

Estudio experimental de una suspensión de partículas en un flujo oscilante

Alejandro Adrián García

Tesis de Licenciatura en Ciencias Físicas
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires

Julio de 2019

Tema: Estudio experimental de una suspensión de partículas en un flujo oscilante

Alumno: Alejandro Adrián García

L.U. N°: 263/07

Lugar de trabajo: Grupo de Medios Porosos, Facultad de Ingeniería,
Universidad de Buenos Aires (GMP-FIUBA), Paseo
colón 850, 1063 CABA

Director del trabajo: Dra. Irene P. Ippolito

Codirector del trabajo: Dra. Ing. Yanina L. Roht

Fecha de iniciación: Septiembre de 2018

Fecha de finalización: Julio de 2019

Fecha de examen: Agosto de 2019

Informe final aprobado por:

Autor

Jurado

Director

Jurado

Codirector

Jurado

Profesor de Tesis de Licenciatura

Resumen

Se estudió experimentalmente el comportamiento de partículas esféricas de PM-MA de 40 μm de diámetro suspendidas en una solución de tres componentes, la cual fue ajustada buscando de que el conjunto fuera isodenso e isoíndice de refracción. Se realizaron experiencias en una celda de Hele-Shaw con una apertura de 1 mm y concentraciones de partículas en volumen ϕ entre 28 y 44 %. Mediante una bomba de jeringas programable, se estableció un flujo oscilatorio tipo onda cuadrada, en el cual se inyecta la suspensión a caudal constante Q_0 durante un tiempo $T/2$ y luego se invierte el flujo durante el mismo tiempo. Para visualizar las partículas, se tiñeron entre el 1 y 3 % con un colorante fluorescente (Rodamina B) y se iluminó con un plano láser a lo largo de celda. Se realizó el seguimiento individual de las mismas utilizando un tratamiento de imágenes de desarrollo propio, obteniendo así las trayectorias.

A partir de las mismas, se obtuvieron los perfiles de velocidades de la suspensión para distintos valores de Q_0 , T y ϕ , observando un comportamiento no Newtoniano con un aplanamiento en la región central. Además, se estudiaron los desplazamientos luego de un número entero de oscilaciones, observando que a tiempos cortos las partículas presentan un comportamiento reversible, mientras que a tiempos largos, emerge un movimiento ordenado superpuesto a la oscilación impuesta.

Índice general

1. Introducción	3
2. Marco teórico y trabajos previos	6
2.1. Suspensión de partículas	6
2.1.1. Movimiento Browniano	7
2.1.2. Número de Reynolds	8
2.1.3. Experiencia de Taylor	9
2.1.4. Concentración	10
2.2. Modelado continuo	11
2.2.1. Flujo laminar entre placas paralelas	11
2.2.2. Fluidos no-Newtonianos	13
2.3. Modelos en trabajos previos	15
2.4. Resultados en trabajos previos	17
2.5. Parámetros de trabajo	22
3. Metodología Experimental	23
3.1. Partículas	24
3.2. Fluido	25
3.2.1. Medición del índice de refracción	26
3.3. Suspensión	27
3.4. Bomba de jeringas	28
3.5. Celda	30
3.6. Plano láser	31
3.7. Cámara de video	32
3.8. Protocolo	33
3.9. Tratamiento de imágenes	33
3.10. Conversión a unidades reales	35
4. Resultados	37
4.1. Trayectorias	37
4.2. Perfiles de Velocidades	39
4.2.1. Perfil del fluido	40
4.2.2. Perfiles de la suspensión	41
4.2.3. Fluctuaciones y concentración	43
4.3. Influencia de la gravedad: sedimentación	44
4.4. Amplitud de oscilación	46
4.5. Reversibilidad de las trayectorias	47
4.6. Difusión	49
5. Conclusiones	51

Capítulo 1

Introducción

El termino *suspensión* se refiere usualmente a una mezcla de pequeñas partículas sólidas dispersas en un líquido. Sin embargo, también es posible considerar suspensiones de otros tipos como, por ejemplo, burbujas de gas en un líquido o pequeñas gotas en un gas. La presencia de suspensiones es muy común en la naturaleza y la industria, por ejemplo: fluidos biológicos como la sangre o la leche, sedimentos en ríos y estuarios, aerosoles, polución en el aire, pinturas o la pulpa de papel. A continuación, se describen algunos.

Sangre Se puede considerar la sangre como una suspensión de células (ej.: glóbulos rojos, glóbulos blancos y plaquetas) en un líquido (el plasma). Una particularidad de este sistema es que tanto las células como los canales por los que circulan pueden deformarse dando lugar a distintos regímenes según la diferencia de presión y la velocidad de deformación. El estudio de la reología de la sangre es de interés clínico dado que las enfermedades frecuentemente afectan las propiedades de la misma.

Flujos de alimentos La industria alimenticia hace uso de procesos de producción continua donde la comida fluye. Por ejemplo, en el trabajo de Lareo, Nelderman y Fryer (1997) se estudia el comportamiento de cubos de zanahoria suspendidos en una solución de *Carboximetilcelulosa*, la cual es un fluido viscoso y no Newtoniano. Resulta importante conocer la distribución y velocidad de los componentes sólidos cuando, por ejemplo, se desea controlar la transmisión

de calor adecuada para realizar la cocción durante el flujo.

Fracturas Los fluidos en el subsuelo terrestre suelen transportar partículas. El estudio de los mismos es altamente relevante para problemáticas tales como, el almacenamiento eficiente de contaminantes y la explotación de reservorios de hidrocarburos. Los flujos subterráneos ocurren mayormente a través de fracturas, ya que éstas ofrecen una menor resistencia al desplazamiento por su interior que la matriz porosa.

Por otro lado, las suspensiones son sistemas ricos para su estudio, desde un punto de vista fundamental, debido a que el comportamiento difiere con el de un fluido homogéneo en la interacción entre las partículas. En muchos casos, las partículas son pequeñas en comparación a otros parámetros del sistema y se trabaja en un régimen de número de Reynolds bajo, donde se puede observar un comportamiento reversible en el sistema. Es decir, si se invierte el gradiente de presión macroscópico impuesto, el campo de velocidades en todo punto también se invierte.

En trabajos previos del *Grupo de Medios Porosos (FI-UBA)* (Roht 2017), se estudió una suspensión diluida (10 % en volumen) de partículas esféricas no-Brownianas, es decir, que son lo suficientemente grandes para no ser afectadas significativamente por las colisiones con las moléculas del fluido. Se visualizó el flujo dentro de una celda de tipo Hele-Shaw, la cual se caracteriza por tener sección rectangular y dimensiones $a \times b \times c$ tales que $a, b \ll c$, donde c corresponde a la dirección del flujo. Dicha celda puede considerarse una primera aproximación a un canal de flujo de una fractura única, como en el ejemplo antes mencionado. Se trabajó con un flujo oscilante debido a que, en principio, permite simular flujos a lo largo de grandes distancias sin necesidad de tener una celda de tales dimensiones, y además, porque permite estudiar el comportamiento reversible de las trayectorias. A partir del seguimiento espacial y temporal realizado para distintos periodos de oscilación, se observó que las partículas se mueven siguiendo las líneas de corriente y que su perfil de velocidades mantiene la forma parabólica característica de Poiseuille.

La presente tesis de licenciatura continúa el trabajo anterior, extendiéndolo a

suspensiones concentradas (35 % en volumen) y mejorando el tratamiento de imágenes para realizar una visualización de las trayectorias completas y de un mayor número de partículas. A lo largo del desarrollo del trabajo, también se hicieron pequeñas mejoras en diversos elementos del dispositivo experimental.

Este trabajo se encuentra organizado en 5 capítulos, de los cuales este es el primero. En el capítulo 2, se realiza una breve introducción al marco teórico esencial y a los trabajos previos más relevantes para la discusión de los subsiguientes capítulos. En el capítulo 3, se describe todo lo relacionado con la metodología experimental, el dispositivo utilizado y el tratamiento de los datos adquiridos. En el capítulo 4, se presentan los resultados obtenidos junto a detalles puntuales del procesamiento los datos y comparaciones con trabajos previos. Finalmente, en el capítulo 5, se presentan las conclusiones y las perspectivas a futuro.

Capítulo 2

Marco teórico y trabajos previos

En este capítulo se introduce el marco teórico necesario para comprender el trabajo desarrollado y detallado en los siguientes capítulos. También, se hace una reseña breve de los trabajos previos en el tema.

2.1. Suspensión de partículas

Una suspensión de partículas es un sistema de, al menos, dos fases: un fluido y partículas inmersas en él. En principio, el fluido podría ser tanto un líquido como un gas y las partículas pueden ser sólidas o, por ejemplo, pequeñas gotas de otro fluido inmiscible. Las suspensiones presentan un comportamiento mucho más complejo que el de un fluido homogéneo, principalmente debido a la interacción entre partículas. En efecto, muchas suspensiones tienen el comportamiento de un fluido *no-Newtoniano*, para los cuales la relación entre el esfuerzo y la velocidad de corte no es lineal y además, puede depender de la historia del flujo.

El tamaño y la forma de las partículas es de suma importancia. Por ejemplo, partículas con una forma alargada, o que puedan deformarse como las proteínas, van a tender a alinearse con la dirección del flujo, haciendo que el comportamiento varíe en el tiempo. Además la presencia de partículas de distintos tamaños en la misma suspensión, las llamadas suspensiones *polidispersas*, es importante. Por otro lado, cuando todas las partículas tienen la misma forma y tamaño, dentro de un margen de error, hablamos de suspensiones *monodispersas*.

El tamaño de las partículas, digamos el diámetro d , en suspensiones suele ser pequeño comparado con las dimensiones macroscópicas del recipiente, pero mucho mayor que el de las moléculas del fluido. En la práctica, esto significa entre 10^{-2} y 10^2 μm aproximadamente (Guazzelli y Oger 1995).

En el presente trabajo, se estudió el caso de partículas sólidas esféricas monodispersas de 40 μm de diámetro, suspendidas en un líquido Newtoniano.

2.1.1. Movimiento Browniano

Cuando las partículas son lo suficientemente pequeñas (ej.: $d < 1$ μm), las colisiones aleatorias con las moléculas cercanas del fluido son una fuerza significativa. Este fenómeno se denomina *movimiento Browniano* y se caracteriza con la difusividad Browniana dada por la fórmula de Stokes-Einstein:

$$D_B = \frac{kT}{6\pi\eta d/2}$$

donde $k = 1.38 \times 10^{-23}$ J·K⁻¹ es la constante de Boltzmann; T , es la temperatura absoluta y η , es la viscosidad dinámica. Esto significa que, en un tiempo t , una partícula se mueve, en promedio, una distancia $\sqrt{D_B t}$ en una dirección aleatoria desde su posición inicial. Para estimar la importancia relativa de este movimiento frente al desplazamiento en un flujo a velocidad constante U , podemos considerar la relación entre el cuadrado de las distancias recorridas por ambas causas en un tiempo $\Delta t = d/U$, necesario para que el flujo desplace una partícula una distancia igual a su diámetro d :

$$Pe_p = \left(\frac{U \Delta t}{\sqrt{D_B \Delta t}} \right)^2 = \frac{d^2}{D_B d/U} = \frac{Ud}{D_B}$$

Este es el llamado *número de Péclet de partícula*. Si las partículas son lo suficientemente grandes para tener $Pe_p \gg 1$ con un dado U , podemos despreciar el movimiento Browniano, en tal caso diremos que las mismas son *no-Brownianas* o *no-coloidales*.

2.1.2. Número de Reynolds

El comportamiento de un fluido Newtoniano de densidad ρ y viscosidad dinámica η está gobernado por la ecuación de Navier-Stokes:

$$\rho \left(\partial_t \vec{v} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \vec{v} \right) = \vec{f} - \vec{\nabla} p + \eta \nabla^2 \vec{v} \quad (2.1)$$

donde $\vec{v}$ es el campo de velocidades; $\vec{f}$, son las fuerzas externas por unidad de volumen y p , es la presión.

Dadas una velocidad de flujo característica U y una longitud característica L , se puede definir el *número de Reynolds* como la relación entre la magnitud del término inercial $\rho U^2/L$ y el término viscoso $\eta U/L^2$:

$$Re = \frac{\rho U^2/L}{\eta U/L^2} = \frac{\rho U L}{\eta}$$

Tomando el diámetro d de las partículas como distancia característica, es posible hablar de un número de Reynolds de partícula Re_p . Considerando el tamaño reducido las mismas ($d < 100 \mu\text{m}$), esto implica que generalmente se va a trabajar en un régimen donde $Re_p \ll 1$ y por lo tanto, se puede despreciar el término inercial ($\rho(\vec{v} \cdot \vec{\nabla} \vec{v})$) frente al viscoso ($\eta \nabla^2 \vec{v}$). En la práctica, esto implica que una partícula en el fluido solo va a tener un movimiento apreciable mientras existan fuerzas externas o un gradiente de presión. Volviendo a la ecuación 2.1, podemos escribir la *ecuación de Stokes*:

$$\rho \partial_t \vec{v} = \vec{f} - \vec{\nabla} p + \eta \nabla^2 \vec{v} \quad (2.2)$$

La característica más destacable de esta ecuación es su linealidad en $\vec{v}$. Esto además de simplificar la resolución analítica, implica que las soluciones son *reversibles*, es decir, que cambiando el signo de $\vec{v}$, p y $\vec{f}$ también se satisface la ecuación. En el caso particular de un flujo oscilante, implica que al ir y volver los elementos del fluido, incluidas partículas, regresan el mismo punto.

Sin embargo, esta reversibilidad corresponde a la interacción de cada partícula individual con el fluido y no considera las interacciones entre partículas, de las cuales puede emerger un comportamiento no reversible. Da Cunha e Hinch (1996) presentan un estudio analítico de la colisión de dos esferas y explican que, a pesar de que la colisión de dos esferas perfectas es reversible, la presencia de irregularidades en la superficie tan pequeñas como 10^{-4} del radio, es suficiente para observar un comportamiento significativamente irreversible.

2.1.3. Experiencia de Taylor

En la figura 2.1, se muestra una experiencia como la realizada por Taylor (1966) donde se ilustra la noción de reversibilidad en un fluido homogéneo. En la misma, se inyecta una gota de colorante dentro de un fluido con alta viscosidad contenido entre dos cilindros coaxiales (figura 2.1a). Luego, se rota el cilindro interior varias veces sobre su eje y como consecuencia de ello, la gota de colorante se distribuye en un anillo (figura 2.1b). Finalmente, se hace girar el cilindro en la dirección opuesta la misma cantidad de veces y el colorante vuelve a formar una gota como en la condición inicial (figura 2.1c).

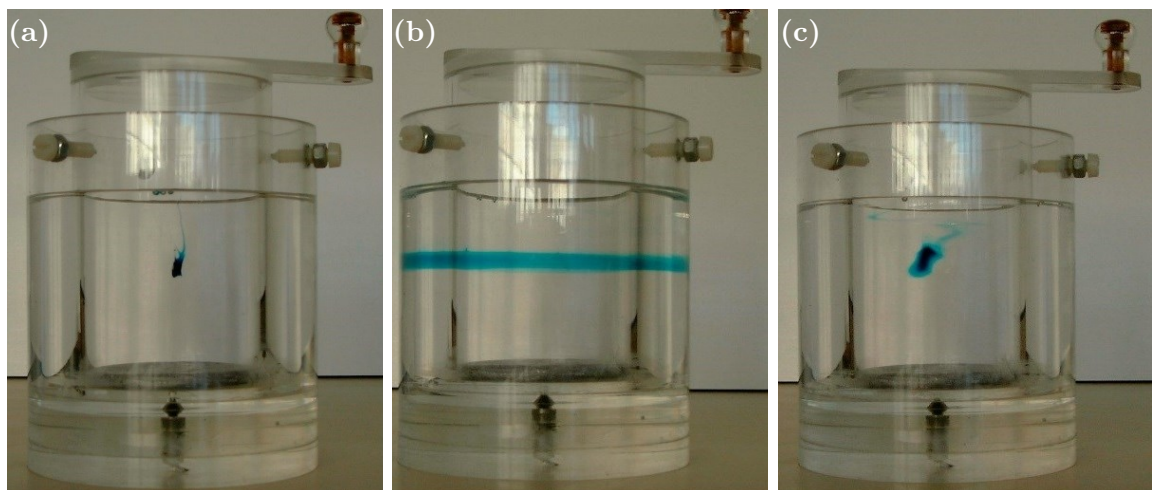


Figura 2.1: Experiencia como la realizada por Taylor (1966) para mostrar la reversibilidad en un fluido con alta viscosidad.

La velocidad de rotación, en ambos pasos, debe ser lo suficientemente pequeña para que los efectos inerciales sean despreciables ($Re \ll 1$), pero también lo suficien-

temente elevada para que los efectos de la difusión molecular no sean significativos ($Pe \gg 1$). En este caso, se utiliza la distancia h entre los cilindros como longitud característica y la difusión molecular del colorante D_m para calcular los valores de Re y Pe . Notemos que la relación $Pe/Re = \eta/(\rho D_m)$ solo depende las características del fluido.

2.1.4. Concentración

Uno de los parámetros fundamentales que caracteriza una suspensión es la concentración de partículas ϕ , es decir, la relación entre el volumen ocupado por las partículas y el ocupado por la suspensión (partículas y fluido). Es sabido que cuando ϕ es pequeño ($< 4\%$), las suspensiones de esferas sólidas se comportan como fluidos Newtonianos con una viscosidad dada por la fórmula de Einstein:

$$\eta/\eta_0 = 1 + \frac{5}{2}\phi + O(\phi^2)$$

donde η_0 es la viscosidad del fluido. Estudios previos (Guazzelli y Oger 1995, p. 57-68) han mostrado que correcciones a órdenes mayores en ϕ requieren tener en cuenta el tipo de flujo, lo cual es una característica propia de un fluido no-Newtoniano.

Para concentraciones altas, todavía no hay un consenso sobre la relación funcional correcta entre η y ϕ , existiendo múltiples fórmulas empíricas. Sin embargo, en todos los casos se observa que η diverge cuando ϕ se aproxima a un valor máximo ϕ_m , estimado entre 0,55 y 0,62, donde la suspensión deja de fluir. Se puede leer una recopilación sobre este tema y en general, sobre reología de suspensiones concentradas, en Guazzelli y Pouliquen (2018).

Por otro lado, como se mostrará más adelante, la concentración no tiene por qué ser uniforme en todo el volumen de la suspensión. Las partículas pueden migrar de una región a otra según las características del flujo. Este es un tema de estudio de gran interés hoy en día (ver sección 2.4).

2.2. Modelado continuo

Resulta útil analizar una suspensión como si fuera un medio continuo. Como ya se comentó, las suspensiones tienen un comportamiento como el de un fluido no Newtoniano, es decir, que la viscosidad no es constante, sino que depende del flujo y/o del tiempo. En el presente análisis solo consideraremos la dependencia con el flujo.

2.2.1. Flujo laminar entre placas paralelas

En la figura 2.2 se muestran dos casos sencillos donde un fluido incompresible bidimensional, que se extiende al infinito a lo largo del eje x , se encuentra encerrado entre dos placas paralelas, también infinitas. En el primer caso, el plano superior se mueve a velocidad constante respecto del otro; y en el segundo, las placas están fijas y se establece un gradiente de presión constante en la dirección x .

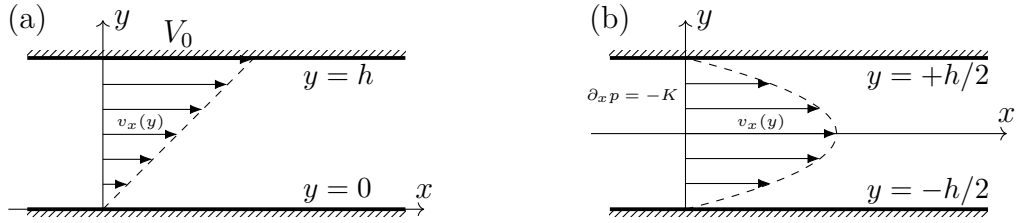


Figura 2.2: Dos casos sencillos de flujo bidimensional entre placas paralelas: (a) flujo de Couette; la placa inferior está fija, mientras la placa superior se mueve con velocidad constante V_0 en la dirección x . (b) flujo de Poiseuille; ambas placas están fijas y hay un gradiente de presión constante $-K$ en la dirección x .

La ecuación de movimiento general para un elemento de fluido es

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = \rho \left(\partial_t \vec{v} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \vec{v} \right) = \vec{f} - \vec{\nabla} p + \vec{\nabla} [\sigma'] \quad (2.3)$$

donde $\vec{v}$ es el campo de velocidades del fluido; $\vec{f}$, son las fuerzas en volumen (ej.: la gravedad) que en este ejemplo son nulas; p , es la presión y $[\sigma']$, es el tensor de esfuerzos viscosos, un tensor de orden dos simétrico que corresponde a las fuerzas en superficie y que solo depende de las derivadas de $\vec{v}$. En el estado estacionario, vamos a asumir un flujo laminar en la dirección x dependiente solamente de y , de

lo cual resulta

$$\vec{\nabla} p = \vec{\nabla}[\sigma'] \quad \text{o} \quad p_i = \partial_j \sigma'_{ij} \quad (2.4)$$

La forma más sencilla que puede tomar $[\sigma']$, que corresponde a los denominados *fluidos Newtonianos*, es que dependa solamente de las derivadas primeras de $\vec{v}$ y lo haga solamente en forma lineal. En ese caso, la ecuación 2.3 se convierte en la ecuación de Navier-Stokes (ecuación 2.1). Entonces, tenemos

$$\begin{aligned} \partial_x p &= \partial_y (\eta \partial_y v_x) = \eta \partial_y^2 v_x \\ \partial_y p &= 0 \end{aligned}$$

donde η es la viscosidad, la cual es constante. Además, asumiendo que el fluido no se desprende de las paredes, vamos a tomar como condiciones de contorno que la velocidad de un elemento de fluido en la pared es igual a la velocidad de la misma. Ya estamos en condiciones de integrar y resolver ambos ejemplos, para el caso de un fluido Newtoniano.

En el primer caso, tomamos $\partial_x p = 0$ y obtenemos el llamado *flujo de Couette*,

$$v_x(y) = V_0 y / h \quad (2.5)$$

En el segundo caso, usamos $\partial_x p = -K$ y obtenemos el llamado *flujo de Poiseuille*,

$$v_x(y) = v_{max} \left(1 - \left| \frac{y}{h/2} \right|^2 \right), \quad v_{max} = \frac{Kh^2}{8\eta} \quad (2.6)$$

Tener en cuenta que el origen de coordenadas en este caso está definido en el centro, equidistante a las dos placas.

La última ecuación es relevante para el presente trabajo, ya que el caso de placas paralelas con un gradiente de presión constante es buen modelo para una celda de Hele-Shaw con un flujo de caudal constante Q .

Integrando la ecuación 2.6 podemos obtener el flujo total:

$$Q = \frac{2}{3} v_{max} h \Delta z \quad (2.7)$$

donde Δz es la profundidad de la celda, que suponemos mucho mayor que la separación h . Entonces, si se trabaja con una celda con sección rectangular $h \times \Delta z$ y un caudal constante Q , se puede determinar v_{max} fácilmente.

2.2.2. Fluidos no-Newtonianos

Se puede modelar un fluido no-Newtoniano como una dependencia no lineal entre el tensor de esfuerzos viscosos $[\sigma']$ y la velocidad de la deformación (elementos $\partial_i v_j + \partial_j v_i$) (Guyon et al. 2015, p. 101-104, 130-131). Considerando casos como los vistos en la sección anterior, hablaremos de σ'_{xy} y $\dot{\gamma} = \partial_y v_x$ respectivamente, siendo éstos los valores relevantes de cada tensor. Podemos hablar de una viscosidad η dependiente de $\dot{\gamma}$, pero independiente de t :

$$\sigma'_{xy} = \eta(\dot{\gamma})\dot{\gamma}$$

En particular, consideraremos el caso de una ley de potencias:

$$\eta(\dot{\gamma}) = \eta_0 |\dot{\gamma}|^{-\alpha'}$$

donde η_0 y α' son constantes. $\alpha' = 0$ corresponde al caso Newtoniano ya visto, mientras $\alpha' > 0$ a los *fluidos pseudoplásticos* o *reofluidizantes* y $\alpha' < 0$ a los *fluidos dilatantes*.

Volviendo a la ecuación 2.4, obtenemos

$$\partial_x p = \partial_y (\eta(\dot{\gamma})\dot{\gamma})$$

Integrando en y y utilizando las mismas condiciones del flujo de Poiseuille de la

sección 2.2.1,

$$\eta_0 |\dot{\gamma}|^{-\alpha'} \dot{\gamma} + Ky = \text{cte.} = 0$$

donde la constante es cero por simetría en y (el cambio $\{y \rightarrow -y, \dot{\gamma} \rightarrow -\dot{\gamma}\}$ debe dar las mismas ecuaciones de movimiento).

Finalmente, integrando una vez más en y , obtenemos

$$v_x(y) = v_{max} \left(1 - \left| \frac{y}{h/2} \right|^\alpha \right), \quad v_{max} = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{K}{\eta_0} \right)^{\alpha-1} \left(\frac{h}{2} \right)^\alpha, \quad \alpha = \frac{2 - \alpha'}{1 - \alpha'} \quad (2.8)$$

Como es de esperarse, para el caso de $\alpha' = 0$ ($\alpha = 2$), la ecuación se reduce al caso Newtoniano. Integrando, obtenemos el caudal:

$$Q = \frac{\alpha}{\alpha + 1} v_{max} h \Delta z \quad (2.9)$$

donde Δz es la profundidad de la celda. En la figura 2.3 se muestra $v_x(y)$ para distintos valores de α . Los perfiles achatados, o perfiles *tapón*, de $\alpha > 2$ son el comportamiento observado en la clase de suspensiones que se estudiaron (ver sección 2.4).

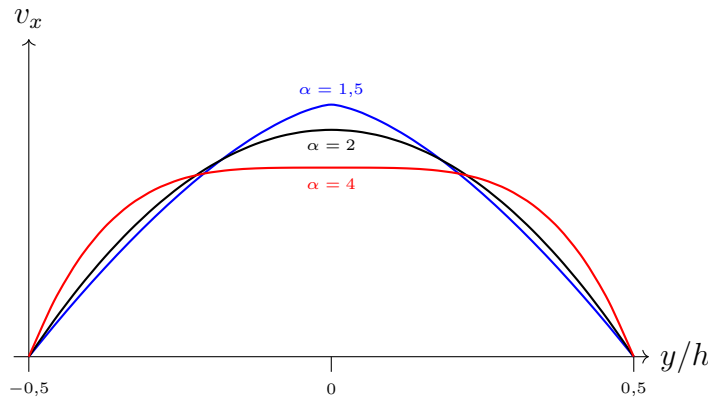


Figura 2.3: Ecuación 2.8 para distintos valores de α manteniendo constante el flujo total Q (ecuación 2.9).

En la próxima sección, presentaremos modelos de suspensiones más sofisticados en donde se tienen en cuenta características que fueron omitidas en el análisis hecho hasta ahora. Por ejemplo, que el sistema está compuesto por dos fases, el fluido y

las partículas; y que la concentración de partículas puede no ser uniforme.

2.3. Modelos en trabajos previos

A continuación, se presentan breves resúmenes de los modelos de suspensiones más frecuentemente utilizados en la literatura del tema.

Leighton y Acrivos (1987) estudiaron la variación temporal de la viscosidad de suspensiones concentradas cuando es medida usando un viscosímetro de Couette. Dicho dispositivo consiste en dos cilindros concéntricos, entre los cuales se coloca el fluido a estudiar y luego, se hace rotar uno con velocidad tangencial constante V_0 . Si el radio R es suficientemente mayor a la separación entre ambos h , el sistema es una buena aproximación del caso presentado en la figura 2.2a, donde la velocidad de deformación $\dot{\gamma} = \partial_y v_x = V_0/h$ es constante. Midiendo el torque realizado para hacer rotar el cilindro, se puede determinar la viscosidad η en función de $\dot{\gamma}$. Los autores observaron que la viscosidad medida disminuía con el paso del tiempo hasta estabilizarse luego de varias horas. Finalmente, encuentran que dicho fenómeno puede explicarse considerando que las partículas migran de zonas con mayor a menor $\dot{\gamma}$, en este caso, a un reservorio fuera del volumen entre cilindros. Como se comentó en la sección 2.1.4, la viscosidad aumenta fuertemente con la concentración y por lo tanto, la migración de las partículas fuera del volumen estudiado y consiguiente disminución en la concentración ϕ , tiene como resultado la disminución en la viscosidad η . Con el fin de explicar tal migración, los autores desarrollan el modelo de *flujo difusivo*, donde consideran que las colisiones entre partículas no son reversibles, debido a irregularidades en las superficies de las mismas; dando lugar a una difusividad tanto en la dirección del flujo como en las direcciones perpendiculares. Esto tiene como consecuencia el surgimiento de dos flujos difusivos de regiones con mayor a menor interacción entre partículas: uno desde las regiones de mayor a menor concentración ϕ y otro de mayor a menor $\dot{\gamma}$. El equilibrio estacionario entre ambos resulta en una distribución no uniforme de partículas.

Phillips et al. (1992) continúan el trabajo de Leighton y Acrivos (1987) y uti-

lizan una versión modificada del modelo de *flujo difusivo* para calcular los perfiles de concentración y velocidades para flujos de Couette y Poiseuille. En el segundo caso, muestran que el modelo predice perfiles de velocidades achatados y una mayor concentración de partículas en el centro del tubo.

En Brady y Bossis (1988) se desarrolla el método de *dinámica de Stokes* para simular el comportamiento de un sistema de muchas partículas suspendidas en un fluido, en el régimen donde $Re_p \rightarrow 0$ y la ecuación de Stokes (ec. 2.2) es una descripción válida del comportamiento del flujo entorno a las partículas. El método no tiene restricciones en cuanto a qué tipo de fuerzas están sometidas las partículas o sus formas y tamaños.

En Nott y Brady (1994), primero se presentan resultados de simulaciones hechas con el método de *dinámica de Stokes* para flujos bidimensionales a presión constante entre dos paredes (tipo Poiseuille). En estado estacionario, observan mayor concentración en el centro y perfiles de velocidades achatados que coinciden cualitativamente con mediciones de trabajos previos. Además, calculan una temperatura de las partículas, la cual es una medida de las fluctuaciones en la velocidad de las mismas, y observan que presenta máximos en un punto medio entre las paredes y el centro del tubo. A continuación, desarrollan el modelo de *balance de suspensión*, donde se proponen ecuaciones de balance macroscópico de masa, momento y energía. El mismo es un modelo de dos fases que da una descripción continua de la suspensión en su conjunto y también, de la velocidad relativa entre la fase de las partículas y del fluido. Finalmente, muestran que el modelo hace predicciones compatibles con las simulaciones y con el modelo de *flujo difusivo* desarrollado para flujos en canales por Phillips et al. (1992).

En la próxima sección, presentaremos una selección de resultados previos, la mayoría de los cuales, son comparados por los autores con los modelos introducidos en la esta sección.

2.4. Resultados en trabajos previos

A continuación, se resumen los resultados previos, obtenidos experimentalmente o numéricamente, más relevantes para nuestro trabajo. La mayoría de los trabajos estudiaron suspensiones de partículas sólidas esféricas monodispersas, se aclarará en los casos que no sea así.

En Kowalewski (1980) se miden experimentalmente perfiles de velocidades usando efecto Doppler con ultrasonido, dentro de un tubo cilíndrico de diámetro h con $h/d \sim 10^2$, $Re_{tubo} \sim 1$ y $Re_p \sim 10^{-5}$. El autor muestra perfiles achatados en el centro que son ajustados por la ecuación 2.8 (figura 2.4). Además, se realizan mediciones para distintas concentraciones, dando como resultado que a mayor concentración ϕ mayor es el α del ajuste, como se ve en la figura 2.4.

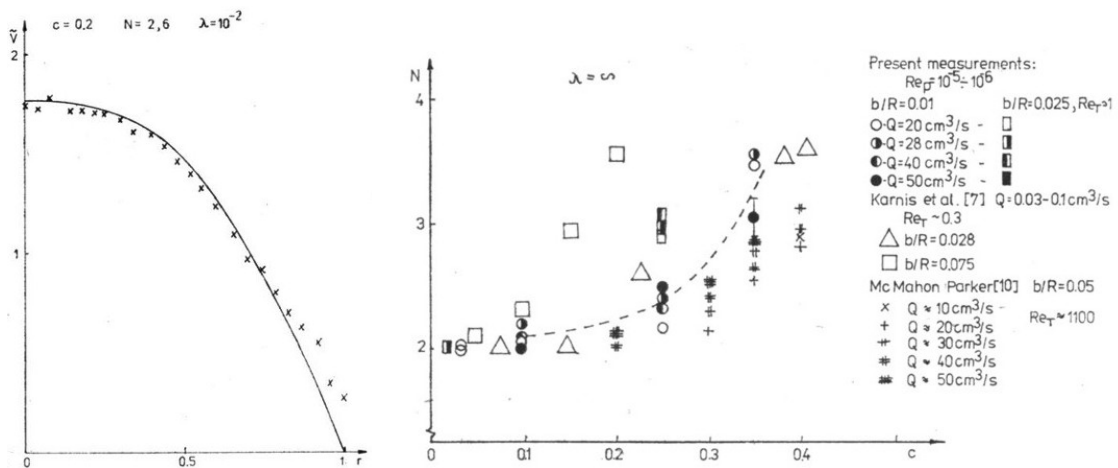


Figura 2.4: Izq.: perfil de velocidades para $\phi = 0,2$, se superpone un ajuste con la ecuación 2.8, obteniendo $\alpha = 2,6$. Der.: valores de α para distintas concentraciones ϕ . Extraído de Kowalewski (1980).

En Lyon y Leal (1998) se miden perfiles de velocidad y concentración mediante velocimetría láser Doppler en celdas de sección rectangular con distintos espesores h . En la figura 2.5, se muestran algunos de los mismos. Nuevamente, se observa el achatamiento del perfil de velocidades en la zona central, además, se presenta una concentración de partículas significativamente mayor en la misma zona. Los autores comparan los resultados experimentales con los modelos de *flujo difusivo* y *balance de suspensión*, mostrando que ambos son compatibles con los perfiles de velocidad achatados y con el máximo de concentración en el centro.

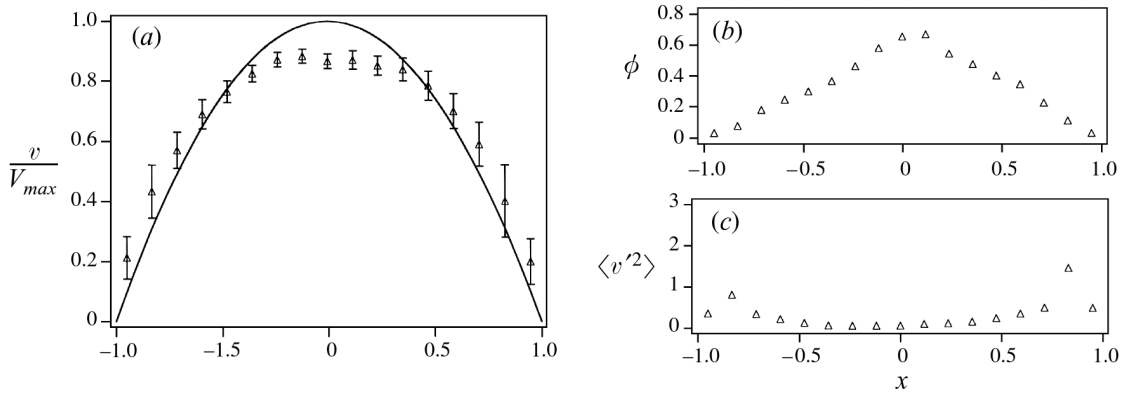


Figura 2.5: Perfiles de velocidad (v/V_{max}), concentración (ϕ) y fluctuaciones promedio de la velocidad al cuadrado ($\langle v'^2 \rangle$) para una concentración promedio ϕ_b de 0.40, extraído de Lyon y Leal (1998). $h/d = 11$ y $Re_p = 1,2 \times 10^{-5}$.

Morris y Brady (1998) usan el método de *dinámica de Stokes* para simular el comportamiento individual de partículas esféricas suspendidas con Re_p tendiendo a cero. En particular, este trabajo estudia el caso en el que la densidad de las partículas es mayor que la del fluido, generando sedimentación. En la figura 2.6 se muestra el perfil de velocidades obtenido y, además, la comparación con el modelo de *balance de suspensión*. Se observa que el perfil de velocidades ya no es simétrico, sino que tiene su valor máximo desplazado hacia arriba, mientras que en la concentración presenta una franja en la parte superior donde no hay partículas debido a la sedimentación.

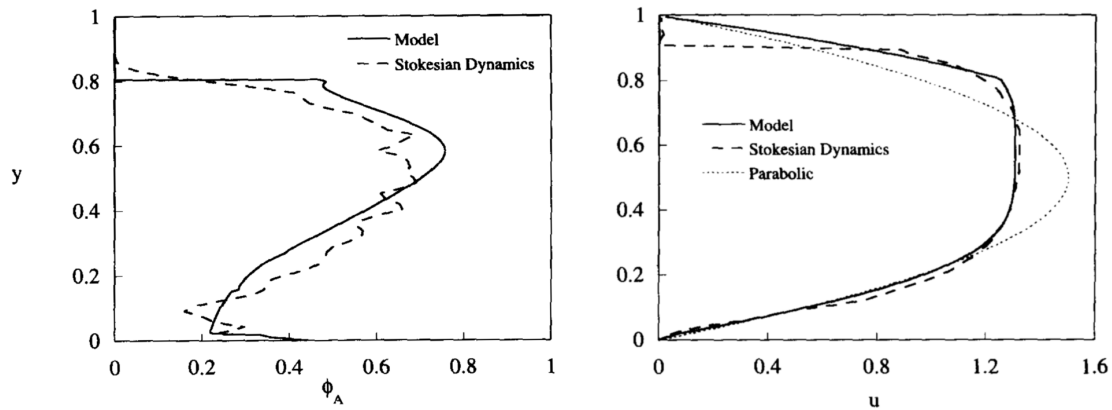


Figura 2.6: Perfiles de concentración y velocidad simulados considerando la sedimentación por la gravedad, con $\phi_b = 0,40$ y $h/d = 30,54$, extraído de Morris y Brady (1998).

En los trabajos mencionados hasta este punto se utilizaron flujos estacionarios, es decir, con caudal Q y gradiente de presión constantes. A continuación, se comentarán trabajos con flujos oscilantes, caracterizados por un periodo y una amplitud de

oscilación. Siendo esta última, generalmente, la distancia máxima que se aleja una partícula de su posición inicial durante un periodo, o en su defecto, una medida proporcional.

Butler, Majors y Bonnecaze (1999) miden la distribución de partículas en un flujo oscilante en la sección de un tubo circular usando imágenes obtenidas por resonancia magnética nuclear. Los autores observan que, para amplitudes de oscilación comparables al diámetro de las partículas, éstas migran hacia las paredes, mientras que cuando la amplitud es mucho mayor, la migración es hacia el centro del tubo (ver figura 2.7). Además, comentan que la migración hacia las paredes sucedió solo con el tubo más grande ($h/d = 156$), mientras que, para el tubo más pequeño ($h/d = 68$) solo se observó migración hacia el centro.

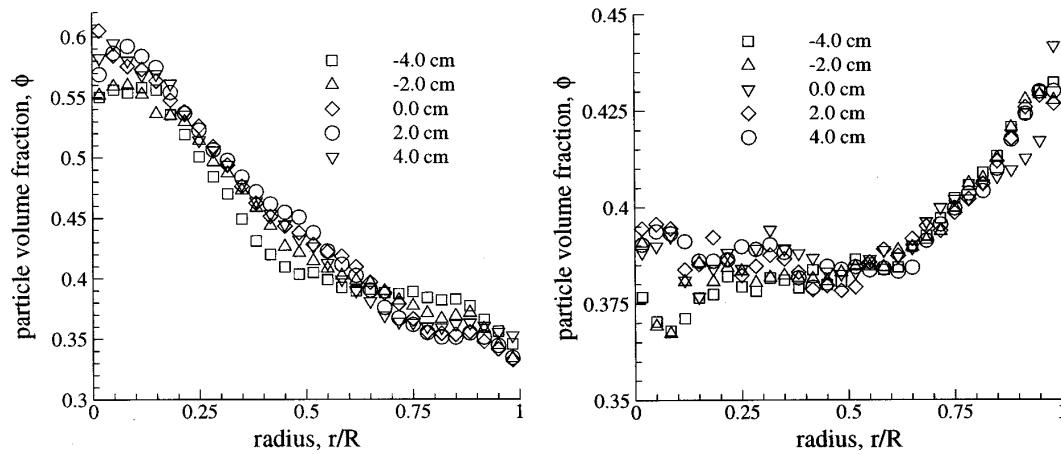


Figura 2.7: Perfiles de concentración para un tubo circular con $h/d = 156$. Izq.: luego de 500 oscilaciones con amplitud de 314 diámetros de partícula. Der.: luego de 2000 oscilaciones con amplitud de 2.4 diámetros. Extraído de Butler, Majors y Bonnecaze (1999).

En Pine et al. (2005) se somete una suspensión a un movimiento oscilante sinusoidal dentro de un cilindro de Couette. Durante las experiencias adquieren una imagen por periodo de oscilación y rastrean las partículas visualizadas. Con esta información, determinan cuanto se apartan las partículas de sus posiciones iniciales luego de cada oscilación y así se puede cuantificar la reversibilidad del sistema. En la figura 2.8 se pueden ver algunas de estas trayectorias y además, un gráfico del desplazamiento cuadrático medio en función del tiempo transcurrido. Se muestra una relación lineal entre ambos valores, que es consistente con un movimiento de

tipo difusivo, y se define una difusividad proporcional a la pendiente. Se observa que dicha difusividad es mayor en la dirección del flujo x , en comparación con la dirección del eje z . Realizando este mismo procedimiento para distintas amplitudes de oscilación, concluyen que hay un umbral a partir del cual la difusividad aumenta significativamente y debajo del cual, los movimientos de las partículas son reversibles. También, muestran que dicho umbral depende de la concentración. Por ejemplo, para $\phi = 0,30$, el umbral de amplitud se encuentra entorno a h , la separación entre las paredes cilíndricas que contienen a la suspensión.

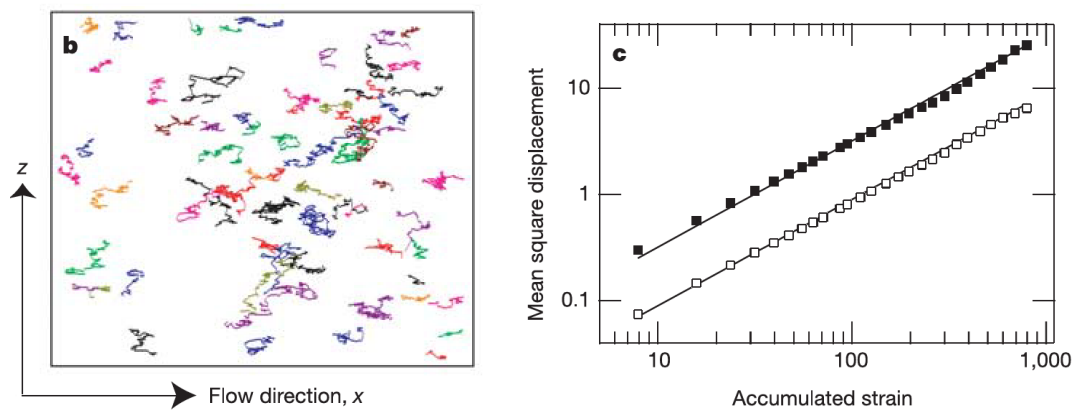


Figura 2.8: Izq.: trayectorias que realizan las partículas adquiriendo una imagen por periodo de oscilación. Der.: desplazamiento cuadrático medio de las partículas respecto de sus posiciones iniciales en función de la distancia total recorrida, la cual es proporcional a la cantidad de oscilaciones o al tiempo transcurrido. Los cuadrados huecos y llenos corresponden a la dirección x y z , respectivamente. Dado que se usa una escala logarítmica, la relación lineal entre los parámetros se observa como una pendiente 1. Extraído de Pine et al. (2005).

Corte et al. (2008) continúa el trabajo de Pine et al. (2005) y muestra en forma experimental que, entorno al umbral, el tiempo necesario para alcanzar el estado estacionario, diverge. Consideran que se alcanzó el estado estacionario cuando la mayoría de las partículas no presentan grandes desplazamientos entre periodos. Esta divergencia se interpreta como una transición entre una fase ordenada y una desordenada. Para $\phi = 0,30$ encuentran el umbral de transición para una amplitud de oscilación de $1,7 \cdot h$.

En Snook, Butler y Guazzelli (2016) se realizan mediciones de los perfiles de velocidades y concentración en un tubo cilíndrico mediante técnicas ópticas y de seguimiento de partículas en video similares a las del presente trabajo, pero a una

escala espacial mayor: diámetro del tubo 16,5 mm y diámetro de las partículas 1 y 2 mm. Los resultados son compatibles con los antes mencionados: perfiles de velocidad achatados en el centro y perfiles de concentración con un máximo pronunciado en el centro. Además, se destaca este trabajo por presentar un buen resumen de los trabajos más relevantes del tema en su introducción.

2.5. Parámetros de trabajo

En el presente trabajo, se utilizaron los siguientes parámetros:

Diámetro de las partículas $d = 40 \text{ }\mu\text{m}$.

Densidad del fluido $\rho = 1200 \text{ Kg/m}^3$.

Viscosidad dinámica del fluido $\eta = 5 \text{ mPa} \cdot \text{s}$.

Velocidad del flujo U entre 100 y 3200 $\mu\text{m/s}$.

Amplitud de oscilación A_{pp} entre 1500 y 12000 μm .

Concentración promedio de partículas ϕ_b entre 0.28 y 0.44.

Alto de la celda $h = 1000 \text{ }\mu\text{m}$.

Temperatura T entre 24 y 27 $^{\circ}\text{C}$.

Se pueden ver más detalles sobre el origen y la precisión de estos valores en el capítulo 3. Por lo tanto podemos afirmar que se trabajó con

Difusividad Browniana D_B entorno a $2.2 \times 10^{-15} \text{ m}^2/\text{s}$.

Número de Péclet de partícula Pe_p mayor a 1.8×10^6 .

Número de Reynolds de partícula Re_p menor a 0.031.

Número de Reynolds de la celda Re_h menor a 1.¹

En resumen, se usaron partículas no-Brownianas y un Re_p lo suficientemente pequeño para observar trayectorias reversibles.

¹Como uno puede imaginarse, se uso el alto de la celda h como longitud característica.

Capítulo 3

Metodología Experimental

El presente trabajo consiste en un estudio experimental de la dinámica de una suspensión isodensa de partículas, es decir, de partículas suspendidas en un fluido, cuando es sometida a un flujo oscilante. En particular, nos interesa caracterizar el perfil de velocidades de la suspensión en función de los parámetros del flujo: T (periodo) y Q_0 (amplitud del caudal); y además, para distintas concentraciones de partículas (ϕ). Para ello, se eligió la técnica de visualización de las trayectorias de partículas individuales y su posterior análisis. Se trabajó con partículas esféricas transparentes y un fluido con igual índice de refracción, así, la suspensión en su conjunto resultó transparente y fue posible observar en su interior. Además, las partículas tienen la misma densidad, por lo tanto, se despreció el efecto de la fuerza gravitatoria.

La suspensión se colocó en una celda de sección rectangular del tipo Hele-Shaw con dos orificios en sus extremos, uno de los cuales estaba conectado a una bomba de jeringas programable. Esto nos permitió controlar el flujo dentro de la celda. Se trabajó con un flujo tipo onda cuadrada, en el cual, durante un tiempo $T/2$ se forzó un caudal Q_0 y a continuación se invirtió la dirección del flujo, resultando en un caudal $-Q_0$ durante un intervalo de igual duración.

Dado que las partículas eran transparentes, para poder observarlas se tiñó una fracción con un colorante fluorescente y se iluminó con un plano láser. De esta forma fue posible observar en forma selectiva las partículas que estaban en un determinado

plano a lo largo de la celda.

Finalmente, se completa el dispositivo con una cámara de video montada de forma tal de poder ver uno de los laterales de la celda. En la figura 3.1 se muestra un esquema simplificado del dispositivo descripto. A continuación, se describirán en detalle cada uno de los elementos mencionados, además de los procesos realizados en cada caso.

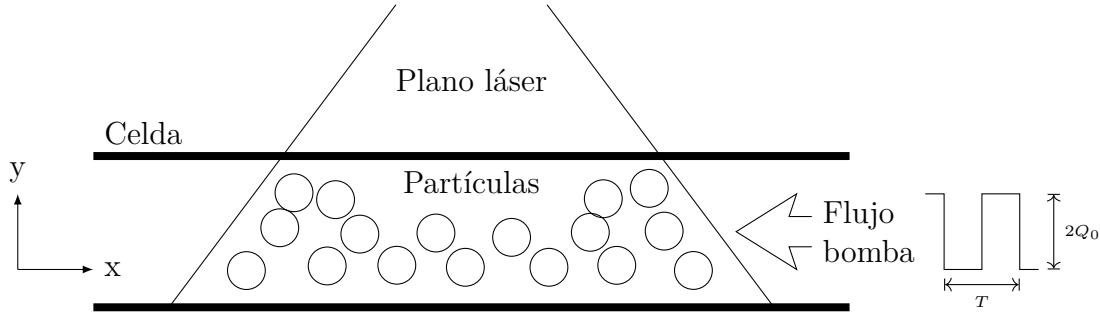


Figura 3.1: Esquema simplificado del dispositivo experimental

3.1. Partículas

Se utilizaron partículas esféricas de PMMA (acrílico) de $40 \pm 2 \mu\text{m}$ de diámetro. Se usaron partículas esféricas dado que las interacciones son más sencillas de estudiar y hay mayor bibliografía disponible, tanto teórica como experimental. Estas partículas presentan el aspecto de un polvo blanco a simple vista, pero son transparentes en una solución acuosa. Según el fabricante (Microbeads 2009), poseen densidad $\rho_p = 1,2 \text{ g/cm}^3$ e índice de refracción n_p entre 1,48 y 1,52. Lyon y Leal (1998) caracterizaron partículas esféricas de PMMA, obteniendo $\rho_p = 1,19 \text{ g/cm}^3$ y n_p^{20} entre 1,4865 y 1,4912 a 20°C .

Además, se prepararon por separado partículas teñidas con Rodamina B. La Rodamina es un colorante fluorescente que absorbe luz con longitud de onda entorno a los 530 nm (verde) y emite aproximadamente en 570 nm (Dijksman et al. 2012). Luego, con el experimento ya montado, se iluminó con una láser de 532 nm y se colocó un filtro apropiado delante de la lente de la cámara de video.

En las experiencias realizadas, se colorearon entre el 1 y 3 % de las partículas

usando Rodamina B, dado que la visualización de muchas partículas en simultáneo dificulta la posterior detección individual al procesar las imágenes.

3.2. Fluido

El objetivo del presente trabajo fue visualizar el comportamiento de partículas en suspensión sin la presencia de fuerzas externas, a excepción del gradiente de presión impuesto para generar el flujo oscilatorio. Con este fin, fue necesario trabajar con un fluido que tenga la misma densidad y el mismo índice de refracción que las partículas. Lo primero, para evitar que éstas sedimenten o floten por efecto de la gravedad y lo segundo, para poder ver nítidamente en el interior de la suspensión. En el trabajo de Dijkstra et al. (2012) se describe esta técnica de visualización y presenta una recopilación de los distintos materiales disponibles para partículas, fluidos y colorantes. Como ya se comentó, se utilizaron partículas de PMMA y Rodamina B como colorante. Para el fluido, se decidió trabajar con una solución de tiocianato de amonio (NH_4SCN), glicerina ($\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_3$) y agua (H_2O) descrita en Bailey y Yoda (2003). El empleo de tres componentes, deja dos parámetros libres en las proporciones, lo que permite ajustar en simultáneo la densidad y el índice de refracción. Además, presenta la ventaja de poseer una viscosidad menor respecto a otras opciones que usan Triton-X, evitando dificultades en la bomba para mantener el flujo constante.

En Bailey y Yoda (2003) reportan una solución base con 44,8 %¹ de NH_4SCN , 30,0 % de glicerina y 25,2 % de agua, la cual tiene densidad $\rho = 1,18 \text{ g/cm}^3$ y índice de refracción $n_D^{25} = 1,4419$. Luego, corrigieron las proporciones hasta maximizar la transmisión de luz (589.3 nm) de una suspensión con partículas de PMMA. Finalmente, obtienen 39,4 % de NH_4SCN , 36,0 % de glicerina y 24,6 % de agua, con $\rho = 1,19 \text{ g/cm}^3$, $n_D^{25} = 1,4861$ y viscosidad $\eta = 4,99 \text{ mPa}\cdot\text{s}$.

En el presente trabajo, se partió de una suspensión preparada con la solución base. Dado que esta solución tiene una densidad menor a la de las partículas, se

¹Todos los porcentajes son en peso, excepto que se indique lo contrario.

observó que las mismas sedimentaban, es decir, tenían movimiento neto descendente y luego de un tiempo, había una mayor cantidad de partículas en la parte inferior de la celda (ver resultados en la sección 4.3).

A continuación, se fue agregando a la suspensión pequeñas cantidades de cada uno de los tres componentes, y observando los resultados en el experimento armado en cada paso, hasta obtener una proporción mejorada: 42,7 % de NH_4SCN , 36,3 % de glicerina y 21,0 % de agua. Finalmente, se preparó la solución desde cero con la nueva proporción, verificando que las partículas no flotaban, ni sedimentaban significativamente durante el transcurso de las experiencias, y se realizó una medición de la densidad usando un densitómetro *Anton Paar DMA 35n*, obteniendo $\rho = 1,188 \text{ g/cm}^3$ a 21°C .

La temperatura de trabajo durante las experiencias se mantuvo entre 24 y 27°C , observando que no hay diferencias apreciables en los resultados.

3.2.1. Medición del índice de refracción

De forma complementaria a la tarea antes descrita y en colaboración con el laboratorio *Fluides, Automatiques et Systèmes Thermiques (FAST)*², se realizaron mediciones del índice de refracción utilizando un refractómetro *Anton Paar Abbemat MW*, para una longitud de onda de 534 nm , cercana a la del láser utilizado, y distintas temperaturas. En la figura 3.2, se muestran los resultados para la solución usada en el presente trabajo, la solución base de Bailey y Yoda (2003) y la solución final de los mismos. A partir de ahora las llamaremos solución P , B y F respectivamente. En todos los casos, se observa una disminución leve de n_D con la temperatura ($\sim 0,00025/^\circ\text{C}$). Además, la solución F no presenta diferencias significativas entre las mediciones realizadas con el fluido solo y con partículas en suspensión ($\phi = 35 \%$), mientras que la solución P disminuye su n_D en el segundo caso. Esto es razonable si se considera que la solución F tiene el mismo n_D que las partículas, mientras que la solución P tiene un valor mayor.

²Laboratoire Fluides, Automatique et Systèmes Thermiques, UMR 7608, CNRS, Université Paris-Sud, Orsay, Francia

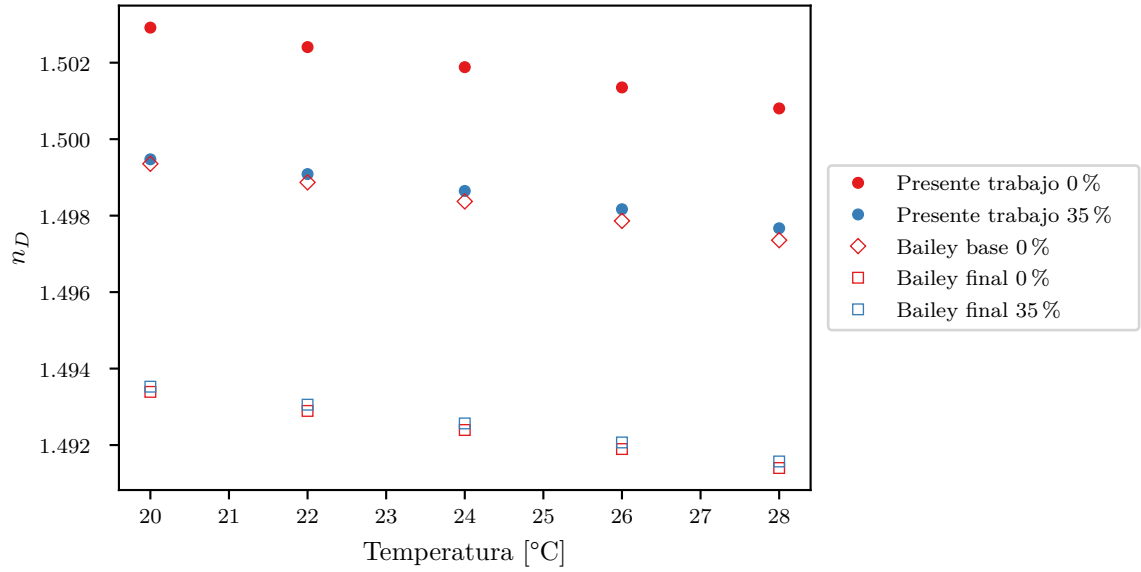


Figura 3.2: Índice de refracción en función de la temperatura para las tres soluciones consideradas: solución base (triángulos) y final (rombos) de Bailey y Yoda (2003), y la solución usada en el presente trabajo (círculos).

Sin embargo, en la suspensión hecha con la solución F , las partículas sedimentaron, mientras que con la solución P , no. Se midió la densidad de la solución F , obteniendo $\rho = 1,179 \text{ g/cm}^3$ a 22°C . Este valor es menor a la densidad de las partículas lo cual explica el comportamiento observado. Con el fin de obtener los resultados que se presentan en este trabajo, resultó mucho más importante que las partículas no sedimenten (o floten) y se consideró aceptable la pérdida de nitidez, mientras fuera posible rastrear una cantidad estadísticamente significativa de las partículas visualizadas. Por esta razón, se trabajó con la solución P , aunque claramente, es posible mejorarla en trabajos futuros.

3.3. Suspensión

La suspensión se preparó colocando en un recipiente proporciones adecuadas de la solución descrita en la sección anterior, de las partículas con y sin colorante, utilizando una balanza con 10^{-2} g de precisión. Finalmente se mezcló el contenido en forma mecánica durante unos minutos, hasta que la suspensión presentara una coloración uniforme, normalmente con un tinte rosado debido a las partículas con

Rodamina. Por ejemplo, para preparar una suspensión con 35 % de partículas en volumen, se pesan 19,50 g de solución, 10,47 g de partículas y 0,03 g de partículas con colorante (2 % del total de partículas). Recordar que, como la solución tiene la misma densidad que las partículas, la concentración de partículas en peso y volumen es igual.

Para trabajar con distintas concentraciones de partículas ϕ , primero se preparó la suspensión con el ϕ menor y se realizaron las experiencias con la misma. Luego, se extrajo la suspensión de la celda, se agregó la proporción de partículas necesarias para llegar al siguiente valor de ϕ , se mezcló y realizaron nuevas experiencias. Se repitieron estos últimos pasos para obtener resultados con varios valores de ϕ . En dicho proceso, pudo haber pequeñas pérdidas de líquido, lo cual no permite saber con certeza el valor de ϕ , sin embargo, si se puede afirmar que los valores son ascendentes.

3.4. Bomba de jeringas

Una vez preparada la suspensión, se llena una jeringa marca ILS de 5 ml y se la coloca en una bomba marca neMESYS. Dicha bomba sostiene por un lado el cuerpo de la jeringa y por otro, sujeta el émbolo a una pieza que se mueve sobre

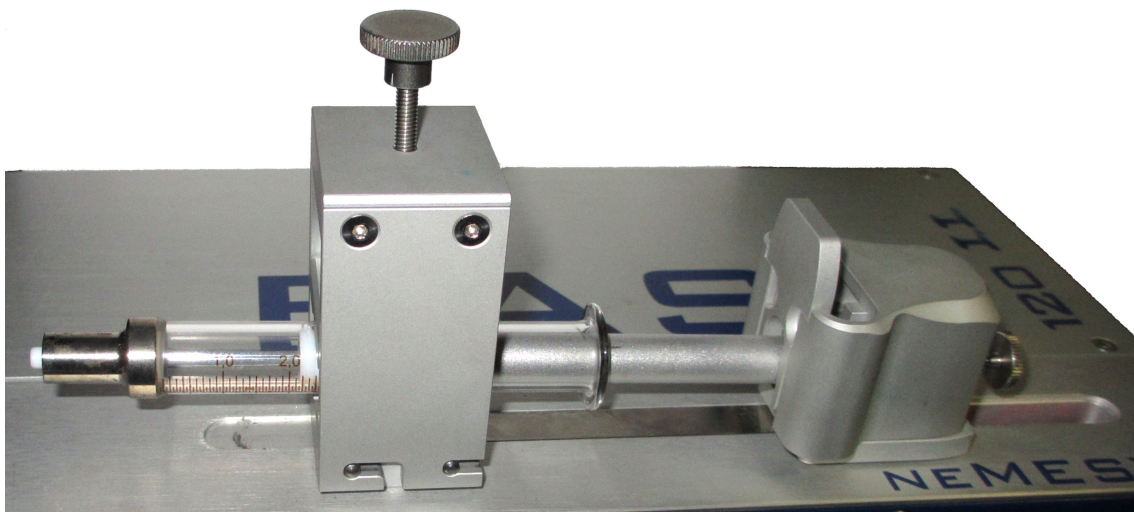


Figura 3.3: Bomba de jeringas programable marca neMESYS con jeringa marca ILS de 5 ml colocada. Se observa a la izquierda la pieza que sujeta el cuerpo de la jeringa y a la derecha la pieza que sujeta el émbolo, la cual permite su movimiento en forma controlada a lo largo del riel.

un riel con ayuda de un motor (figura 3.3). Con este mecanismo se puede controlar por computadora la posición y velocidad del émbolo, y así es posible generar flujos arbitrarios en forma programable.

Un problema que se notó luego de las primeras mediciones, es que al imponer un flujo tipo onda cuadrada, luego de la inversión de la dirección del mismo, existe un intervalo de tiempo durante el cual el movimiento es nulo. Se estudió dicho fenómeno, y se concluyó que era una limitación mecánica de la bomba. Eso se debe a que la pieza que sostiene el cuerpo de la jeringa se puede mover una pequeña distancia en la dirección del flujo, es decir, hace "juego". Se logró mitigar este inconveniente utilizando una jeringa con un radio interno menor. De esta forma, para desplazar un mismo volumen es necesario que el émbolo, controlado por la bomba, recorra una distancia mayor. Así, la relación entre esta distancia sin flujo, que es fija, y la distancia total recorrida por la jeringa es más satisfactoria. En la figura 3.4 se compara la duración de este intervalo de tiempo para distintos tamaños de jeringas y además, se muestra que se logró una mejora al introducir un trozo de papel en el espacio entre la pieza problemática y otra que se encuentra fija.

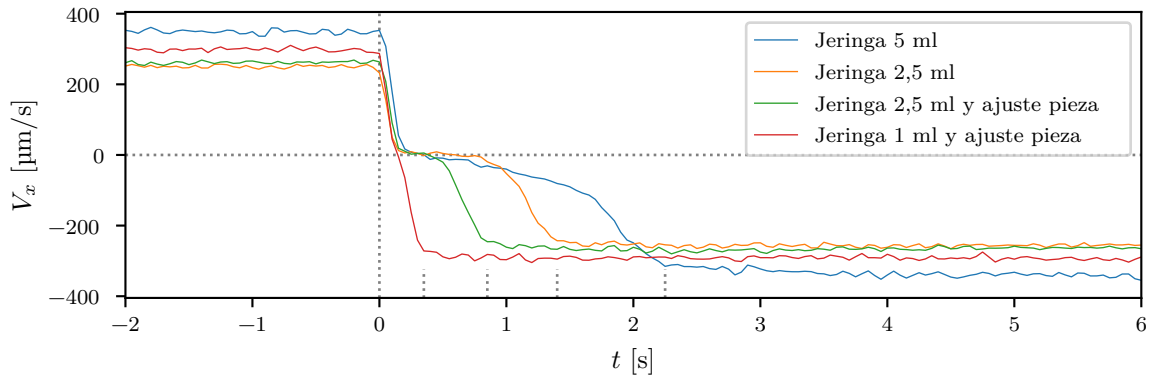


Figura 3.4: Velocidad media del fluido obtenida mediante el seguimiento de partículas para cuatro experiencias con $Q_0 = 200 \text{ µl/min}$, $T = 30 \text{ s}$ y $\phi = 35 \%$. Se observa la reducción del tiempo de inversión del flujo luego de sucesivas correcciones al dispositivo experimental.

La jeringa de radio menor, tiene una capacidad de 1 ml. Dicho volumen no es suficiente para llenar la celda, pues se requieren más de 2 ml. Por eso se utilizaron dos jeringas: la de 1 ml para controlar el flujo durante las experiencias y otra, de 5 ml, para hacer el llenado inicial. Ambas jeringas se unieron con una válvula de

tres vías, de forma tal de poder seleccionar por cual de las dos se desea inyectar o succionar.

3.5. Celda

Las jeringas (con la válvula) se conectaron a una celda tipo Hele-Shaw mediante una cañería flexible. Dicha celda está compuesta por dos piezas de acrílico adheridas, las cuales encierran en su interior un volumen con sección rectangular de $1 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ y un largo de 200 mm (figura 3.5). Uno de los extremos se conectó a la cañería que va a la bomba y el otro, a una pequeña cañería rígida a la atmósfera, donde quedaba el exceso de líquido inyectado desde la bomba. Durante las experiencias, la celda se encontró en todo momento saturada.

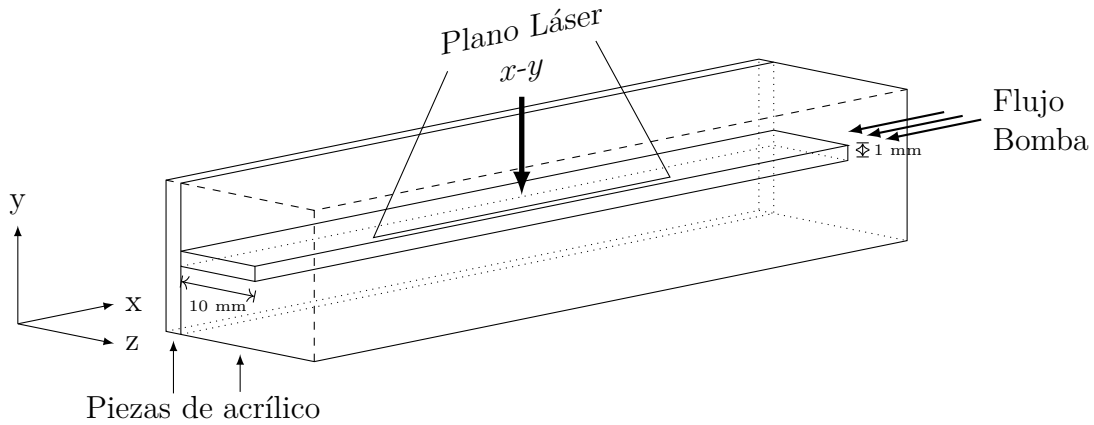


Figura 3.5: Esquema de la celda

Dado que se necesita usar el valor de la sección de la celda para calcular la velocidad esperada en los perfiles en base al caudal inyectado (ver ecuación 2.7), se decidió medirla. Para tal fin, se realizó el siguiente procedimiento: se coloca la celda en vertical (eje x hacia arriba) y se llena hasta una dada posición, la cual se marca. Luego, se llena otra porción inyectando un volumen conocido con la bomba programable y se marca la nueva posición hasta la que ascendió el líquido. La relación entre el volumen inyectado y la distancia ascendida es la sección de la celda. Se realizó este procedimiento varias veces con agua destilada. Se obtuvo un valor de $S_{celda} = 11,2 \pm 0,4 \text{ mm}^2$. Este valor es mayor al nominal de $1 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ y se

desconoce cual de los parámetros de la geometría de la celda es distinto.

A continuación se procedió a llenar la celda con la suspensión que se encuentra en la jeringa de 5 ml. Previamente, se colocó la celda en posición vertical (eje x hacia arriba) para que puedan evacuarse las burbujas que se forman ocasionalmente cuando se llena por primera vez el sistema (jeringas, cañerías y celda). Se ensayó la inyección de dos formas. Primero, usando la bomba, la cual se programó con un caudal de 4000 $\mu\text{l}/\text{min}$. Se inició el flujo, se esperó a que se saturara completamente la celda y se lo detuvo. Por otro lado, también es posible realizar el llenado inicial accionando manualmente la jeringa. No se notó ninguna diferencia apreciable en el resultado final usando cualquiera de los dos métodos. Finalmente, se colocó la celda en posición horizontal (eje y hacia arriba), ver figura 3.5.

3.6. Plano láser

Como se comentó al principio, se observaron solamente las partículas que están en un dado plano a lo largo de la celda (plano $x-y$). Esto, en principio, es una necesidad para poder realizar el seguimiento de las partículas individuales a partir del video sin que las mismas se superpongan. Además, cambiando la posición del plano en el eje z , en trabajos futuros, será posible reconstruir información del comportamiento de la suspensión en un volumen, es decir, hacer una *tomografía* como se describe en Dijkman et al. (2012).

Para generar el plano láser se usó un láser con una longitud de onda de 532 nm y 10mW de potencia, junto con una lente Powell que transforma el haz del láser en una línea recta con intensidad uniforme.

Con el objetivo de que el plano tenga un ancho del orden del diámetro de las partículas, se hace pasar la luz a través de una rendija de $200 \pm 30 \mu\text{m}$. La misma fue diseñada e impresa en una hoja de acetato transparente. Las partes por donde no debe pasar la luz se imprimieron de negro, mientras el área correspondiente a la rendija quedó sin imprimir.

La rendija se fijó a la celda usando cinta adhesiva sobre los costados. Se probaron

distintas posiciones a lo largo del ancho de la celda (eje z). Finalmente, se utilizó una posición cercana (~ 1 mm) a la pared frente a la cámara de video, ya que a medida que se incrementa la profundidad según z , la imagen se vuelve menos nítida, dado que, la suspensión no fue exactamente isoíndice.

Por último, el láser se montó de forma tal de iluminar la celda desde arriba, teniendo cuidado de que el plano láser quede alineado con la rendija (ver figura 3.6).

3.7. Cámara de video

Se montó una cámara de video IDS uEye conectada a una computadora, de forma tal de observar el plano x - y , es decir, la *apertura* de 1 mm de alto de la celda. La cámara se usó con una lente macro Nikkor de 55 mm, que permitió ampliar una sección de aproximadamente 25 mm, dependiendo de la distancia entre la cámara y la celda. Además, delante de la lente se colocó un filtro para captar solamente la luz procedente de las partículas que fluorescen por la Rodamina B (ver figura 3.6).

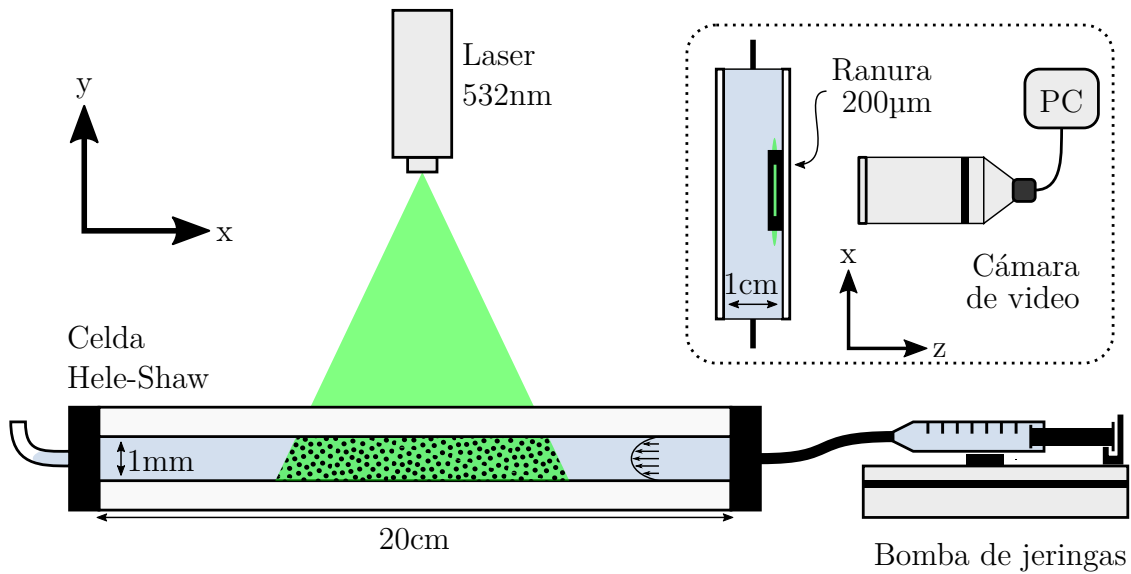


Figura 3.6: Dispositivo experimental completo.

3.8. Protocolo

Una vez saturada la celda con la suspensión, se programó la bomba para generar el flujo y se grabó con la cámara, ambas controladas desde la computadora.

Se trabajó con flujos tipo onda cuadrada con periodos T y caudal máximo Q_0 . Se ajustaron estos dos parámetros para que la amplitud A_{pp} del movimiento de las partículas (punta a punta) no superara el área visible de la celda (~ 20 mm x 1 mm), por lo que a mayor caudal, se usaron periodos menores. Así pudimos obtener trayectorias completas de las partículas, ya que si una partícula sale fuera del área grabada no es posible seguir más su movimiento. Concretamente, se trabajó con amplitudes A_p entre 2 y 12 mm, obtenidas usando periodos T entre 4 y 120 s y caudales Q_0 entre 100 y 1600 $\mu\text{l}/\text{min}$.

La cámara utilizada tiene una resolución de 2048x2048 píxeles. Las imágenes se recortaron para incluir solo la celda de 1 mm de alto, resultando en imágenes de, por ejemplo, 2048x110 píxeles. Además, se configuró la cantidad de imágenes adquiridas por segundo en función del caudal Q_0 , de forma tal que el máximo desplazamiento de una partícula entre dos imágenes sea del orden del radio de éstas, ya que así se reducen los errores al extraer las trayectorias. Se trabajó con entre 5 y 80 imágenes por segundo.

Se hicieron experiencias de distinta duración según la información que se deseara extraer. Para obtener el perfil de velocidades, basta con grabar unos pocos ciclos (2 a 4 minutos), pero para observar la evolución del sistema, las mediciones debieron ser más largas (30 minutos a 2 horas).

En el capítulo 4, se muestran los resultados para las distintas combinaciones de parámetros.

3.9. Tratamiento de imágenes

Una vez grabado el video de una experiencia, se procedió a analizarlo por computadora para, primero, extraer las trayectorias de las partículas y luego, con estos

datos generar estadísticas y gráficos que nos permitan comprender mejor el comportamiento de la suspensión.

Ambos pasos se hicieron con programas de desarrollo propio: la extracción de trayectorias con código en C++ y la generación de estadísticas y gráficos con código en Python.

Los videos consisten en secuencias de imágenes (*cuadros*), cada una adquirida un intervalo de tiempo dt luego de la anterior. A su vez, cada imagen es una matriz de intensidades (el video no es a color) con valores comprendidos entre 0 y 255, donde cada celda se llama *píxel*. Los valores altos corresponden al blanco, mientras el cero es el negro. Como se ve en la figura 3.7a, las partículas se ven como puntos blancos difusos. Las diferentes intensidades se deben a que algunas partículas no están completamente dentro de la zona iluminada por el plano láser.

Como primer paso se procesan todas las imágenes del video para obtener los valores mínimos, máximos y medios de intensidad de cada píxel. Los valores medios se restan punto a punto a todas las imágenes, para remover ruido de fondo y mejorar el contraste de las partículas (figura 3.7b). Además, se usan los valores máximos para aumentar la intensidad (ganancia) en forma localizada en las zonas de la imagen que están menos iluminadas, ya sea por irregularidad del plano láser u otros defectos.

Luego, para obtener las posiciones de las partículas, se aplica una convolución de la imagen con un patrón buscado, en este caso simplemente un círculo del tamaño de las partículas ($20\text{ }\mu\text{m}$ de radio, ~ 2 píxeles) con valor positivo rodeado por un anillo con valor negativo (~ 1 píxel de radio). Se obtiene una imagen como se muestra en la figura 3.7c. A continuación, se buscan máximos de intensidad locales en la imagen resultante y así se obtienen las posiciones de las partículas como se muestra en la figura 3.7d.

Se realizó el proceso antes descripto en cada imagen y luego se compararon los puntos encontrados en dos imágenes consecutivas: si dos puntos están a una distancia menor a un radio de partícula, se considera que es la misma partícula que se desplazó. Así, se arman secuencias de puntos en el tiempo que llamaremos trayectorias (figura

3.7f).

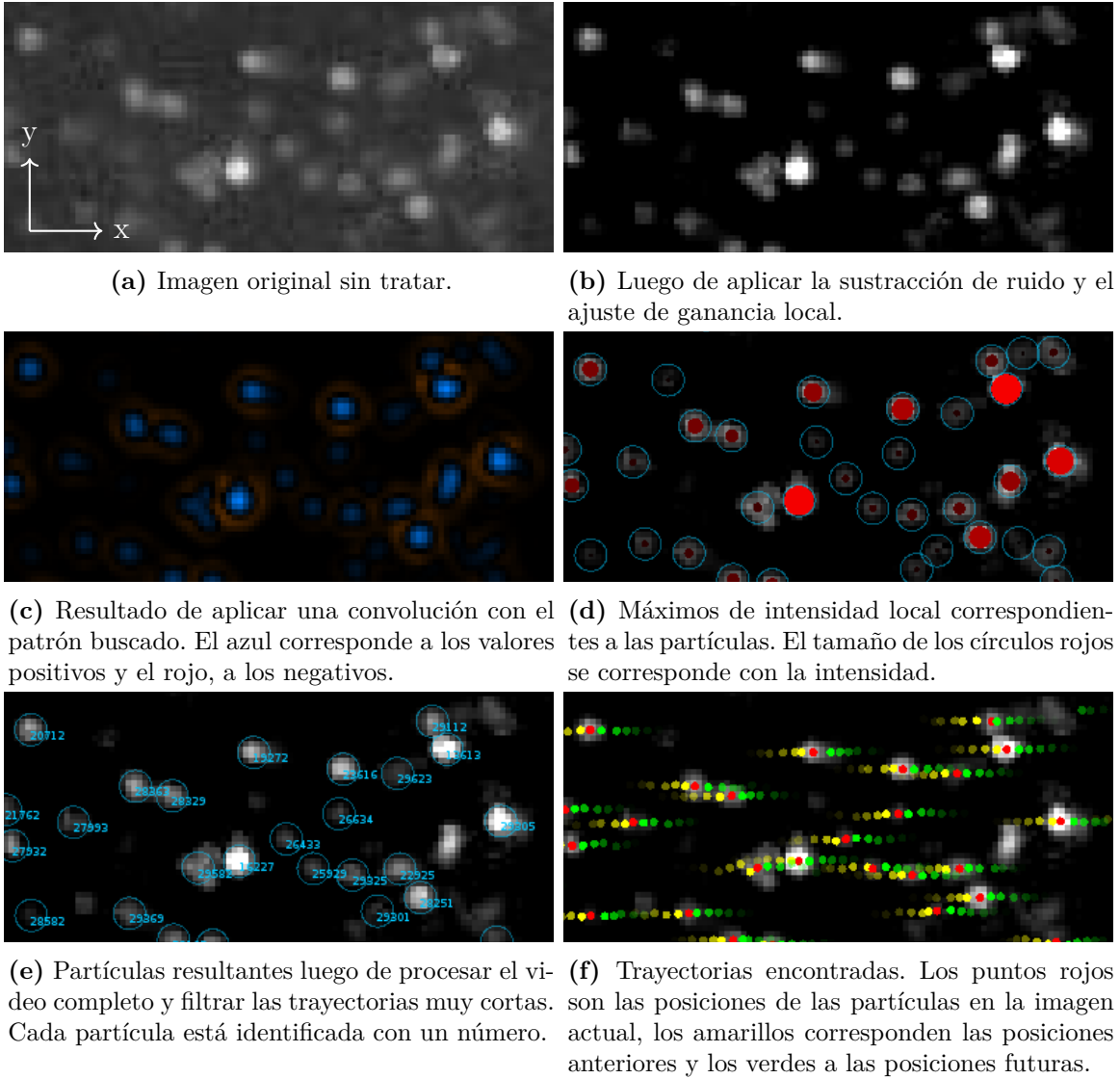


Figura 3.7: Sucesivas etapas del procesamiento de los videos. Se muestra una sección de 100x50px de la imagen completa de 2048x110px.

3.10. Conversión a unidades reales

Hasta este punto, se trabajó con las unidades de los datos, *píxeles* para la distancias y *cuadros* para el tiempo. Primero, se convirtió de cuadros a segundo usando la cantidad de *cuadros por segundo* configurada al momento de grabar con la cámara de video.

Por otro lado, la conversión de las unidades espaciales fue más difícil. Esto se debió a que el foco de la cámara se colocó en el interior de la celda y no resulta sencillo

colocar delante de la cámara una referencia, por ejemplo una regla milimetrada, y que la misma se visualice nítidamente. Finalmente, se utilizó el alto de la celda misma como referencia (figura 3.8). Por ejemplo, si en una imagen, la celda se observa con un alto de l píxeles, y considerando que la celda tiene 1 mm de alto, entonces se uso como factor de conversión $1/l$ mm/píxel. Sin embargo, no resulta sencillo determinar el alto exacto de la celda en una imagen, debido a que los bordes son difusos, y además tampoco se dispone de una medición de la altura exacta de la celda.

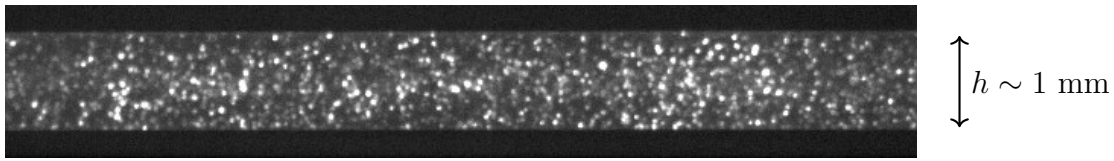


Figura 3.8

Considerando dichos factores, se concluye que las mediciones pueden tener entorno a un 10 % de error sistemático en todos los valores de distancia y velocidades. El error es sistemático ya que para todas las mediciones se usó el mismo criterio, que si bien es imperfecto, se aplicó de forma consistente. Aunque este error puede afectar los valores obtenidos, no afecta las conclusiones cualitativas que se presentan en este trabajo.

Capítulo 4

Resultados

En este capítulo, se detallan los resultados obtenidos utilizando el dispositivo experimental descrito en el capítulo anterior. Comenzaremos mostrando las trayectorias obtenidas, luego, se presentan los resultados del comportamiento del flujo de la suspensión, es decir, los perfiles de velocidades. Finalmente, se presentarán resultados a escala local, donde se analiza la reversibilidad de las trayectorias de las partículas. A medida que se introduzcan los resultados, también se comentarán algunos detalles pertinentes del procesamiento de datos.

4.1. Trayectorias

Como se describió en la sección 3.9, a partir de los videos se obtienen N_p trayectorias, cada una de las cuales es un conjunto ordenado de puntos bidimensionales $\vec{x}_{n,1} \dots \vec{x}_{n,M_n}$, donde n es el número de trayectoria y M_n es la cantidad de puntos en la misma. De ahora en adelante se va omitir el subíndice n . Una vez armadas las trayectorias se calculan las velocidades usando una derivada discreta: $\vec{v}_i = (\vec{x}_{i+1} - \vec{x}_{i-1})/(2\Delta t)$, donde Δt es el intervalo entre dos cuadros (imágenes) consecutivos.

Cabe aclarar que si se pierde el rastro de una partícula en el video, la trayectoria se termina. Luego, en imágenes posteriores, es posible que se vuelva a detectar la misma partícula, pero la información se guardará en una nueva trayectoria. Por esta razón, se obtienen muchas más trayectorias que las partículas que hay en el campo

de visión de la cámara y además, estas trayectorias tienen una duración menor al video completo. Las trayectorias de duración muy corta (menos de 100 puntos) son removidas antes de continuar.

En la figura 4.1, se muestran algunas trayectorias típicas a modo ilustrativo. Se puede observar que las trayectorias son parcialmente reversibles, es decir, van y vienen por el mismo lugar aproximadamente, pero hay una pequeña deriva, especialmente cerca de los bordes. Se discutirá en más detalle este tema en la sección 4.5.

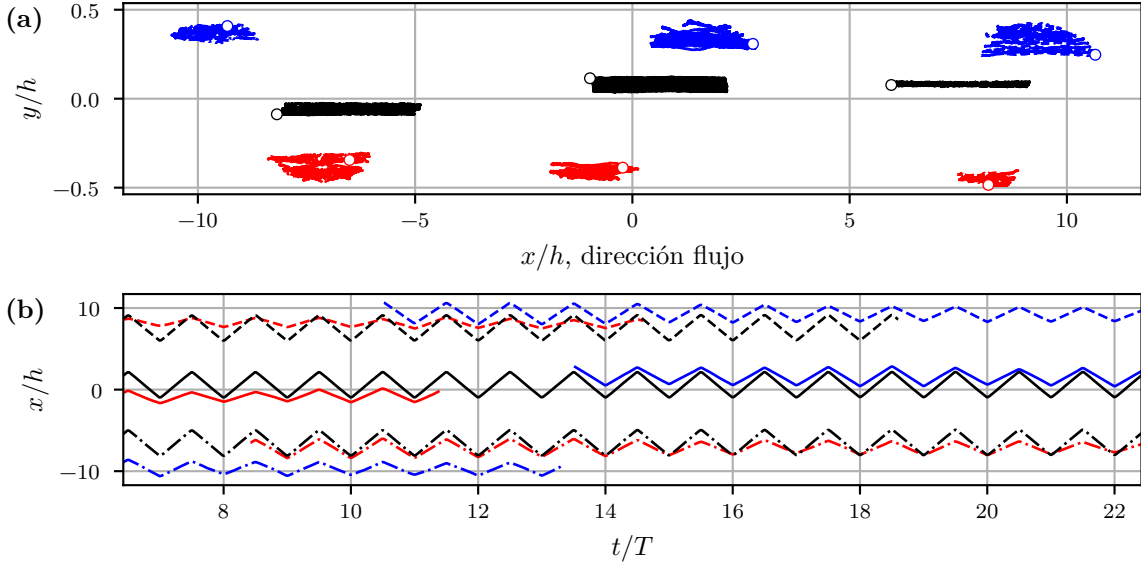


Figura 4.1: Algunas trayectorias de las más de 87000 encontradas en una experiencia con una duración de 30 minutos, $Q_0 = 200 \text{ }\mu\text{l/min}$, $T = 16 \text{ s}$, $\phi = 35\%$ y $h = 1 \text{ mm}$. En el gráfico x - y , se marca con un punto la posición a $t = 0$. Se puede observar que las partículas siguen el flujo oscilatorio, pero las cercanas a los bordes (colores rojo y azul), tienen una amplitud de movimiento menor. También, se observan algunas trayectorias donde se perdió el rastro de la partícula en cuestión. En este caso, hubo un promedio de 800 partículas rastreadas en cada cuadro.

Por otro lado, los mismos datos, en vez de interpretarlos como N_p trayectorias, se los puede agrupar en N_f cuadros (puntos en el tiempo), cada uno de los cuales es un conjunto de puntos $\{\vec{x}_{i,j}\}_i$ correspondientes a las distintas trayectorias presentes en ese cuadro i . Por otro lado, estos puntos tienen sus velocidades asociadas $\{\vec{v}_{i,j}\}_i$, que fueron obtenidas a partir de cada trayectoria en cuestión. En resumen, se puede pensar en los datos como una matriz de $N_p \times N_f$ donde se marcan de una forma especial los puntos sin datos, antes y después de que cada trayectoria comience y termine.

Con la información ordenada de esta forma, se pueden obtener valores medios para cada punto en el instante t_i , empezando por la velocidad promedio en la dirección del flujo $V_x(t_i)$. Como es de esperarse, dado que se trabajó con un Re bajo, la velocidad promedio sigue la forma del flujo, es decir, es del tipo onda cuadrada (figura 4.2).

$V_x(t_i)$ es analizado en cuatro zonas distintas dentro de cada periodo: 1. flujo de ida ($V_x = cte. > 0$), 2. inversión del flujo positivo a negativo, 3. flujo de vuelta ($V_x = cte. < 0$) y 4. inversión del flujo negativo a positivo. Denominaremos a cada una de estas zonas identificadas *corte temporal*. Este paso es importante para luego poder calcular valores de interés solamente usando la información de los cortes en los cuales el flujo es constante ($V_x = cte.$).

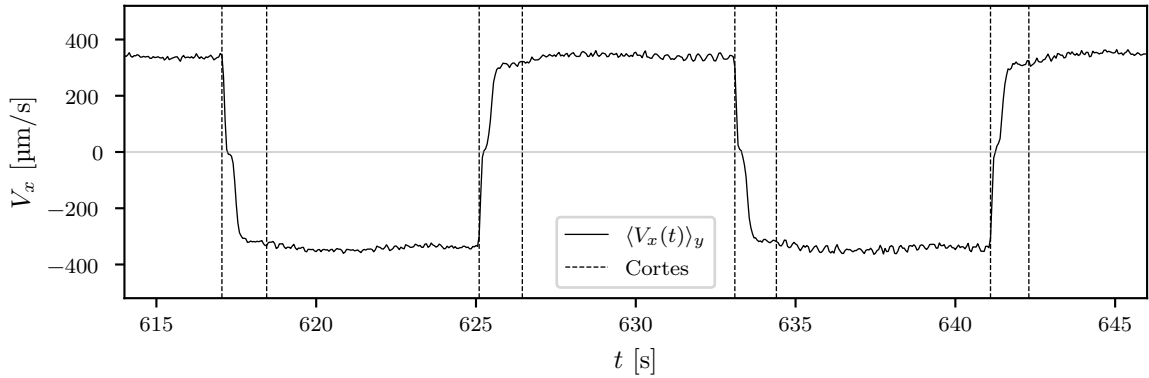


Figura 4.2: $V_x(t)$ promedio y cortes temporales. Se pueden observar intervalos con flujo nulo al cambiar de dirección, como se comentó en la sección 3.4, esto se debe a una limitación de la bomba.

A continuación, recorriendo todos los puntos de todas las trayectorias, se determina el *área de trabajo*: el rectángulo delimitado por (x_{min}, y_{min}) e (x_{max}, y_{max}) que contiene todos los puntos encontrados. Así, luego, es posible dividir el espacio en *cortes espaciales* en x e y , y calcular distintas distribuciones y perfiles.

4.2. Perfiles de Velocidades

Como se comentó en el capítulo 2, es sabido que un flujo a caudal constante entre placas paralelas de una suspensión concentrada presenta un carácter no Newtoniano en su perfil de velocidades $V_x(y)$. Para estudiar este comportamiento, se prepararon

suspensiones con distintas concentraciones de partículas ϕ y se obtuvieron los perfiles para flujos con distintos caudales máximos Q_0 y periodos T .

Para obtener los perfiles a partir de las trayectorias, se dividió el eje y , entre y_{min} e y_{max} , en $N_y = 32$ segmentos que llamaremos *cortes en y* . En dichos segmentos, se calculó la velocidad media en x para cada punto en el tiempo t_i , obteniendo valores $V_x(t_i, y_j)$ con i en $1 \dots N_f$ y j en $1 \dots N_y$. Luego, se calculó el promedio temporal usando solamente los puntos t_i en cortes temporales con V_x constante, teniendo el cuidado de invertir el signo en los caso que $V_x < 0$. Además, se calcularon otros valores como la desviación estándar $\sigma_{V_x}(y_j)$ y la cantidad de trayectorias $n(y_j)$ por cuadro.

4.2.1. Perfil del fluido

Primero, se realizó una experiencia utilizando $\phi = 0,2\%$ con partículas de $20 \mu m$ de diámetro e igual densidad como trazadores. Dado que la concentración es muy baja, se asume que la interacción entre las partículas es despreciable y, recordando que la suspensión es isodensa, asumimos que las mismas siguen el movimiento del fluido y por lo tanto, el perfil de velocidades obtenido corresponde al mismo sin los trazadores.

En la figura 4.3, se muestra la superposición de datos obtenidos para distintos Q_0 y T , normalizados con la velocidad máxima para una fluido Newtoniano $V_x^{ref} = \frac{3}{2} \frac{1}{S} Q_0$ (ec. 2.7), donde S es la sección estimada de la celda (ver sección 3.5).

Además, en cada caso, se realizaron ajustes usando una variante de la ecuación 2.8: $v_{max}(1 - (|y - y_0|/r)^\alpha)$, donde v_{max} , y_0 y α son los parámetros ajustados. En la figura se substrajo el corrimiento y_0 y se graficó un solo ajuste usando el α y el r promedio. Se observa que el fluido tiene un comportamiento Newtoniano, caracterizado por un perfil tipo Poiseuille como el descripto en la sección 2.2.

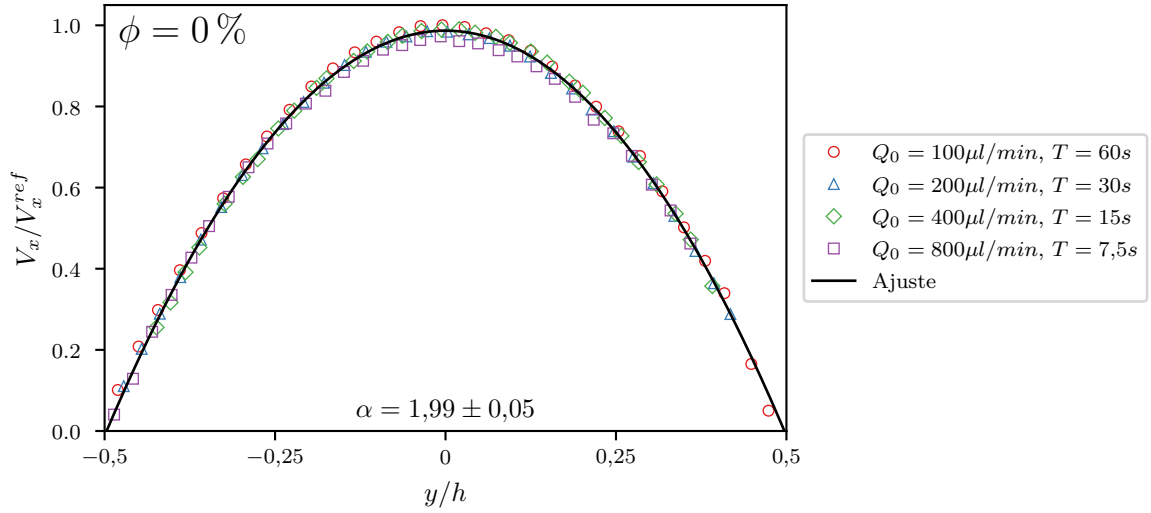


Figura 4.3: Perfiles de velocidad $V_x(y)$ para $\phi \sim 0$ para distintos Q_0 y T . $h = 1$ mm. Ajuste con la ecuación 2.8.

4.2.2. Perfiles de la suspensión

Después, se trabajó con una suspensión con un ϕ estimado de 28 %. El valor es estimado ya que la suspensión fue el resultado de múltiples correcciones en la proporción de los componentes del fluido. Como se mencionó en la sección 3.2, inicialmente, las partículas suspendidas sedimentaban y los perfiles de velocidades obtenidos no estaban centrados en el eje y (ver sección 4.3). Este problema se corrigió agregando pequeñas cantidades de cada uno de los tres componentes del fluido hasta obtener perfiles centrados (ver sección 3.2).

Luego, se continuó agregando partículas a la misma suspensión para realizar mediciones con ϕ estimado de 34 %, 38 % y 44 %. Se utilizaron varios valores de Q_0 y T , pero manteniendo constante el producto entre ambos, de forma tal que la amplitud del movimiento de las partículas es similar en todos los casos. En la figura 4.4, se pueden ver los resultados junto a ajustes realizados como se describió en la sección 4.2.1.

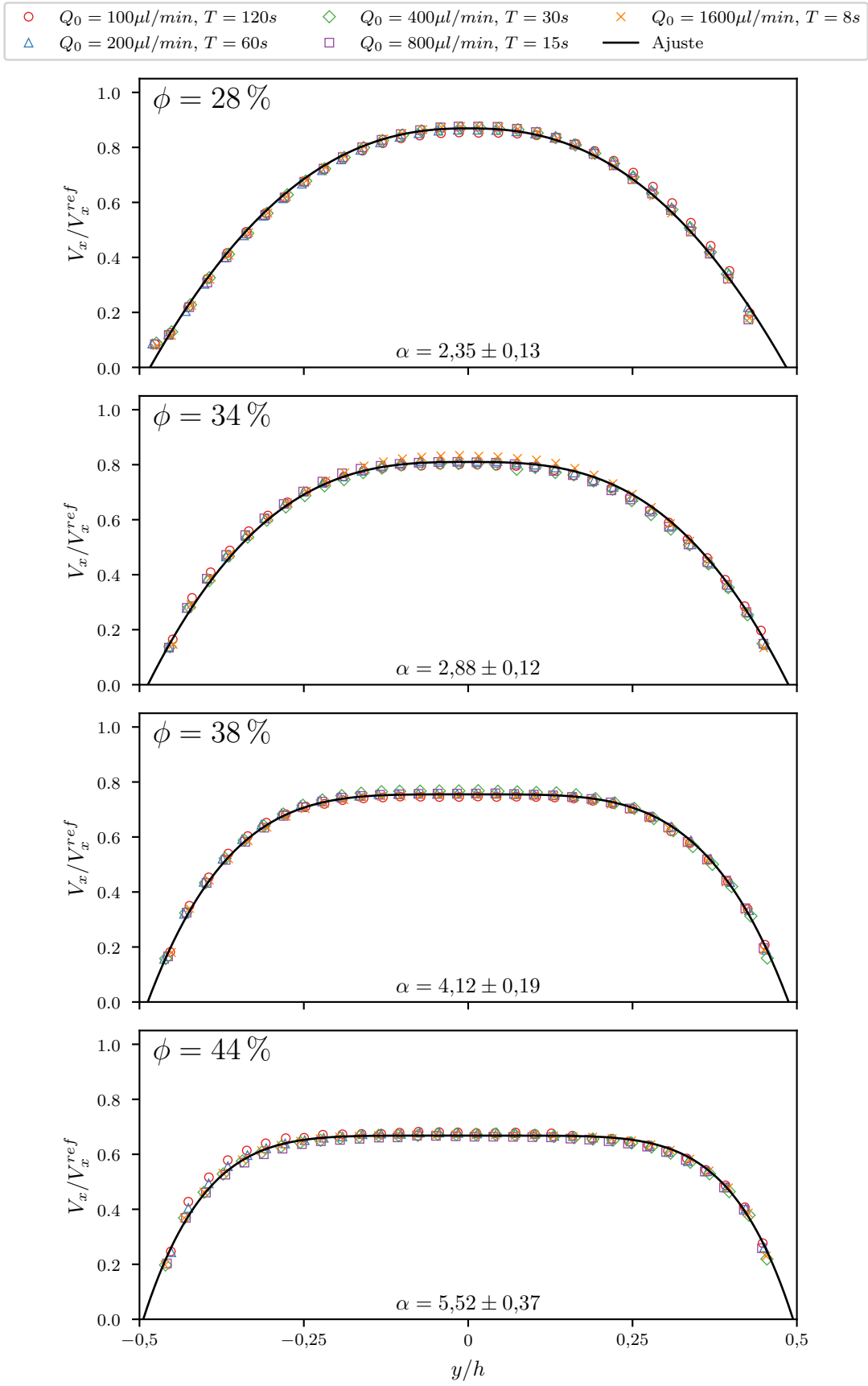


Figura 4.4: Perfiles de velocidad $V_x(y)$ para distintas concentraciones ϕ . Se realizó la normalización y los ajustes como se describe en la sección 4.2.1.

En la figura 4.5, se puede ver una comparación de los perfiles ajustados. Son perfiles achatados propios de un fluido no-Newtoniano consistentes con la bibliografía del tema (ver sección 2.4). La ecuación 2.8 se ajusta bien a los datos y el parámetro α nos permite cuantificar el carácter no-Newtoniano de la suspensión. Además, se observa que la forma de los perfiles, luego de tener en cuenta que la velocidad es proporcional a Q_0 , depende claramente de ϕ y en cambio, presenta una dependencia nula o mucho menor respecto de Q_0 y T . Se observa que α aumenta con la concentración ϕ como se vio en Kowalewski (1980).

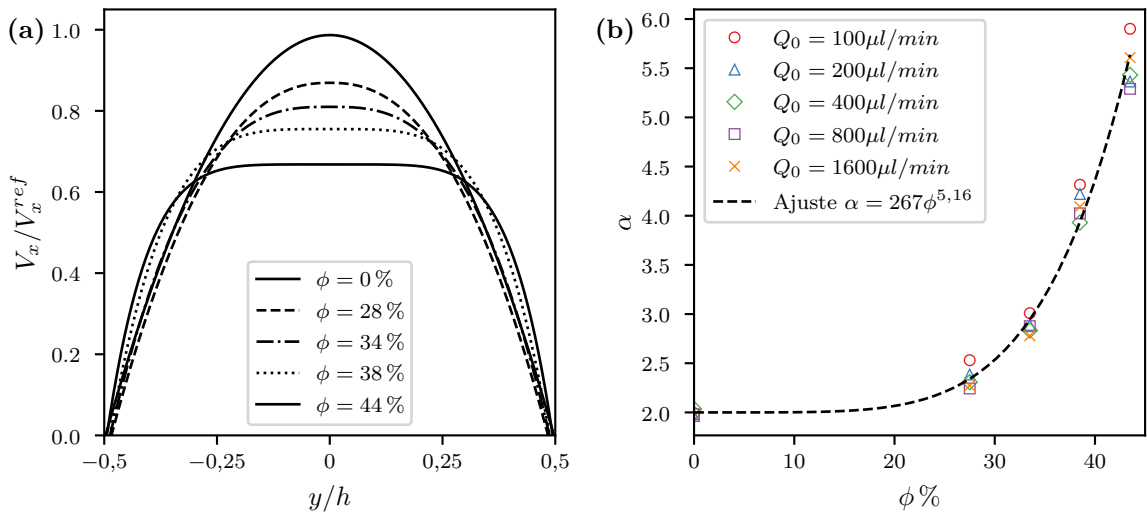


Figura 4.5: (a) comparación de los perfiles obtenidos de ajustar los datos mostrados en las figuras 4.3 y 4.4. (b) valores de α obtenidos de los ajustes para distintas concentraciones ϕ . El ajuste corresponde a una ley de potencia.

4.2.3. Fluctuaciones y concentración

La figura 4.6 corresponde a otra medición realizada en condiciones semejantes a las anteriores. Allí se observa, además del perfil de velocidades $V_x(y)$, la desviación estándar $\sigma_{V_x}(y)$ correspondiente al mismo y la cantidad promedio de trayectorias por cuadro $n(y)$. Es destacable la coincidencia con los resultados de otros trabajos como el de Lyon y Leal (1998). En particular, se observa una mayor fluctuación de la velocidad local cerca de los bordes, pero no en los mismos y además, una mayor cantidad de partículas rastreadas en el centro. Sobre este segundo valor, hay que advertir que la cantidad de partículas rastreadas no coincide necesariamente con la

cantidad real de partículas, por lo cual, no se puede afirmar con certeza si hay más partículas en el centro, o simplemente, la detección de partículas fue peor en los bordes. Esto último podría suceder, ya que cerca de los bordes es de esperarse que ocurran más colisiones entre partículas debido al gradiente de velocidad.

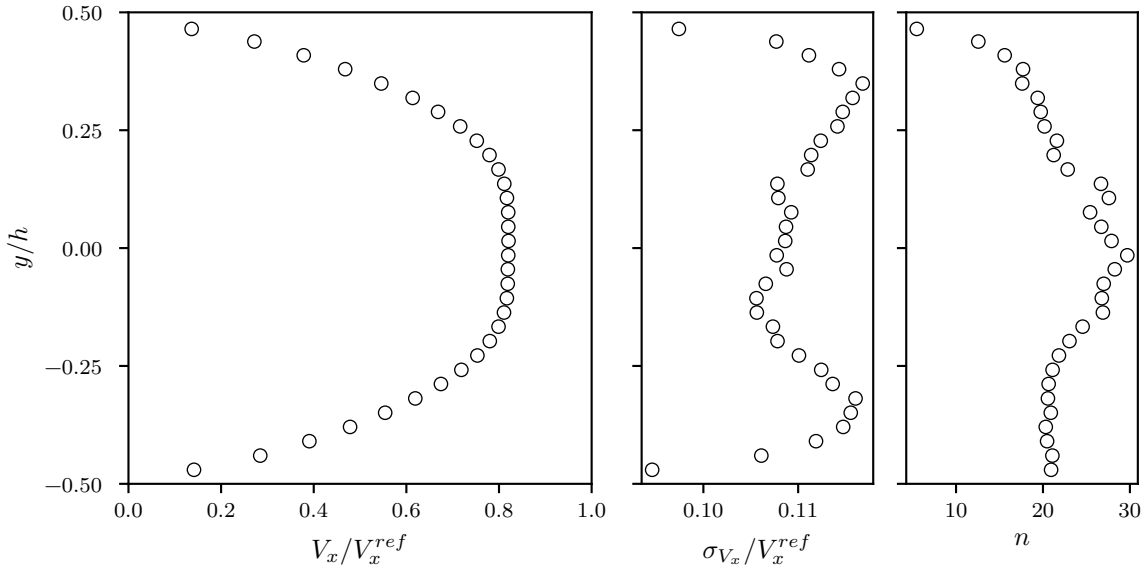


Figura 4.6: Perfiles de velocidad, fluctuaciones de la misma y cantidad de trayectorias encontradas para una experiencia con $Q_0 = 400 \mu\text{l}/\text{min}$, $T = 16 \text{ s}$, $\phi = 35\%$ y $h = 1 \text{ mm}$.

4.3. Influencia de la gravedad: sedimentación

Aunque el objetivo del presente trabajo fue estudiar el comportamiento de una suspensión sin la presencia de fuerzas externas, a excepción del gradiente de presión necesario para generar el flujo, en la práctica, algunas experiencias mostraron evidencias de la influencia de la gravedad. Eventualmente, esto se minimizó al corregir la preparación de la solución en la cual estaban suspendidas las partículas, logrando que la diferencia de densidad entre ambas partes sea lo suficientemente pequeña como para despreciarla. Sin embargo, algunos de estos resultados pueden ser de interés por si mismos, como forma de caracterizar la sedimentación utilizando la técnica experimental desarrollada en este trabajo.

En la figura 4.7 se muestra el estado inicial ($t = 1 \text{ minuto}$) y final ($t = 64 \text{ minutos}$) de una experiencia donde la diferencia de densidad entre las partículas y el fluido

$\Delta\rho_{pf} = \rho_p - \rho_f$, fue positiva y por lo tanto las mismas tendieron a sedimentar. Se puede ver esto en la imagen final (b), donde no se observan partículas en la parte superior. Además, usando los perfiles de $n(y)$ se construyó una estimación del perfil de concentración $\phi(y)$: se dividió cada perfil por su valor medio y se lo multiplicó por el valor conocido $\phi = 35\%$. Como se comentó en la sección anterior, los datos no son confiables cerca de los bordes, pero en la zona central se puede ver como la distribución inicial es aproximadamente uniforme, mientras que la distribución final, se asemeja a la obtenida en simulaciones por Morris y Brady (1998), donde coincide la zona de mayor concentración con la de mayor velocidad.

Adicionalmente, se observa que el perfil de velocidades $V_x(y)$ no se encuentra centrado, sino que su máximo se encuentra desplazado hacia la parte superior, lo

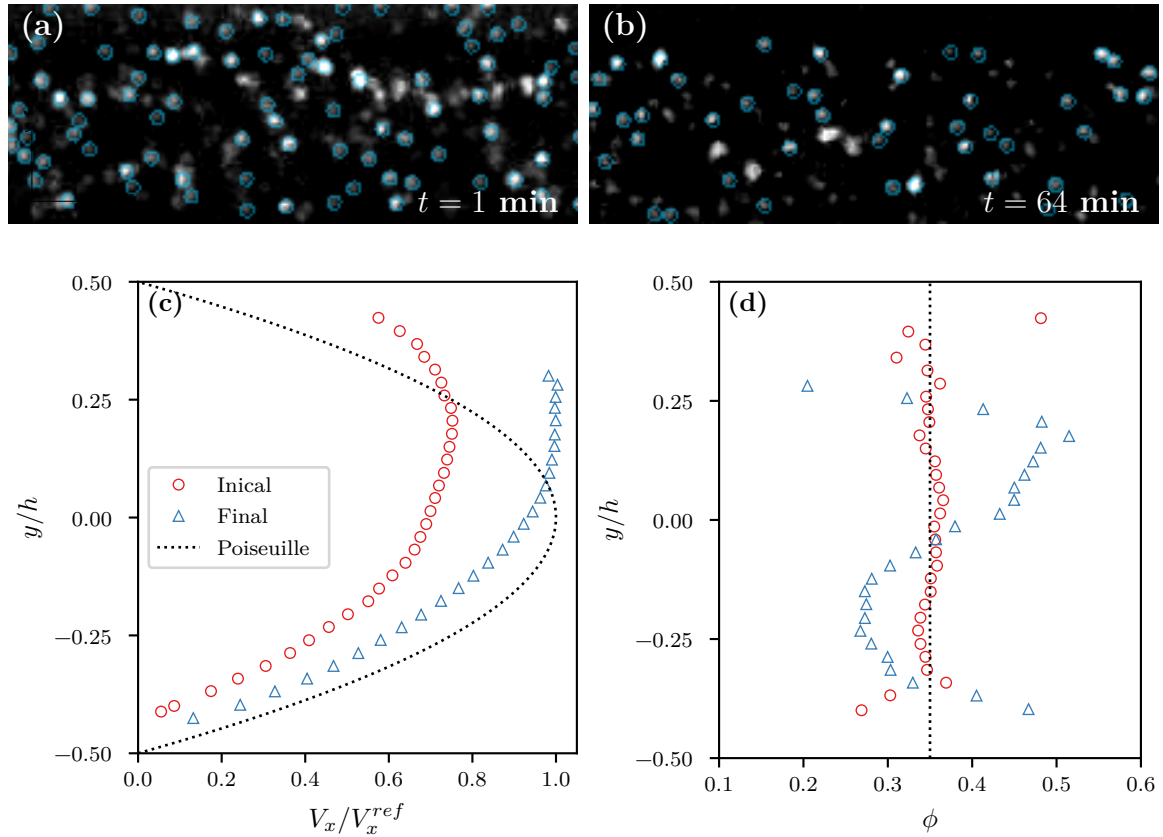


Figura 4.7: Comportamiento observado cuando la gravedad no es despreciable. La experiencia en cuestión duró una hora y se utilizó $Q_0 = 200 \mu\text{l}/\text{min}$, $T = 16$ s, $\phi = 35\%$ y $h = 1$ mm. (a) Imagen tomada al comenzar la experiencia. Se marcan con círculos azules las partículas detectadas. (b) Imagen tomada al finalizar la experiencia. (c) Perfiles de velocidades iniciales y finales. Como referencia, se muestra el perfil de Poiseuille. (d) Perfiles de concentración estimados. Como referencia, se marca la concentración media.

cual también se puede apreciar en los perfiles de Morris y Brady (1998), pero en forma más moderada.

Por otro lado, también llama la atención el aumento de la velocidad en todo punto (conocido) del perfil. Se desconoce la razón de este hecho, pero podría deberse a que las partículas que sedimentaron hayan bloqueado parcialmente la celda, reduciendo de esa forma la sección efectiva.

4.4. Amplitud de oscilación

En el capítulo 2, se comentó que uno de los parámetros relevantes para un flujo oscilatorio, y que es usado frecuentemente en la bibliografía, es la amplitud de la oscilación A_{pp} . En este trabajo, la definimos como la distancia máxima (punta a punta) recorrida por una partícula durante un periodo T . Por ejemplo, en la figura 4.1, $A_{pp} = 3072 \pm 42 \mu\text{m}$. Para obtener este valor, se dividió cada trayectoria i en segmentos de duración T , y para cada uno, se calculó diferencia entre la posición máxima y mínima en x . Luego, se calculó el valor medio y la desviación estándar de estos valores para todas las trayectorias en la parte central ($-h/5 < x < h/5$). Se usó la desviación estándar como margen de error.

En la figura 4.8, se pueden ver las amplitudes A_{pp} obtenidas para trayectorias con distintos parámetros Q_0 y T , comparadas con una amplitud de referencia proporcional a estos parámetros. Se observa una relación lineal con una pendiente menor a uno. Esta diferencia puede explicarse, parcialmente, siguiendo dos ideas. Primero, los perfiles son achatados y por lo tanto la velocidad máxima es menor al caso Newtoniano. Comparando las ecuaciones 2.7 y 2.9 se puede ver que para $\alpha = 3$, esto implica una reducción de $\sim 11\%$. Segundo, la bomba tiene un pequeño tiempo muerto (~ 0.4 s, ver figura 3.4) cada vez que se invierte la dirección del flujo. Por ejemplo, en una medición con $T = 16$ s, esto implica que el tiempo efectivo de oscilación es $T \sim 15.2$ s, un 5% menos.

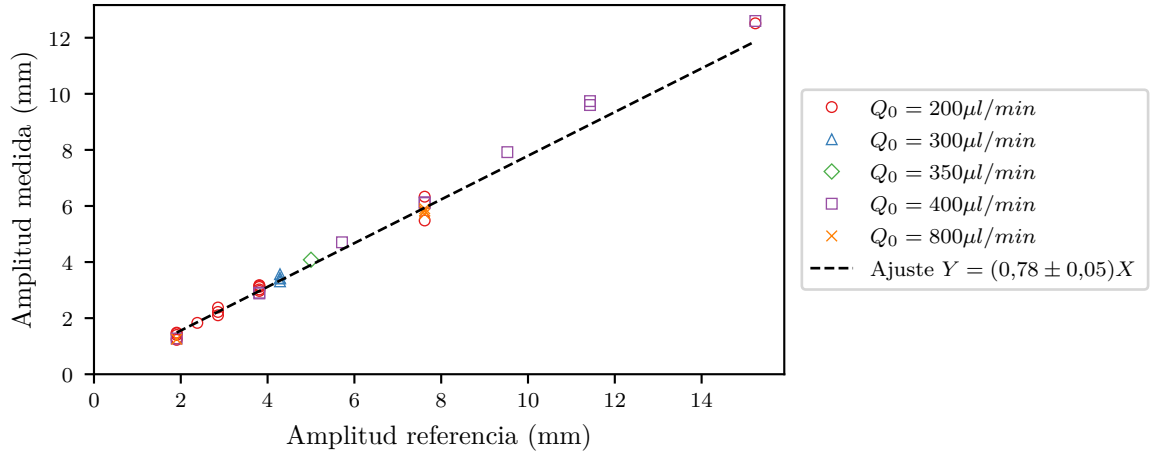


Figura 4.8: Amplitudes de oscilación A_{pp} calculadas para experiencias con $\phi = 35\%$ y distintos parámetros Q_0 y T . Se compara con una amplitud de referencia $A_{ref} = V_x^{ref}T/2$, con $V_x^{ref} = \frac{3}{2} \frac{1}{S} Q_0$ (ecuación 2.7), donde S es la sección estimada de la celda (ver sección 3.5). Este valor de referencia corresponde al caso $\alpha = 2$ (fluido Newtoniano).

4.5. Reversibilidad de las trayectorias

Para estudiar la reversibilidad de las trayectorias, se construyeron nuevas trayectorias periodo-a-periodo. Primero, de todos los puntos de tiempo t_i , se tomó un punto por periodo, empezando en el momento en que comenzó el flujo oscilante. Así se construyó un nuevo conjunto de valores t'_i , cada uno separado del siguiente por un intervalo igual al periodo de la oscilación T . Luego, de cada trayectoria $\vec{x}_i$ se tomaron los puntos correspondientes a estos tiempos, generando nuevas trayectorias $\vec{x}'_i$.

En la figura 4.9, se muestran dichas trayectorias para una experiencia con 225 oscilaciones en 30 minutos de duración. Dado que el comportamiento no fue igual a lo largo de la medición, se muestran los datos para 16 oscilaciones usando dos tiempo iniciales t_0 distintos. En el gráfico de arriba, se muestran las trayectorias poco después del comienzo de la experiencia ($t_0 \sim 5$ minutos). Se observa que los desplazamientos periodo-a-periodo de las partículas en la parte central, donde el perfil está achatado y el gradiente de velocidad es menor, son mínimos. En cambio, cerca de los bordes se pueden ver desplazamientos de mayor magnitud. Por otro lado, en el gráfico de abajo, se muestra el comportamiento 15 minutos después

en la misma experiencia. Ahora se observan desplazamientos mayores ($> 0,02 \cdot h$) y además, éstos están ordenados en bandas donde las partículas suben o bajan. Estas bandas alternadas de partículas ascendentes y descendentes, presentan una periodicidad en la dirección del eje x con una longitud de onda λ entorno a $3 \cdot h$.

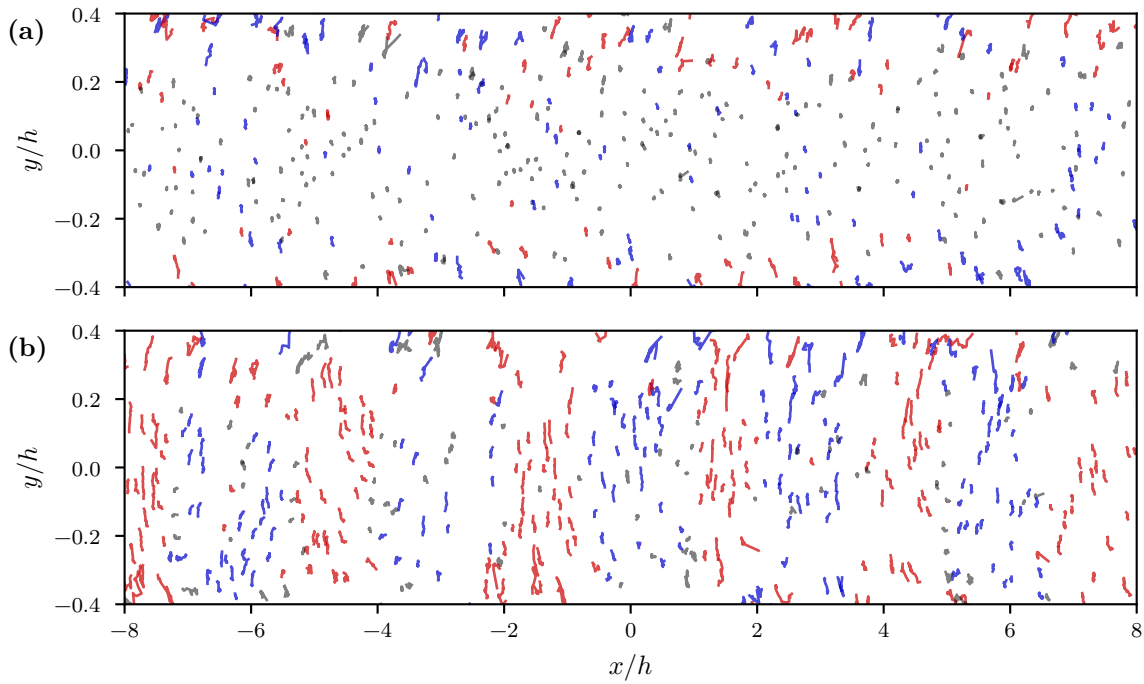


Figura 4.9: Experiencia de 30 minutos de duración con $Q_0 = 200 \mu\text{l}/\text{min}$, $T = 8 \text{ s}$, $\phi = 35\%$ y $h = 1 \text{ mm}$. Se midió $A_{pp} = 1,5 \text{ mm}$. **(a):** trayectorias periodo-a-periodo con 16 periodos de duración, a los 5 minutos de comenzada la medición. **(b):** ídem. a los 20 minutos. Las trayectorias que variaron su posición y en al menos $0,02 \cdot h$, se marcan con color: azul, ascendentes y rojo, descendentes.

En estudios previos del grupo (Roht 2017), se observaron fluctuaciones periódicas en la concentración de partículas en la dirección x , luego de hacer oscilar la suspensión, con una longitud de onda λ entorno a $2 \cdot h$ para amplitudes A_{pp} similares. En el presente trabajo, se pudo observar a simple vista una estructuración similar, pero no fue caracterizada, debido a que la metodología utilizada no permitió obtener perfiles de concentración en la dirección x .

4.6. Difusión

A partir de los datos mostrados en la figura 4.9, se calcularon las distancias promedio $\sqrt{\langle \Delta x^2 \rangle}$ y $\sqrt{\langle \Delta y^2 \rangle}$ que se desplaza una partícula respecto de su posición inicial luego de n_c oscilaciones. Cada una de las trayectorias mostradas en la figura tiene una duración de 16 periodos. Tomando la primer posición $\vec{x}_{i,0}$ como inicial y restándola a las demás, se obtiene $\{\Delta \vec{x}_{i,j}, 1 \leq j \leq 16\}_i$, donde i distingue las trayectorias. Calculando el cuadrado, promediando sobre las distintas trayectorias y luego calculando la raíz cuadrada, se obtiene la figura 4.10. Se omitieron los datos en la dirección x para mayor claridad. Además, se realizaron ajustes usando una ley de potencias ($f(x) = ax^b$).

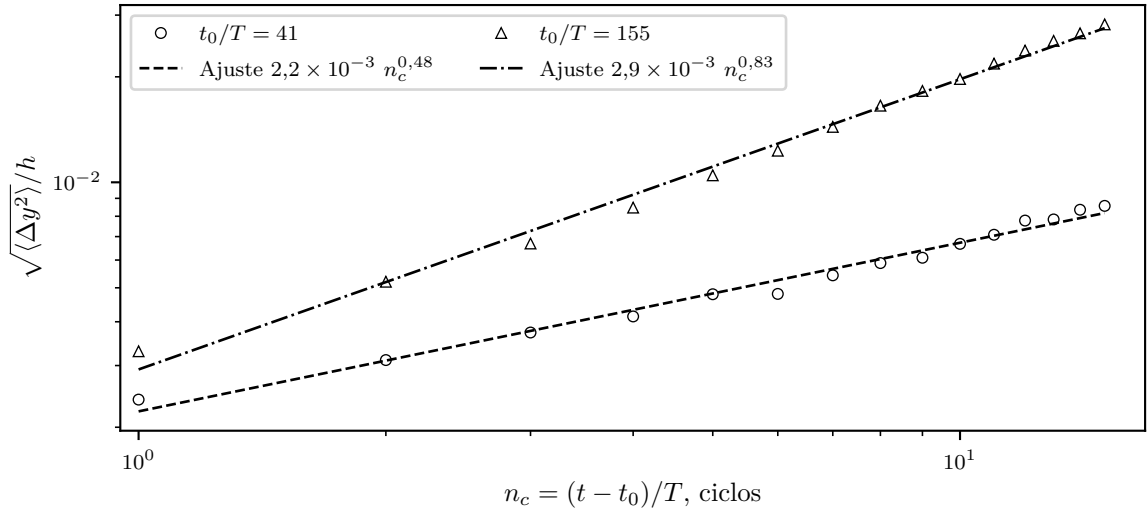


Figura 4.10: Distancia promedio que se desplaza una partícula en la dirección y respecto de su posición inicial, luego de t/T oscilaciones. Se calculó a partir de los datos de la figura 4.9.

Los círculos corresponden al comienzo de la medición, antes de que los desplazamientos en y se ordenen en bandas como se mostró en la figura 4.9. El mejor ajuste corresponde a $\langle \Delta y^2 \rangle \sim t/T$, lo cual se puede asociar a un movimiento de tipo difusivo, donde las partículas se mueven aleatoriamente sin una dirección preferencial. En la sección 2.1.1 se mencionó el movimiento Browniano, que también es un ejemplo de un movimiento difusivo donde el desplazamiento es proporcional a la raíz cuadrada del tiempo. Por otro lado, los triángulos corresponden al comportamiento a los ~ 20 minutos de comenzada la medición. El ajuste da una potencia b mayor a 0,5, lo cual

es consistente con la presencia de un orden en los desplazamientos en y y tendiendo a un comportamiento del tipo convectivo.

Como se comentó en la figura 2.8, en Pine et al. (2005) se muestra un comportamiento de tipo difusivo para todo tiempo sin una transición espontánea. Aun no se conoce la razón de este hecho, pero puede deberse a diferencias en el dispositivo experimental o en la duración de las experiencias.

Capítulo 5

Conclusiones

Durante el desarrollo de esta tesis, se caracterizó el comportamiento de una suspensión de partículas en una solución acuosa. Se ajustaron las proporciones de los componentes de dicha solución hasta lograr que fuera isodensa con las partículas y que además, posea un índice de refracción lo suficientemente cercano para poder visualizar su interior. Se logró el montaje y puesta a punto de un dispositivo experimental que permite visualizar el movimiento individual de partículas en un plano a lo largo de la celda de Hele-Shaw que contuvo la suspensión. Se trabajó con una bomba de jeringas para establecer un flujo oscilatorio tipo onda cuadrada, con una amplitud de caudal Q_0 y periodo T programados. La misma presentó un comportamiento no deseado al momento de invertir la dirección del flujo, pero se logró mitigar este efecto cambiando la jeringa utilizada y ajustando mecánicamente una de las piezas.

Con este dispositivo, se obtuvieron videos donde se observan las partículas como puntos blancos difusos. A partir de dichos videos y mediante un programa de desarrollo propio, se logró rastrear y reconstruir las trayectorias de la mayoría de las partículas.

Usando la información de las trayectorias, se calcularon los perfiles de velocidades $v_x(y)$. Se compararon los perfiles obtenidos para distintas concentraciones de partículas ϕ y distintos valores de Q_0 y T . En el caso de concentración nula, se observó un perfil de Poiseuille como era esperado, confirmando así que la solución

es un fluido Newtoniano y que la metodología utilizada es válida.

Para ϕ entre 28 % y 44 %, los perfiles se ajustaron satisfactoriamente al modelo sencillo para fluidos no-Newtonianos presentado en la sección 2.2.2, obteniendo en cada caso un valor del parámetro de ajuste α que caracteriza el achatamiento del perfil. Se observaron perfiles achatados, es decir, con velocidad casi constante en el centro, como se presentó en la bibliografía del tema comentada en la sección 2.4 (Kowalewski 1980; Lyon y Leal 1998; Snook, Butler y Guazzelli 2016).

Se concluyó que la influencia de Q_0 y T en la forma de los perfiles es nula dentro de las incertezas experimentales y que en cambio, hay una fuerte dependencia de α con ϕ , que se ajusta a una ley de potencias.

A continuación, se estudió el desplazamiento neto de las partículas luego de varios periodos de oscilación. Se observó que a tiempos cortos (< 10 minutos), las partículas en el centro, donde el gradiente de velocidad es menor, presentan trayectorias reversibles con un pequeño comportamiento de tipo difusivo. Pero a tiempos más largos (~ 20 minutos), se observó que surge un ordenamiento de las partículas en bandas que ascienden y descienden alternadamente a lo largo de la celda con una longitud de onda del orden de $3 \cdot h$ y por lo tanto, el comportamiento en la dirección y ya no es meramente difusivo.

Aun no se comprende el origen de este fenómeno, el cual es consistente con trabajos previos del grupo (Roht 2017), donde se observaron bandas de mayor y menor concentración de partículas a lo largo de la celda. Este es uno de los puntos principales para profundizar en el futuro.

En trabajos próximos, también se pueden realizar correcciones en la metodología experimental. Por ejemplo, obtener una buena calibración de las dimensiones de la celda y de las distancias representadas en los video. Como se comentó en la sección 3.10, se estima que los resultados presentados tienen aproximadamente un 10 % de error sistemático debido a estas deficiencias.

Por otro lado, al procesar los videos se obtuvieron trayectorias a trozos, es decir, cuando una partícula no puede ser rastreada por un tiempo, la trayectoria se corta

en ese punto y se obtienen varias trayectorias, que en realidad, corresponden a la misma partícula. Esta limitación experimental no afecta significativamente la obtención de los perfiles de velocidades, pero acota el análisis del comportamiento de las partículas a lo largo de varios periodos de oscilación. Seguramente, es posible mejorar estos resultados, pero requerirá mejoras tanto en el dispositivo experimental como en el procesamiento de imágenes.

Bibliografía

- Bailey, B. C. y Yoda, M. (2003). *An aqueous low-viscosity density- and refractive index-matched suspension system*. Experiments in Fluids **35**, págs. 1-3.
- Brady, J. F. y Bossis, G. (1988). *Stokesian dynamics*. Annual review of fluid mechanics **20**, págs. 111-157.
- Butler, J. E., Majors, P. D. y Bonnecaze, R. T. (1999). *Observations of shear-induced particle migration for oscillatory flow of a suspension within a tube*. Physics of Fluids **11**, págs. 2865-2877.
- Corte, L., Chaikin, P. M., Gollub, J. P. y Pine, D. J. (2008). *Random organization in periodically driven systems*. Nature Physics **4**, pág. 420.
- Da Cunha, F. e Hinch, E. (1996). *Shear-induced dispersion in a dilute suspension of rough spheres*. Journal of fluid mechanics **309**, págs. 211-223.
- Dijksman, J. A., Rietz, F., Lőrincz, K. A., Hecke, M. van y Losert, W. (2012). *Invited Article: Refractive index matched scanning of dense granular materials*. Review of Scientific Instruments **83**, pág. 011301.
- Guazzelli, E. y Oger, L. (1995). *Mobile particulate systems*. Vol. 287. Springer Science & Business Media.
- Guazzelli, É. y Pouliquen, O. (2018). *Rheology of dense granular suspensions*. Journal of Fluid Mechanics **852**.
- Guyon, E., Hulin, J.-P., Petit, L. y Mitescu, C. D. (2015). *Physical hydrodynamics*. Oxford University Press.
- Kowalewski, T. (1980). *Velocity profiles of suspension flowing through a tube*. Archives of Mechanics **32**, págs. 857-865.

- Lareo, C, Nedderman, R. y Fryer, P. (1997). *Particle velocity profiles for solid-liquid food flows in vertical pipes Part II. Multiple particles*. Powder Technology **93**, págs. 35-45.
- Leighton, D. y Acrivos, A. (1987). *The shear-induced migration of particles in concentrated suspensions*. Journal of Fluid Mechanics **181**, págs. 415-439.
- Lyon, M. y Leal, L. (1998). *An experimental study of the motion of concentrated suspensions in two-dimensional channel flow. Part 1. Monodisperse systems*. Journal of Fluid Mechanics **363**, págs. 25-56.
- Microbeads (2009). *Technical Data Sheet Spheromers*. http://www.micro-beads.com/userfiles/file/pdf/technical_datasheet_ca_2009.pdf. [Online; accedido el 22/4/2019].
- Morris, J. y Brady, J. (1998). *Pressure-driven flow of a suspension: Buoyancy effects*. International journal of multiphase flow **24**, págs. 105-130.
- Nott, P. R. y Brady, J. F. (1994). *Pressure-driven flow of suspensions: simulation and theory*. Journal of Fluid Mechanics **275**, págs. 157-199.
- Phillips, R. J., Armstrong, R. C., Brown, R. A., Graham, A. L. y Abbott, J. R. (1992). *A constitutive equation for concentrated suspensions that accounts for shear-induced particle migration*. Physics of Fluids A: Fluid Dynamics **4**, págs. 30-40.
- Pine, D. J., Gollub, J. P., Brady, J. F. y Leshansky, A. M. (2005). *Chaos and threshold for irreversibility in sheared suspensions*. Nature **438**, pág. 997.
- Roht, Y. L. (2017). *Transporte y dispersión de un soluto en un flujo de suspensiones*. Tesis de doctorado, Facultad de Ingeniería, UBA.
- Snook, B., Butler, J. E. y Guazzelli, É. (2016). *Dynamics of shear-induced migration of spherical particles in oscillatory pipe flow*. Journal of Fluid Mechanics **786**, págs. 128-153.
- Taylor, G. I. (1966). *Low Reynolds Number Flows*. <http://web.mit.edu/hml/ncfmf.html>. [Online; accedido el 27/6/2019].