 mm, el flujo de las esferas de acero es constante y sin interrupciones.

Si aplicamos campo magnético constante de 26 G, observamos que el comportamiento general del sistema sigue siendo el mismo que cuando no se aplicaba un campo magnético en lo absoluto. No así cuando la intensidad del campo llega a los 28 G, pues en ese momento, la apertura mínima que permite el flujo de partículas a través de la misma es ahora de 6 mm. A medida que se incrementa la intensidad del campo magnético, se incrementa también el diámetro de la apertura mínima necesaria para permitir que el flujo de materia granular sea continuo. En la figura 9 se sintetizan nuestras observaciones. El gráfico describe dos intervalos en que el comportamiento del flujo se diferencia claramente uno del otro. La parte sombreada identifica todo el conjunto de condiciones de diámetro de apertura y de intensidad del campo que producen jamming en el sistema. Por otro lado, la región en blanco representa todas las combinaciones de

diámetro y campo que permiten un flujo constante e ininterrumpido de las esferas de acero a través del canal.

Si consideramos que es necesaria una apertura cinco veces más grande que el diámetro de una sola partícula para permitir un flujo constante a través de una reducción en el ancho del canal, podemos afirmar que la interacción entre las partículas, inducida por la aplicación de un campo magnético externo, origina la necesidad de una apertura mayor del canal para impedir que ocurra el jamming. Esto se puede interpretar como que la aparición de un momento magnético en las partículas, estas adquieren un diámetro efectivo relativamente mayor. Así por ejemplo, un campo de 2705 A/m produce un bloqueo del sistema para diámetros de apertura inferiores a 10 mm, por lo que el diámetro efectivo para este campo en particular será de 2 mm, es decir, cinco veces más pequeño que el diámetro mínimo del canal que permite su flujo.

Cada vez que una determinada combinación de diámetro de apertura y campo magnético aplicado producen una situación de jamming, se forman en el punto de disminución de la apertura del canal, estructuras con forma de arco, a manera de frontera del conjunto de esferas de acero que han dejado de fluir a través del canal. Con ayuda del software Sigma Scan Pro 5, se ha podido medir la longitud del perfil de estos arcos, siguiendo todo su borde desde un extremo del canal al otro.¹⁰

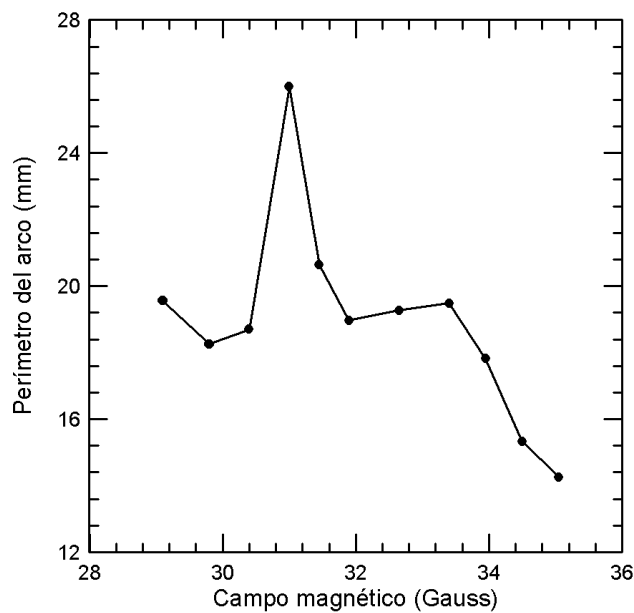


Figura 10: Longitud promedio del perfil en función del campo magnético

En la figura 11 se presenta la línea que representa el perímetro del arco tal como se dibuja sobre una fotografía para su posterior medición.

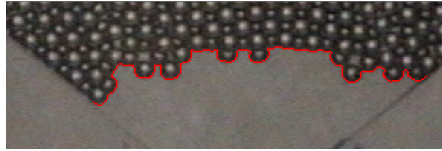


Figura 11: Longitud promedio de un arco formado por la aplicación de un campo magnético

En la siguiente figura se muestran los trazos realizados sobre una fotografía para medir los ángulos que se forman en los bordes izquierdo y derecho de la apertura y que definen la manera en que la estructura se soporta en la celda.

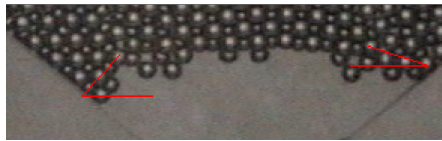


Figura 12: Ángulos en un arco formados por la aplicación de un campo magnético

En la figura 10 se muestra el comportamiento de esta longitud media para diferentes campos magnéticos aplicados, con una apertura de 7 mm. Resulta notable como los arcos de mayor tamaño se presentan cuando el campo magnético aplicado tiene una intensidad de 31 G. Para campos magnéticos superiores a 33 G, los perímetros se hacen cada vez menores, pues a mayor interacción magnética los arcos son cada vez más rectos.

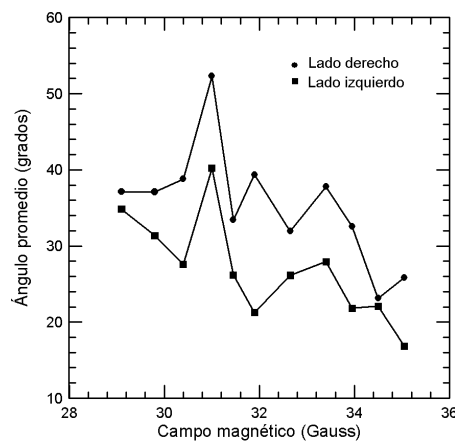


Figura 13: Ángulos promedio en función del campo magnético

Además de medir la longitud media de los arcos formados al final del canal, con ayuda del mismo software, se midió el ángulo que forman las líneas que unen los centros de las primeras esferas de cada arco con respecto a la horizontal. Los ángulos nos proporcionan una idea de la forma del arco, para ángulos más grandes, esperamos la existencia de arcos más pronunciados y formados por una cantidad

mayor de esferas. Mientras que ángulos pequeños nos indican la existencia de arcos formados por menos esferas, más pequeños y con una forma casi recta. Como puede observarse en la figura 13, el comportamiento de los ángulos, de aquellos medidos del lado izquierdo de los arcos tanto como de aquellos medidos del lado derecho de los arcos, siguen un comportamiento similar al obtenido al medir las longitudes medias de los arcos, encontrándose un máximo pronunciado para un campo de 31 G, y haciéndose cada vez más pequeños a medida que se incrementa la intensidad del campo.

Nuestro objetivo central es el entender la dinámica de agregación y formación de estructura en las DMR, este estudio de materia granular lo realizamos con el fin de profundizar en nuestro entendimiento del efecto que las superficies que confinan a un sistema formado por partículas con respuesta magnética tienen sobre el flujo y sobre el jamming cuando el canal por el que fluyen las partículas sufre un estrechamiento. Los resultados de nuestro estudio en materia granular indican que ciertamente las paredes tienen un papel muy importante en el control del jamming pero, más importante aún la conclusión de que las condiciones en las que se presenta el jamming y por lo tanto el bloqueo del flujo pueden ser controladas de manera muy precisa mediante la aplicación de un campo magnético [48].

3.2 DMR BAJO CAMPOS TRANSVERSALES VARIABLES

En esta sección analizamos las situaciones físicas que se presentan cuando a una DMR en el régimen diluido, se le aplica un campo que es la resultante de la superposición de dos campos transversales senoidales. Mediante esta superposición se pueden generar una gran variedad de geometrías de campos y por tanto se espera poder influir sobre la morfología de los agregados. Estudiamos los efectos de los campos resultantes sobre las características de los agregados de partículas cuando variamos las frecuencias y el corrimiento de fase entre ellos.

3.2.1 DMR en campos rotantes

Un caso particular importante que se genera por la superposición de los dos campos transversales es cuando estos últimos se aplican paralelos al plano de la celda que contiene la dispersión. Y en particular cuando la resultante es un campo rotante.

Un campo magnético rotante es generado mediante los campos transversales, tomando iguales amplitudes, iguales frecuencias y manteniendo la diferencia de fase de los campos igual a $\pi/2$. Cuando un fluido magnetoreológico es expuesto a este campo magnético, las partículas se agregan generando estructuras que rotan tratando de alinearse con el campo. En este movimiento el tamaño de los agrega-

dos depende de varios factores, la frecuencia e intensidad del campo, la viscosidad, la susceptibilidad magnética de las partículas, entre otras. En la figura 14 se muestra el comportamiento típico de la longitud promedio de los agregados como función de la frecuencia, para muestras preparadas con las partículas y el aceite descritos anteriormente.

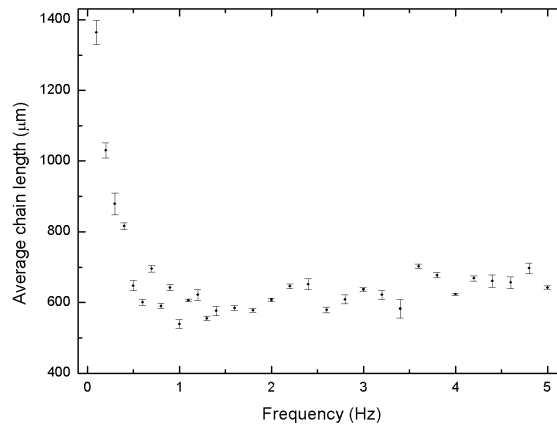


Figura 14: Longitud promedio de los agregados como función de la frecuencia de un campo magnético rotante.

Observamos que para frecuencias pequeñas, los agregados generados tienen forma alargada que usualmente se describe como cadena. La longitud promedio de los agregados decrece cuando la frecuencia aumenta. A medida que se incrementa la frecuencia, la interacción magnética entre las partículas no es lo suficientemente intensa para mantenerlas unidas entre sí contra de las fuerzas de arrastre. Consecuencia de esto es que los agregados en forma de cadenas se rompen y la longitud promedio de los mismos decrece. En el experimento observamos que para bajas frecuencias del campo magnético rotante se aprecia que las cadenas giran sincronizadamente con el campo. A medida que la frecuencia se incrementa, estas cadenas comienzan a sufrir deformaciones y un retraso en su seguimiento de la dirección del campo. Ver la secuencia de fotografías de la figura 2, en las que se ilustra como para frecuencias inferiores a 0.5 Hz los agregados son cadenas rectas, mientras que para frecuencias en el rango de 0.5 Hz a 4.5 Hz, estas se pliegan adoptando una forma ondulada. Para frecuencias más altas, por efecto de la fuerza viscosa, las cadenas comienzan a romperse, dando como resultado que pequeñas porciones de las cadenas coalescan con otras formando agregados con estructuras aún más complejas.²

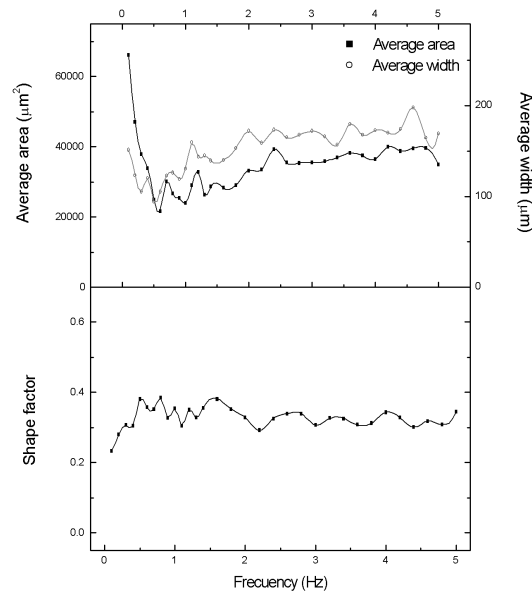


Figura 15: Area y ancho promedio, así como factor de forma de los agregados como función de la frecuencia de un campo magnético rotante.

Experimentalmente encontramos que para el aceite tipo Dexron usado en nuestras muestras, existe una frecuencia de umbral, cercana a 0.5 Hz, tal que, para frecuencias inferiores a ésta, la longitud media de los agregados presenta un comportamiento decreciente a medida que la frecuencia se incrementa. Para frecuencias por encima de este valor de umbral, la longitud de los agregados permanece aproximadamente constante. Dado el tamaño de las partículas, algunos de los regímenes de estabilidad mecánica de las cadenas, que se presentan a determinadas frecuencias, pueden ser observados a simple vista. Para frecuencias superiores a 0.5 Hz las fuerzas de arrastre prevalecen sobre la fuerza magnética, los agregados se rompen y sólo aglomerados pequeños y redondeados se observan.

En la figura 15 se muestra el comportamiento del área promedio, el ancho promedio y el factor de forma de los agregados como función de la frecuencia del campo magnético rotante. En la gráfica superior se advierte que para frecuencias superiores a la de umbral, el comportamiento del área promedio exhibe un ligero incremento con la frecuencia. Esto se debe a que a pesar de que la longitud media de los agregados decrece por el rompimiento ocasionado por la fuerza viscosa, el ancho medio crece debido a que las porciones que desprenden se agregan lateralmente, de manera tal que el área promedio tiene un pequeño incremento. Las tendencias cualitativamente mues-

tran que existe una dispersión muy grande en forma y tamaño de los aglomerados.

El factor de forma de los aglomerados se define como el producto de 4π por el área, dividido entre el cuadrado del perímetro. El comportamiento de esta cantidad mostrado en la curva inferior corrobora lo comentado anteriormente respecto al comportamiento del largo y ancho de los aglomerados.

3.2.2 DMR variación de fase

En la figura 16 se pueden observar los aglomerados formados en el seno de la DMR cuando sobre esta actuando un campo magnético resultante de los dos campos transversales, idénticos en magnitud y frecuencia, para cuatro diferencias de fase distintas. Las fotografías fueron tomadas luego de un tiempo de 1 minuto de aplicación de los campos, después de lo cual, se procedió nuevamente dispersar las partículas en el fluido por medios mecánicos, con el fin de iniciar en condiciones similares el experimento para los diferentes corrimientos de fase. En el extremo superior izquierdo de la figura se observa la configuración de aglomerados generada por la aplicación de los campos con una diferencia de fase igual a cero; a la derecha se muestra el efecto de una diferencia de fase de $\pi/3$. En el extremo inferior izquierdo se exhibe la configuración obtenida al aplicar los campos con un desfase de $2\pi/3$ y por último a la derecha las cadenas formadas por una diferencia de fase de π .

Comparando las fotografías, resulta evidente que para este sistema las diferencias de fase cero y π , son las que producen los agregados de mayor longitud promedio en la dirección del campo magnético efectivo, resultando ser las direcciones de los agregados en la primera y cuarta fotografía perpendiculares entre sí. Con respecto a la segunda y tercera fotografías, los agregados son efectivamente más cortos, pero se ha favorecido la agregación lateral, produciéndose aglomerados más gruesos.

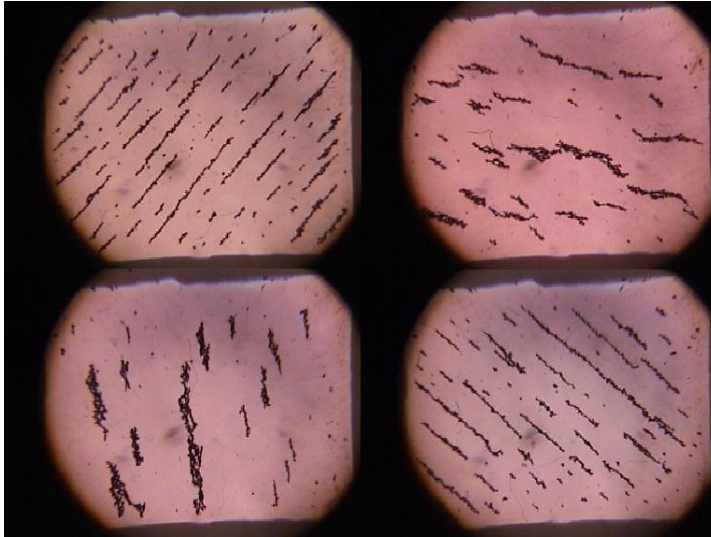


Figura 16: Dispersion magnetorreológica sometida a la acción de campos con distinta diferencia de fase.

En el arreglo 17 se presentan algunas de las bien conocidas figuras de Lissajous que nos muestran de manera gráfica el comportamiento del campo magnético resultante de la acción de dos campos senoidales perpendiculares entre sí. En concordancia con los datos experimentales, se puede afirmar que las trayectorias más sencillas de las figuras de Lissajous son las que favorecen de manera notable la agregación de partículas, en este caso en particular, aquellas en las que el campo resultante tiene la mayor amplitud que corresponde geométricamente al caso en que actúa sobre los agregados a lo largo de una línea recta.

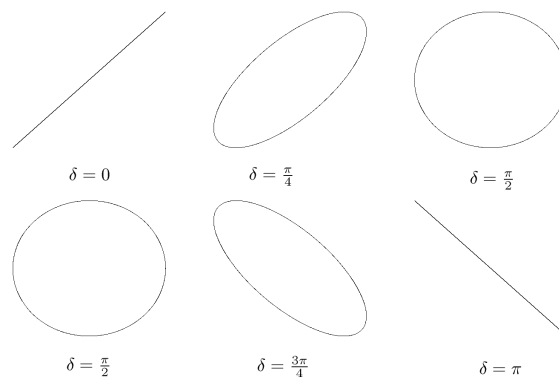


Figura 17: Figuras de Lissajous para varias diferencias de fase.

A continuación se discute el comportamiento general de diversas características geométricas de los agregados, obtenidos a partir de un arreglo experimental que permitió mantener fijas las amplitudes de los campos en un valor de 3183 A/m y el de las frecuencias en 0.1

Hz. La diferencia de fase relativa entre los campos perpendiculares se varió desde cero hasta π , con incrementos de $\pi/32$.

Los resultados experimentales se presentan en la figura 18. La curva en la parte superior muestra que la longitud promedio de los agregados presenta un máximo cercano al valor de $\pi/2$ de la diferencia de fase, es decir, la longitud promedio es máxima cuando se presentan la configuración de un campo magnético rotante. Como era de esperarse, nuevamente ese comportamiento de la longitud promedio refleja el hecho de que la longitud promedio es proporcional a la amplitud total resultante de los campos, por ejemplo, cuando el cambio de fase produce una superposición de los campos transversales tal que su magnitud resultante se incrementa, genera de igual manera un incremento de la longitud promedio de los agregados. Además de esto, se observa en la gráfica que los mínimos ocurren cuando los valores del cambio de fase son cero y π , esto es cuando: El campo cambia en intensidad y sentido, pero mantiene la misma dirección. La curva muestra una suerte de cambio simétrico alrededor del valor máximo obtenido para el corrimiento de fase igual a $\pi/2$.

El área promedio así como el ancho, exhiben este mismo tipo de comportamiento, a saber, estas cantidades tienen sus valores máximos cuando el cambio de fase genera los máximos valores en la amplitud total del campo. El factor de forma muestra un comportamiento cíclico con un retardo en el corrimiento de fase $\pi/2$ con respecto a los promedios de longitud, área y ancho.

A pesar de lo bajas que son las frecuencias aquí estudiadas, la forma de los agregados muestra una dependencia con el cambio de fase.

Los resultados experimentales antes discutidos demuestran que las características de los campos aplicados como son su frecuencia y amplitud, son variables dominantes que en buena medida permiten controlar las características morfológicas de los agregados.

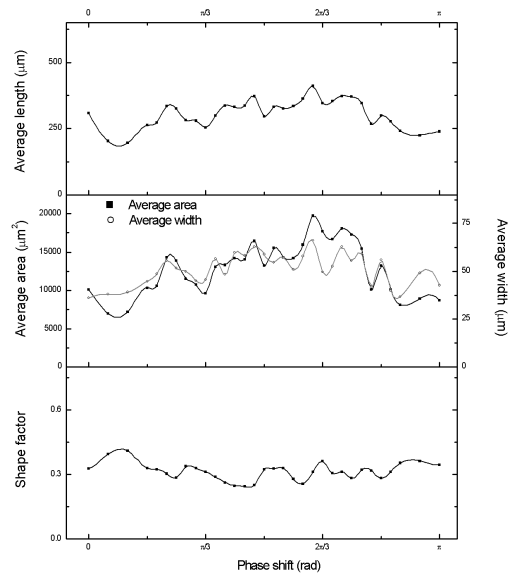


Figura 18: Resultados experimentales obtenidos a partir de la variación de la diferencia de fase entre los campos magnéticos.

La figura 19 muestra los resultados experimentales de la medición de la longitud promedio de los agregados al minuto del inicio de la aplicación del campo para varios valores del corrimiento de fase. Nótese que excepto por cierto retraso, los valores más grandes de la longitud se alcanzan para los casos particulares del corrimiento de fase que son múltiplos de $\pi/4$ estos incluyen los casos en que el campo resultante es un campo magnético unidireccional alternante y el rotante.

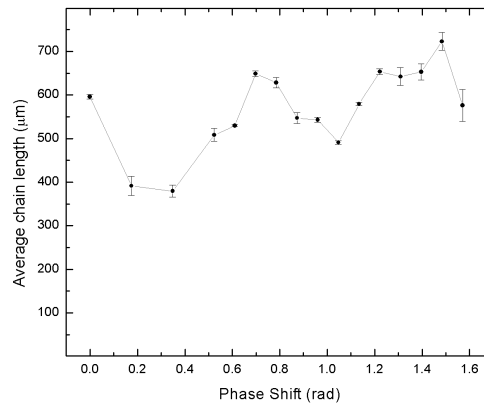


Figura 19: Longitud promedio para diferentes corrimientos de fase al minuto.

3.2.3 DMR variación de frecuencias

Para el estudio del comportamiento de una DMR sometida a la interacción de dos campos magnéticos de igual magnitud y perpendiculares entre sí, que mantienen una diferencia de fase inicial igual a cero o a $\pi/2$ y se mantiene fija la frecuencia de uno de los campos, mientras que la otra varía dentro de un rango conocido, utilizaremos el mismo arreglo experimental que se empleó en nuestro estudio de corrimiento de fase.

En la figura 20, se observan cuatro fotografías tomadas de cuatro experimentos diferentes, luego de un minuto de aplicación de los campos. Las condiciones de los experimentos son idénticas para los cuatro casos, excepto que corresponden a cuatro valores distintos de la frecuencia variable. Se usó el mismo fluido magnetorreológico, con la misma cantidad de partículas dispersadas de manera uniforme sobre toda la superficie de la celda al inicio del experimento.

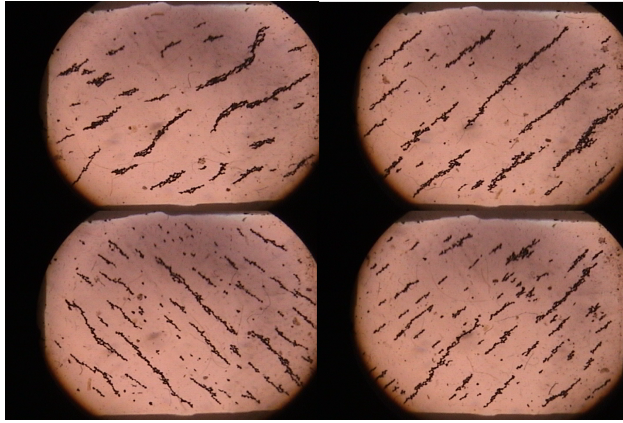


Figura 20: DMR sometida a la acción de dos campos magnéticos, uno con frecuencia fija y el otro con frecuencia variable.

En los cuatro casos se aplicaron los dos campos magnéticos con la misma magnitud, de tal manera que dichos campos se encontraban perpendiculares uno con respecto del otro y paralelos a la celda que contiene la DMR. Al inicio del experimento se fijó una diferencia de fase igual a $\pi/2$ entre los campos. Se mantuvo constante la frecuencia de uno de ellos en 0.1 Hz, mientras que para el segundo campo se escogieron los siguientes valores 0.1 Hz (imagen superior izquierda), 0.24 Hz (inferior derecha), 0.3 Hz (superior derecha), 0.4 Hz (inferior izquierda).

Las fotografías que se encuentran en la parte superior de la figura, presentan los casos en los que la segunda frecuencia es un múltiplo entero de la primera, es decir, ejemplifican el caso presentado anteriormente 2, en el que cuando una de las frecuencias es múltiplo entero de la otra, la trayectoria seguida por las líneas de las figuras de Lissajous es más simple y por lo tanto los agregados son más grandes cuando las trayectorias que sigue la dirección del campo son cerradas. Las fotografías presentadas en la parte superior comparten dos características primordiales, la primera es que con respecto a las fotografías de la parte inferior tienen un menor número de cúmulos, y la segunda es que dichos cúmulos son en promedio más largos y gruesos. Estas propiedades son resultado de procesos de agregación más eficientes que permiten no sólo una agregación axial mayor, sino que favorecen incluso la presencia de agregación lateral, siendo esta última la responsable de la existencia de cúmulos con más de una partícula de ancho. Esto aunado al hecho de que, dado el retraso que provoca en el movimiento de las partículas con respecto al campo la presencia de fuerzas hidrostáticas, los cambios abruptos en la dirección del campo resultante no permiten a los agregados seguir al campo, disminuyendo con esto la agregación.

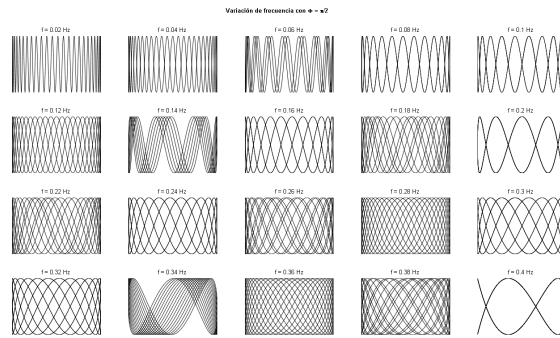


Figura 21: Figuras de Lissajous para diversas frecuencias con diferencia de fase $\pi/2$.

En la figura 21 se presentan las figuras de Lissajous resultantes de variar una de las dos frecuencias de las funciones senoidales que las conforman con respecto a la otra que se mantiene fija, además de permanecer con una diferencia de fase de $\pi/2$.

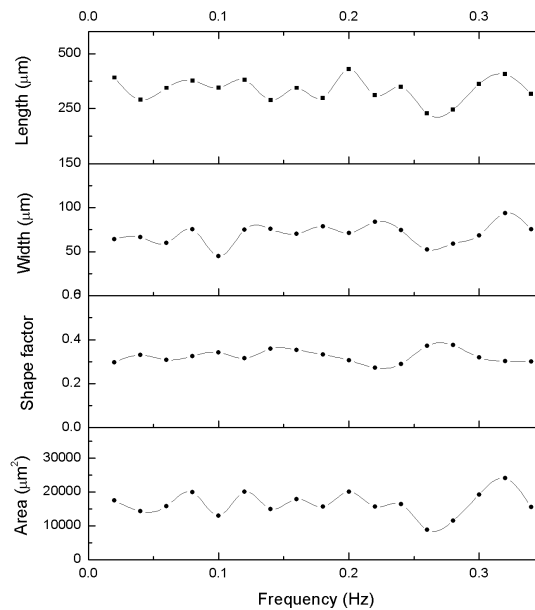


Figura 22: Resultados experimentales obtenidos a partir de la variación de frecuencia de uno de los campos magnéticos, con diferencia de fase cero.

Los resultados de las mediciones obtenidas a través de un conjunto de experimentos donde se varió la frecuencia de uno de los campos magnéticos aplicados, conservando una diferencia de fase inicial igual a cero entre ellos, se muestran en la figura 22. Ahí podemos

observar cuatro gráficas, la primera corresponde a la longitud de los cúmulos que se formaron al tercer minuto de aplicación de los campos. La segunda gráfica corresponde al ancho de los mismos, la tercera presenta su factor de forma, mientras que la última representa el comportamiento del área de los aglomerados.

En el régimen de frecuencias de los campos resultantes al que fueron sometidas las DMR en esta serie de experimentos, no favorece la ruptura de los agregados, pues dada la lentitud de los cambios en la dirección de los campos magnéticos aplicados, la fuerza viscosa no es lo suficientemente intensa para impedir que los cúmulos se agreguen en aglomerados largos o como para dividir los ya formados y, permite que giren siguiendo al campo magnético resultante. Es por esto que una medición de la longitud promedio de los agregados nos permite identificar la dirección del campo magnético resultante que ocasiona la formación de los aglomerados. Si observamos la primera gráfica, podemos confirmar la existencia de dos máximos en la longitud promedio que se encuentran en las proximidades de los valores de frecuencia que son múltiplos de la frecuencia fija, es decir 0.2 Hz y 0.3 Hz.

En la figura correspondiente al ancho de las cadenas, resulta evidente que cuando ambas frecuencia son iguales, los cúmulos que se formaron son en promedio más delgados que los que se formaron en otras condiciones.

La gráfica del factor de forma nos indica que esta cantidad no es muy sensible a cambios de frecuencia, sólo presenta un ligero incremento en los valores próximos a 0.3. Dado que el factor de forma tiende a un valor de 1 a medida que la estructura tiende a ser un círculo, podemos ver que esta tendencia aparece más claramente cuando la frecuencia tiene valores próximos a 0.3 Hz. La gráfica correspondiente al área confirma todas las conclusiones anteriores, pues encontramos un mínimo en el valor 0.1 Hz, indicativo de que los cúmulos más delgados se formaron en esa frecuencia. Encontramos además puntos máximos en las proximidades de los valores 0.2 Hz y 0.3 Hz, que fueron precisamente los valores de frecuencia que favorecieron primordialmente la formación de agregados por medio de dinámicas laterales, además de las axiales. Es posible entonces afirmar, que cuando los valores de la segunda frecuencia son múltiplos enteros de la primera, la formación de agregados más grandes se verá favorecida.

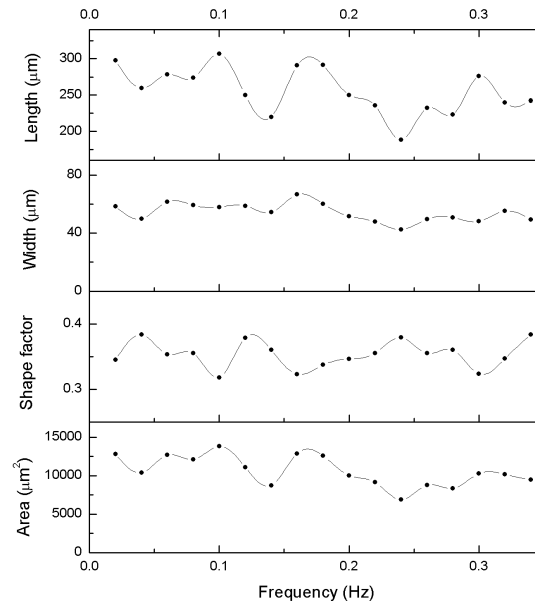


Figura 23: Resultados experimentales obtenidos a partir de la variación de frecuencia de uno de los campos magnéticos, con diferencia de fase igual a $\pi/2$.

En la figura 23 se presentan los resultados equivalentes a los de la figura anterior, pero esta vez siendo el resultado de experimentos en los que se mantuvo una fase inicial de los campos magnéticos igual a $\pi/2$.

En la gráfica correspondiente a la longitud, volvemos a encontrar puntos máximos en las proximidades de las frecuencias múltiplos de la frecuencia original. El caso de diferencia de fase inicial igual a $\pi/2$ difiere del caso de diferencia de fase igual a cero, en que en el primero, en el valor correspondiente a la frecuencia original ($f = 0.1\text{Hz}$), no encontramos un mínimo sino un máximo, y no sólo un máximo local, sino un máximo global. Para el caso de variación de frecuencia, cuando la diferencia de fase inicial entre los campos magnéticos es igual a $\pi/2$, encontramos que los aglomerados más largos se forman precisamente cuando las dos frecuencias son iguales. Recordemos que este es el caso ya estudiado de campos magnéticos rotantes, y era de esperarse una eficiencia mayor en la agregación axial de partículas.

En la gráfica del ancho de las cadenas, no se observan cambios significativos en intervalo analizado excepto un máximo no muy pronunciado en las proximidades del valor de frecuencia 0.2 Hz. La gráfica correspondiente al factor de forma exhibe nuevamente un mínimo, en el punto que presenta la condición de campo rotante. Por último, en la gráfica del área promedio de los agregados, se tiene un punto

máximo cuando las frecuencias de los campos magnéticos aplicados son iguales, esto confirma que independientemente de su forma, y de que en promedio casi no presentan agregación lateral, las cadenas formadas por campos magnéticos rotantes son las más grandes y de mayor área que pueden encontrarse en estas condiciones.

Los resultados experimentales de la longitud de agregados, obtenidos al minuto de aplicación de los campos magnéticos, se presentan en la figura 24.

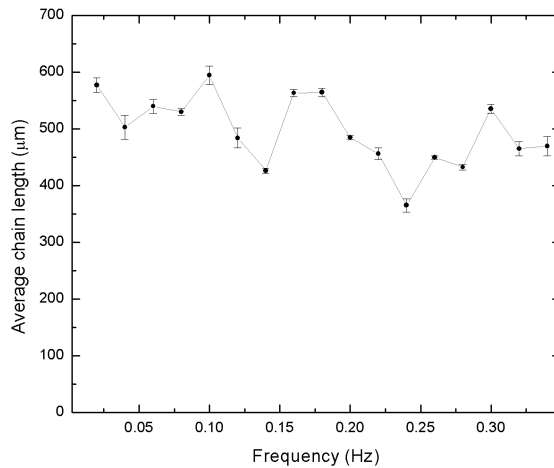


Figura 24: Longitud promedio para diferentes frecuencias al minuto de aplicación de los campos.

3.2.4 *Discusión teórica*

Tal como discutimos anteriormente, la dinámica de una DMR en cuanto a la formación de agregados, puede ser descrita por medio del número Mason, el cual se define como la razón de las magnitudes de la fuerza viscosa a la fuerza magnética. Para describir las situaciones en las que estamos interesados en este punto, es decir situaciones en las que la longitud promedio de los agregados se modifica con un cambio de fase o de frecuencia sería necesario generalizar la definición del número de Mason a una cantidad dependiente del tiempo. Más adelante en este análisis propondremos un procedimiento para promediar el número de Mason en el tiempo y de esta manera describir, al menos cualitativamente, los cambios en la longitud promedio de los agregados. El número de Mason indica hasta qué punto la fuerza magnética es lo suficientemente intensa como para mantener unidas las partículas en contra de las fuerzas viscosas. Para ver más explícitamente la competencia entre estas dos fuerzas, primeramente consideraremos las fuerzas magnéticas que mantienen unidas a dos partículas alineadas con el campo magnético. Considerando una dis-

persión de partículas paramagnéticas bajo la influencia de un campo magnético y usando una aproximación de primer orden, se puede asumir que cada partícula se comporta como un dipolo independiente cuya magnitud está dada por $m = \frac{4\pi R^3}{3}M$. Donde M es la magnetización, y R es el radio de las partículas. Si ambos dipolos están orientados en la misma dirección, la fuerza magnética que ejerce un dipolo sobre el otro, colocado a una distancia $r = 2R$, está dada por

$$F_M = \frac{\mu_0 \pi R^2 M^2}{6}. \quad (10)$$

Por otro lado, la fuerza de arrastre sobre una partícula esférica de radio R , que se mueve con velocidad relativa V en un líquido viscoso, es dado por la fuerza de Stokes $F_{vis} = -6\pi\eta RV$. Para un sistema bajo la influencia de un campo magnético rotante el número de Mason se define como [11]

$$M_n = \frac{12^2 \eta \omega}{\mu_0 M^2}. \quad (11)$$

Para campos rotantes, obviamente el número de Mason no depende del tiempo pues tanto el campo magnético como la velocidad angular permanecen constantes. Partiendo de esta definición, partiendo de esta definición en un trabajo previo se introdujo una generalización del número de Mason para describir la dinámica de aglomerados en una DMR cuando es expuesta a un campo oscilante, es decir a la superposición de un campo estático y uno oscilatorio, este último, como una perturbación. Dicho campo resultante estaría descrito por la expresión siguiente

$$\vec{H}_{ef} = [H_c \hat{i} + H_p \sin(2\pi f_p t) \hat{j}], \quad (12)$$

En este caso podemos observar que la velocidad angular es dependiente del tiempo, por lo que el número de Mason se puede escribir como

$$M_n = \frac{12^2 \eta (2\pi f_p \psi_{max} |\cos(2\pi f_p t)|)}{\mu_0 M^2} \quad (13)$$

donde f_p es la frecuencia del campo perturbativo, M es la magnetización de las partículas, η es la viscosidad del líquido, y ψ_{max} es el máximo ángulo que se forma entre el campo magnético efectivo y el campo magnético estático, la cual se obtiene de $\psi_{max} = \tan^{-1}(H_p/H_c)$.

Para el caso más general que nos ocupa aquí, tenemos dos campos magnéticos perpendiculares entre sí, ambos dependientes del tiempo, ambos con intensidades y velocidades angulares variables. El campo magnético efectivo está dado por

$$\mathbf{H}_0 = H_1 \sin(2\pi f_1 t + \delta) \hat{\mathbf{i}} + H_2 \sin(2\pi f_2 t) \hat{\mathbf{j}}. \quad (14)$$

De esta manera, la magnetización es

$$M = \chi_p H_0 \sqrt{\sin(2\pi f_1 t + \delta)^2 + \sin(2\pi f_2 t)^2}. \quad (15)$$

El desplazamiento angular del vector del campo magnético está dado por

$$\theta = \arctan \left(\frac{H_2 \sin(2\pi f_2 t)}{H_1 \sin(2\pi f_1 t + \delta)} \right). \quad (16)$$

Si consideramos una DMR con baja concentración de partículas bajo la influencia de este campo, los agregados que se forman tratarán de seguir la dirección del campo magnético efectivo. En una primera aproximación el aglomerado adquiere aproximadamente la misma velocidad angular que del campo resultante, por lo que puede ser derivada de la siguiente ecuación

$$\begin{aligned} \omega = & H_1 H_2 \frac{2\pi f_2 \sin(2\pi f_1 t + \delta) \cos(2\pi f_2 t) - \dots}{H_1^2 \sin^2(2\pi f_1 t + \delta) + \dots} \quad (17) \\ & \dots \frac{2\pi f_1 \sin(2\pi f_2 t) \cos(2\pi f_1 t + \delta)}{H_2^2 \sin^2(2\pi f_2 t)}. \end{aligned}$$

Mediante esta expresión para la velocidad angular y la definición del número de Mason para un campo magnético rotante, proponemos un número de Mason promedio de la forma siguiente

$$\overline{M_n} = \frac{1}{T} \int_0^T \kappa M_n dt \quad (18)$$

Donde $\kappa = 0$ si $M_n(t) > 1$ y $\kappa = 1$ si $M_n(t) \leq 1$; y T es el periodo de la perturbación.

En la figura ?? se colocaron juntas la gráfica de la longitud promedio de los aglomerados medida en nuestros experimentos y los resultados de una simulación numérica del promedio del número de Mason dado por la ecuación ?. Esto considerando el caso de variación de fase. En la antes mencionada gráfica podemos observar que en los resultados numéricos una meseta entre los valores mínimos de diferencia de fase cero y π . Observamos que los resultados numéricos para el valor promedio del número de Mason reproducen cualitativamente bien las tendencias mostradas en los resultados experimentales.

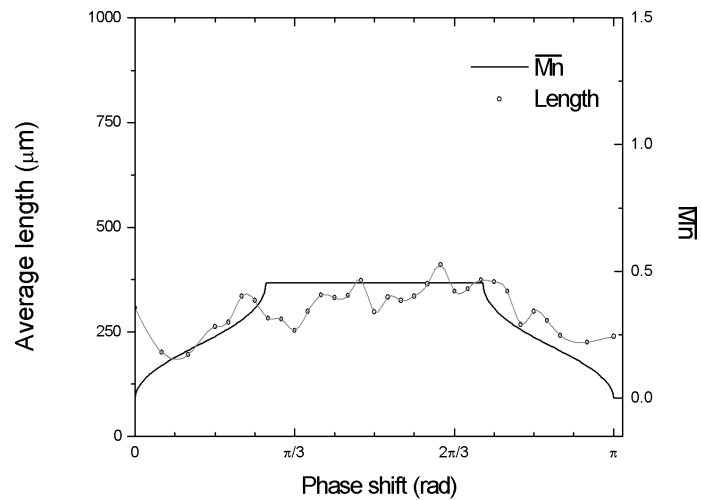


Figura 25: Resultados experimentales obtenidos a partir de la variación de la fase, comparados con en número de Mason promedio.

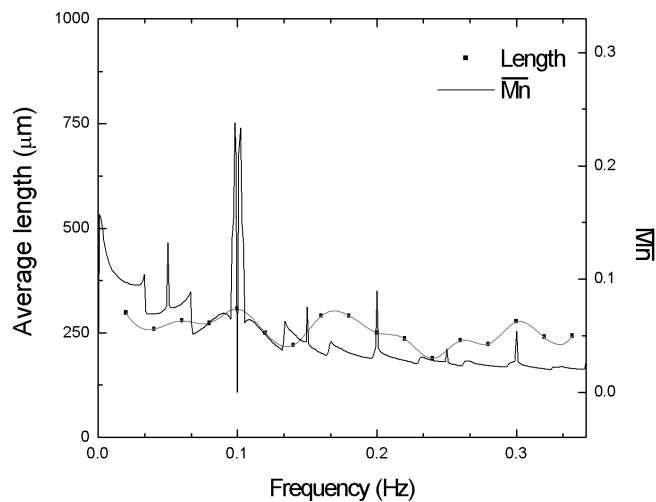


Figura 26: Resultados experimentales obtenidos a partir de la variación de frecuencia, comparados con el número de Mason promedio.

En la figura 26 presentamos también la comparación entre los resultados experimentales y los valores del número promedio de Mason calculados numéricamente. La gráfica correspondiente al número de Mason promedio confirma las observaciones realizadas en los experimentos, la existencia de máximos en las frecuencias múltiplos de la frecuencia fija, que el máximo global se presenta en el caso de campos rotantes y que, como se discutió con respecto a las figuras de Lissajous, cuando una de las frecuencias es múltiplo entero de

la otra, dichas figuras presentan trayectorias más sencillas del vector del campo resultante, lo que favorece la formación de agregados más grandes.

Los resultados más importantes de esta sección 3.2 referentes al control de la morfología de los agregados bajo la acción de un campo rotante y los efectos que sobre la misma causan el corrimiento de fase y la diferencia de frecuencias están reportados en [46].

3.3 ESTRUCTURA DINÁMICA Y AUTO-ORGANIZACIÓN

Una fenomenología diferente y físicamente muy significativa, aparece en la DMR cuando la geometría de los campos perpendiculares aplicados, resulta en un campo magnético rotante en el plano vertical. En esta sección que contiene una parte importante de este trabajo de tesis, con resultados que hasta donde sabemos son originales, analizamos las características estructurales de los cúmulos que se forman bajo la aplicación de un campo rotante vertical y los fenómenos de transporte y auto-organización que en nuestra opinión posibilitarían una gran cantidad de posibles aplicaciones y cuyo entendimiento contribuiría a la comprensión de varios aspectos de la dinámica compleja que se presenta en sistemas auto-organizados y auto-ensamblados. Se discute exclusivamente el caso de un campo magnético rotante vertical con intensidades $H_1 = H_2 = 3183\text{A/m}$ y una diferencia de fase entre ellos $\delta = \pi/2$.

3.3.1 Transporte y auto-organización de cúmulos

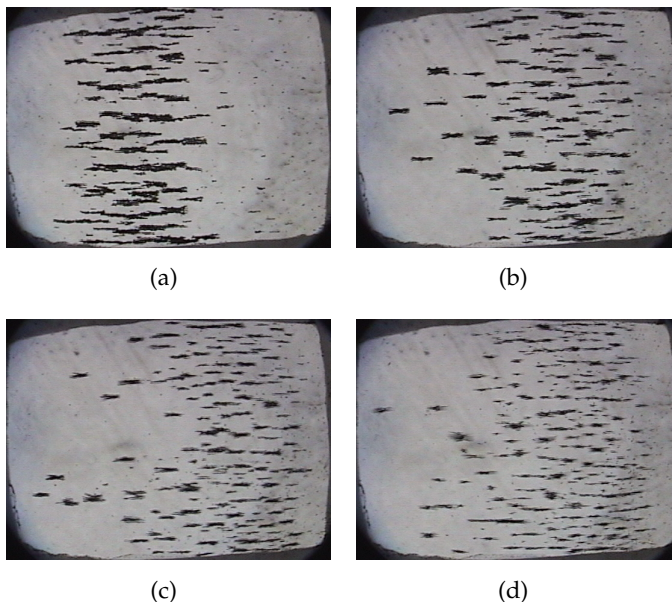


Figura 27: Transporte de agregados para diferentes frecuencias.

Cuando un campo rotante vertical es aplicado sobre la DMR emergen fenómenos complejos de transporte y de auto-organización dinámica. Para el análisis de estas situaciones físicas preparamos muestras de DMR en una celda de vidrio horizontal similar a la usada para nuestro estudio con el campo variable horizontal. Describo de manera breve, los fenómenos de agregación, auto-organización y transporte son como sigue: Cuando el campo vertical se enciende, debido al momento magnético inducido, las partículas se agregan formando cúmulos alargados. Estas estructuras giran tratando de seguir la dirección del campo, en este movimiento las partículas de ese agregado sufren una fuerza viscosa de arrastre puesto que se desplazan en el seno de un líquido viscoso. La morfología y longitud característica de los agregados están determinadas entonces por la competencia entre estas dos interacciones. Mientras mayor sea la frecuencia del campo aplicado la velocidad angular de los agregados tiende a ser mayor y por tanto la fuerza de arrastre que sufren las partículas de los cúmulos es mayor también. Una situación similar habíamos discutido en el caso de los campos rotantes horizontales. Aquí aparece un ingrediente adicional en la dinámica de los agregados, este es que en el movimiento tratando de seguir el campo los agregados interactúan con el fondo de la celda que contiene la dispersión y en su movimiento giratorio, la fricción con dicho fondo produce en estos agregados una tracción que los hace desplazarse a través de la celda. Varios agregados se forman en la celda y giran paralelamente uno al otro porque se alinean siguiendo al campo. Esto debido a la repulsión magnética debido a que sus dipolos son paralelos y también a que principalmente a frecuencias altas entre ellos también se presenta una interacción hidrodinámica repulsiva. La auto-organización del conjunto de agregados es dinámicamente estable. La longitud de los agregados tiene una relativamente amplia distribución. Como resultado de la fricción con el fondo de la celda, los cúmulos al seguir la dirección del campo se levantan y caen secuencialmente, desplazándose sobre el fondo de la celda. La figura 27 muestra una fotografía tomada desde la parte superior de la celda en la que se observa la distribución de los aglomerados para diferentes frecuencias. Resulta evidente que para frecuencias bajas los agregados son más grandes y su distribución a lo largo de la celda es más compacta, no así ocurre para frecuencias mayores, que favorecen la formación de agregados más pequeños, pero con una distribución de velocidades mayor, por lo que en un momento dado se encuentran dispersos por prácticamente toda la celda. Lo anterior puede apreciarse en detalle en el video adjunto. [50]

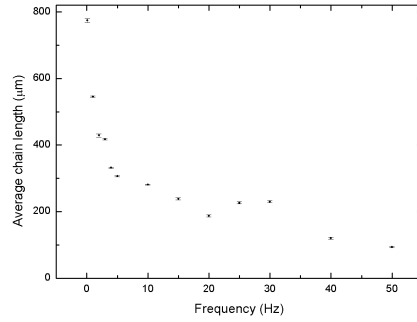


Figura 28: Longitud promedio de los agregados como función de la frecuencia.

La figura 28 muestra el comportamiento de la longitud promedio de los agregados con respecto a la frecuencia del campo magnético rotante, como es de esperar para el régimen de bajas frecuencias, la longitud promedio de los agregados es máxima y para frecuencias altas la interacción magnética es capaz de mantener juntas a sólo un número muy reducido de partículas, dado el incremento de la fuerza viscosa que tienen que vencer los agregados en su giro. El intervalo de frecuencias estudiado es de 0.1 Hz hasta 50 Hz.

Las barras del error que aparecen en las curvas se calculan mediante el coeficiente de determinación con respecto a un modelo exponencial [45]. El coeficiente de determinación, denotado R^2 y comúnmente mencionado solamente como "R cuadrado", es un número que indica que tan bien un conjunto de datos se ajusta a un modelo estadístico, algunas veces una línea o una curva. Un valor de R^2 igual a 1 indica que la línea de regresión ajusta perfectamente con los datos, mientras que uno igual a 0 indica que no hay ajuste entre el modelo y los datos [43].

Brevemente, la manera de determinar el error por este procedimiento es la siguiente. Dado un conjunto de datos con n valores designados como y_1, \dots, y_n (Denominados en conjunto como y_i), asociados cada uno con un valor predicho por un modelo designados como f_1, \dots, f_n .

Si \bar{y} es el promedio de datos observados:

$$\bar{y} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i. \quad (19)$$

Entonces la variación del conjunto de datos puede ser medida usando tres fórmulas de sumas de cuadrados:

La suma total de los cuadrados, proporcional a la varianza de los datos:

$$SS_{\text{tot}} = \sum_i (y_i - \bar{y})^2. \quad (20)$$

La suma de regresión de cuadrados, también llamada suma de cuadrados expandida:

$$SS_{reg} = \sum_i (f_i - \bar{y})^2, \quad (21)$$

y la suma de cuadrados de los residuos:

$$SS_{res} = \sum_i (y_i - f_i)^2. \quad (22)$$

La definición general del coeficiente de determinación es:

$$R^2 = 1 - \frac{SS_{res}}{SS_{tot}}. \quad (23)$$

La rotación característica de los agregados depende de una manera compleja del número de las partículas que integran el agregado, de la longitud del cúmulo, de la fricción de los extremos del agregado con el fondo de la celda, y definitivamente existe una interdependencia de estas cantidades con la viscosidad del líquido en que se encuentran inmersos los cumulos, la intensidad del campo y su frecuencia, y con la respuesta magnética de las partículas.

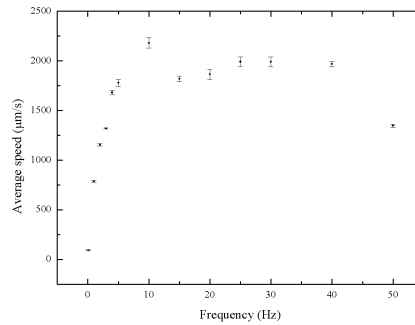


Figura 29: Velocidad promedio de los agregados como función de la frecuencia.

En la figura 29 se muestra la medición realizada para la velocidad promedio de los agregados como una función de la frecuencia. La velocidad promedio máxima se presenta en una frecuencia de 10 Hz, pero resulta notorio que a esta frecuencia la longitud no presenta su máximo valor, por lo tanto, se infiere que existen agregados tanto pequeños como largos que no giran eficientemente para transportarse, dadas las fuerzas de arrastre, magnéticas y de fricción a las que se ven sometidos, y que hay condiciones físicas para las cuales se optimiza el transporte de agregados dinámicamente organizado. Podemos evaluar la intensidad de los efectos de estas interacciones complejas, comparando el número de Mason, escrito en términos de la frecuencia angular del campo con el número de Mason medido a

través de los valores obtenidos experimentalmente de las longitudes y velocidades promedio.

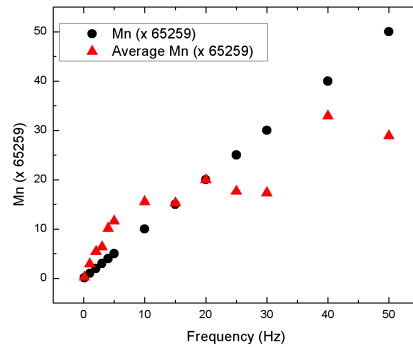


Figura 30: Comparación del número de Mason medido experimentalmente con el número de Mason calculado en función de la frecuencia.

En la figura 30 observamos dos gráficos superpuestos, en el primero vemos que el número de Mason calculado a partir de ?? es exclusivamente función de la frecuencia angular del campo. El número de Mason medido a partir de los valores de longitud y velocidad promedio es $M_n = \frac{12^2 \eta \omega}{\mu_0 M^2}$.

El número de Mason en términos de la frecuencia obviamente describe una línea recta a 45° . En contraste el número de Mason en términos de la longitud y velocidad medidas experimentalmente claramente nos indica la existencia de dos regímenes bien diferenciados de la dinámica de los agregados. Para frecuencias inferiores a 15 Hz observamos que el número de Mason medido tiene valores mayores al calculado y a partir de los 20 Hz esta tendencia se invierte. Esto puede interpretarse considerando que dichos regímenes se presentan por un cambio en las condiciones del movimiento de los agregados. Para frecuencias pequeñas el factor dominante es la fricción con el fondo de la celda que hace que el punto de apoyo de los agregados en cada giro permanezca estático, mientras que para frecuencias mayores, el incremento en la velocidad angular hace que el punto de apoyo del agregado con el fondo de la celda resbale, esto, aunado a un incremento en la fuerza viscosa, produce un movimiento que no permite que el agregado se apoye en toda su longitud con el fondo de la celda, sino que cuando va cayendo la dirección del campo le exige que vuelva a levantarse antes de caer por completo [46].

3.3.2 Encapsulado y transporte controlado por campos rotantes

Una aplicación práctica derivada del estudio experimental realizado acerca de la dinámica que presentan los agregados de partículas de magnetita mineral, bajo la acción de campos verticales rotantes

es que se genera un transporte. En esta sección analizamos la posibilidad de que los aglomerados auto-organizados en su transporte, arrastren sustancias y produzcan cambios en la coexistencia de fases en fluidos complejos. Inicialmente analizaremos cómo el transporte de aglomerados de partículas dispersas en una solución de agua con un surfactante, sometidas a la acción de un campo magnético rotante, es capaz de acarrear de manera controlada gotas de aceite. Utilizando la misma celda experimental empleada para los experimentos de la sección anterior, se añadieron a la misma, gotas de aceite mineral tipo Dexron con el fin de que la distribución de agregados en su movimiento de rotación las desplacen. Veremos enseguida que esto es posible por medio de diferentes mecanismos. Modificando las variables del experimento, tales como la concentración de las partículas, la proporción detergente-agua del líquido soporte, la cantidad de aceite y la frecuencia del campo rotante, se identifican tres mecanismos básicos de transporte. El primero es un transporte por arrastre en el que los agregados empujan las gotas para moverlas de manera arbitraria. El segundo es un transporte por adhesión, que se presenta cuando las partículas penetran en las gotas de aceite y posteriormente las arrastran consigo en su movimiento. Y el tercero es un transporte por emulsión, cuando la rotación de los agregados provoca una agitación tal que se forma una emulsión, es decir pequeñas gotas de aceite dispersas en una muestra de agua con surfactante.

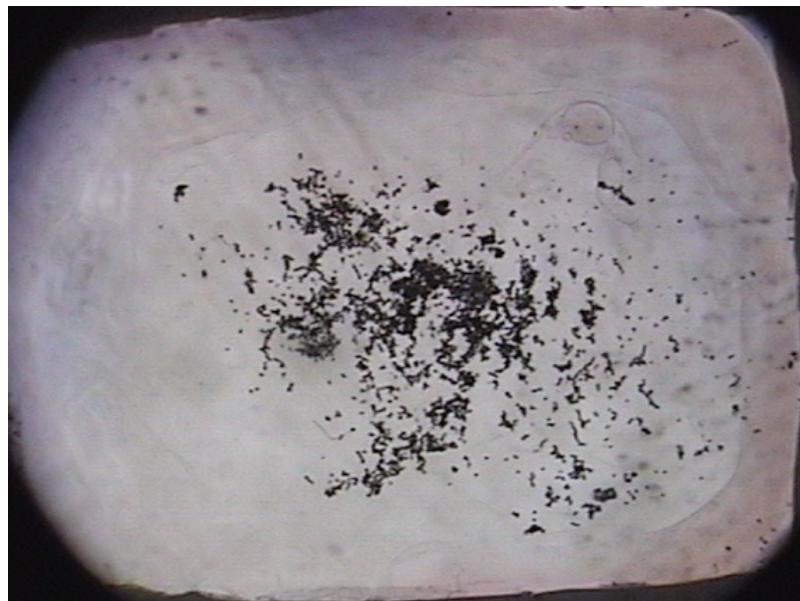


Figura 31: Estado inicial de la muestra

En la figura 31 se observa el estado inicial de las partículas dispersas en una muestra de agua con surfactante y una gota de aceite. Si bien las partículas de magnetita mineral inicialmente no se encuentran uniformemente dispersas ni la distribución de partículas ocupa

toda la superficie de la muestra, este hecho no afecta el desarrollo de los experimentos. Sea cual sea la distribución inicial de las partículas, previa a la aplicación de los campos magnéticos, una vez que estos son aplicados, los cúmulos de partículas formarán un conjunto auto-organizado con una estructura propia, caracterizada por la dirección e intensidad de los campos magnéticos, por la concentración, tamaño y propiedades magnéticas de las partículas, y por la viscosidad del líquido soporte, más no por la posición inicial de cada partícula.

De igual manera, se observan las gotas de aceite dispuestas de manera irregular principalmente a lo largo de las paredes de la muestra. Dicha irregularidad tampoco es un factor que afecte el desarrollo del experimento.

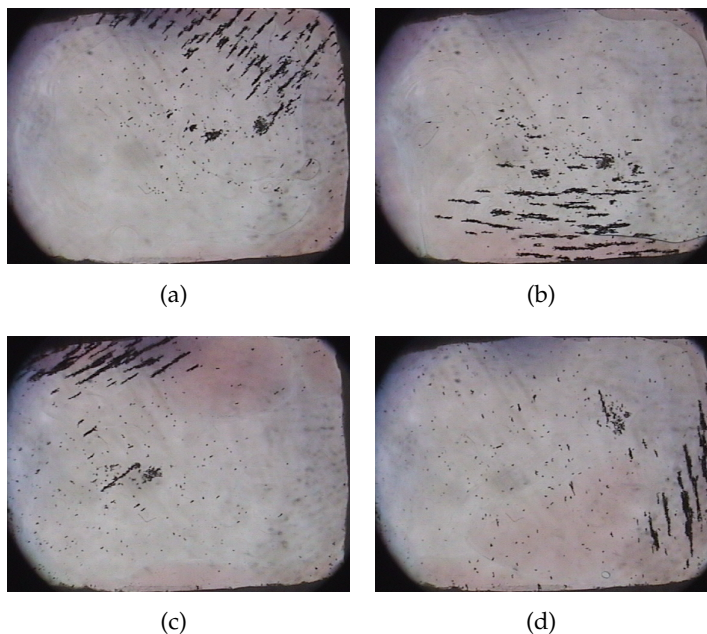


Figura 32: Transporte y coalescencia de gotas de aceite.

La figura 32, conformada por cuatro fotografías secuenciales tomadas de un mismo video, exhibe que bajo la acción del campo magnético rotante, las partículas son capaces de transportar gotas de aceite. En las fases iniciales del experimento el campo magnético aplicado obliga a los cúmulos recientemente formados a dirigirse hacia una de las paredes de la muestra, con el fin de dirigirlos a la masa principal de aceite (a). Acto seguido la dirección que seguirán los agregados obedecerá a una trayectoria tangente a las paredes de la muestra, esto con el fin de que tanto los agregados mismos, como la masa de líquido soporte que arrastran con ellos conforme avanzan a lo largo de la muestra, desplacen a las gotas de aceite y las presionen para que se desplacen en una dirección preferente. En la fotografía marcada con el inciso b) se muestra como ha sido desplazada una masa considerable de aceite si se compara con respecto al estado que pre-

sentaba el aceite en a). Continuando con el desplazamiento tangente, la fotografía c) presenta el inicio de un proceso de coalescencia de las gotas de aceite. Se observa, en la esquina superior de la celda, como una gota de aceite que está siendo desplazada por los cúmulos de partículas comienzan a unirse con otra más pequeña. Esta unión de pequeñas gotas, que se presenta con la adecuada dirección de los agregados, se busca de manera intencional, pues resulta en una optimización del transporte de aceite, derivado éste de un mayor control sobre la dinámica que presentan un número reducido de gotas de aceite con respecto al que se tiene arrastrando una mayor cantidad de estas. De manera ideal se busca coalescer todas las gotas en una sola, con el fin de simplificar la dinámica del sistema en general, y de incrementar tanto el volumen de aceite transportado como la velocidad a la que puede ser desplazado. En la última fotografía (Inciso d) se aprecia un estado avanzado de ambos procesos provocados por el desplazamiento de los cúmulos de partículas: El transporte y la coalescencia de gotas de aceite.

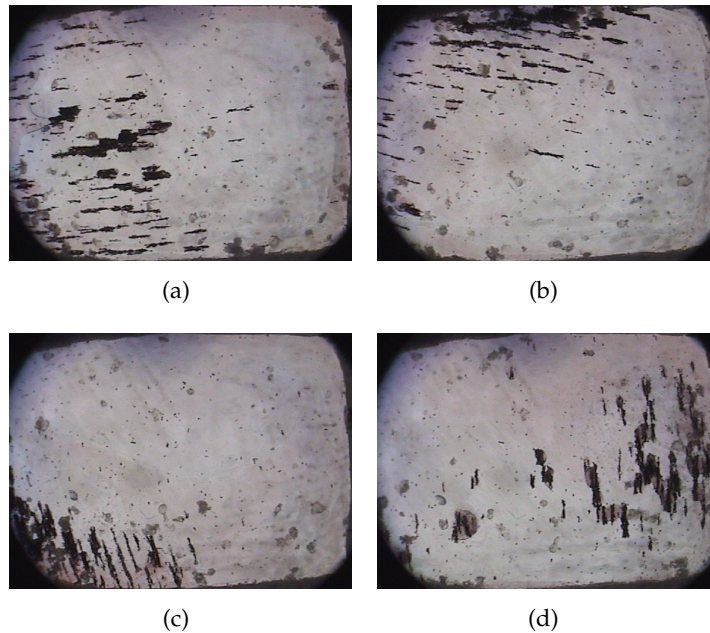


Figura 33: Transporte de aceite por adhesión.

En la figura 32 las gotas de aceite son empujadas por los cúmulos de aceite con el fin de dirigir las hacia un lugar determinado. En contraste, en la figura 33 se muestra una dinámica diferente de transporte de aceite a través de la misma celda. En este experimento los agregados de partículas no empujan las gotas de aceite sino que son capaces de romper la interfase formada entre el aceite y el agua, desplazarse desde la solución acuosa y adentrarse en la gota de aceite. El proceso de adhesión del aceite a los cúmulos de partículas se inicia forzando a los cúmulos a desplazarse perpendicularmente hacia

una de las paredes donde se encuentre una gota de aceite. Dicha gota se verá presionada por un lado por los agregados de partículas y el líquido soporte que arrastran con ellos, y por la pared de la celda por el otro. El desplazamiento normal a la superficie de la gota de los agregados, en la frontera de la misma provoca que los cúmulos superen la tensión superficial de la interfase y penetren en el aceite.

En estas condiciones se pueden apreciar cambios notables en la dinámica y en la estructura de los agregados embebidos en las gotas de aceite. Dado que ya no se encuentran inmersos en agua, las condiciones de desplazamiento de los agregados se alteran al modificarse la fricción con el fondo de la celda. Por otro lado cambia también la manera en que se agregan y se ve considerablemente favorecida la agregación lateral de las partículas, dando como resultado la existencia de agregados de un grosor mayor al que se presentaba cuando estaban inmersos en agua.

Resulta evidente que el transporte de gotas de aceite por adhesión en los cúmulos, permite una mayor certidumbre en cuanto a la posición del volumen total de aceite, pues es ahora de hecho el líquido soporte de los agregados, pero es un hecho que también proporciona al sistema una mayor distribución en las velocidades y tamaños de los mismos, pues estos dependen fuertemente del tamaño de la gota de aceite en la que se encuentran inmersos. Una diferencia fundamental con respecto al método de transporte de aceite por empuje y coalescencia de gotas de aceite es que con el fin de permitir el rompimiento de la interfase aceite agua, es menester incrementar la concentración de surfactante en la solución acuosa. Aunque resulta un método eficiente que podría ser utilizado en situaciones que demanden limpieza de aceites, como por ejemplo en derrames de petróleo. Nótese que además del aceite que ha logrado adherirse a los agregados, en su rotación, dado su comportamiento colectivo, provocan un arrastre masivo del líquido que los rodea en su conjunto, por lo que son capaces de barrer incluso con más aceite del que ya transportan.

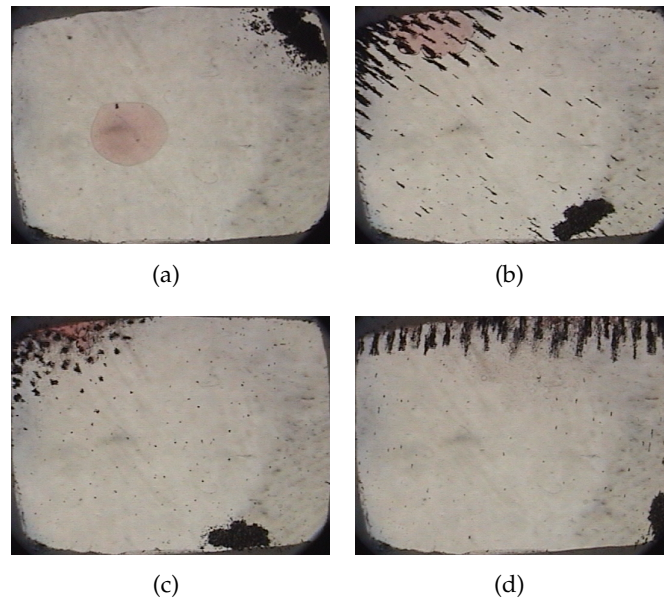


Figura 34: Transporte por emulsificación.

Un tercer mecanismo de transporte de aceite se muestra en la figura 34. Como se había mencionado previamente, la disposición inicial de las partículas no afecta el curso del experimento, en a) se muestran inicialmente separadas, y en un estado previo a la aplicación del campo magnético, una gota de aceite y un agregado único de partículas. Una vez que ha sido aplicado el campo magnético, el agregado inicial se divide en un conjunto de agregados que se dirigen hacia la gota de aceite. En b) se observa como el movimiento de los agregados ha empujado la gota de aceite hasta uno de los extremos de la celda y como la fuerza que ejercen los agregados contra ella la deforman y penetran. Este proceso de deformación y penetración de la gota se incrementa a cada rotación de los agregados que logran dividir a la gota inicial en gotas cada vez más pequeñas como se aprecia en c). En d) se muestra como la rotación de los agregados, a manera de pequeños agitadores magnéticos, provoca la emulsificación de la gota de aceite y ha generado una suerte de nube de gotas diminutas que son fácilmente transportables por el arrastre colectivo del conjunto de agregados. A diferencia de los mecanismos anteriores en los que la dirección del desplazamiento de los agregados era tangente a los límites de la celda, ahora, y con el fin de favorecer la emulsificación, dicho desplazamiento se realiza manteniendo a los agregados con una rotación tal que la tendencia sea desplazarse en dirección perpendicular a las paredes de la celda.

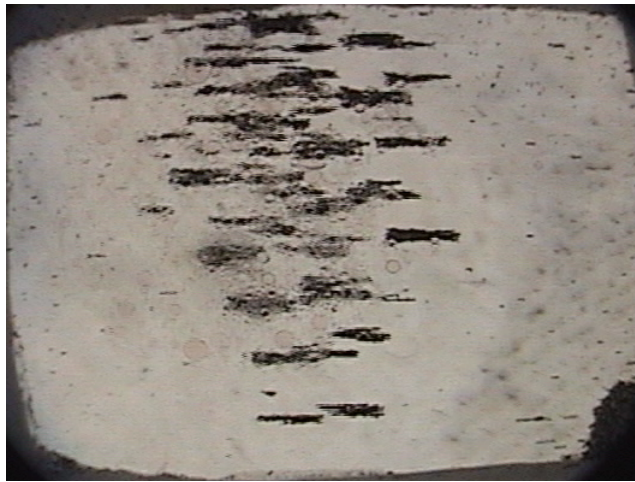


Figura 35: Transporte de líquido emulsificado.

En la figura 35 se observa cómo el líquido resultado del proceso de emulsificación puede ser transportado en una dirección arbitraria pues el aceite forma parte ahora del líquido que rodea al conjunto de agregados y que es arrastrado por el mismo en su movimiento. Puede apreciarse además, que el hecho de que los agregados se alejen de las paredes de la celda no solo detiene el proceso de emulsificación sino que favorece una dinámica contraria, es decir, la coalescencia de gotas de aceite dentro del complejo. Comportamiento que resulta particularmente notable dado que es posible controlar el tamaño de las gotas de aceite que se transportan cambiando las condiciones del movimiento de los agregados con respecto a las paredes de la celda, favoreciendo procesos alternados de emulsificación y coalescencia de las gotas de aceite.

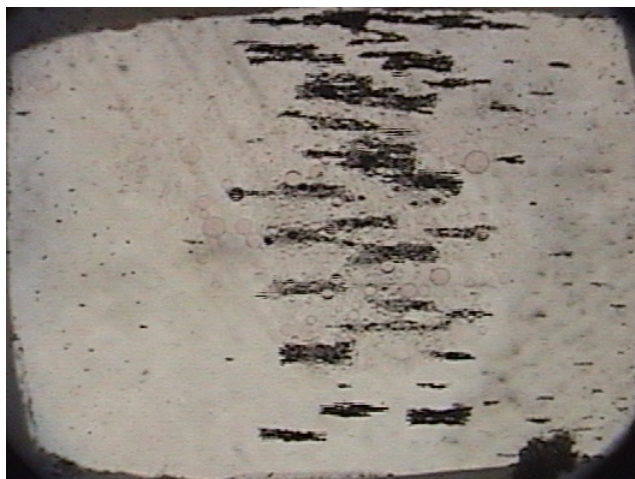


Figura 36: Transporte por emulsificación y adhesión.

En la figura 36 se muestra una combinación de dos mecanismos de transporte de las gotas de aceite. Por un lado vemos al conjunto de

agregados transportando por arrastre un líquido previamente emulsificado, pero también se aprecia un incremento considerable en el tamaño de los agregados, principalmente provocados por la agregación lateral, lo cual es evidencia de un proceso de adhesión de aceite a los agregados. Dicho proceso de adhesión tiene lugar simultáneamente al de emulsificación. Significa que al mismo tiempo que las paredes de las gotas de aceite eran rotas por unos agregados y convertidas en gotas más pequeñas, otros se embebían en ellas favoreciendo la unión de varios cúmulos en otros no necesariamente más largos pero definitivamente de un ancho mayor que los agregados originales. Este tipo de transporte de aceite tiene una importancia considerable pues nos permite plantear la posibilidad de cuantificar, en un futuro, los niveles de saturación de aceite de los agregados dadas condiciones muy específicas del experimento. Es decir, dada una concentración de aceite, una velocidad de rotación de los agregados y una concentración de partículas, cuanto aceite es posible transportar por adhesión antes de que los agregados no puedan contener más aceite en su interior y el excedente se comience a emulsificar.

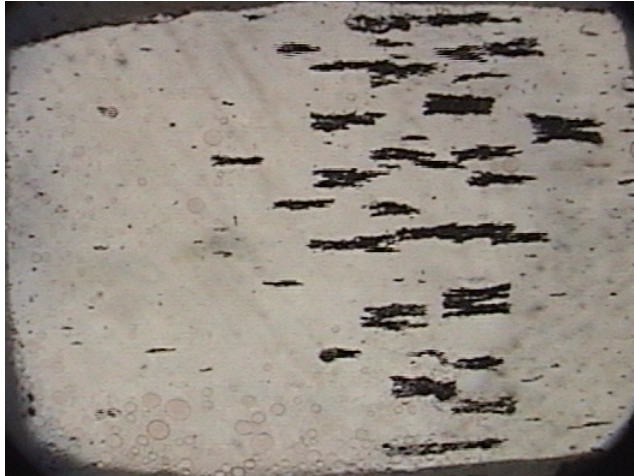


Figura 37: Coalescencia y transporte por adhesión.

En la figura 37 observamos el inicio de un proceso de coalescencia de gotas de aceite posterior a la emulsificación. Si luego de un proceso de emulsificación en el que también una determinada cantidad de aceite está adherido en los agregados, la dirección del desplazamiento de los agregados deja de ser perpendicular a la pared de la celda y se inicia un movimiento tangente a la misma, se favorece que las gotas de aceite emulsificadas, gracias a las fuerzas de arrastre hidrodinámico del conjunto se unan en gotas cada vez más grandes. Eventualmente es posible transportar por arrastre una única gota, resultado del exceso de aceite que no pudo ser adherido a los agregados de partículas.

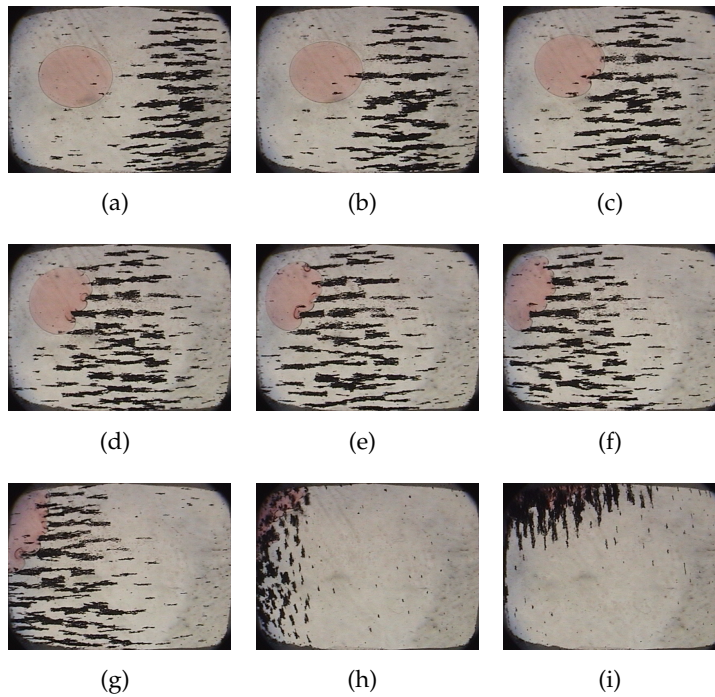


Figura 38: Transporte de aceite por adhesión con mayor concentración de partículas.

En la figura 38 se observa una secuencia de nueve fotografías que muestran en detalle el proceso de adhesión de aceite a los agregados de partículas para una alta concentración de las mismas. Inicialmente aceite y agregados se encuentran separados y estos últimos ya se dirigen hacia donde se encuentra la gota de aceite. Primeramente la gota es empujada hacia una de las paredes de la celda, modificándose su forma en las proximidades de los agregados. Al final, la mayor parte del aceite se ha adherido a las partículas formando un tipo diferente de agregado. Analizando los cambios que sufre un solo agregado durante este proceso, se infiere que al estar en esta etapa mojado por el agua, es decir siendo un sistema hidrofílico antes de hacer contacto con la superficie del aceite, la fricción con el fondo de la celda y las fuerzas hidrodinámicas de la sustancia que lo rodea contribuyen a romper la tensión superficial de la interfase con el aceite y penetrar en él. Una vez dentro de la gota el agregado se vuelve hidrofóbico. Dando como resultado que el agregado quede atrapado, y aun cuando se invierta la dirección de desplazamiento del agregado, este logrará a lo sumo modificar la superficie de la gota de aceite más no penetrarla para regresar al medio acuoso 40. Una alta concentración de partículas, en adición a la cantidad adecuada de surfactante, minimiza la cantidad de aceite que termina siendo emulsificado, pues la mayor parte se adhiere a las partículas.

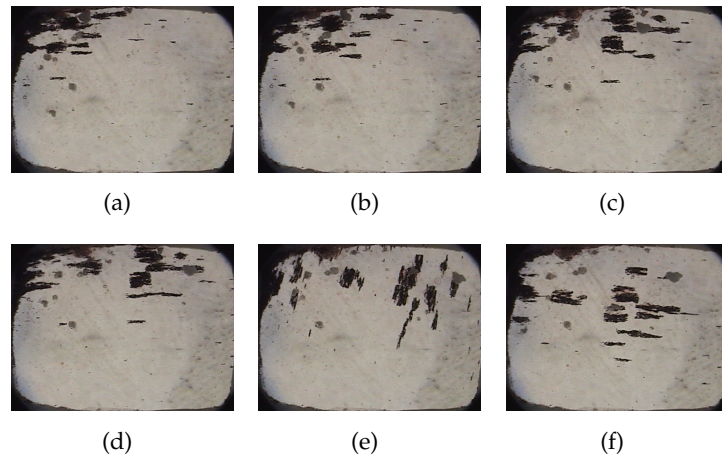


Figura 39: Agregados complejos formados a partir de alta concentración de surfactante.

En la figura 39 se observa como la presencia de surfactante adicional favorece el rompimiento de este confinamiento en el que se encuentran atrapados los agregados, al reducir la tensión superficial, permitiendo de esta manera, la formación de agregados complejos de aceite, agua, partículas y surfactante que se mueven como entidades independientes, pudiendo facilitar su transporte dirigido arbitrariamente por el campo.



Figura 40: Confinamiento de agregados en una gota de aceite.

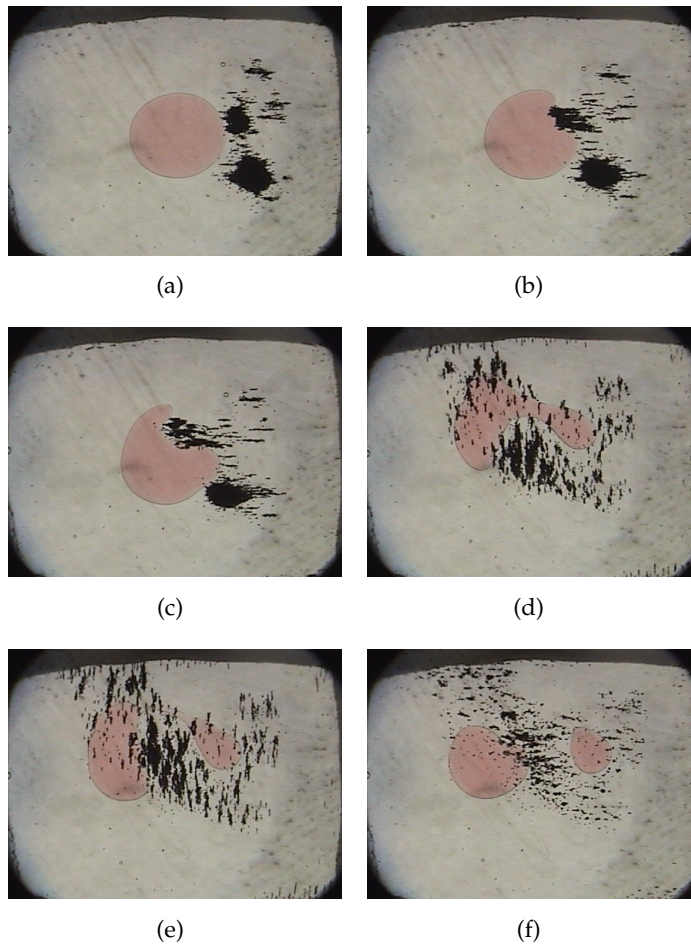


Figura 41: Transporte a baja frecuencia.

En la figura 41 se muestra como la velocidad de rotación de los agregados es un factor determinante en la dinámica del sistema. Para frecuencias bajas, es posible tanto fragmentar una gota sin emulsificarla, como producir un transporte por arrastre sin que los agregados penetren o queden embebidos en el aceite. Observando la secuencia de fotografías, es notorio que a pesar de que los agregados lograron dividir la gota en dos, la posición de la gota apenas y se modificó, lo cual nos indica que el sistema formado por la combinación de agua, aceite y partículas tiene tiempos de relajación comparables con el periodo de rotación de los campos aplicados. Para este régimen de rotación de agregados, el sistema se comporta como afectado por una sucesión de cambios cuasiestáticos.

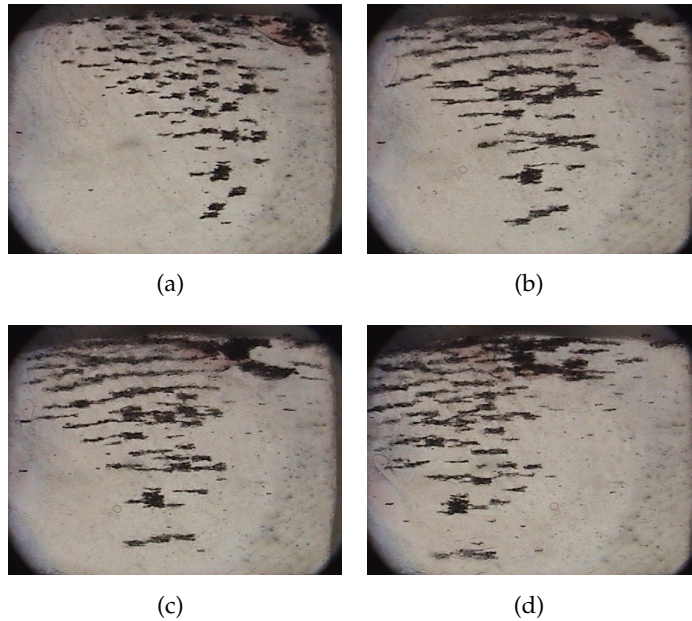


Figura 42: Transporte por medio de diversos procesos a la vez.

Por último, en la figura 42 se puede apreciar que una concentración adecuada de partículas, agua, surfactante y aceite permite la observación de diversos procesos de transporte en un mismo experimento. En la parte central del complejo de agregados se distingue la presencia de una emulsión que se desplaza por la acción del arrastre de líquido de los agregados, mismos que a su vez, se encuentran embebidos en aceite. Este proceso favorece la agregación lateral e incrementa el volumen de líquido desplazado. Además, en la parte superior de la fotografía se aprecia un fenómeno que sólo se presenta cuando, tanto la cantidad de aceite como la concentración de partículas, son lo suficientemente grandes. Durante el proceso de emulsificación, una cantidad considerable de agregados logró penetrar una misma gota de aceite, dejándolos atrapados dentro de ella, dicha condición permite el transporte de aceite pero restringiendo el movimiento de los agregados dentro de una zona próxima a la pared de la celda. Es decir, el movimiento del conjunto de agregados dentro de la gota de aceite es tal que logran hacer que se desplace, pero no producen el arrastre con la fuerza suficiente para romper la cohesión que se presenta entre la gota y la pared de la celda [48].

Para apreciar mejor el detalle de los procesos aquí descritos se anexa un video con secuencias que ilustran lo discutido arriba [51]

3.3.3 Transporte en capilares complejos

La siguiente secuencia de fotos muestra cómo es posible conducir un conjunto de aglomerados de partículas magnéticas a través o a lo largo de un canal complejo, con esto queremos decir que no es recto

y que tampoco la sección transversal es constante, sin embargo, mediante la aplicación de campos rotantes con la dirección apropiada es posible conducirlos a través de este canal. El canal representa una similitud con, por ejemplo, una arteria o una vena por la que se podría conducir el conjunto de agregados para emulsificar o transportar alguna sustancia, por ejemplo para el tratamiento de esclerosis, por poner un ejemplo.

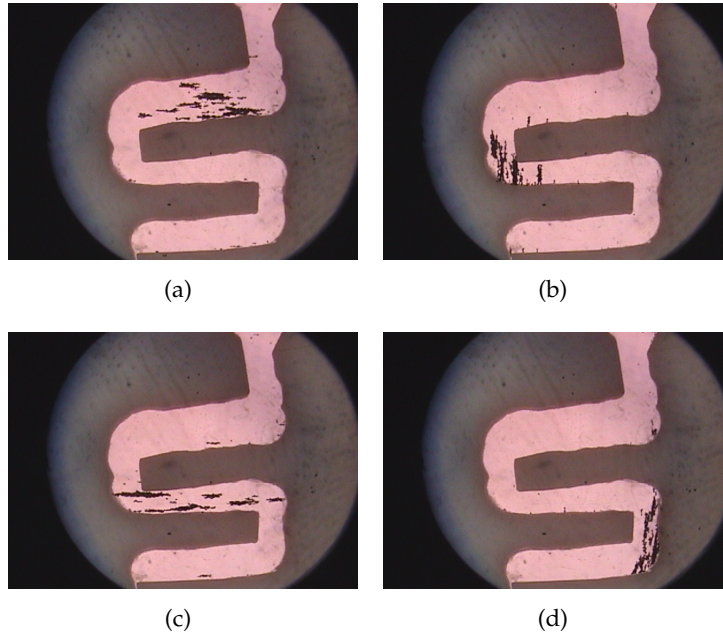


Figura 43: Transporte a través de un capilar complejo.

La secuencia inicia con la llegada de el conjunto de aglomerados hacia una región en el canal donde cambia drásticamente de dirección. Las subsecuentes fotografías ilustran al mismo conjunto en diferentes posiciones avanzando a lo largo del canal complejo [49].

3.3.4 Frustración de jamming por auto-propulsión

La siguiente secuencia de fotografías muestra una serie de fenómenos que tienen que ver con varias situaciones físicas que plantean preguntas para la ciencia básica. Iniciamos con un líquido simple clásico, que de acuerdo al teorema de Bernouli cuando fluye a lo largo de un canal de sección transversal variable en la posición en que la velocidad del fluido es mayor la presión es menor. En el caso de un fluido granular que fluye bajo la influencia de un campo externo, por ejemplo la gravedad a lo largo de un canal de sección transversal variable, por ejemplo en un reloj de arena, lo que sabemos es que el flujo a través del cuello de botella tiene un gasto constante, siempre que la apertura de ese canal angosto sea mayor de 5 veces el diámetro promedio de las partículas ?? Si la apertura del cuello de botella

es menor, se produce un bloqueo que en la literatura se refiere como jamming. En el caso de una DMR sometida a un campo rotante oblicuo con respecto a la dirección horizontal en la que descansa la dispersión, este genera un transporte de aglomerados que puede ser sumamente eficiente, a tal grado que al encontrar una reducción en el canal donde se realiza el transporte, la repulsión magnética disminuye la interacción que causa la agregación lateral de los agregados y en vez de presentarse un bloqueo como en el caso de los fluidos granulares, el transporte no cesa a pesar de que la apertura del canal sea menor a 5 veces el diámetro de las partículas. De hecho es suficiente con que la apertura del canal sea ligeramente mayor al diámetro de una partícula para que el flujo se mantenga.

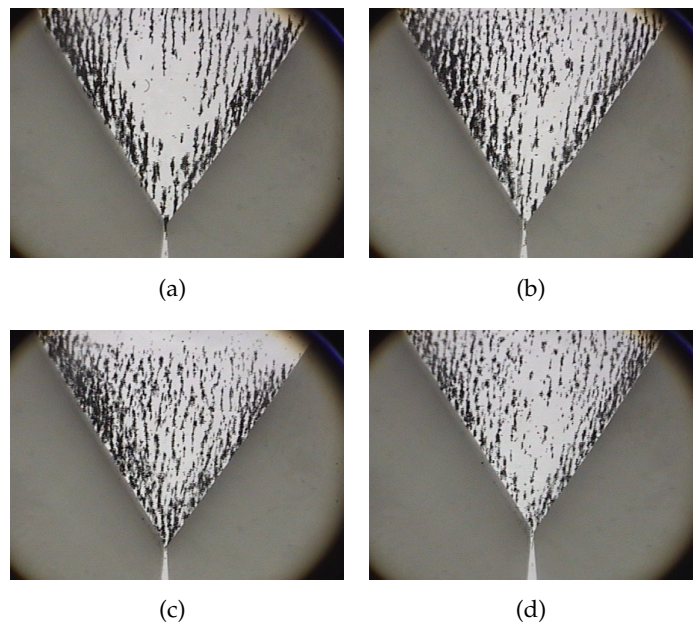


Figura 44: Frustración de Jamming para diferentes frecuencias de rotación del campo magnético.

La secuencia de fotografías inicia con la situación en que el conjunto de agregados se acerca con el movimiento rotatorio como objetos autopropulsados a la región en la que se reduce la amplitud del canal. Precisamente debido a la auto-propulsión se produce una situación en que la concentración de aglomerados aumenta, sin embargo, no se produce un bloqueo, al llegar a la región más estrecha del canal, las capas laterales de los aglomerados se desprenden y dejan pasar solamente la parte central. esta es una diferencia muy marcada con el comportamiento de los fluidos granulares, por supuesto, esto también nos da información acerca del debilitamiento de la interacción lateral de los aglomerados. Variaciones en la frecuencia del campo rotante producen situaciones sumamente ricas desde el punto de vista físico. Sería demasiado largo discutir todas en detalle. En los videos

se presenta una selección de dichos fenómenos que como se puede apreciar en ellos involucran una gran riqueza física y en principio potencialmente hablando una gran diversidad de posibles aplicaciones [48].

CONCLUSIONES

El objetivo general de nuestro trabajo fue el de tratar de entender de qué manera, mediante la aplicación de campos magnéticos, es posible controlar los procesos de agregación, y por lo tanto, las características estructurales de los agregados que se generan en DMRs confinadas. Con el fin de analizar el papel que juegan las superficies en el flujo de sistemas magnéticos confinados y el efecto de la aplicación de un campo magnético sobre el mismo, comenzamos estudiando el flujo de un sistema granular compuesto por esferas paramagnéticas. Esto nos permitió observar a simple vista cómo influyen las superficies del confinamiento y un campo aplicado, en el flujo de la materia granular, así como cuál es el efecto de un campo magnético en la aparición de atascamiento en flujos a través de canales que presentan una reducción en la sección transversal.

Partiendo de este punto abordamos nuestra investigación en DMRs sometiendo a diversas configuraciones de campos magnéticos que se pueden conseguir mediante la superposición de dos campos perpendiculares. De nuestro estudio se desprenden las siguientes conclusiones generales y particulares.

La conclusión más general de nuestro estudio es que la aplicación de campos magnéticos variables propician la formación de una variedad más rica y compleja de aglomerados que se forman en el seno de una DMR. Así mismo, la aplicación de campos magnéticos variables genera una serie de fenómenos, que por supuesto, no aparecen cuando se aplica un campo estático. Destacadamente, aparecen fenómenos de autoorganización, transporte y frustración de atascamiento.

Nuestra principal conclusión respecto al flujo de sistemas granulares a través de canales con estrechamiento es la siguiente: Ciertamente, mediante la aplicación de un campo magnético es posible controlar la condición en la que se presenta el jamming. Este resultado puede ser usado para controlar de manera precisa el flujo de partículas con respuesta magnética a través de canales. Es decir, mediante la combinación del efecto Janssen y la interacción efectiva de las partículas, como resultado de la aplicación del campo magnético, se puede conseguir controlar el flujo, generando desde una reducción pequeña en el gasto, hasta el bloqueo total, esto mediante la aplicación de un campo magnético de la intensidad apropiada en determinada región del canal.

En cuanto a los efectos sobre las DMRs de campos en la configuración horizontal, es decir paralelos a la celda que contiene la dispersión, nuestras conclusiones particulares son las siguientes: La longi-

tud promedio de los agregados alcanza valores máximos cuando las diferencias de fase de los campos perpendiculares propician que el campo resultante alcance las mayores amplitudes posibles, o lo que es lo mismo que el vector que describe al campo resultante describa las figuras de Lissajous menos complejas. Así entonces, el campo unidireccional alternante y el campo rotante son los que generan los agregados de mayor longitud media. En ambos casos el comportamiento observado de la longitud media de los agregados es bien descrita cualitativamente mediante el número hidrodinámico propuesto en este trabajo, es decir, el promedio pesado del número de Mason dependiente del tiempo.

De nuestro análisis de las propiedades estructurales de los aglomerados cuando son expuestos a los campos horizontales, perpendiculares entre sí, y con diferencia de frecuencias, concluimos que la longitud media alcanza sus valores máximos cuando la frecuencia de uno de los campos es un múltiplo entero de la frecuencia del otro. Es decir la longitud media exhibe resonancias de múltiple periodo.

De nuestro análisis de los resultados para la configuración de campos transversales que genera un campo rotante horizontal, concluimos que el número de Mason, definido como la razón de la fuerza magnética a la fuerza viscosa es suficiente para describir las características de los aglomerados como consecuencia de la dinámica que generan ambas fuerzas.

Una fenomenología muy novedosa y físicamente muy rica, que en este trabajo se analiza por primera vez, se presenta cuando el campo resultante es vertical. Dado lo profuso de los resultados que se pueden obtener con esta configuración de campos, nos restringimos a estudiar el caso de campos rotantes verticales. Para esta configuración del campo aplicado, las interacciones: de fricción, magnética, viscosa e hidrodinámicas, generan fenómenos de autoorganización dinámica, y transporte de aglomerados, que a su vez posibilitan una muy amplia variedad de posibles aplicaciones.

Como consecuencia de la aplicación de los campos rotantes verticales, los aglomerados, tratando de alinearse con el campo magnético, y por efecto de las interacciones repulsivas magnéticas, las fuerzas viscosas que limitan su tamaño y la fricción con el fondo de la celda, rotan desplazándose sobre sí mismos, y consecuentemente, se convierten en objetos autopropulsados. Esta característica les confiere al colectivo de cúmulos, propiedades que otros objetos pasivos en el flujo no tienen. Por ejemplo, por efecto de los campos aplicados, pueden conducirse los aglomerados a través de canales que se angostan de tal manera que en el caso de un fluido granular se produciría jamming. Para estos agregados auto-propulsados este bloqueo no se produce.

La gran diversidad de fenómenos de autoorganización dinámica que exhiben las distribuciones de agregados generados por campos rotantes, muestran grandes semejanzas con los fenómenos colectivos

de entes autopropulsados, generalmente conjuntos numerosos de animales como peces, aves, insectos y mamíferos, conocidos como flocking. Entender estas dinámicas sería de gran utilidad para diversas aplicaciones. A diferencia de los conjuntos de animales para los que no se conocen las interacciones que generan las dinámicas colectivas emergentes, en el caso de los agregados magnéticos si sabemos cuales son las interacciones que generan los fenómenos de autoorganización. En este sentido nuestros resultados en este aspecto pueden contribuir a desarrollar modelos físicos de flocking.

Una consecuencia de gran importancia práctica que se deriva de nuestro trabajo es que la auto-organización y el transporte de aglomerados, guiados por los campos rotantes apropiados, pueden ser aplicados para transportar sustancias, a través de canales complejos, por medio de diferentes mecanismos, pueden ser aplicados para emulsificar líquidos inmiscibles, o hacer coalescer emulsiones para favorecer la separación de fases. El tamaño de las partículas permitiría, a frecuencias apropiadas del campo rotante estudiar en detalle la dinámica de las interfases entre líquidos inmiscibles cuando son sometidas a perturbaciones locales capaces estas últimas de producir variaciones en la temperatura.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] J. Vicente, D.J. Klingenberg and R. Hidalgo-Alvarez, *Soft Matter* **7**, 3701 (2011)
- [2] D. Kittipoomwong and D. Klingenberg, *J. Rheol.*, **49(6)** 1521 (2005)
- [3] F. Donado, U. Sandoval, J. L. Carrillo *Rev. Mex. Fís.* **57** 426 (2011)
- [4] J. Rodríguez-López, L. Elvira, F. Montero de Espinosa Freijo, G. Bossis, and J Vicente, *Appl. Phys. Lett.* **102** 081907 (2013)
- [5] J. Vicente, M.T. López-López, J.D.G. Duran and F. Gonzalez-Caballero, *Rheol. Acta* **44** 94 (2004)
- [6] R. Agustín-Serrano, F. Donado, E. Rubio-Rosas, *J. Magn. Mag. Mater.* **335** 149 (2013)
- [7] R. Tao, *J. Phys.: Condens. Matter.*,**13** R979 (2001)
- [8] G.K. Auernhammer, D. Collin, and P. Martinoty, *J. Chem. Phys.* **124**, 204907 (2006)
- [9] J. Rodríguez-López, L. Elvira Segura, F. Montero de Espinosa Freijo, *J. Magn. Mag. Mater.* **324** 222 (2012)
- [10] J.L. Carrillo, F. Donado, and M.E. Mendoza, *Phys. Rev. E* **68**, 061509 (2003)
- [11] S. Melle, M.A. Rubio, and G.G Fuller, *Phys. Rev. Lett.* **87** 115501 (2001)
- [12] J.M. Laskar, J. Philip, and B. Raj, *Phys. Rev. E* **80**, 041401 (2009)
- [13] R. Haghgooie and P.S. Doyle, *Phys. Rev. E* **75**, 061406 (2007)
- [14] E.M. Furst and A.P. Gast, *Phys. Rev. E* **62**, 6916 (2000)
- [15] R.E. Moctezuma, F. Donado and J.L. Arauz-Lara, *Phys. Rev. E* **88**, 032305 (2013)
- [16] L.J. Felicia and J. Philip, *Langmuir* **30**, 12171 (2014)
- [17] D. Heinrich, A.R. Goi, A. Smessaert, S.H.L Klapp, L.M.C. Cerioni, T.M. Osán, D.J. Pusiol, and C. Thomsen, *Phys. Rev. Lett.* **106** 208301 (2011)
- [18] M Mohebi, N Jamasbi, and J. Liu, *Phys. Rev. E* **54**, 5407 (1996)
- [19] J.H.E. Promislow and A.P. Gast, *Langmuir* **12**, 4095 (1996)

- [20] D. Wirtz and M. Fermigier, *Phys. Rev. Lett.* **72** 2294 (1994)
- [21] Y. Li, C. Chen, S. Sheu, and J. Pai, *Microfluid Nanofluid* **13**, 579 (2012)
- [22] S. Melle, O.G. Calderon, M.A. Rubio, and G.G Fuller, *Phys. Rev. E.* **68** 041503 (2003)
- [23] S. Melle, G.G. Fuller, and M.A. Rubio, *Phys. Rev. E.* **61** 4111 (2000)
- [24] S. Melle, O.G. Calderon, M.A. Rubio, and G.G. Fuller, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* **102**, 135 (2002)
- [25] S. Melle, O.G. Calderón, G.G. Fuller, and M.A. Rubio, *J. Colloid Interface Sci.* **249** 200 (2002)
- [26] S.L. Biswal and A.P. Gast, *Phys. Rev. E.* **69** 041406 (2004)
- [27] R. Patel and B. Chudasama, *Phys. Rev. E* **80**, 012401 (2009)
- [28] *Temas selectos de física estadística*. El Colegio Nacional, 2002.
- [29] Igor S. Aranson and Lev Tsimring. *Granular Patterns*. Oxford University Press, 2014.
- [30] J L Carrillo, M E Mendoza, and F Donado. Fractal patterns and aggregation processes in rheological dispersions. *Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment*, 2005(06):P06001, 2005.
- [31] T. S. Chow. *Mesoscopic Physics of Complex Materials*. Springer Science & Business Media, December 2012.
- [32] John Dixon. *The Shock Absorber Handbook*. John Wiley & Sons, February 2008.
- [33] F. Donado, J.L. Carrillo, and M.E. Mendoza. Dynamical structure and viscosity of dilute magnetorheological suspensions under perturbation. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320(14):e354 – e357, 2008. {VIII} Latin American Workshop on Magnetism, Magnetic Materials and their Applications.
- [34] F. Donado, U. Sandoval, and J. L. Carrillo. Kinetics of aggregation in non-brownian magnetic particle dispersions in the presence of perturbations. *Phys. Rev. E*, 79:011406, Jan 2009.
- [35] Jacques Duran. *Sands, Powders, and Grains: An Introduction to the Physics of Granular Materials*. Springer Science & Business Media, December 2012.
- [36] Rolando García. *Sistemas complejos: conceptos, método y fundamentación epistemológica de la investigación interdisciplinaria*. Gedisa, 2006.

- [37] R. Jacob. High-speed magnetic fluid clutch, December 23 1952. US Patent 2,622,713.
- [38] Andrea J. Liu and Sidney R. Nagel. Nonlinear dynamics: Jamming is not just cool any more. *Nature*, 396(6706):21–22, November 1998.
- [39] Romain Mari, Florent Krzakala, and Jorge Kurchan. Jamming versus glass transitions. *Phys. Rev. Lett.*, 103:025701, Jul 2009.
- [40] M. E. J. Newman. Resource letter cs–1: Complex systems. *American Journal of Physics*, 79(8), 2011.
- [41] Karl R. Popper. *Conocimiento objetivo: Un enfoque evolucionista*. Tecnos, 2007.
- [42] Ilya Prigogine. *Tan sólo una ilusión?: una exploración del caos al orden*. Tusquets Editores, 1983.
- [43] Robert George Douglas Steel and James Hiram Torrie. *Principles and procedures of statistics: with special reference to the biological sciences*. McGraw-Hill, 1960.
- [44] Kiwing To, Pik-Yin Lai, and H. K. Pak. Jamming of granular flow in a two-dimensional hopper. *Phys. Rev. Lett.*, 86:71–74, Jan 2001.
- [45] F. Donado, P. Miranda-Romagnoli, R. Agustin-Serrano *Rev. Mex. Fís.* 59 131 (2013)
- [46] L. D. Yopez, J.L. Carrillo, and F. Donado J. *Magn. Mag. Mater.* (2016) Accepted, in press.
- [47] L. D. Yopez, J.L. Carrillo, and F. Donado J. (2016) To be published.
- [48] L. D. Yopez, J.L. Carrillo, and F. Donado J. (2016) To be published.
- [49] L. D. Yopez, J.L. Carrillo, and F. Donado J. (2016) To be published.
- [50] Archivo de video anexo de sección 3.3.1.
- [51] Archivo de video anexo de sección 3.3.3.
- [52] Proceedings of the 5th International Conference on Electro-Rheological Fluids, Magneto-Rheological Suspensions, and Associated Technology : Sheffield, UK, 10-14 July 1995 / editor, W.A. Bullough.

Dynamical pattern formation in a low-concentration magnetorheological fluid under two orthogonal sinusoidal fields

L.D. Yépez, J.L. Carrillo

*Instituto de Física de la Universidad Autónoma de Puebla,
Ciudad Universitaria, Edif. 110 A, Puebla 72570, México*

F. Donado, J.M. Sausedo-Solorio, P. Miranda-Romagnoli

*Instituto de Ciencias Básicas e Ingeniería Universidad
Autónoma del Estado de Hidalgo Pachuca 42090, Pachuca, México*

The dynamical pattern formation of clusters of magnetic particles in a low-concentration magnetorheological fluid, under the influence of a superposition of two perpendicular sinusoidal fields, is studied experimentally. By varying the frequency and phase shift of the perpendicular fields, this configuration enables us to experimentally analyze a wide range of field configurations, including the case of a pure rotating field and the case of an oscillating unidirectional field. The fields are applied parallel to the horizontal plane where the fluid lies or in the vertical plane. For fields applied in the horizontal plane, we observed that, when the ratio of the frequencies increases, the average cluster size exhibits a kind of periodic resonances. When the phase shift between the fields is varied, the average chain length reaches maximal values for the cases of the rotating field and the unidirectional case. We analyze and discuss these results in terms of a weighted average of the time-dependent Mason number. In the case of a rotating field on the vertical plane, we also observe that the competition between the magnetic and the viscous forces determines the average cluster size. We show that this configuration generates a series of physically meaningful self-organization of clusters and transport phenomena.

keywords: magnetorheological fluid; aggregation process; time dependent field; cluster transport and self-organization

PACS numbers:

I. INTRODUCTION

A magnetorheological fluid (MR fluid) consists of a large number of micron-sized magnetic particles dispersed in an inert liquid, usually a mineral oil. When a magnetic field is applied on it, the particles acquire a dipolar magnetic moment, consequently they interact and aggregate forming complex elongated structures oriented in the magnetic field direction [1]. The formation of these complex structures causes strong changes in the physical properties of the dispersion, mainly in its rheological properties. The effective viscosity and yield stress of the MR fluid are some of the properties that have been more extensively studied [2–8], although other studies about the optical properties and sound propagation have been done [9–11]. By changing the particle concentration and the characteristics of the applied field, it is possible, up to a certain extent, to control the physical properties of these dispersions, going from those that closely correspond to a Newtonian fluid to those of a viscoelastic material. With respect to this widely diverse behavior, there are many important unanswered questions concerning basic science and, obviously, plenty of potential applications.

Most of the studies about the aggregation processes and the structural characteristics of aggregates in MR fluids have been conducted by applying steady magnetic fields. In Brownian particle-based MR fluids and in the

low-particle-concentration regime, the application of a static magnetic field generates chain-shaped clusters. In that condition, mechanical fluctuations induce motion causing these chains to aggregate laterally in a slow process, resulting in the formation of columns. This happens by means of a zipping mechanism which has been studied in the literature. This mechanism is driven by inhomogeneities in the magnetic field caused by thermal fluctuations and particle polydispersity. Lateral aggregation contributes to the system reaching its lower energy configurations [12–18].

There has been reported some studies on systems under time-dependent fields, including sequential stages of a static magnetic field being turned on and off [19, 20], constant ramping of a uniform magnetic field [12], rotating fields in the horizontal configuration [11, 24–29], and oscillating fields [3, 21–23]. Sequential stages of a static magnetic field being turned on and off, provoke structural rearrangements that lead the system to configurations with lower energy [19, 20]. In that case, it is observed that when the magnetic field is turned on and off alternately more compact structures are obtained, with Brownian motion playing a key role during the lateral aggregation process [20]. In Ref. [12] it is shown that using a constant ramping of uniform magnetic fields modifies the lateral aggregation producing multiple steps in the process. The horizontal configuration of the applied rotating field allows one to investigate the detailed competi-

tion between the magnetic bond among the particles and the viscous force acting on the rotating clusters. These forces determine the general shape and average size of the clusters. In the case of a low particle concentration MR fluid, the shape and average size of the clusters strongly depend on the ratio between the magnetic and the viscous forces acting on the clusters, this defines the Mason number [24]. The dominance of one of the forces can be controlled by the frequency and intensity of the rotating field. For low frequencies and low particle concentration, the clusters are elongated chain-shaped structures whose length decreases as the frequency increases. In this case, a constant Mason number describes the dynamics of the structures formed in the MR dispersion. It has also been observed that at high frequencies disk-like aggregates are produced.

When an oscillating field, produced by the superposition of a static field and a weak transversal sinusoidal field, is applied on a MR fluid sample it is observed that the average length of the generated chains and the effective viscosity reaches higher values in comparison to the case when only a steady field, of the same amplitude, is applied [3, 22]. We have observed that oscillating fields enhance and hasten the lateral aggregation. In Ref. [22] we reported a comprehensive study of the effect of the oscillating field on the average chain length. We observed that the average chain length values are up to 300% higher than the corresponding values when a steady field is applied. In Ref. [3] we have reported effective viscosity changes that range up to 200%. In this case, a time dependent Mason number describes well the general behavior of the average chain length as a function of the oscillation frequency.

The general conclusion of these investigations is that the aggregation process, which controls the shape of the generated structures, and the changes in the physical properties of a MR fluid are strongly dependent on the characteristics of the time-dependent applied fields. By using two perpendicular-to-each-other sinusoidal fields, one can produce several time dependent field configurations, from which the rotating and the oscillating fields are two particular cases. The study of MR fluids under these more complex magnetic fields enable us to deal with a system characterized by a complex time dependent Mason number. It could as well allow us to study the lateral aggregation under unsteady magnetic fields. The idea behind the usage of time dependent fields is to produce lateral motion in the aggregates to enhance the aggregation of chains. Some of these time-dependent field configurations could produce major changes in structural and rheological properties.

In the sections below we discuss the structural characteristics of the aggregates formed in MR fluids based on non-Brownian particles generated by two perpendicular sinusoidal fields varying the amplitude, frequencies and phase shift between them. In section II we briefly describe our experimental setup. In section III we discuss the general trend of the structural characteristics of

the clusters that are obtained by the application of this superposition of fields applied in the horizontal plane. In section IV we discuss the experimental results in terms of a theoretical model based on a weighted average Mason number. In section V we discuss the results of numerical simulations. In section VI we discuss the dynamical self-organization and transport phenomena generated by a rotating field applied in the vertical plane perpendicular to the plane where the MR fluid lies. Finally, we make some comments and remarks.

II. EXPERIMENTAL

Our MR fluid is prepared by dispersing magnetite particles, with an average size of $65 \mu\text{m}$ and a mean square dispersion of $15 \mu\text{m}$, in 76 cP Dexron-type mineral oil. The magnetite powder has a measured density of 5.1 g/cm^3 [22]. Figure 1 shows the magnetite particles used in our experiments. The fields were produced by two pairs of Helmholtz coils that were fed by a power amplifier and controlled by a computer (see Fig. 2).

The stages of the aggregation process under different physical conditions were observed using a Meiji EMZ-TR microscope. The processes were recorded with a video-camera coupled to the microscope. The samples were prepared by pouring the dilute MR dispersion into a rectangular cell made out of glass, with dimensions of 4 mm in width, 6 mm in length and 2 mm in height. The poured amount of the liquid dispersion was sufficient to form a wet layer. The whole cell area is spanned by the microscope.

When a horizontal static magnetic field is applied the particles aggregate forming elongated chain-shaped structures aligned in the field direction. When two alternating magnetic fields are applied horizontally and transverse to each other the chain-shaped clusters grow and deform as they try to align in the direction of the resulting magnetic field.

The average length of the clusters were determined from photographs taken 60 s after turning on the fields. Before taking another photograph the particles were stirred mechanically by using a tiny paintbrush, monitoring the process by the use of the microscope. At the very first preparation of the sample, the particles are easily dispersed in the liquid, however, the subsequent dispersions of the particles, when they have already acquired a remnant magnetization, are difficult and the particles tend to aggregate forming small aggregates at the initial stage. However, this remnant magnetization remains approximately constant after a few experiments; under these conditions we carried out the experiments. This procedure was repeated for different physical conditions. The photographs were digitally treated to enhance their contrast. The chain length of the clusters were determined by using the software package Sigma Scan Pro 5.0. Aside from the measurement itself, that yields a relatively small error, there is an error coming from the vari-

A. Rotating field

For the pure rotating horizontal field, we used the following values: the amplitudes of the transverse fields were $H_1=H_2=3183$ A/m, and the phase shift of the applied fields was $\delta=\pi/2$. When a dilute MR fluid is exposed to this rotating magnetic field, the particle aggregation generates structures that rotate following closely the magnetic field. Figure 3 exhibits typical configurations that occur at different frequency intervals in a dilute MR dispersion. Figure 3(a) shows the homogeneous dispersion of the magnetite particles in the absence of applied fields. When a static field is applied a magnetic moment is induced on the particles causing the particles to interact and aggregate forming elongated chain shaped-clusters; this is shown in Fig. 3(b). The effects of a low frequency rotating field is shown in Fig. 3(c). The rotating field causes the chains to rotate following the field. In this process, some chains touch each other and become aggregated. Figure 3(d) shows less elongated clusters generated at higher frequencies. They are flat irregular 2D clusters produced as an effect of the viscous force that competes with the magnetic bond between particles, determining a limited average size for the aggregates.

Figure 4 shows the behavior of the average length of the aggregates as a function of the rotating field frequency. In the frequency range from 0.1 Hz to 0.5 Hz the average length decreases as the frequency increases. This can be explained since, when the frequency increases, the magnetic interaction among particles is not intense enough to hold them forming long chains against the drag forces. Consequently, the chain-shaped clusters break up and the average length decreases. Even for low frequencies of the rotating field there is a slight phase-lag between the direction in which the chains align and the magnetic field direction. For low frequencies, from 0.1 to approximately 0.5 Hz, the aggregates consist of long chains. As the frequency increases the chain length decreases. This observation agrees with similar observations in systems composed by superparamagnetic particles [24–26].

After a critical frequency determined by the Mason number, the formation of flat, irregularly-shaped aggregates starts. The slight increment in the average length of the clusters at relatively high frequencies is the result of the aggregation of some few wandering small aggregates, that remain non-aggregated to any cluster, dispersed in the inter-cluster regions. This process is more effective as the frequency is increased because the small aggregates find quickly possible lower energy configurations.

B. Frequency variation

When the ratio between the frequencies is changed, the resulting magnetic field presents a more complex temporal behavior. The upper pane of Fig. 5 shows various well-known Lissajous configurations that would follow

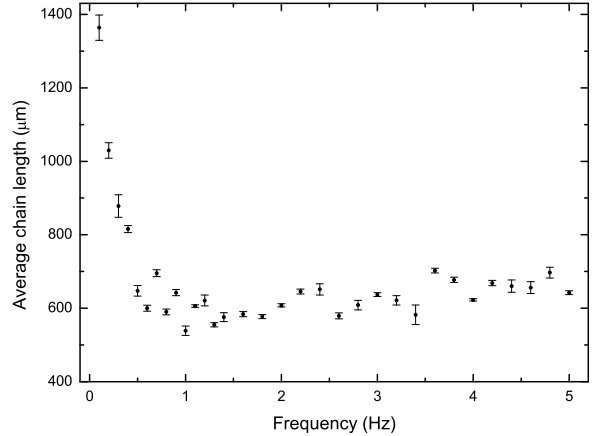


FIG. 4: Plot of the dependence of the average chain-length as a function of the frequency of the rotating field. The effect of the viscous force limiting the cluster size is clearly seen even though the frequency is small. Obviously, the interval of frequency at which the average cluster length drops depends on the liquid viscosity.

the effective magnetic field vector when one frequency is kept constant and the other one is varied.

Figure 6 shows the average length behavior of the clusters when the frequency f_1 is fixed at 0.1 Hz and f_2 is varied. The field amplitudes are kept at $H_1 = H_2=2061$ A/m. The initial phase shift is set to zero for all cases. It is observed that the largest values of the average chain-length are reached when the frequencies are integer multiples of the fixed frequency. This is more clearly observed when $f_2 = 2f_1$.

C. Phase-shift variation

We now analyze the effects of the shift between the phases of the fields. For this case, we kept the frequencies $f_1 = f_2 = 0.1$ Hz constant, as well as the field amplitudes fixed at $H_1 = H_2=2061$ A/m. We determined the average chain-length as a function of the phase-shift. Clearly, this configuration of the fields contains the cases for a rotating field and the unidirectional field, which have been more extensively studied in the literature. The bottom pane of Fig. 5 shows some Lissajous diagrams for the resulting magnetic field by varying the phase shift. Notice that these diagrams are simpler than those obtained by varying the rate of frequencies of the fields. Figure 7 shows the average chain length as a function of the phase shift. It can be observed that, except for a certain lag, the highest values of the average length are reached for the particular cases in which the phase shifts are multiples of $\pi/4$, including the cases of a unidirectional magnetic field and the rotating field.

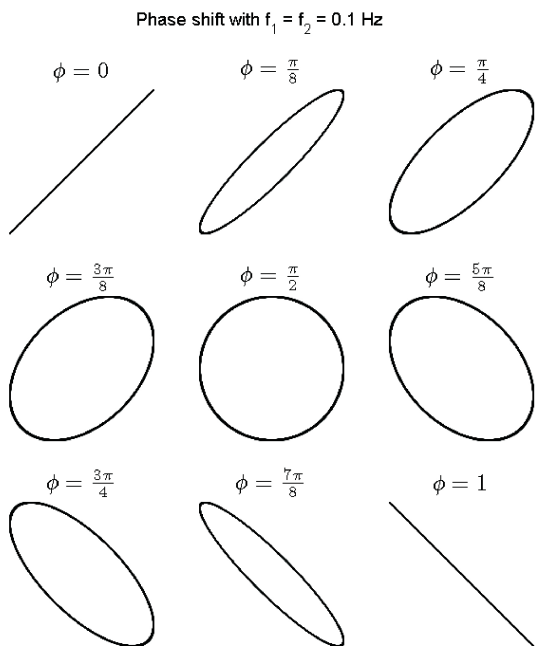
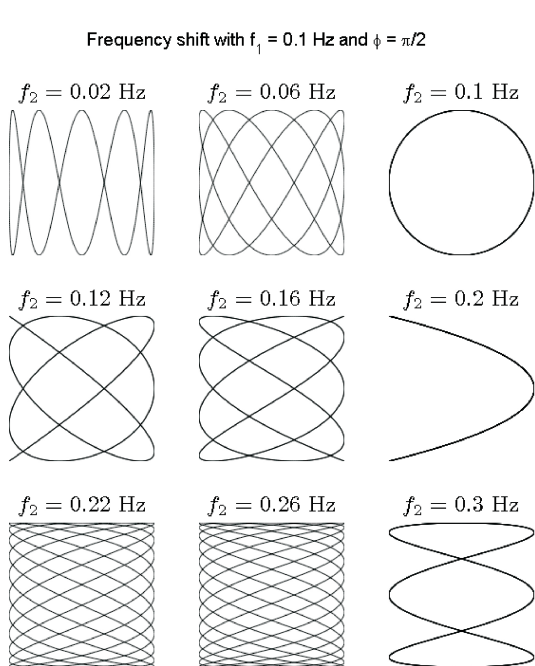


FIG. 5: Some Lissajous diagrams indicating the line that would follow the effective magnetic field vector for different frequency ratios (upper pane) and some simpler Lissajous diagrams obtained by varying the phase shift (lower pane).

From the observation of the diagrams, it appears that peaks occur when the corresponding diagrams are the simplest, this is observed in both cases when the fre-

a)

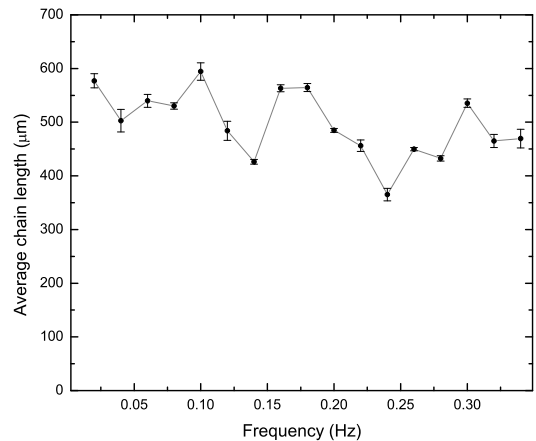


FIG. 6: The behavior of the average length of the clusters as a function of the frequency of one the fields, keeping the other frequency fixed (see text for more details).

b)

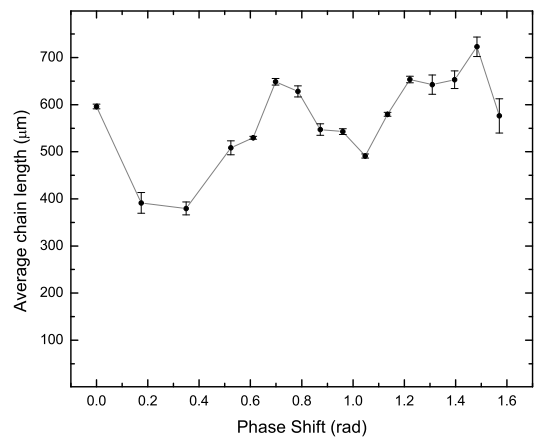


FIG. 7: Plot of the average cluster length as a function of the phase shift.

quency or phase shift vary. On the other hand, certainly the variations of the chain lengths are large as are shown in Figs. 6 and 7. However, the qualitative trends are completely reproducible. For instance, when the frequency is varied, the difference between two consecutive maximum and minimum values are at least of 15%. The maximum error that we have found in the average chain length is around 6%.

IV. GENERALIZING THE MASON NUMBER

In dilute MR systems exposed to a rotating field or to an oscillating field, the chains formed by the particles

move in the liquid trying to align with the magnetic field and suffering in this motion the viscous resistance. It has been shown that many features of the dynamics of the chains can be described and understood by means of the well-known hydrodynamic Mason number, M_n , defined as the ratio between the magnitudes of the viscous force and the magnetic force [24, 27]. As a result of the competition between these forces, some physical properties exhibit some criticality near values of the Mason number value at which the forces are equal each to other, namely, $M_n = 1$.

In a dispersion of paramagnetic particles under the influence of a weak magnetic field, at first order, it can be assumed that each particle behaves as an independent magnetic dipole whose magnitude is given by $m = \frac{4\pi R^3}{3}M$, where M is the magnetization, and R is the radius of the particle. This magnetic dipole is oriented in the field direction. The magnetic force that a magnetic dipole m_1 exerts on a dipole m_2 at a distance $r = 2R$ is given by $F^M = \frac{\mu_0 \pi R^2 M^2}{6}$. The drag force over one of the spherical particles of radius R that moves with a small relative speed V in a viscous liquid, can be approximated by the Stokes' force $F_{vis} = -6\pi\eta RV$.

By properly using these expressions for forces over a pair of joined particles, in a MR fluid under a rotating field, the Mason number can be defined by [27]

$$M_n = \frac{12^2 \eta \omega}{\mu_0 M^2}. \quad (2)$$

This quantity does not depend on the particle diameter.

Based on this definition, we previously have proposed a Mason number useful to analyze a system under an oscillating magnetic field. This field was generated by the superposition of two horizontal and perpendicular fields, a static field H_c and a sinusoidal field of amplitude H_p . In that case the chains rotate having a time dependent angular speed. We proposed a time dependent Mason number by means of the expression

$$M_n = \frac{12^2 \eta (2\pi f_p \psi_{max} |\cos(2\pi f_p t)|)}{\mu_0 M^2}, \quad (3)$$

where f_p is the sinusoidal field frequency, M is the particle magnetization, η is the liquid viscosity and ψ_{max} is the maximum angle that is formed between the effective magnetic field direction and the static field direction, which is obtained from $\psi_{max} = \tan^{-1}(H_p/H_c)$ [3].

Now, we have a more complex situation. We have two perpendicular time-dependent magnetic fields, therefore, both the intensity of the magnetic field as well as the angular speed may vary. The effective magnetic field is given by Eq. 1, thus the magnetization is given by

$$M = \chi_p H_0 \sqrt{\sin^2(2\pi f_1 t + \delta) + \sin^2(2\pi f_2 t)}. \quad (4)$$

The angular displacement of the magnetic vector is given by

$$\theta = \arctan\left(\frac{H_2 \sin(2\pi f_2 t)}{H_1 \sin(2\pi f_1 t + \delta)}\right). \quad (5)$$

Considering a low-concentration MR dispersion under the influence of this field, the formed clusters try to follow the magnetic field direction. In a first approximation, in this kind of motion, the chains acquire nearly the angular speed of the field, thus the chain angular speed $\frac{d\theta}{dt}$ can be obtained from Eq. 5,

$$\omega = H_1 H_2 \frac{2\pi f_2 \sin(2\pi f_1 t + \delta) \cos(2\pi f_2 t) - \dots}{H_1^2 \sin^2(2\pi f_1 t + \delta) + \dots} \dots \quad (6)$$

$$\dots \frac{2\pi f_1 \sin(2\pi f_2 t) \cos(2\pi f_1 t + \delta)}{H_2^2 \sin^2(2\pi f_2 t)}.$$

With this expression for the angular speed and the expression for the Mason number defined for the case of rotating field in Eq. 2, we now propose an average Mason number given by the expression

$$\overline{M_n} = \frac{1}{T} \int_0^T \kappa M_n dt \quad (7)$$

where $\kappa = 0$ if $M_n(t) > 1$ and $\kappa = 1$ if $M_n(t) \leq 1$; T being the perturbation period.

We expect that this average Mason number reflects, at least qualitatively, the general behavior of the average chain length. Thus, by using the above expression we determine the behavior of the average Mason number as a function of the frequency and phase-shift to compare it with the experimental measurements of average chain lengths. Figure 8 shows the behavior of the average Mason number in the case when one frequency varies and the other is kept fixed. Local maximum values are observed around multiples of the fixed frequency as in the experiments. In the cases of a varying phase-shift, see the inset of the figure, the qualitative behavior only is in agreement with the peak around $\pi/2$, corresponding to the rotating field. The unidirectional field is not captured by our proposed average Mason number.

V. NUMERICAL

To obtain some insight on the main dynamic aspects that determine the average length of clusters, we make a simple molecular dynamics simulation. Following the Ref. [24], the main interactions that capture the general behavior of the particles are the dipolar magnetic interaction, the drag force and the force from the excluded volume of the spheres. Thus, the equation that governs the dynamics of a particle is

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = \sum_{j \neq i} \mathbf{F}_{ij}^M + \mathbf{F}_i^v + \sum_{j \neq i} \mathbf{F}_{ij}^{HS}, \quad (8)$$

where \mathbf{r}_i is the particle position.

The effective magnetic force on a given particle is the sum of the dipole-dipole forces exerted by the remaining

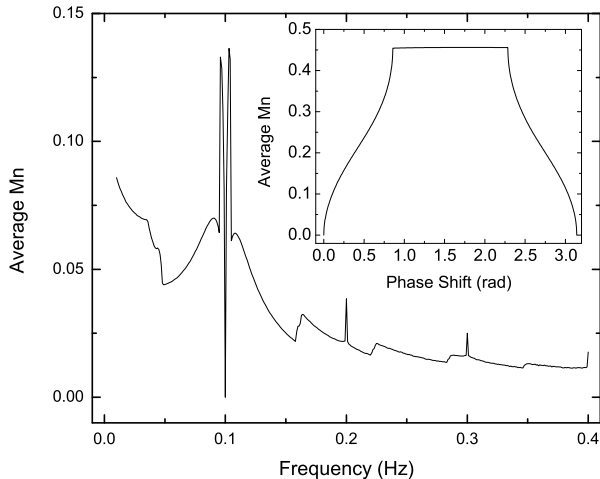


FIG. 8: Average Mason number as a function of the frequency. Inset: Average Mason number as a function of the phase shift

particles. The dipolar interactions between two particles are of the form

$$\mathbf{F}_{ij}^M = \frac{3\mu_0 m^2}{4\pi r_{ij}^4} \{ [1 - 5(\hat{m} \cdot \hat{r}_{ij})^2] \hat{r}_{ij} + 2(\hat{m} \cdot \hat{r}_{ij}) \hat{m} \}, \quad (9)$$

where \mathbf{r}_{ij} is the separation vector between the two centers of mass. We take the dipolar momentum \mathbf{m} to be aligned with the field direction. The force of excluded volume is the hard sphere interaction and the drag force can be captured by the Stokes relation. In this work we consider the inertial term of the equation in order to determine the temporal evolution of the particles, although this term is suppressed in some other works found in the literature [26].

In order to simplify the equation in our numerical simulation some quantities, such as the mass, are defined as the unity. The results are given in dimensionless units. We carried out the numerical simulations using 1000 particles; the area fraction occupied by the particles was $\phi = 0.05$. To integrate the motion equations we use the so-called velocity-Verlet scheme, with a time step of 0.5×10^{-5} . The time step was set such that a particle displaces no more than 10% of its diameter. It means that the characteristic time of the field variations is much larger than a time step in the simulation. Each experimental point results from the average over five runs. The length of the aggregates are determined by the code implemented in the simulation, where the length was determined by a proximity criterion, and the arithmetic average was determined. The error in these average values was within two particle diameter.

Since we have varied the frequencies ratio in our experiments, here we may use an arbitrary frequency. We attempt to find with this simple approach just the general trends of the behavior of the average length of the

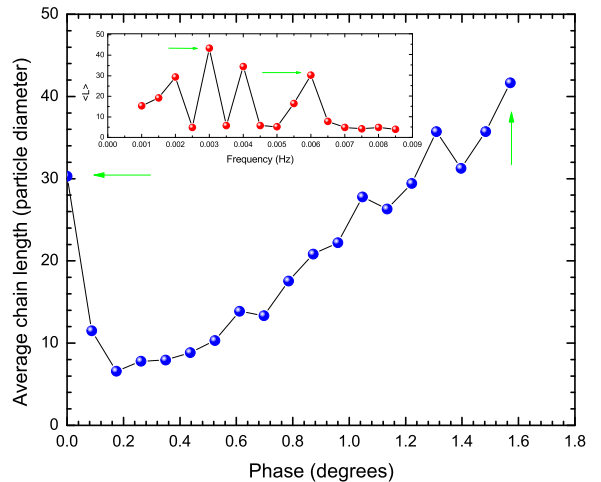


FIG. 9: The behavior of the average length of clusters as a function of the phase shift obtained from the numerical simulation. Inset: average length of clusters as a function of the frequency of the field 2 (see the text).

clusters. Figure 9 shows the average chain length as a function of the phase shift δ . We observe that for the case $\delta = 0$ and $\delta = \pi/2$ the values of the average chain length are maximum. These cases corresponds to the uniaxial field and the rotating field, respectively. This result is in accordance with two of the local maximums of the experimental data. In the inset, it is observed the average chain length as a function of the frequency of the field 2, while the frequency of the field 1 is kept constant at 0.0003 and the phase shift is kept at $\delta = \pi/2$. The curve shows big variations in the average chain length depending on the frequency of field 2. The characteristic worthy of remark here is that there is a maximum when the frequency of the field 2 is the double of the frequency of the field 1.

VI. VERTICAL FIELDS: CLUSTER SELF-ORGANIZATION AND TRANSPORT

A different and physically meaningful phenomenology appears in the MR fluid when the geometry of the perpendicular fields results in a magnetic field in the vertical plane. We shall discuss only the case of a vertical rotating field, where we use the following values: the amplitudes of the transversal fields are $H_1 = H_2 = 3183$ A/m, and the phase-shift of the applied fields is $\delta = \pi/2$.

At the initial stages, after the field is turned on, the aggregation of particles takes place. Firstly, it is observed the formation of chain-shaped clusters by axial aggregation, followed by a process of lateral aggregation of chains by the zippering mechanism. As the field rotates, the aggregates rotate headlong in the direction of the field.

When the field is out of the horizontal plane, where the aggregates lie, one tip of the aggregates is lifted from bottom of the cell while the opposite extreme remains in contact with the bottom of the cell. As the field goes toward the vertical direction, the aggregate is impelled to acquire the vertical position. Due to the gravitational force an extreme of the aggregate is always in contact with the bottom. This occurs in an interval of frequencies where the extreme of the agglomerate in contact with the bottom of the cell does not slip. As the magnetic field continues rotating the aggregate eventually lies horizontally over the bottom again. During this cycle its center of mass has moved a distance approximately equal to the cluster length. In this motion, due to the interaction with the bottom of the cell, clusters acquire a traction effect that self-propels them, with a speed that depends on the frequency of the fields and the cluster's length. As well, clusters interact magnetically among them in this state. The result of such dynamics is to spatially organize the aggregates in such a way that denies clogging in a jammed configuration. Cluster self-organize in a set of dynamically-stable clusters with a relatively wide distribution of lengths. Figure 10 shows a top-view micrograph of clusters in their horizontal position (top) and in their vertical position (bottom). Of course, the cluster length distribution and the speed of the cluster transport produced by the headlong-rolling motion, strongly depends on the rotating field frequency (supplementary material contains a movie for different frequencies).

Figure 11 shows the behavior of the average cluster length with the frequency of the rotating magnetic field. As expected, at low frequencies, the average cluster length reaches its maximum value and, at high frequencies, the magnetic interaction is able to hold together a very few number of particles. The interval of frequencies here explored was (0.1, 50) Hz. The feasibility of clusters rolling depends in a complex way on the number of particles forming the cluster, the cluster length, and the friction of the cluster extreme with the bottom of the cell. Of course, there is an interdependence of these quantities with the viscosity, the field intensity and frequency, and finally, on the magnetic response of the particles. Figure 12 shows the measure average speed of the cluster as a function of the frequency. The average speed reaches its maximum value for a frequency of 10 Hz. Notice that at this frequency, the average length does not reach its maximum value. Thus, what is observed here is that small and large clusters do not roll as efficiently as those where the drag, magnetic, and frictional forces optimize the cluster length to keep the dynamic organization in the transport.

We may estimate comparatively the effects of these complex interactions on the cluster speed, by comparing the Mason number evaluated by Eq. 2, in terms of the field angular frequency, to the measured average Mason number, namely, that value obtained from Eq. 2 writing the angular frequency in terms of the measured values of the radius and speed of clusters, assuming that these

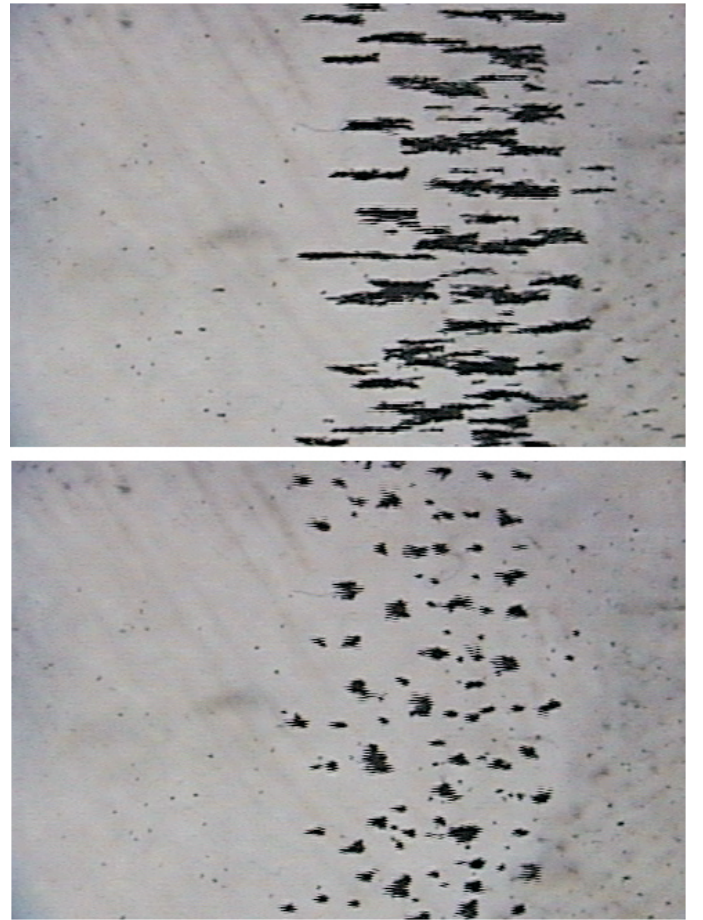


FIG. 10: Rolling clusters, in the upper photograph in horizontal position, and some few frames after in vertical position.

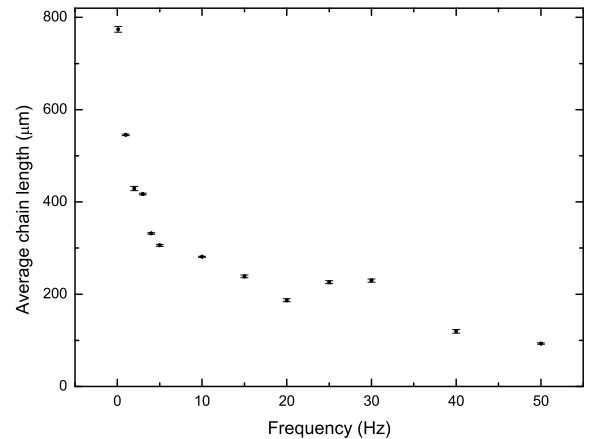


FIG. 11: The average cluster length as a function of the frequency of the vertical rotating field.

are circular. The comparison of these Mason numbers is depicted in the inset of Fig. 12. If the approxima-

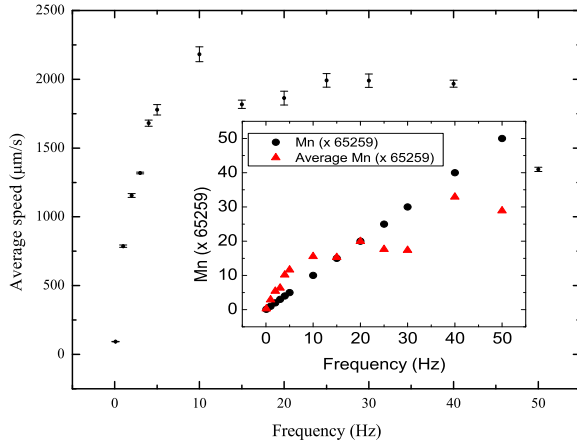


FIG. 12: The mean cluster speed as a function of the frequency of the vertical rotating field.

tions included in the Mason number definition, Eq. 2, were valid, one would obtain a behavior described by the black dots straight line (the corresponding scale appears at the left side of the inset). The scattered curve with triangles shows the behavior of the measured average Mason number. Clearly it exhibits a change of regime that occurs in the interval (15 – 20) Hz. One observes that for frequencies lower than 15Hz, the frictional force between the cluster and the bottom of the cell is a predominant factor in increasing the cluster speed when the frequency increases. On the other hand, for frequencies larger than 20Hz the viscous force is relatively predominant, reducing the cluster average length and favoring the slipping of the rolling clusters for increasing frequencies.

VII. COMMENTS AND REMARKS

We have experimentally studied the aggregation processes, the structural characteristics and the transport

of the clusters generated in a low-concentration magnetorheological dispersion when this is exposed simultaneously to a pair of sinusoidal fields perpendicular to each other. For the horizontal applied field configuration we found that the average cluster-length exhibits a kind of multiple-period resonances when the frequency of one of the fields is a integer-multiple of the frequency of the other field. When the phase shift is varied it is found that the rotating field and the unidirectional oscillating field produce the largest chains. In both cases, the observed behavior of the cluster length can be qualitatively explained by means of a weighted average of the time-dependent Mason number. For the case of a rotating field applied in the vertical plane, dynamical self-organized configurations of clusters are found as a consequence of the repulsive magnetic interactions between clusters, the drag-force, and other hydrodynamic interactions. Aggregates become self-propelled objects as they rotate headlong over the bottom of the cell. Consequently cluster transport appears due to this motion of clusters following the field direction. In summary, by means of the application of a superposition of transversal magnetic fields it is possible to widely manipulate the cluster shape and size. For the case of vertical rotating-fields, we have shown that it is possible to control the general characteristics of the cluster dynamic-self-organization and cluster transport. We are positive that latter phenomena first discussed here will propitiate the development of novel applications.

Acknowledgments

Partial financial support by CONACyT México, Grants No. 80629 and 104616, and VIEP- BUAP, Grant CAEJ-EXC15-G are acknowledged. We thank Victor Dossetti for the critical reading of the MS and suggestions.

-
- [1] J. Vicente, D.J. Klingenberg and R. Hidalgo-Alvarez, *Soft Matter* **7**, 3701 (2011)
 - [2] D. Kittipoomwong and D. Klingenberg, *J. Rheol.*, **49(6)** 1521 (2005)
 - [3] F. Donado, U. Sandoval, J. L. Carrillo *Rev. Mex. Fís.* **57** 426 (2011)
 - [4] J. Rodríguez-Lpez, L. Elvira, F. Montero de Espinosa Freijo, G. Bossis, and J Vicente, *Appl. Phys. Lett.* **102** 081907 (2013)
 - [5] J. Vicente, M.T. López-López, J.D.G. Duran and F. Gonzalez-Caballero, *Rheol. Acta* **44** 94 (2004)
 - [6] R. Agustín-Serrano, F. Donado, E. Rubio-Rosas, *J. Magn. Mag. Mater.* **335** 149 (2013)
 - [7] R. Tao, *J. Phys.: Condens. Matter.*, **13** R979 (2001)
 - [8] G.K. Auernhammer, D. Collin, and P. Martinoty, *J. Chem. Phys.* **124**, 204907 (2006)
 - [9] J. Rodríguez-Lpez, L. Elvira Segura, F. Montero de Espinosa Freijo, *J. Magn. Mag. Mater.* **324** 222 (2012)
 - [10] J.L. Carrillo, F. Donado, and M.E. Mendoza, *Phys. Rev. E* **68**, 061509 (2003)
 - [11] S. Melle, M.A. Rubio, and G.G Fuller, *Phys. Rev. Lett.* **87** 115501 (2001)
 - [12] J.M. Laskar, J. Philip, and B. Raj, *Phys. Rev. E* **80**, 041401 (2009)
 - [13] R. Haghgooe and P.S. Doyle, *Phys. Rev. E* **75**, 061406 (2007)

- [14] E.M. Furst and A.P. Gast, *Phys. Rev. E* **62**, 6916 (2000)
- [15] R.E. Moctezuma, F. Donado and J.L. Arauz-Lara, *Phys. Rev. E* **88**, 032305 (2013)
- [16] L.J. Felicia and J. Philip, *Langmuir* **30**, 12171 (2014)
- [17] D. Heinrich, A.R. Goi, A. Smessaert, S.H.L Klapp, L.M.C. Cerioni, T.M. Osán, D.J. Pusiol, and C. Thomsen, *Phys. Rev. Lett.* **106** 208301 (2011)
- [18] M Mohebi, N Jamasbi, and J. Liu, *Phys. Rev. E* **54**, 5407 (1996)
- [19] J.H.E. Promislow and A.P. Gast, *Langmuir* **12**, 4095 (1996)
- [20] D. Wirtz and M. Fermigier, *Phys. Rev. Lett.* **72** 2294 (1994)
- [21] F. Donado, J.L. Carrillo, and M.E. Mendoza, *J. Magn. Mater.* **320** e354 (2008)
- [22] F. Donado, U. Sandoval, and J.L. Carrillo, *Phys. Rev. E* **79**, 011406 (2009)
- [23] Y. Li, C. Chen, S. Sheu, and J. Pai, *Microfluid Nanofluid* **13**, 579 (2012)
- [24] S. Melle, O.G. Calderon, M.A. Rubio, and G.G Fuller, *Phys. Rev. E.* **68** 041503 (2003)
- [25] S. Melle, G.G. Fuller, and M.A. Rubio, *Phys. Rev. E.* **61** 4111 (2000)
- [26] S. Melle, O.G. Calderon, M.A. Rubio, and G.G. Fuller, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* **102**, 135 (2002)
- [27] S. Melle, O.G. Calderón, G.G. Fuller, and M.A. Rubio, *J. Colloid Interface Sci.* **249** 200 (2002)
- [28] S.L. Biswal and A.P. Gast, *Phys. Rev. E.* **69** 041406 (2004)
- [29] R. Patel and B. Chudasama, *Phys. Rev. E* **80**, 012401 (2009)



BUAP

MEMORANDUM

DR. BERNARDO JOSÉ LUIS ARAUZ LARA, (PRESIDENTE)

DR. CÉSAR MÁRQUEZ BELTRÁN.

Para: DR. ALEJANDRO GIL VILLEGAS MONTIEL.

DRA. HONORINA RUIZ ESTRADA.

DR. FERNANDO DONADO PÉREZ (ASESOR).

De: Dr. Juan Francisco Rivas Silva, Director.

Asunto: Se cita al examen de grado de Doctorado en Ciencias (Física) del M.C. Leonardo Daniel Yépez Quechotl.

Fecha: Martes 8 de marzo de 2016

CC: Expediente.

Me permito informarles que el Comité Académico del IFUAP, los ha designado integrantes del Comité para el Examen de Grado de Doctorado en Ciencias (Física) del M.C. Leonardo Daniel Yépez Quéchotl, con su tesis titulada: "Estructura dinámica de dispersiones magnéticas confinadas", que presentará el día jueves 10 de marzo de 2016 a las 17:00hrs. en el auditorio del IFUAP.

ATENTAMENTE


Dr. Juan Francisco Rivas Silva
DIRECTOR



/LAEmhr

Instituto de Física
"Ing. Luis Rivera
Terrazas"

Av. San Claudio esq. 18 sur, edif 110 A, B y C.
Ciudad Universitaria, Col. San Manuel,
Puebla, Pue. C.P. 72570
01(222) 2295610, Fax: ext. 5611