

00378



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

POSGRADO EN CIENCIA E INGENIERIA DE MATERIALES
INSTITUTO DE INVESTIGACIONES EN MATERIALES

ESTUDIO DE LA DISCONTINUIDAD EN LA VELOCIDAD DE
ASCENSO DE UNA BURBUJA EN UN FLUIDO NO
NEWTONIANO

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIA E INGENIERÍA DE
M A T E R I A L E S
P R E S E N T A :

DANIEL CHEHATA GÓMEZ

ASESOR DE TESIS:
DR. ROBERTO ZENIT CAMACHÓ



MÉXICO, D. F.

ENERO DE 2004



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

ESTA TESIS NO SALE
DE LA BIBLIOTECA

Autorizo a la Dirección General de Bibliotecas de la UNAM a difundir en formato electrónico e impreso el contenido de mi trabajo recepcional.

NOMBRE: Daniel Chehata
Gómez

FECHA: 03-Febrero-2004

FIRMA: 

Estudio de la discontinuidad en la velocidad de ascenso de una burbuja en un fluido no newtoniano

Daniel Chehata Gómez
Instituto de Investigaciones en Materiales
Universidad Nacional Autónoma de México

Director de tesis:
Dr. Roberto Zenit Camacho

Enero de 2004

A Norma

por tantas risas...

*Y al dejar el mundo,
no te preocupe saber si fuiste bueno,
sino si el mundo que dejas es mejor.*

Bertolt Brecht.

Agradecimientos

Mucha gente intervino en la realización de esta tesis, espero no olvidar a nadie. Si ese es el caso, cualquier agraviado hágamelo saber. Inicialmente quiero agradecer toda su ayuda y asesoría al Doctor Roberto Zenit Camacho mi director de tesis y a los miembros del jurado los Doctores Eduardo Ramos, Luis Antonio Dávalos y Enrique Chávez por sus comentarios y críticas a este trabajo.

Junto con el Doctor José Ramón Herrera Velarde realicé todos y cada uno de los resultados que aquí se presentan. Se dice fácil pero fueron más de mil burbujas las que se generaron para lograr este trabajo de investigación. No solo aprecio todo su apoyo en la realización de la tesis pero también su amistad. Desgraciadamente por alguna razón que aún no logro comprender me fue prohibido incluirlo como co-tutor de éste trabajo. Agradezco al futuro segundo astronauta mexicano (seguimos esperando) el Dr. Roberto Zenit por toda su ayuda durante la maestría y la elaboración de este trabajo. Sus siempre motivantes comentarios acerca de los fluidos no newtonianos seguramente inspiraran a las generaciones venideras a continuar el estudio en este apasionante campo de investigación. Agradezco a Enrique Soto por su ayuda con las caracterizaciones reológicas de los fluidos. Al Dr. Baltasar Mena por las discusiones que tuvimos referentes a este trabajo y a los doctores Juan Hernández y Guillermo Pulos las constantes burlas y chistes con respecto al comportamiento peculiar de las burbujas. Saludo también a Emilio, Paco y Gustavo, los tres “zacatepequeños” quienes también ayudaron con los experimentos y que un buen día desaparecieron sin decir adiós siquiera. También fueron parte de este trabajo todos los cuates del Instituto de Investigaciones en Materiales y que estuvieron dando guerra en estos 2 años de la maestría. Los menciono para recordarlos en 30 años: Eric, Carlos Palacios, Roberto Alcaraz, Julian Martínez, Joel, Gil, Carlos Soster, Miguel Angel Martínez, todavía alcanzó algo de la maestría Angel Ruiz, Paulo López, Yenin, a los famosos telechubis, Carlos y Eréndira.

Agradezco al CONACyT y al programa de Movilidad de Estudiantes de Posgrado de la UNAM las becas que me otorgaron para poder realizar este trabajo.

Y por supuesto, faltaba más, agradezco a mi familia todo el apoyo que me dieron para poder estudiar la maestría.

Como durante el proceso de revisión de esta tesis ya hubo algunas quejas y como no somos de oídos sordos, manifiesto mi infinita gratitud a Aga y a Leo por mantener en buena forma física y mental a Roberto. Siento mucho haber cometido tan lamentable omisión.

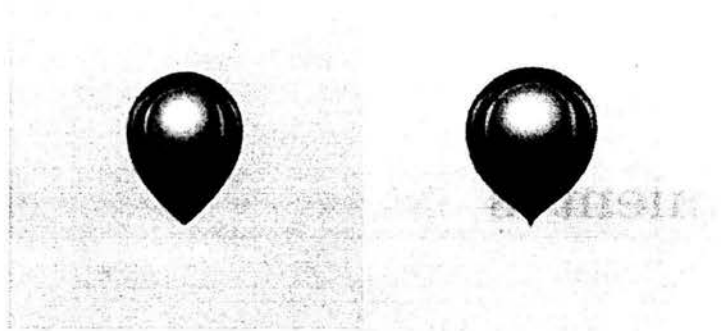


Figura 1: Burbujas de aire ascendiendo en una solución de agua-glicerina al 50 % y 0.15 % de Separan

La burbuja de la izquierda tiene un volumen de 49 microlitros y una velocidad de ascenso de 3.4 cm/s. La burbuja de la derecha tiene un volumen de 57 microlitros y una velocidad de 9.4 cm/s. A pesar de que la diferencia en volúmenes es de apenas 15 % la velocidad de ascenso se incrementa en casi 280 %.

Resumen

Se analizó el comportamiento de una burbuja ascendiendo en distintos fluidos no newtonianos. Se obtuvieron datos de la velocidad de ascenso de la burbuja como función de su volumen. Se confirmó que para algunos fluidos no newtonianos existe un volumen crítico por encima del cual la velocidad aumenta drásticamente (discontinuidad en la velocidad). De todos los fluidos utilizados, este fenómeno solo fue observado en soluciones de agua con glicerina y poliacrilamida las cuales son soluciones adelgazantes y viscoelásticas. Se obtuvo mediante el uso de la técnica de velocimetría de partículas por imágenes (PIV) los campos de velocidades alrededor de la burbuja en ascenso antes y después de la discontinuidad en la velocidad. Se observó la presencia de una “estela negativa” detrás de la burbuja cuando ésta tiene un volumen mayor al crítico. Se investigó la influencia de la cercanía de las fronteras sobre la velocidad de ascenso de las burbujas. Se encontró que estas no influyen significativamente en el volumen crítico pero si en la magnitud de la discontinuidad. Así mismo se realizaron experimentos con el fin de observar los efectos de la variación en la concentración del polímero disuelto sobre el volumen crítico. Encontramos que a una concentración muy pequeña de polímero, la discontinuidad en la velocidad desaparece. Al aumentar la concentración de polímero disuelto el volumen crítico disminuye. Finalmente, cuando la concentración del polímero es muy grande, la discontinuidad vuelve a desaparecer. Se observó también la influencia de la cantidad de agua en la solución. Se realizaron experimentos con fluidos adelgazantes inelásticos y con fluidos elásticos con viscosidad constante. En ninguno de estos casos se encontró discontinuidad en la velocidad. Se estudiaron también las distintas formas que adquieren las burbujas en los distintos fluidos utilizados.

Índice general

	I
	III
Índice general	1
Índice de figuras	3
1. Introducción	5
1.1. Motivación	5
1.2. Fluidos newtonianos y fluidos no newtonianos	6
1.2.1. Fluidos newtonianos	7
1.2.2. Fluidos no newtonianos	8
1.3. Flujos bifásicos	9
1.4. Burbujas de gas en un líquido	9
1.4.1. Burbujas en fluidos newtonianos	10
1.4.2. Burbujas en fluidos no newtonianos	12
2. Desarrollo experimental	15
2.1. Objetivos	15
2.2. Material utilizado	16
2.3. Fluidos, polímeros y otras sustancias utilizadas	16
2.4. Descripción de los experimentos	18
2.4.1. Primer dispositivo experimental	18
2.4.2. Segundo dispositivo experimental	19
2.5. Preparación y almacenamiento de los fluidos	20
2.6. Fluidos utilizados	22
3. Resultados	23
3.1. Velocidad terminal como función del volumen de la burbuja	23
3.1.1. Fluidos de Boger	23
3.1.2. Fluidos adelgazantes	26
3.1.3. Fluidos viscoelásticos	27
3.2. Coeficiente de arrastre	31
3.3. Efecto de pared	33
3.4. Formas de las burbujas	34
3.4.1. Fluidos de Boger	34

3.4.2. Fluidos adelgazantes	36
3.4.3. Fluidos viscoelásticos	37
3.5. Mediciones con PIV	38
4. Conclusiones	41
4.1. Trabajo a futuro	42
Bibliografía	43
A. Burbujas en fluidos micelares	47

Índice de figuras

1. Burbujas de aire ascendiendo en una solución de agua-glicerina al 50 % y 0.15 % de Separan	VI
1.1. Experimentos mostrando la discontinuidad en la velocidad en el ascenso de una burbuja. (Astarita y Apuzzo, 1965)	6
1.2. Perfil de velocidades generado al aplicar una fuerza sobre una placa plana que descansa sobre otra placa igual con un fluido viscoso intermedio	7
1.3. Velocidad de ascenso de una burbuja como función del diámetro	10
1.4. Formas de gotas y burbujas en fluidos newtonianos (Clift et. al, 1978)	11
2.1. Estructura química del Carbopol	17
2.2. Estructura química del Separan	17
2.3. Esquema experimental 1	18
2.4. Esquema experimental 2	19
3.1. Caracterización reológica de las soluciones S4, S5, S8 y S9 (glicerina con Separan)	24
3.2. Velocidad terminal de ascenso como función del volumen de la burbuja. Soluciones de glicerina-Separan	24
3.3. Velocidad terminal de ascenso como función del volumen de la burbuja. Soluciones de glicerina-agua-Separan	25
3.4. Caracterización reológica de las soluciones S1, S2 y S3 (etilenglicol-Carbopol)	26
3.5. Velocidad terminal de ascenso en función del volumen de la burbuja. Disoluciones de etilenglicol-Carbopol-trietilamina	27
3.6. Características reológicas de las soluciones S10, S14 y S15 (agua-glicerina-Separan)	28
3.7. Velocidad terminal de ascenso como función del volumen de la burbuja. Soluciones agua 50 % glicerina 50 % Separan	28
3.8. Velocidad terminal de ascenso como función del volumen de la burbuja. Soluciones agua 50 % glicerina 50 % Separan	29
3.9. Volumen crítico como función de la concentración de polímero	30
3.10. Razón entre velocidades antes y después de la discontinuidad en función de la concentración de polímero	30
3.11. Cd en función de Re en un fluido de Boger	31
3.12. Cd en función de Re en fluidos adelgazantes	32
3.13. Cd en función de Re en fluidos viscoelásticos y adelgazantes	32

3.14. Influencia de las paredes sobre las velocidades terminales de ascenso de las burbujas	33
3.15. Burbujas en una solución de glicerina-Separan. Los volúmenes de las burbujas en cm^3 son los siguientes: 0.1, 0.2, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5 y 4.0, respectivamente.	34
3.16. Burbuja con cola asimétrica	35
3.17. Arreglo experimental para obtener la figura 3.16	35
3.18. Burbujas en una solución de etilenglicol-Carbopol-trietilamina. Solución S3. Los volúmenes de las burbujas en cm^3 son los siguientes: 0.04, 0.12, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.8, 1.0, 1.1 y 4.0, respectivamente.	36
3.19. Burbujas en una solución de glicerina 50 %, agua 50 %, Separan 0.15 %. Los volúmenes en cm^3 de las burbujas de izquierda a derecha son: 0.023, 0.039, 0.049, 0.057, 0.059, 0.061, 0.069, 0.073, 0.079 y 0.41	37
3.20. Burbujas de aire ascendiendo en una solución de agua-glicerina al 50 % y 0.15 % de Separan. La burbuja izquierda es de 0.049 (volumen inferior al crítico) y la de la derecha de 0.057 cm^3 (volumen mayor al crítico)	37
3.21. Campo de velocidades generado por una burbuja antes de la discontinuidad en la velocidad. Un vector de 1 mm representa una velocidad de 2mm/s. . .	38
3.22. Campo de velocidades generado por una burbuja después de la discontinuidad en la velocidad. Un vector de 1 mm representa una velocidad de 2mm/s. . .	39
A.1. Viscosidad y esfuerzos normales en un fluido HASE en función de la rapidez de deformación	47
A.2. Velocidad terminal de ascenso en función del volumen de la burbuja en un fluido HASE	48
A.3. Burbuja ascendiendo en un fluido HASE. Volumen de la burbuja= 0.1 cm^3 .	48
A.4. Acercamiento de la cola de la burbuja	49
A.5. Fotografía de la estela de microburbujas que se generan tras el paso de una burbuja en un fluido HASE	49

Capítulo 1

Introducción

1.1. Motivación

Un medio bifásico es aquel en el cual dos fases distintas coexisten. Cuando una o las dos fases coexistentes se encuentran en movimiento tenemos un flujo bifásico. No es difícil mirar a nuestro alrededor y observar algún tipo de flujo bifásico. Tanto en la naturaleza como en la industria la existencia de dos fases distintas en movimiento es un fenómeno común. Deslizamientos de tierra, formación de depósitos por sedimentación en el lecho de un río, flujo de petróleo en tuberías, son solo algunos de los miles de ejemplos que se pueden enunciar de este tipo de flujos. Es por ello que la descripción y predicción de su comportamiento es de gran importancia. En las últimas décadas se han realizado grandes esfuerzos por comprender estos medios. Se han logrado avances significativos, sin embargo aún falta mucho trabajo por realizar. La complejidad en el estudio de este tipo de materiales radica en la dificultad de explicar detalladamente la interacción de una fase con respecto a la otra. Tomemos como ejemplo la sedimentación de partículas sólidas en agua. Al momento nos es posible describir el movimiento de una partícula esférica moviéndose muy lentamente en agua, sin embargo cuando tenemos una colección de partículas sedimentándose, las interacciones de cada partícula con el fluido y con ellas mismas provocan que la descripción del fenómeno sea muy difícil.

Este trabajo trata de un tipo de flujo bifásico en específico: el movimiento de una burbuja de aire en un líquido estático. El objetivo principal de esta tesis es investigar la naturaleza de la aparición de una discontinuidad en la velocidad de ascenso de una burbuja en un fluido no newtoniano. A este fenómeno se le conoce comúnmente como “discontinuidad en la velocidad de ascenso”.

Cuando una burbuja de aire asciende en un fluido newtoniano, como por ejemplo agua, la velocidad de ascenso de ésta es directamente proporcional a su volumen. Es decir, al aumentar el volumen de la burbuja, ésta asciende más rápidamente. Si se generan burbujas de distinto volumen y se grafica su velocidad terminal se observa una curva monótonica. Sin embargo existen otros fluidos en los cuales la relación volumen-velocidad no es tan sencilla. En algunos fluidos no newtonianos al hacer un gráfico volumen contra velocidad de ascenso, inicialmente encontramos una curva similar a la observada en un fluido newtoniano. Esta curva continúa con este comportamiento hasta que se genera una burbuja de un volumen

crítico a partir del cual el comportamiento de la curva varía. Al generar una burbuja con un volumen mayor al crítico, encontramos que la velocidad de ascenso es mucho mayor a la esperada. Esto es a lo que se conoce como la discontinuidad en la velocidad.

Astarita y Aapuzzo [3] en 1965 reportaron por primera vez este fenómeno. En su artículo reportaron los resultados que aquí se presentan en la figura 1.1

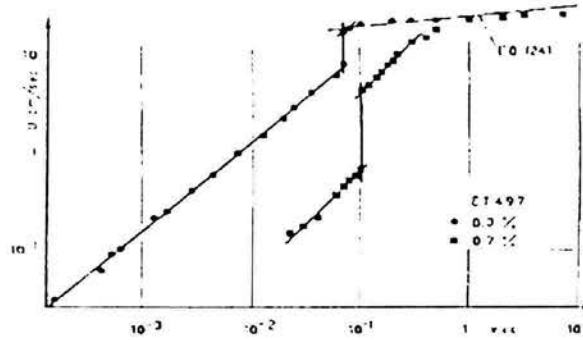


Fig. 3. Velocities in ET497 solutions.

Figura 1.1: Experimentos mostrando la discontinuidad en la velocidad en el ascenso de una burbuja. (Astarita y Apuzzo, 1965)

En las siguientes secciones se definen algunos de los conceptos más importantes que se manejarán a lo largo de este trabajo.

1.2. Fluidos newtonianos y fluidos no newtonianos

Es común hacer una distinción entre un sólido y un líquido en relación a su comportamiento mecánico. Cuando hablamos de deformaciones en un líquido inmediatamente nos viene a la cabeza el término de viscosidad y decimos que tiene un comportamiento viscoso. Al referirnos a deformaciones en sólidos la primera idea que cruza por nuestra mente es la ley de Hooke y pensamos en un comportamiento elástico. Sin embargo esta diferencia tan grande en apariencia, en realidad no lo es. La diferencia fundamental entre estos distintos comportamientos radica en la relación entre el tiempo del experimento con respecto al tiempo de respuesta del material [11]. Si hacemos un experimento suficientemente lento podemos lograr observar en cualquier material un comportamiento esencialmente viscoso. Si por el contrario hacemos un experimento lo suficientemente rápido (con respecto al tiempo de respuesta del material), la impresión que tendremos es que el material es elástico. A escalas de tiempo intermedias se puede decir en general que todos los materiales son viscoelásticos. Esta idea es debatible, sin embargo es más fácil decir que todos los materiales son viscoelásticos y que existen algunas excepciones a decir lo contrario. Siendo propios, deberíamos decir que para ciertas condiciones un material presenta un determinado comportamiento mientras que para otras condiciones el mismo material puede comportarse de distinta manera. Para facilitar la comprensión del comportamiento de los distintos materiales es de uso común, como se mencionó anteriormente, decir que un fluido es viscoso y que

un sólido es elástico. Por esta misma razón los fluidos han sido clasificados en dos grandes ramas: los fluidos newtonianos y los fluidos no newtonianos.

1.2.1. Fluidos newtonianos

Consideremos una pequeña capa de fluido confinada entre dos placas planas paralelas separadas una distancia dy . Si aplicamos una fuerza cortante constante F a una de las dos placas, esta fuerza será balanceada por la fricción interna del fluido debida a su viscosidad. Véase figura 1.2

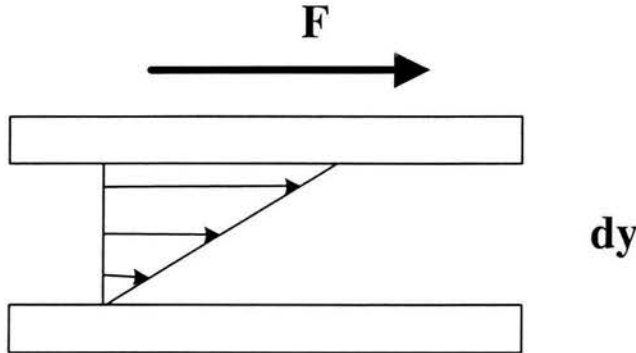


Figura 1.2: Perfil de velocidades generado al aplicar una fuerza sobre una placa plana que descansa sobre otra placa igual con un fluido viscoso intermedio

En este caso considerando un flujo unidireccional se define matemáticamente un fluido newtoniano con la siguiente ecuación constitutiva:

$$\tau_{xy} = \mu \frac{dV_x}{dy} \quad (1.1)$$

De manera análoga se pueden definir los otros 8 componentes del tensor de esfuerzos si nos ocupamos de un problema en tres dimensiones. Para un fluido newtoniano el esfuerzo cortante es proporcional a la rapidez de corte. La constante de proporcionalidad μ , es una propiedad de cada sustancia y se le conoce con varios nombres: viscosidad newtoniana, viscosidad de corte o simplemente viscosidad. Experimentalmente se ha visto que para un fluido newtoniano el valor de la viscosidad es independiente de la rapidez de corte, y depende únicamente de la temperatura, la presión y, si es una solución, de la concentración de ésta.

Si graficamos el esfuerzo de corte contra la velocidad de corte, la curva de flujo para un fluido newtoniano será una línea recta cuya pendiente es la viscosidad. Finalmente podemos decir que un fluido es newtoniano si satisface completamente las ecuaciones de Navier-Stokes.

$$\rho \left(\frac{d\vec{u}}{dt} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} \right) = -\nabla P + \rho \vec{g} + \mu \nabla^2 \vec{u} \quad (1.2)$$

1.2.2. Fluidos no newtonianos

Decimos que un fluido es no newtoniano cuando no satisface la ecuación y su curva de flujo no es lineal o bien cuando su curva de flujo es lineal pero no interseca con el origen. Los fluidos no newtonianos pueden ser clasificados en tres grandes categorías:

1. Fluidos newtonianos generalizados (FNG). En este tipo de fluidos las propiedades de flujo que presenta son independientes de la duración del esfuerzo aplicado. Pueden ser descritos con una ecuación de la forma:

$$\tau_{xy} = \eta(\dot{\gamma}) \frac{dV_x}{dy} \quad (1.3)$$

Donde $\eta(\dot{\gamma})$ es la viscosidad como función de la rapidez de corte.

Un modelo sencillo para describir esta propiedad del fluido tiene una forma de ley de potencia:

$$\eta(\dot{\gamma}) = m\dot{\gamma}^{n-1} \quad (1.4)$$

El parámetro $n-1$ es la pendiente de la recta en una curva $\log\eta$ en función de $\log\dot{\gamma}$. Para un fluido newtoniano $n=1$. Si $n < 1$ el fluido es adelgazante. Si por el contrario $n > 1$ el fluido es dilatante. Al parámetro m se le conoce como índice de consistencia y está relacionado con la magnitud de la viscosidad.

Estos fluidos pueden ser a su vez subdivididos en 3 distintos tipos:

- Adelgazantes o pseudoplásticos.- Este tipo de fluidos poseen una viscosidad aparente (cociente del esfuerzo de corte dividido entre la rapidez de corte) que decrece al aumentar la rapidez de corte. Existe una gran cantidad de fluidos no newtonianos que presentan el fenómeno de adelgazamiento para ciertas condiciones de flujo.
- Fluidos viscoplásticos.- La principal característica de estos fluidos consiste en la existencia de un esfuerzo de cedencia τ_o el cual debe ser vencido antes de que el fluido comience a deformarse. Una vez que este esfuerzo ha sido superado la curva de flujo puede o no ser lineal. Si la curva es lineal al fluido se le conoce como fluido de Bingham.
- Fluidos dilatantes.- Son conocidos también como fluidos espesantes. Se asemejan a los fluidos adelgazantes en el sentido de que no tienen un esfuerzo de cedencia. Sin embargo en este tipo de fluidos, la viscosidad aparente se incrementa al aumentar la rapidez de corte. En general este fenómeno solamente se observa en suspensiones muy concentradas y a gran rapidez de corte.

2.- Fluidos dependientes del tiempo. Existen muchos fluidos en los cuales sus propiedades de flujo dependen tanto de la rapidez de corte como del tiempo de deformación. Por su tipo de comportamiento se subdividen en dos:

- Fluidos tixotrópicos.- Si la viscosidad aparente decae en el tiempo cuando el fluido es sometido a una rapidez de corte constante se dice que el fluido es tixotrópico.
- Fluidos con tixotropía negativa.- En estos fluidos cuando son sometidos a una rapidez de corte constante su viscosidad aumenta en el tiempo.

3.- Fluidos viscoelásticos. Si un material presenta características tanto de un material sólido como de un líquido, además de mostrar una recuperación elástica parcial después de haber sido deformado, se dice que este material es viscoelástico. Una de las propiedades más importantes que presentan estos fluidos es la aparición de esfuerzos normales. La presencia o no de diferencias de esfuerzos normales primarios y secundarios nos permite clasificar a estos fluidos en viscoelásticos o visco-inelásticos. Un fluido de Boger es un fluido viscoelástico que tiene, idealmente, viscosidad constante y además presenta efectos elásticos [8], [35]. Estos fluidos se preparan utilizando una baja concentración de polímero de peso molecular grande diluido en un fluido newtoniano muy viscoso. Estas dos características del fluido provocan que el tiempo de relajación del material sea grande [24]. En estos fluidos la primera diferencia de esfuerzos normales (N_1) es una función cuadrática de la rapidez de corte cuando ésta es pequeña [9]. También se consideran como fluidos de Boger aquellos en los que, para un rango de rapidez de corte, muestran muy pequeñas variaciones en su viscosidad además de esfuerzos normales. Para modelar este tipo de fluidos comúnmente se ha utilizado el modelo de Oldroyd B. Este modelo es capaz de describir en términos generales los resultados experimentales con este tipo de fluidos para flujo cortante simple estacionario [35].

1.3. Flujos bifásicos

Como se mencionó con anterioridad un flujo bifásico consiste en el movimiento de dos distintas fases de la materia en movimiento. Podemos clasificar a los flujos bifásicos de acuerdo a distintos criterios. Un criterio útil es la clasificación de estos en tres grandes grupos en razón de la relación de densidades existentes entre las fases. Así pues tenemos que:

- **Flujo granular:** Si $\rho_{fluido} \ll \rho_{part}$
- **Suspensión:** Si $\rho_{fluido} \approx \rho_{part}$
- **Flujo burbujeante:** Si $\rho_{fluido} \gg \rho_{part}$

El trabajo presentado en esta tesis cae en el marco de flujos burbujeantes.

1.4. Burbujas de gas en un líquido

La característica más importante de una burbuja ascendiendo un fluido no newtoniano es la de poseer una superficie móvil y su capacidad de deformarse [11]. El movimiento de una burbuja de gas en un líquido está determinado por tres factores: el número de Reynolds, la forma de la burbuja y las características de la interfase. A números de Reynolds muy pequeños tendremos un flujo reptante en el fluido. Igualando el arrastre con la flotación puede encontrarse la relación volumen-velocidad. Cuando nos encontramos en regímenes con números de Reynolds muy grandes podemos describir el movimiento del fluido (lejos de la burbuja) utilizando la teoría de flujo no viscoso. Cerca de la burbuja el flujo puede, en principio, describirse mediante el uso de la teoría de capa límite. La forma de la burbuja alcanza su equilibrio cuando los esfuerzos normales y los esfuerzos cortantes alcanzan el equilibrio en la interfase de la burbuja. Esto es, en conjunto, la interacción de fuerzas

hidrodinámicas y fuerzas de superficie.

La interfase de una burbuja se puede comportar de muy distintas maneras. En un extremo podemos decir que la interfase de una burbuja es una superficie libre o, por otro lado podemos decir que una burbuja posee una interfase rígida [1]. Una interfase libre es aquella en la que existe continuidad en el campo de esfuerzos de corte. Si se asume que el gas que forma la burbuja es invíscido, el tensor de esfuerzos viscosos τ es igual a cero en la interfase libre. Una interfase rígida es aquella en la cual la velocidad del líquido en cualquier parte de la interfase es igual a la velocidad del centro de gravedad de la burbuja.

1.4.1. Burbujas en fluidos newtonianos

Existe una gran cantidad de literatura dedicada al estudio de burbujas en fluidos newtonianos. En este trabajo nos interesa hacer una comparación entre la velocidad de ascenso de una burbuja en un fluido newtoniano y la velocidad de ascenso de una burbuja en un fluido no newtoniano. También nos interesa hacer la comparación de las geometrías de las burbujas que se observan en los distintos fluidos.

Duineveld [15] realizó experimentos con burbujas en agua “ultra limpia”. Sus resultados se presentan en la gráfica 1.3

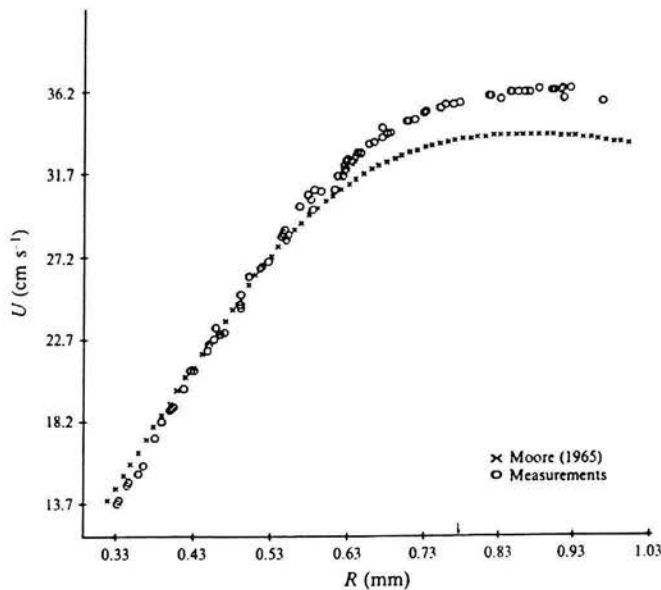


Figura 1.3: Velocidad de ascenso de una burbuja como función del diámetro

Esta gráfica muestra un comportamiento monótonico. Al aumentar el tamaño de la burbuja, su velocidad de ascenso aumenta. No se observa ningún salto abrupto en la velocidad de ascenso de las burbujas. La gráfica también muestra una curva teórica (basada en una teoría invíscida).

Para burbujas y gotas moviéndose en un medio infinito es posible generar una gráfica de correlación en términos de los números de Eötvös (Eo), de Morton (M) y de Reynolds (Re). La gráfica 1.4 muestra esta correlación. El número de Morton se define de la siguiente manera:

$$M = \frac{g\mu_f^4}{\rho_f\sigma^3} \quad (1.5)$$

El número de Eötvös como:

$$Eo = \frac{g\Delta\rho_f d_b^2}{\sigma} \quad (1.6)$$

El número de Reynolds como:

$$Re = \frac{\rho_f U_b d_b}{\mu_f} \quad (1.7)$$

Donde g es la aceleración de la gravedad, μ_f es la viscosidad del fluido, ρ_f su densidad, σ es la tensión superficial entre el gas de la burbuja y el fluido, d_b es el diámetro de la burbuja, U_b es su velocidad.

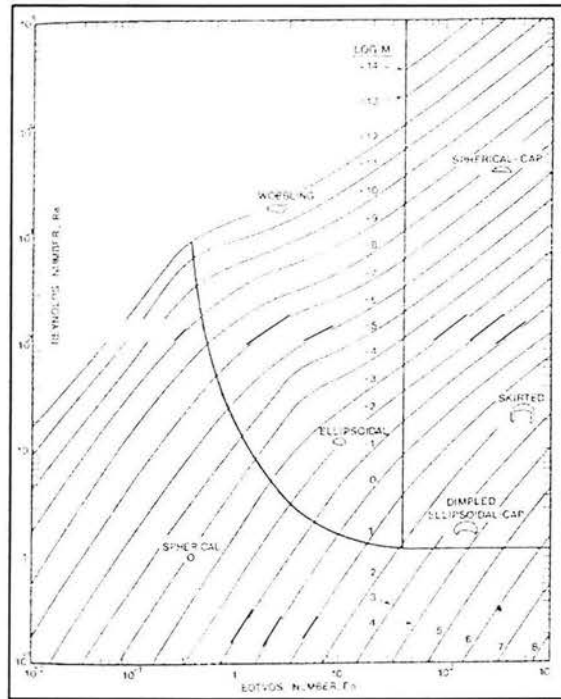


Figura 1.4: Formas de gotas y burbujas en fluidos newtonianos (Clift et. al, 1978)

Esta figura nos permite observar las distintas geometrías que adquieren las burbujas para distintos valores de los números adimensionales.

Refiriéndonos a los efectos de las paredes sobre las burbujas Clift et. al [12] presenta un estudio detallado del problema. Sus resultados muestran que la cercanía de las paredes tiene un efecto retardante en la velocidad terminal de ascenso de las burbujas.

1.4.2. Burbujas en fluidos no newtonianos

En los últimos años se han realizado diversos estudios de cuerpos moviéndose a través de fluidos no newtonianos. Experimentos con esferas rígidas o gotas cayendo en este tipo de fluidos han sido objeto de investigaciones recientes [7], [2], [10], [19], [27], [33]. De manera paralela se han realizado experimentos con burbujas moviéndose en fluidos no newtonianos [13], [14], [30], [31], [22], [1], [23], [4], [25], [21]; presentan estudios interesantes en este sentido. Comprender y explicar la forma de las burbujas es de vital importancia pues de esta manera podemos conocer el flujo alrededor de la burbuja. De la misma manera si conocemos el flujo alrededor de una burbuja podremos conocer la forma de ésta.

Existen varios fenómenos interesantes referentes al movimiento de burbujas de gas en fluidos no newtonianos. El entendimiento de muchos de estos fenómenos es bastante limitado. Por ejemplo, el efecto Uebler, en el cual podemos observar que una burbuja se detiene súbitamente en flujos de contracción en fluidos viscoelásticos [28]. Las geometrías de las burbujas en fluidos no newtonianos son muy diversas como lo muestran estudios de Hassager [6], [20] quien encontró que la velocidad del líquido detrás de burbujas ascendiendo en fluidos no newtonianos forma una “estela negativa”. La estela negativa consiste en una porción de fluido que se encuentra por debajo de la burbuja y que se mueve en una dirección opuesta al movimiento de la burbuja. En el capítulo tres se amplía la explicación de este fenómeno. De Kee y Chabbra [31] describen las formas de las burbujas en varias soluciones poliméricas no newtonianas. Concluyen que la forma de las burbujas no depende del gas que se utilice para generarlas.

Astarita y Apuzzo [3] observaron que cuando el volumen de una burbuja en un fluido no newtoniano aumenta hasta alcanzar un volumen crítico, se observa una discontinuidad en la velocidad. Ellos atribuyeron este fenómeno a la viscoelasticidad del fluido. Kawase et al. [23], propusieron soluciones aproximadas para hallar el coeficiente de arrastre en fluidos de Maxwell. En otra publicación [22] los autores logran determinar la velocidad terminal de burbujas en fluidos no newtonianos en función únicamente de la viscosidad del fluido y el gradiente en la tensión superficial. Sin embargo, no logran explicar la discontinuidad en la velocidad. De Kee et al. [14] concluyeron que los fenómenos de superficie tienen un papel importante en la determinación del volumen crítico. En este artículo el autor utilizó soluciones de 50 % glicerina, 50 % agua y grandes porcentajes de Separan (desde 1.5 hasta 0.5 %). Acharya et al. [1] reportaron la discontinuidad en la velocidad en fluidos no newtonianos puramente viscosos y también en soluciones viscoelásticas.

Leal et al. [25] realizaron experimentos con esferas y burbujas en fluidos viscoelásticos. En los experimentos con esferas de distintos diámetros no encontraron la discontinuidad en la velocidad. Sin embargo cuando hicieron experimentos con burbujas si la encontraron. Rodrigue et al. [29] demostraron experimentalmente que tanto la tensión superficial como las fuerzas elásticas debían estar presentes simultáneamente para que se presentara la discontinuidad en la velocidad.

Es de destacarse que con respecto a la existencia de esta discontinuidad en la velocidad hay aún controversia. En general, la literatura acepta la existencia del fenómeno. Sin embargo algunos autores no han observado esta discontinuidad [29], [13].

El volumen crítico al cual ocurre la discontinuidad también es un punto de discusión. Para una misma solución, distintos autores han reportado diferentes volúmenes críticos. Esto no es de extrañar. Si no hay un acuerdo con respecto a que el fenómeno ocurra, mucho más difícil es encontrar un consenso con respecto a las condiciones en las cuales ocurre. Desgraciadamente muchas de las referencias que reportan el fenómeno carecen de la caracterización reológica de los fluidos que utilizaron así como de una descripción precisa de sus esquemas experimentales. Por lo tanto es difícil encontrar una explicación a las diferencias en los resultados reportados.

En lo referente a los campos asociados a una burbuja en ascenso en fluidos no newtonianos, hasta el momento todos los estudios reportados muestran únicamente el campo de velocidades con burbujas de volúmenes mayores al volumen crítico (Funfschilling et al. [18]).

El flujo alrededor de esferas moviéndose en fluidos tanto elásticos como inelásticos ha sido estudiado recientemente utilizando técnicas de PIV [17] (velocimetría de partículas por imágenes, según sus siglas en inglés). La aparición de esta llamada estela negativa ha sido también observada en el flujo alrededor de esferas sólidas. Herrera-Velarde et al. [21] utilizando PIV muestran el flujo alrededor de una burbuja ascendiendo en fluidos no newtonianos.

Capítulo 2

Desarrollo experimental

En este capítulo se presentan los objetivos de este trabajo. Se muestran además los diferentes dispositivos experimentales, su funcionamiento, y el material utilizado. Posteriormente se mencionan algunas consideraciones importantes con respecto a la elaboración y manipulación de los fluidos no newtonianos. Finalmente se presenta una breve descripción de todos los fluidos utilizados en esta tesis.

Se realizaron dos tipos diferentes de experimentos. Para ello se diseñaron dos dispositivos experimentales distintos. La primera serie de experimentos está enfocada a medir la velocidad terminal y la forma de las burbujas. Se utilizaron distintos tipos de fluidos para observar la influencia de las características de estos sobre la velocidad y forma de las burbujas. Una vez conocidas las formas y velocidades terminales en un fluido, se investigó la influencia de los efectos de pared sobre la velocidad terminal de la burbuja. La segunda serie de experimentos se enfocó a la determinación del campo de velocidades alrededor de la burbuja.

2.1. Objetivos

Los objetivos de este trabajo experimental son los siguientes:

- Verificar la existencia de un cambio súbito en la velocidad de ascenso con respecto al aumento de volumen de una burbuja en distintos fluidos no newtonianos.
- Determinar el volumen crítico para el cuál ocurre este cambio de velocidad.
- Utilizar fluidos con distintas características para observar sus efectos en la velocidad terminal de la burbuja.
- Observar las características geométricas de la burbuja antes y después de la discontinuidad.
- Determinar la influencia de la cercanía de las fronteras del sistema con respecto a la velocidad de ascenso de la burbuja.
- Visualizar los campos de velocidades antes y después del volumen crítico.

2.2. Material utilizado

Se utilizaron los siguientes equipos y materiales:

- Cámara de alta velocidad Kodak Motioncorder Model 1000 con velocidad de grabación de hasta 500 cuadros por segundo. La cámara tiene una resolución de 200x300 pixeles
- Reómetro AR 1000-N de Rheolyst T.A. Instruments. Este reómetro puede generar rapidezces de corte desde 0.1 hasta $1 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$. La mínima viscosidad que puede medir es de $1 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$. El esfuerzo normal mínimo que detecta el instrumento es de 10 Pa. Para el rango menor de mediciones existe una incertidumbre de 10 % sobre los valores leídos
- Viscosímetro programable marca Brookfield modelo DV-III
- Cámara de alta velocidad Redlake con velocidad de grabado de 50 a 8000 cuadros por segundo con una resolución de 480x420 pixeles
- Cámara de alta definición Finepix S1Pro de Fujifilm con una resolución de 6.13 millones de pixeles
- Sistema PIV constituido por una cámara Kodak Megaplug modelo ES 1.0, una fuente láser NewWave Solo PIV que genera un haz de luz verde con una longitud de onda de 532 nm. Para el procesamiento de las imágenes capturadas por la cámara se utilizó el programa de cómputo FlowManager versión 3.70.06 de Dantec.
- Jeringas de distintos volúmenes
- Agitador eléctrico marca VWR modelo 371
- Deaerador que consiste en una marmita de acero inoxidable con tapa de acrílico de 3mm. La marmita posee en su parte inferior un cople para conectar una bomba de vacío.
- Tanques de vidrio de 800mm de altura, con secciones transversales de $100 \times 100 \text{ mm}^2$, $150 \times 150 \text{ mm}^2$ y $300 \times 300 \text{ mm}^2$.
- Cilindro circular recto de acrílico. Diámetro del tubo=50mm, altura=1500mm
- Tubos de látex de diámetro interno=0.8mm.

2.3. Fluidos, polímeros y otras sustancias utilizadas

- Agua desmineralizada con una resistencia eléctrica de 18MW/m
- Glicerina pura
- Etilenglicol

- Carbopol. Suministrado por BF Goodrich. Este polímero se utiliza como espesante en la recuperación de petróleo y en la fabricación de cosméticos. El peso molecular del monómero es de 72 g/mol. Es soluble en agua y en etilenglicol [36]. Su estructura es:

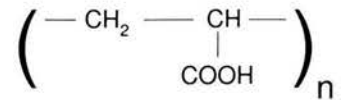


Figura 2.1: Estructura química del Carbopol

- Poliacrilamida (Separan-AP-30). Este polímero es soluble en agua. El peso molecular del monómero es de 71.08 g/mol [36] [37]. Su estructura química es la siguiente:

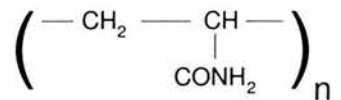


Figura 2.2: Estructura química del Separan

- Trietilamina. Tiene como función principal ayudar a diluir el Carbopol en el etilenglicol.
- Partículas trazadoras esféricas de Nylon con una densidad de 1.1 g/cm³. El diámetro medio de las partículas es de 10 micras.

2.4. Descripción de los experimentos

Todos los experimentos se realizaron a una temperatura de veinticinco grados centígrados con una variación máxima de dos grados centígrados. Para esta variación de temperatura, las soluciones de agua 50 %-glicerina 50 % presentan un cambio en su viscosidad de hasta 3%.

2.4.1. Primer dispositivo experimental

Para los primeros cinco objetivos descritos en la sección 2.1 se utilizó el dispositivo experimental que se muestra en la siguiente figura

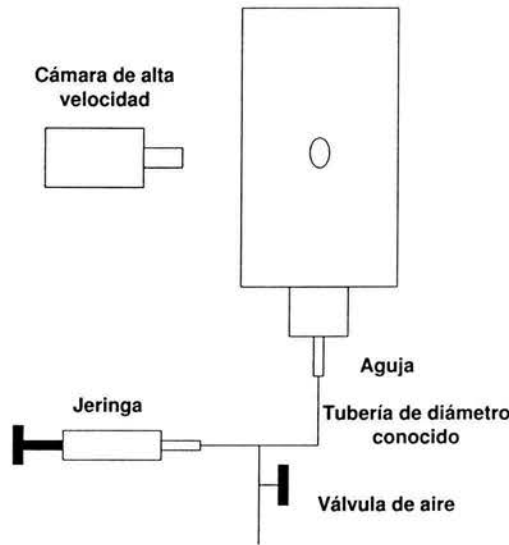


Figura 2.3: Esquema experimental 1

Este dispositivo consta de dos tanques. El primero construido de vidrio con una altura de 70 cm y 10 cm de longitud en sus otras caras. En su parte inferior se encuentra acoplado un pequeño recipiente de acrílico sin cara superior que mide 9.5 cm en cada una de sus caras. En una de sus caras laterales se practicó un orificio roscado por el cual se introduce un pequeño tubo. Este tubo puede ser girado libremente. Al final de este tubo se encuentra un pequeño recipiente semiesférico el cual sirve para capturar el aire que se inyecta. El tubo que sujeta este recipiente puede ser girado 180° grados de manera que la burbuja, inyectada por la cara inferior del cubo, es atrapada y posteriormente liberada dentro del tanque que contiene el fluido. Para generar el volumen de aire deseado se cuenta con un tubo de nylon de diámetro interior conocido acoplado a una jeringa. De esta manera conociendo la longitud de aire desplazado dentro del tubo se conoce el volumen de la burbuja que se inyecta. La presión a la cual se inyecta la burbuja es muy pequeña por lo que se desprecia la compresibilidad del aire. El tubo de nylon en su otro extremo puede unirse a otro tubo de metal el cual conecta al exterior del tanque con el interior. Una vez que la burbuja es liberada dentro del tanque, ésta es grabada mediante el uso de la cámara de alta velocidad. La velocidad de grabación utilizada fue de 250 cuadros por segundo. Para

lograr una iluminación homogénea se colocó una hoja de papel albanene entre la fuente de luz y el tanque experimental. Mediante el uso del programa de computo se realizaron las mediciones de velocidad de la burbuja. Este programa, una vez calibrado, permite obtener automáticamente la velocidad de la burbuja en función de la distancia que recorrió y el tiempo empleado en recorrerla. Al mismo tiempo se utilizó una cámara de alta definición para fotografiar a las burbujas. En todos estos experimentos se utilizó un tanque de sección transversal de $100 \times 100 \text{ mm}^2$.

Para los experimentos referentes a los efectos de pared sobre la velocidad de ascenso de la burbuja, se variaron las dimensiones del tanque superior, utilizándose tanques de $300 \times 300 \text{ mm}^2$, $150 \times 150 \text{ mm}^2$ y $100 \times 100 \text{ mm}^2$. Los experimentos se realizaron de manera análoga a la descrita anteriormente.

En general, este dispositivo experimental es bastante robusto. Tiene la gran ventaja de que se puede variar muy fácilmente la sección transversal del tanque y es muy fácil de limpiar.

2.4.2. Segundo dispositivo experimental

Para observar los campos de velocidad alrededor de la burbuja se utilizó el dispositivo que se muestra en la figura 2.4.

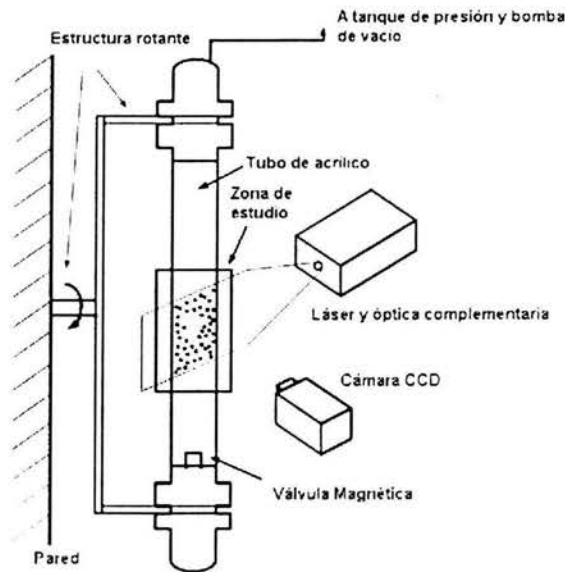


Figura 2.4: Esquema experimental 2

Este montaje tiene por objeto poder utilizar la técnica de PIV para la visualización de los campos de velocidad alrededor de la burbuja. El PIV es una técnica óptica que consiste en la correlación de dos imágenes. Para obtener estas dos imágenes se utiliza una luz láser pulsante y una cámara fotográfica digital. El fluido en estudio debe contener partículas que reflejen la luz láser. Las imágenes obtenidas son procesadas digitalmente para realizar

posteriormente una correlación entre estas. Para una descripción detallada de la técnica de PIV puede consultarse por ejemplo a Smits et al. [32].

El tanque que se muestra en la figura es un cilindro circular recto de 50 mm de diámetro interior y una altura de 1500 mm. El rayo láser utilizado genera una hoja de luz verde con una longitud de onda de 532 nm, longitud de onda a la cual fluorescen las partículas trazadoras. Se utilizó un filtro naranja en la cámara con el fin de eliminar los reflejos producidos por la interfase gas-líquido. Para las mediciones de campos de velocidad se utilizó una solución de 50 % agua, 50 % glicerina y 0.25 % de poliacrilamida. Las mediciones se realizaron a la mitad del tanque. En la sección de medición, por afuera del tubo se colocó un recipiente rectangular que contenía la misma solución acuosa. Esto con el fin de minimizar los efectos de la curvatura del tanque. El tanque está sujeto en sus extremos por dos brazos giratorios que le permiten girar 180°. En este dispositivo experimental el volumen de aire es inyectado por una única ocasión de manera similar a la descrita en la sección anterior. Este experimento tiene acoplada una bomba de vacío al final de uno de los extremos del tanque. Con ella es posible variar de manera fácil y precisa el volumen de la burbuja contenida en el recipiente. De esta manera se puede inyectar una burbuja con un volumen cercano al crítico y mediante el cambio de presión se puede obtener una burbuja por encima o por debajo del volumen crítico, considerando que el volumen de una burbuja es inversamente proporcional a la presión. Este sistema cuenta también en un extremo con una válvula magnética que permite atrapar la burbuja dentro de ella. Así pues, en este dispositivo se inyecta una burbuja de un volumen cercano al crítico. Con la bomba se ajusta su volumen al deseado y se libera. Cuando la burbuja pasa por la zona de prueba es iluminada por la luz del láser y fotografiada por la cámara. Al llegar al otro extremo, la burbuja es capturada por la válvula magnética, el tubo se gira 180°. De esta manera, el experimento se puede repetir.

Este sistema tiene dos grandes ventajas con respecto al dispositivo experimental anterior: como ya se mencionó, en este dispositivo se puede controlar con precisión el volumen de la burbuja. Además, la contaminación del fluido es muy reducida ya que una vez que este se confina en el tanque, no vuelve a tener contacto con el exterior. Como desventaja presenta la imposibilidad de encontrar tubos redondos de gran diámetro para poder analizar los efectos de las paredes sobre los campos de velocidades que genera la burbuja a su paso por el fluido.

2.5. Preparación y almacenamiento de los fluidos

Cuando se manejan fluidos no newtonianos, además de la complejidad de las propiedades físicas de los fluidos, existe el problema de la preparación y el almacenamiento de éstos. Es entendible que existan diferencias entre los resultados publicados por distintos investigadores. Las diferencias pueden deberse simplemente a la manipulación de los fluidos. En general, la literatura no reporta nada acerca de este punto.

Para los distintos experimentos se utilizaron como disolventes agua desmineralizada, glicerina y etilenglicol. La pureza de los solventes es de vital importancia. Las impurezas que existan en estos pueden alterar las propiedades de superficie de la interfase burbuja-fluido. En principio ninguno de los disolventes contiene algún aditivo que pueda influir en los resultados obtenidos. La calidad de los polímeros disueltos es de gran importancia. La diferencia en el peso molecular promedio o el grado de polimerización del polímero disuelto

en el fluido influyen en los resultados finales.

Para lograr la disolución de los polímeros en los disolventes se requiere de agitación y tiempo. Se utilizó un agitador eléctrico para lograr la completa disolución de los polímeros. Si la agitación del solvente en algún momento del proceso de disolución es muy intensa, es decir que sometemos al fluido a velocidades de deformación grandes, es posible lograr un rompimiento mecánico de las cadenas poliméricas. Si esto ocurre, probablemente los resultados de los experimentos se alteren. Por esta razón, se realizó una agitación lenta (este proceso se realizó a aproximadamente 30 revoluciones por minuto durante cuatro horas).

Es importante mencionar también el efecto del tiempo en el proceso de disolución. Especialmente en el caso de una disolución poliacrilamida-glicerina, una vez finalizada la agitación se debe dejar reposar el fluido para que el polímero se “desenrolle” totalmente en el disolvente. Este principio se debe respetar también para las soluciones poliacrilamida-glicerina-agua, sin embargo en este caso el proceso de desdoblamiento del polímero es mucho más rápido y el tiempo de reposo es mucho menor. Una vez disuelto el polímero se procede a sacar todo el aire que está disuelto en el fluido. El proceso de agitación provoca que una cantidad considerable de aire se disuelva en el solvente junto con el polímero. Las microburbujas de aire pueden fungir como partículas sólidas y alterar la viscosidad del fluido. Es por esta razón que el fluido debe ser deaerado. Con este fin el fluido se introduce en un deaerador, el cual consiste en un recipiente que puede ser cerrado herméticamente que se conecta a una bomba de vacío. El fluido debe ser vaciado después dentro del dispositivo experimental con mucho cuidado a fin de evitar en lo posible que durante este proceso se vuelva a disolver aire en él.

Un último factor que se debe tomar en cuenta y que es de gran importancia es la degradación del fluido. Encontramos que las soluciones que contienen poliacrilamida disuelta en glicerina y/o agua se degradan rápidamente. La glicerina es altamente higroscópica. Desgraciadamente la viscosidad de la glicerina disminuye notablemente con pequeños porcentajes de agua. Por esta razón es que las disoluciones de poliacrilamida-glicerina deben de ser utilizadas inmediatamente, con el fin de poder observar únicamente esta solución y no una solución poliacrilamida-glicerina-agua. Las soluciones poliacrilamida-glicerina-agua también se degradan por efecto bacterial. Es posible agregar un antibacterial y lograr así que el polímero conserve casi sus mismas condiciones originales durante meses. En caso contrario observamos que las propiedades del polímero cambian sustancialmente en un lapso de aproximadamente 3 semanas (tanto por acción bacterial como por higroscopia de la glicerina). Las soluciones de etilenglicol-Carbopol, parecen no presentar degradación alguna.

2.6. Fluidos utilizados

En la tabla 2.1 se presenta una lista de los diferentes fluidos utilizados en este trabajo. Los porcentajes se presentan como porcentajes en peso.

Solución	agua	glicerina	etilenglicol	Separan	Carbopol	trietilamina
S1	0	0	100 %	0	1	0
S2	0	0	100 %	0	0.1	4.5 ml (90 gotas)
S3	0	0	100 %	0	0.1	6 ml (120 gotas)
S4	0	100 %	0	0.0125 %	0	0
S5	0	100 %	0	0.05 %	0	0
S6	0	100 %	0	0.1 %	0	0
S7	0	100 %	0	0.2 %	0	0
S8	5 %	95 %	0	0.05 %	0	0
S9	10 %	90 %	0	0.05 %	0	0
S10	50 %	50 %	0	0.15 %	0	0
S11	50 %	50 %	0	0.1 %	0	0
S12	50 %	50 %	0	0.05 %	0	0
S13	50 %	50 %	0	0.025 %	0	0
S14	50 %	50 %	0	0.2 %	0	0
S15	50 %	50 %	0	0.25 %	0	0

Cuadro 2.1: Soluciones utilizadas

Las propiedades reológicas de las soluciones se presentan en el siguiente capítulo.

Capítulo 3

Resultados

En primera instancia se presentan los resultados obtenidos de los experimentos de velocidad de ascenso contra volumen de la burbuja junto a sus caracterizaciones reológicas. Se muestran los efectos de pared sobre la velocidad de ascenso de la burbuja. Posteriormente se presenta un estudio fotográfico de la forma de las burbujas y finalmente, los resultados obtenidos de la medición del campo de velocidades mediante el uso de PIV.

3.1. Velocidad terminal como función del volumen de la burbuja

3.1.1. Fluidos de Boger

Este tipo de fluidos presentan efectos elásticos muy marcados y su viscosidad es prácticamente constante. Se utilizó un tanque de sección transversal de $100 \times 100 \text{ mm}^2$ para todos los experimentos. En la gráfica 3.1 se presenta la caracterización reológica realizada con el reómetro AR 1000-N para distintas soluciones de glicerina-Separan (S4, S5, S8, S9).

En estas curvas se observa que la viscosidad disminuye menos de un orden de magnitud dentro de un amplio rango de valores de rapidez de corte, mientras que el valor de los esfuerzos normales aumenta en más de un orden de magnitud para el mismo rango de valores de rapidez de corte. Se calculó el parámetro n para un fluido newtoniano generalizado a partir de la ecuación . En todos los casos este parámetro es mayor a 0.996. Por esta razón, podemos considerar a estos fluidos como fluidos de Boger.

Se observa que para la solución de glicerina con 0.0125% de Separan su viscosidad es constante. Esta solución no presentó esfuerzos normales.

Como se mencionó en la sección 2.2 existe una incertidumbre de 10% sobre los valores obtenidos.

En la gráfica 3.2 se muestra la velocidad de ascenso de las burbujas contra su volumen para estos fluidos.

En la gráfica se observa que al disminuir la concentración del polímero en la solución, la velocidad de ascenso, para un mismo volumen de la burbuja, aumenta. Es decir, la velocidad de ascenso de la burbuja es inversamente proporcional a la concentración de polímero en el fluido. La velocidad terminal se alcanza aproximadamente a 10 cm del fondo del recipiente. En todos los casos se observan curvas monotónicas.

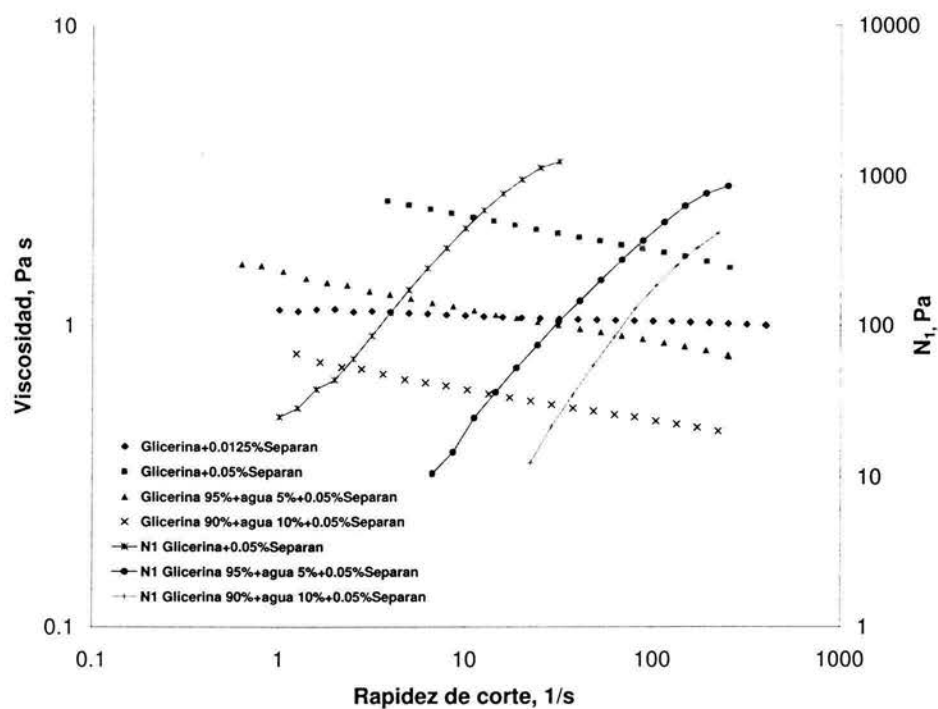


Figura 3.1: Caracterización reológica de las soluciones S4, S5, S8 y S9 (glicerina con Separan)

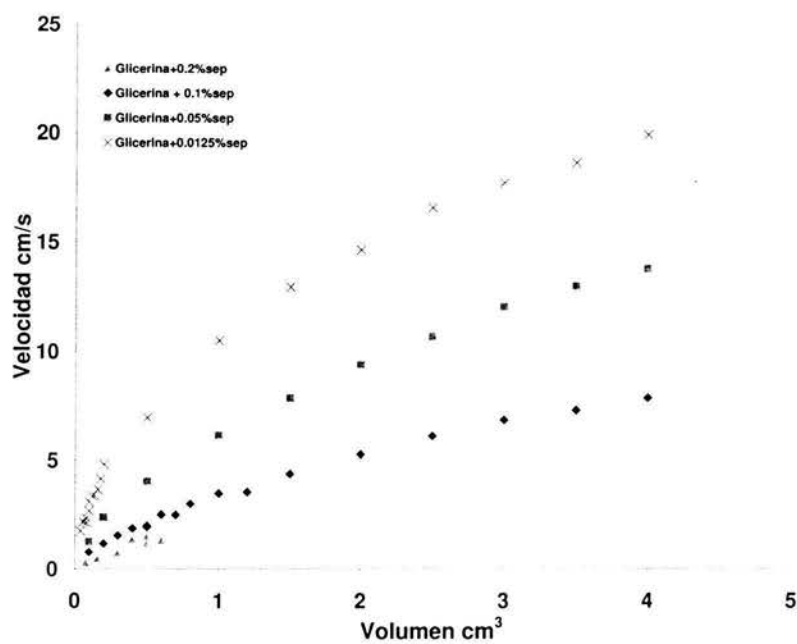


Figura 3.2: Velocidad terminal de ascenso como función del volumen de la burbuja. Soluciones de glicerina-Separan

3.1. VELOCIDAD TERMINAL COMO FUNCIÓN DEL VOLUMEN DE LA BURBUJA25

Con el sistema de inyección utilizado, en ocasiones la burbuja se fraccionaba en pequeñas burbujas. Estas después debían de hacerse coalescer. Al tener una sola burbuja, ésta era liberada. Hacer coalescer las burbujas en estos líquidos resultó ser difícil, en particular al aumentar la concentración de polímero en la solución. Es por esta razón que para la solución más concentrada de glicerina-Separan, no se presentan muchos datos experimentales. En ninguna de las curvas de la gráfica anterior se observa una discontinuidad en la velocidad. En este caso se tiene una incertidumbre del volumen de la burbuja de $\pm 0,05\text{cm}^3$. Se midieron las velocidades terminales de burbujas con volúmenes iguales y se encontró en todos los casos una dispersión de datos de hasta un 5 %.

La gráfica 3.3 muestra los resultados obtenidos al utilizar una disolución de glicerina-Separan y un pequeño porcentaje de agua (soluciones S8 y S9).

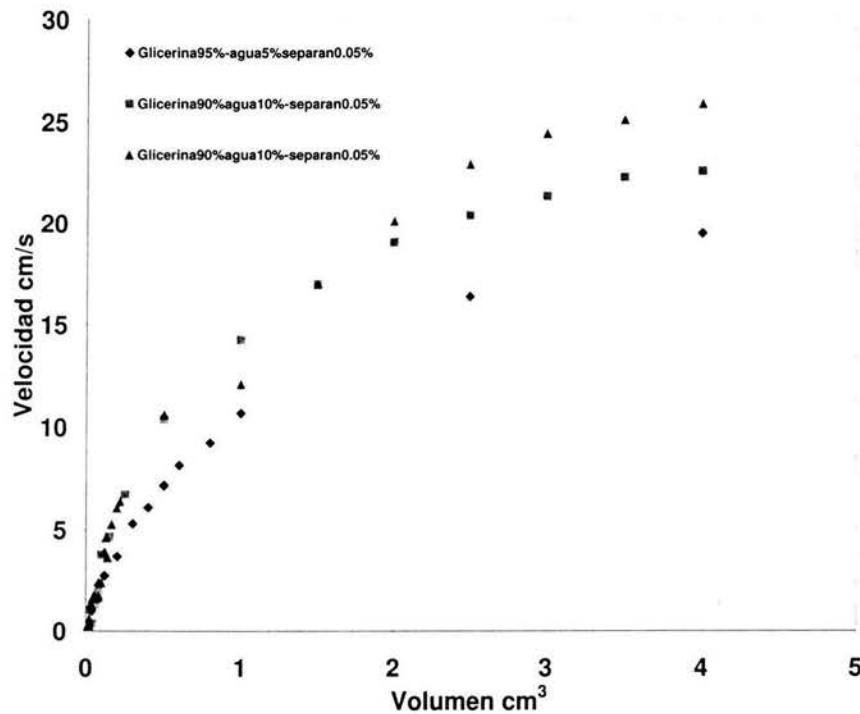


Figura 3.3: Velocidad terminal de ascenso como función del volumen de la burbuja. Soluciones de glicerina-agua-Separan

Observamos que las curvas son todas curvas suaves. También podemos notar que para una misma concentración de polímero, al agregar agua a la solución, la viscosidad de la disolución disminuye. Esto se refleja en un aumento de la velocidad de ascenso de las burbujas. De la misma manera si comparamos esta gráfica con la anterior observamos que la curva de menor concentración de solución glicerina-Separan es muy parecida a las que se obtienen al utilizar una solución glicerina 95 % agua 5 % Separan 0.05 %.

La solución glicerina 90 % agua 10 % Separan 0.05 % fue preparada en dos ocasiones distintas para observar la repetitividad de los resultados que se obtenían. Observamos que para volúmenes pequeños tenemos buena repetitividad, mientras que para volúmenes más

grandes, encontramos diferencias de aproximadamente 15 % en la velocidad de ascenso entre las dos soluciones.

Como se mencionó en el capítulo 2, una pequeña cantidad de agua altera mucho la viscosidad de la glicerina. Se esperaba que con un pequeño volumen de agua se pudiera obtener una solución en la que se observara la discontinuidad en la velocidad. Sin embargo, esto no sucedió.

3.1.2. Fluidos adelgazantes

En la gráfica 3.4 se presenta la caracterización reológica para las disoluciones de Carbopol en etilenglicol (soluciones S1, S2 y S3).

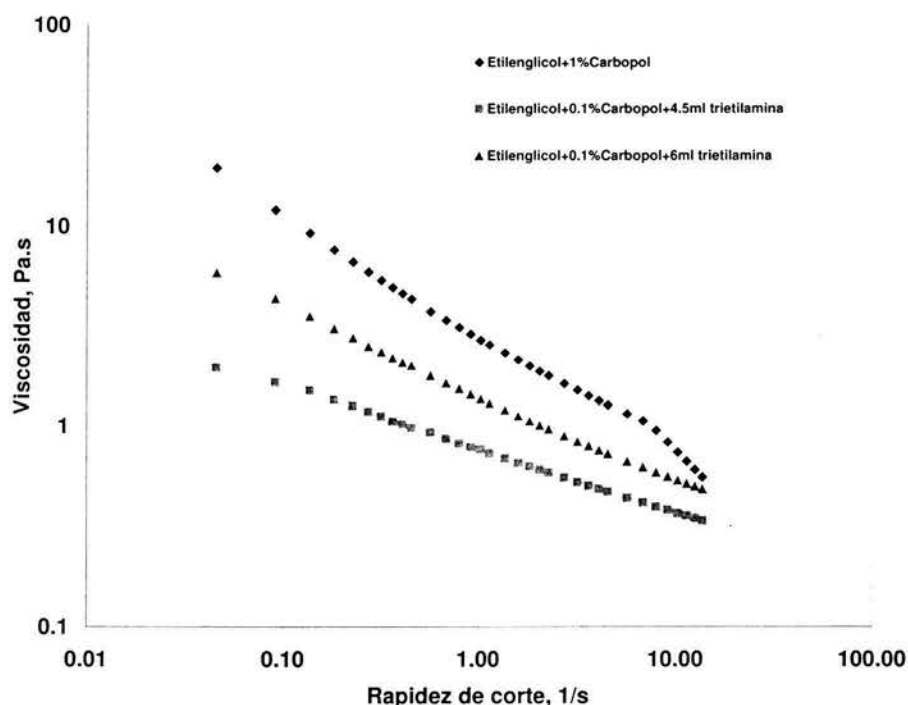


Figura 3.4: Caracterización reológica de las soluciones S1, S2 y S3 (etilenglicol-Carbopol)

Para la caracterización de estos fluidos se utilizó el viscosímetro Brookfield. Este viscosímetro mide únicamente la viscosidad aparente del fluido a distintas velocidades de corte. No mide esfuerzos normales. Previamente se utilizó el reómetro con una de las soluciones y se comprobó que no presentaba esfuerzos normales sino únicamente adelgazamiento. Estos fluidos se caracterizan por la presencia de adelgazamiento sin esfuerzos normales. Observamos que en algunos casos el cambio en la viscosidad del fluido es de incluso un orden de magnitud. Como en los casos anteriores, presentamos las curvas de velocidad de ascenso contra volumen en la figura 3.5

3.1. VELOCIDAD TERMINAL COMO FUNCIÓN DEL VOLUMEN DE LA BURBUJA27

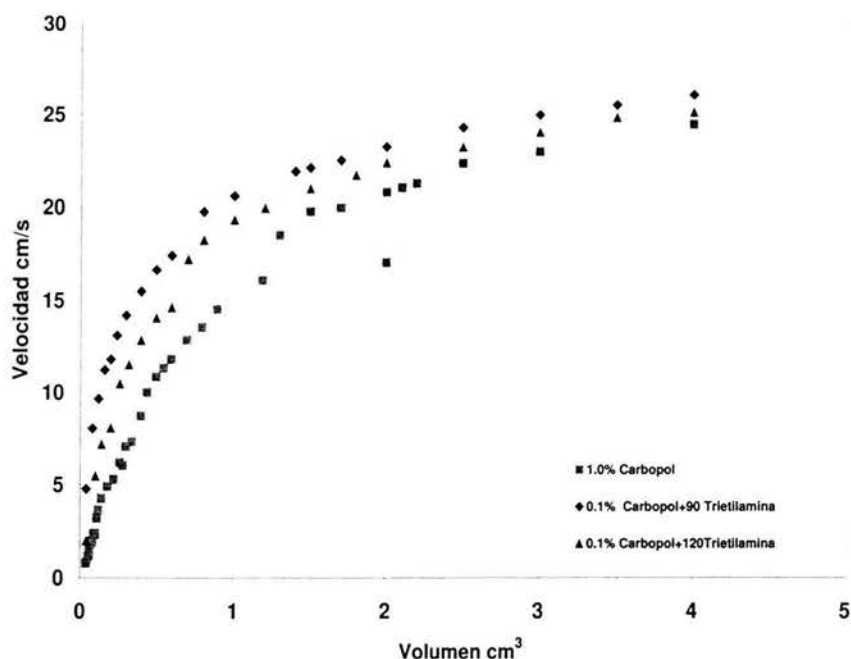


Figura 3.5: Velocidad terminal de ascenso en función del volumen de la burbuja. Disoluciones de etilenglicol-Carbopol-trietilamina

En la gráfica se observa que cuando tenemos la mayor concentración de polímero (S1), para un mismo volumen, la velocidad de ascenso es menor, es decir, la viscosidad del fluido es mayor. Observamos una curva suave a lo largo de todo el rango de volúmenes presentados. En estos fluidos tampoco observamos una discontinuidad en la velocidad de ascenso. Cabe destacar la función de la trietilamina en estos fluidos. Cuando ocupamos la solución S1, ésta era un fluido blanquecino turbio. El Carbopol no se había disuelto, se encontraba en suspensión en el diluyente. La trietilamina tiene dos funciones primordiales. La primera es que ayuda al polímero a disolverse. Al mezclar unas cuantas gotas de este compuesto en el fluido, éste se vuelve completamente transparente, es decir, ya no hay dispersión de la luz a causa de las partículas poliméricas suspendidas. La segunda característica importante de la trietilamina es que al disolver el polímero aumenta la viscosidad del fluido.

3.1.3. Fluidos viscoelásticos

En este apartado se presentan los resultados obtenidos al utilizar soluciones de agua 50 % glicerina 50 % y distintos porcentajes de Separan (soluciones viscoelásticas).

La gráfica 3.6 muestra la caracterización reológica de algunas de las soluciones empleadas.

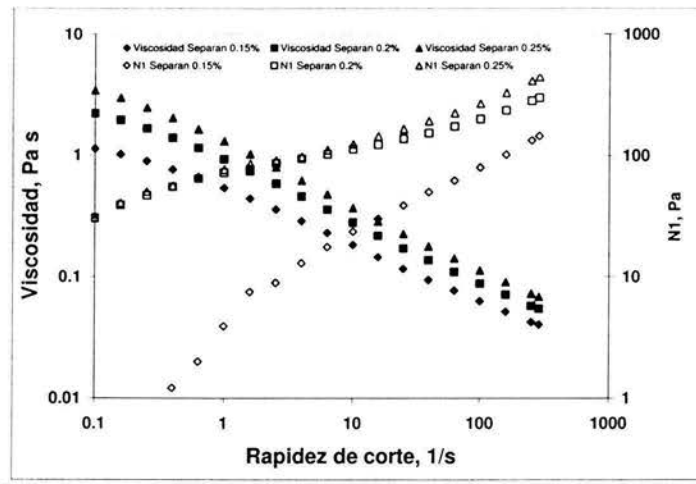


Figura 3.6: Características reológicas de las soluciones S10, S14 y S15 (agua-glicerina-Separan)

A continuación, las gráficas 3.7 y 3.8 presenta la velocidad como función del volumen para las soluciones glicerina-Separan con 50% de agua (S10, S11, S12, S13, S14 y S15). Se presentan dos gráficas de resultados por claridad en su presentación.

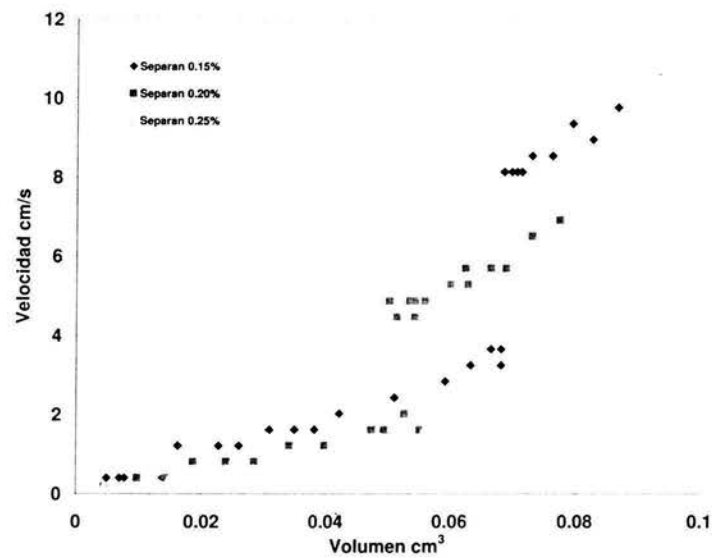


Figura 3.7: Velocidad terminal de ascenso como función del volumen de la burbuja. Soluciones agua 50 % glicerina 50 % Separan

3.1. VELOCIDAD TERMINAL COMO FUNCIÓN DEL VOLUMEN DE LA BURBUJA29

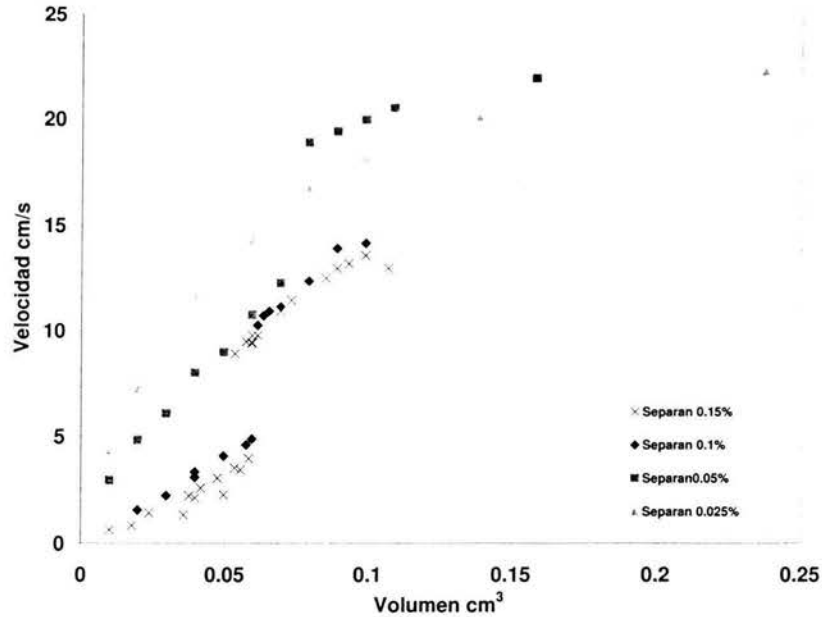


Figura 3.8: Velocidad terminal de ascenso como función del volumen de la burbuja. Soluciones agua 50 % glicerina 50 % Separan

En estas gráficas observamos que sí se presenta la discontinuidad en la velocidad para todas las distintas concentraciones probadas, con excepción de la que contiene únicamente 0.025 % de Separan (figura 3.8). Observamos que al disminuir la concentración de polímero en la solución, la velocidad terminal de la burbuja aumenta, como sucedía en los casos presentados con anterioridad. De la misma manera observamos que, al disminuir la cantidad de polímero disuelto en la solución, el volumen crítico, en que se encuentra la discontinuidad, se incrementa hasta alcanzar una concentración mínima en la cual la discontinuidad desaparece y tenemos un comportamiento similar al presentado en los fluidos anteriores. Esto nos hace pensar que si aumentamos la concentración de polímero, es posible llegar a una concentración en la cual desaparece la discontinuidad en la velocidad.

En todos los casos en los que se presenta la discontinuidad parecen existir dos rectas con pendientes distintas que unirían los puntos. Una primera recta que une a los puntos antes de la discontinuidad y una recta con pendiente distinta que une los datos experimentales después de la ésta.

Otra razón para presentar los resultados por separado es que los experimentos fueron realizados con varios meses de diferencia. Usualmente se preparaba una solución y ésta se diluía hasta obtener las concentraciones deseadas. Para la primera serie de datos el tiempo entre el cual los experimentos se comenzaron a hacer y el tiempo en que se finalizaron fue de aproximadamente dos meses. Por ésta razón es posible que exista una degradación de la solución. Desgraciadamente no contamos con la caracterización reológica de los fluidos al final de los experimentos para poder compararlas con las curvas al comienzo de ellos. En el caso de la segunda serie de datos presentados, la diferencia de tiempo entre el comienzo y fin de los experimentos es de una semana, razón por la cual no creemos que el fluido pueda

haberse degradado de manera importante. En todo caso observamos que en ambas series de datos la discontinuidad se presenta. Finalmente se calculó el volumen de las burbujas en la parte inferior y superior del tanque. Se encontró una variación de volumen de aproximadamente 0.6%.

Las figuras 3.9 y 3.10 presentan un resumen de los volúmenes críticos y la discontinuidad en la velocidad en función de la concentración de polímero y la razón entre las velocidades antes y después de la discontinuidad, en función de la misma concentración, respectivamente.

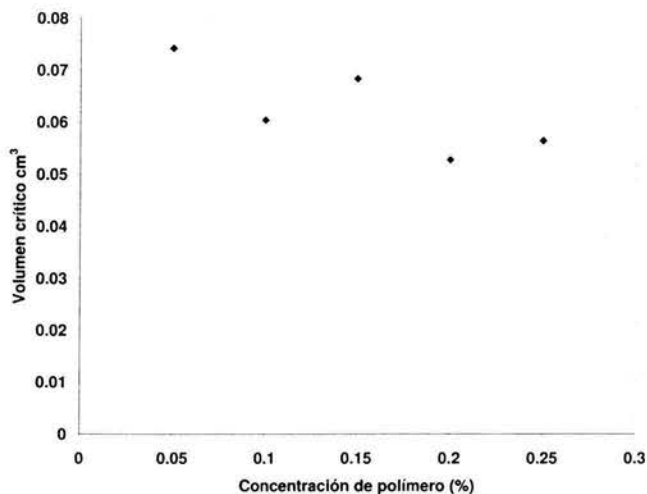


Figura 3.9: Volumen crítico como función de la concentración de polímero

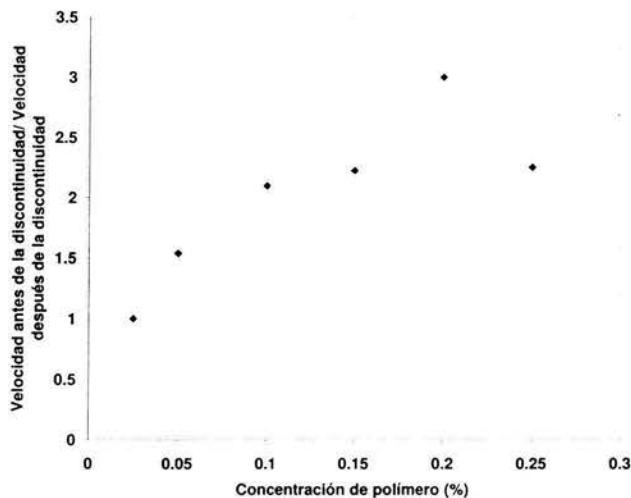


Figura 3.10: Razón entre velocidades antes y después de la discontinuidad en función de la concentración de polímero

En la figura 3.9 observamos una tendencia la cuál muestra que a medida que disminuye la concentración del polímero en la solución, el volumen crítico aumenta. En la figura 3.10

observamos que cuando la concentración del polímero aumenta la razón entre las velocidades antes y después de la discontinuidad también aumenta.

3.2. Coeficiente de arrastre

En esta sección se presentan los datos de coeficiente de arrastre contra número de Reynolds para los distintos experimentos realizados. El número de Reynolds se definió de la siguiente manera:

$$Re = \frac{\rho_f U_b d_b}{\mu_f(\dot{\gamma})} \quad (3.1)$$

El coeficiente de arrastre fue definido de la siguiente manera:

$$\frac{\pi}{6} d_b^3 \rho_f g = C_D \frac{1}{2} \rho_f U_b^2 \frac{\pi}{4} d_b^2 \quad (3.2)$$

Al despejar el coeficiente de arrastre se tiene que

$$C_D = \frac{4 d_b g}{3 U_b^2} \quad (3.3)$$

Nótese que para el cálculo no se consideró la viscosidad de los fluidos como constante sino que a partir de los datos reológicos se utilizó la viscosidad real obtenida a partir de la velocidad de ascenso de la burbuja.

Los resultados de los cálculos se presentan en las figuras 3.11, 3.12 y 3.13

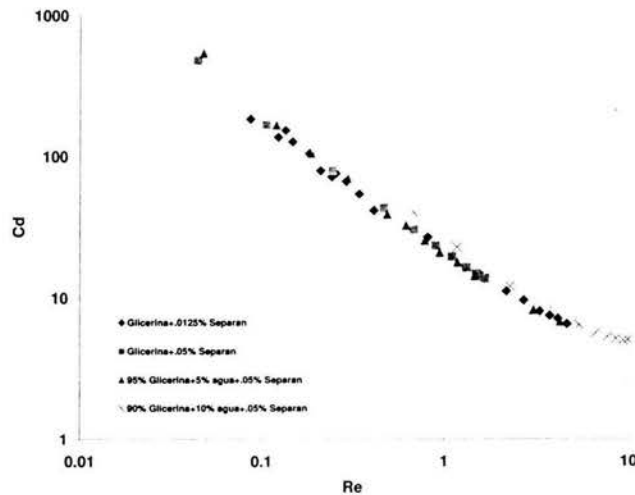


Figura 3.11: C_d en función de Re en un fluido de Boger

La ecuación de la curva que mejor se ajusta a los datos experimentales es:

$$C_d = 23,96 * Re^{-0,851} \quad (3.4)$$

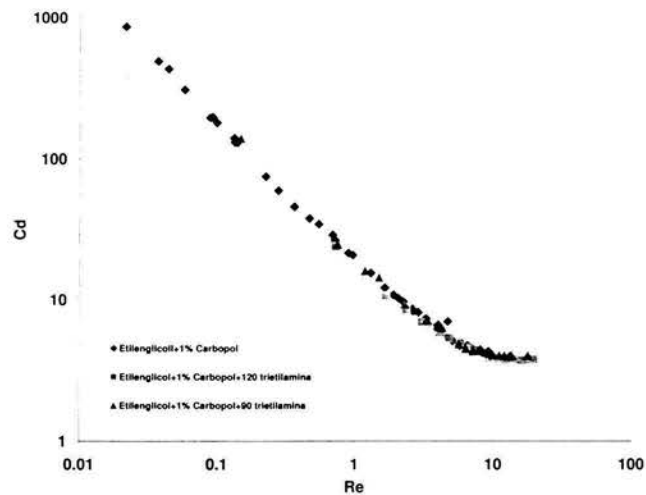


Figura 3.12: C_d en función de Re en fluidos adelgazantes

En este caso la ecuación de la curva es:

$$C_d = 23,486 * Re^{-0,811} \quad (3.5)$$

Se observa en estas gráficas que los datos experimentales se agrupan en una sola curva. Además, los parámetros de las dos curvas anteriores son similares.

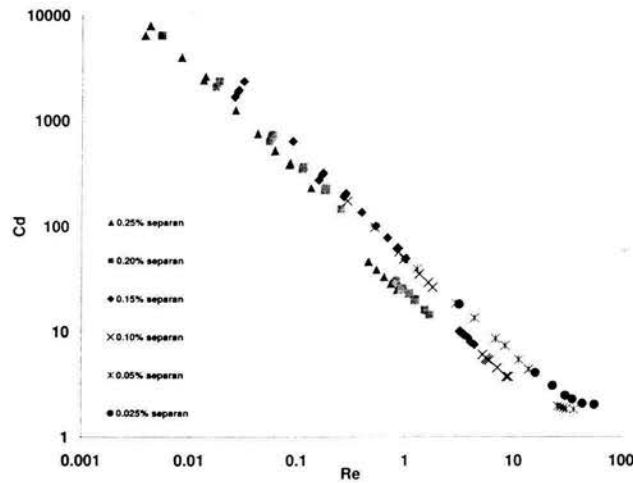


Figura 3.13: C_d en función de Re en fluidos viscoelásticos y adelgazantes

En esta gráfica se observa que cuando las burbujas poseen un volumen menor al crítico los datos se agrupan sobre una curva cuya ecuación es:

$$C_d = 47,56 * Re^{-0,974} \quad (3.6)$$

Cuando el tamaño de la burbuja supera éste, los datos parecen agruparse en otra curva, representada por la ecuación:

$$C_d = 37,06 * Re^{-0,884} \quad (3.7)$$

La gráfica muestra un notorio cambio de régimen de uno a baja velocidad a otro a alta velocidad.

En todos los casos, al aumentar el número de Reynolds el coeficiente de arrastre disminuye.

3.3. Efecto de pared

Para observar el efecto de las paredes sobre la velocidad terminal de las burbujas se construyeron tres distintos tanques. Para este experimento se utilizó en todos los casos una solución de agua-glicerina al 50% a la cual se le agregó 0.25% de Separan (fluido viscoelástico). Los resultados obtenidos se muestran en la figura 3.14

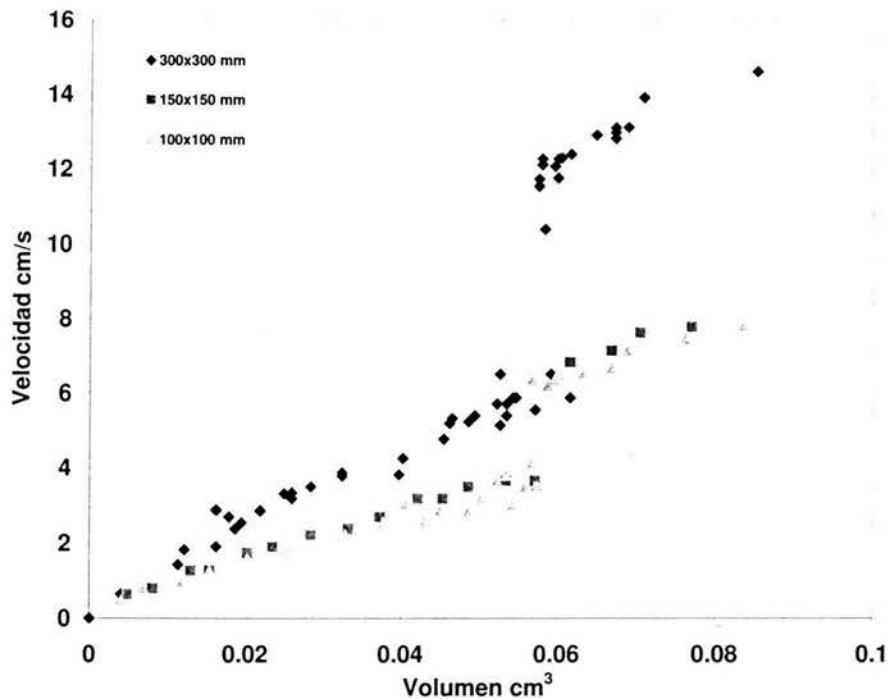


Figura 3.14: Influencia de las paredes sobre las velocidades terminales de ascenso de las burbujas

En la figura anterior se ve un efecto marcado de las paredes sobre la velocidad terminal de las burbujas. Observamos que el volumen crítico de la discontinuidad no varía mucho. Sin embargo sí se detectó un efecto muy marcado en la magnitud de la discontinuidad al comparar los resultados del tanque de sección transversal mayor con los otros dos tanques menores.

En la tabla 3.1 se presenta el cociente del área de la sección transversal con el área transversal equivalente de las burbujas. Para esto, se consideró que las burbujas son esféricas. Con esta suposición a cada burbuja se le puede asociar un área transversal. Así mismo, se consideró el volumen crítico al cuál ocurre la discontinuidad para los distintos tanques.

Sección [cm ²]	Volumen crítico [cm ³]	Area de la burbuja a_b [cm ²]	Area de la sección a_s [cm ²]	a_b/a_s
30x30	0.057	0.180	900	5000
15x15	0.056	0.1784	225	1260
10x10	0.061	0.1886	100	530

Cuadro 3.1: Relación de áreas

De la tabla anterior se observa que para la sección transversal mayor la razón de áreas es de 5000. Con esta razón de áreas el tamaño de la discontinuidad es mayor que cuando tenemos razones de áreas más pequeñas. Estas razones de áreas pequeñas nos muestran que efectivamente las paredes de alguna manera están frenando el ascenso de las burbujas. Al parecer, con la razón de áreas de 5000 los efectos de las paredes sobre la velocidad de ascenso son pequeños. Desgraciadamente no se realizaron experimentos con un tanque de sección transversal mayor para observar si la razón de áreas continuaba siendo del mismo orden de magnitud.

3.4. Formas de las burbujas

3.4.1. Fluidos de Boger

Sin duda alguna la variedad de formas que toman las burbujas en fluidos no newtonianos son completamente distintas a aquellas de sus contrapartes en fluidos newtonianos. Uno de los objetivos de utilizar una amplia gama de fluidos con distintas propiedades reológicas en los experimentos fue precisamente el de observar estas diferencias. Comenzaremos por mostrar las distintas geometrías de burbujas para un fluido muy viscoso (más de 1 Pa*s) y elástico. En la figura 3.15 se muestran fotografías de burbujas en una solución de glicerina + 0.05 % Separan.

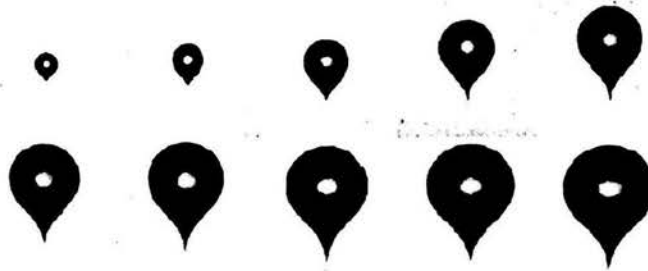


Figura 3.15: Burbujas en una solución de glicerina-Separan. Los volúmenes de las burbujas en cm³ son los siguientes: 0.1, 0.2, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5 y 4.0, respectivamente.

En estas fotografías se observa la evolución de la forma de las burbujas. A volúmenes pequeños se tienen burbujas casi esféricas. Al aumentar progresivamente el volumen, las burbujas comienzan a elongarse y forman una pequeña “cola”, que aumenta de tamaño al aumentar el volumen de la burbuja.

En el caso de las burbujas realizadas en soluciones de glicerina-Separan y soluciones de glicerina-Separan y un pequeño porcentaje de agua, se observa un fenómeno curioso. Para describirlo nos remitiremos a la fotografía 3.16.

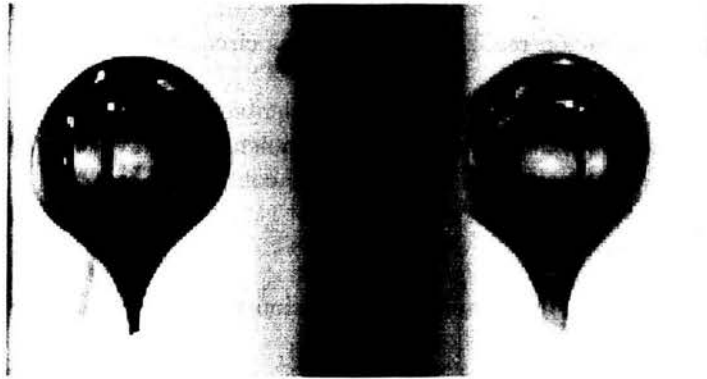


Figura 3.16: Burbuja con cola asimétrica

Esta fotografía se tomó según el esquema mostrado en la figura 3.17. Fue necesario este arreglo experimental debido a que, la burbuja tiene una forma que si se mira desde una cara del cubo es distinta a la que observamos si la miramos a través de una cara perpendicular a la primera. Con este arreglo es posible mirar dos caras perpendiculares a la vez.

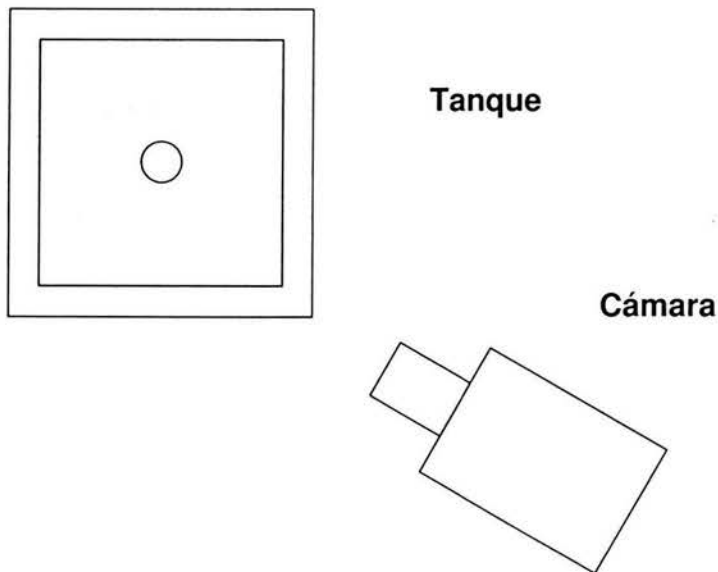


Figura 3.17: Arreglo experimental para obtener la figura 3.16

La burbuja se fotografió en una solución de glicerina 90% agua 10%, Separan 0.05%. Como se puede observar, la burbuja presenta una “cola” similar a las que se presentaron en la figura 3.16. Sin embargo al llegar a cierto volumen, la “cola” deja de formar solamente un filamento. Si miramos esa misma burbuja girando 90 grados con respecto a nuestra primera

observación, nos percatamos que la cola tiene forma de “hoja.” “filo de cuchillo”. Al parecer este cambio no es drástico. Se observa también que antes de la formación de la hoja de cuchillo la cola es bastante larga. Cuando la cola cambia de configuración, ésta se acorta. Esta forma elongada de las burbujas se observa en fluidos de una gran viscosidad y elasticidad.

Algunos resultados de exploración realizados en cilindros circulares rectos también nos han permitido observar este fenómeno.

Liu et al. [26] describieron este fenómeno. Atribuyeron la orientación de la hoja a la cercanía de la burbuja con la pared más próxima. Sin embargo también menciona la influencia del volumen de la burbuja y de la geometría del recipiente que contiene al fluido.

3.4.2. Fluidos adelgazantes

En la secuencia de fotografías 3.18 se presentan observaciones de burbujas en movimiento en un fluido adelgazante inelástico.

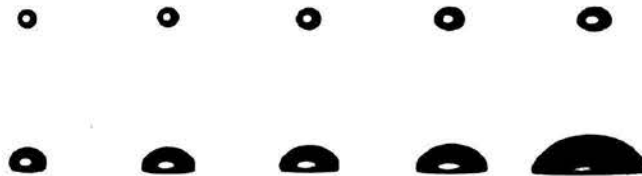


Figura 3.18: Burbujas en una solución de etilenglicol-Carbopol-trietilamina. Solución S3. Los volúmenes de las burbujas en cm^3 son los siguientes: 0.04, 0.12, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.8, 1.0, 1.1 y 4.0, respectivamente.

La figura presenta una colección de fotografías de burbujas en una solución de etilenglicol +0.1% Carbopol + 0.01% trietilamina. Las formas de las burbujas son similares para las dos distintas soluciones utilizadas de etilenglicol-Carbopol-trietilamina. En este caso también podemos observar una evolución en la forma de las burbujas. A volúmenes pequeños, las burbujas son esféricas. A medida que aumenta el volumen de la burbuja, ésta comienza a achatarse en su parte inferior formando burbujas elipsoidales. Finalmente a volúmenes muy grandes la burbuja tiene una forma lenticular.

3.4.3. Fluidos viscoelásticos

En la figura 3.19 se muestran las fotografías de las burbujas antes y después de la discontinuidad en la velocidad.

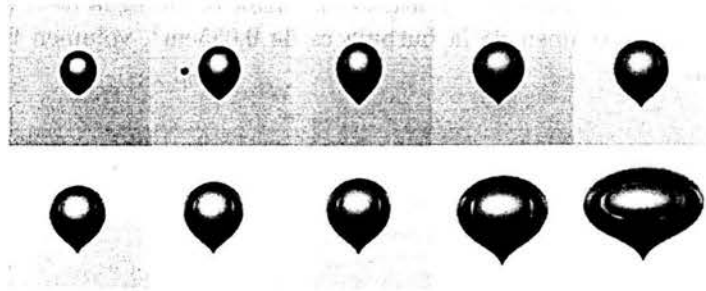


Figura 3.19: Burbujas en una solución de glicerina 50 %, agua 50 %, Separan 0.15 %. Los volúmenes en cm^3 de las burbujas de izquierda a derecha son: 0.023, 0.039, 0.049, 0.057, 0.059, 0.061, 0.069, 0.073, 0.079 y 0.41

Las tres primeras fotografías corresponden a burbujas por debajo de volumen crítico y las demás corresponden a fotografías por encima de él. En la figura 3.20 se muestran las fotografías 3 y 4 en detalle para poder observar más claramente el cambio de geometría antes y después de la discontinuidad en la velocidad.

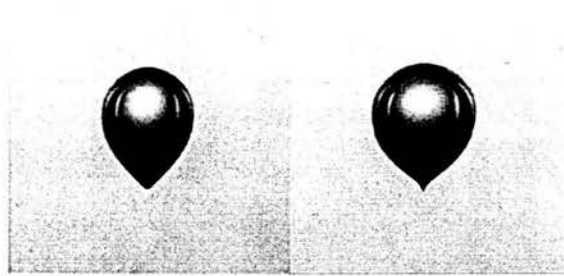


Figura 3.20: Burbujas de aire ascendiendo en una solución de agua-glicerina al 50 % y 0.15 % de Separan. La burbuja izquierda es de 0.049 (volumen inferior al crítico) y la de la derecha de 0.057 cm^3 (volumen mayor al crítico)

Como se puede observar, las burbujas que se encuentran por debajo del volumen crítico presentan en su parte inferior formas suaves. En cambio para las burbujas por encima de él presentan un ángulo agudo en su parte inferior. Pensamos que este cambio drástico de forma influye de manera decisiva en la aparición de la discontinuidad en la velocidad.

3.5. Mediciones con PIV

En la figura 3.21 se muestra el campo de velocidades para una burbuja obtenido mediante la técnica de PIV. Para estos experimentos se utilizó una solución de agua 50 % glicerina 50 % y 0.25 % de Separan. El volumen de la burbuja es de 0.055cm^3 , volumen menor al crítico para esta solución.

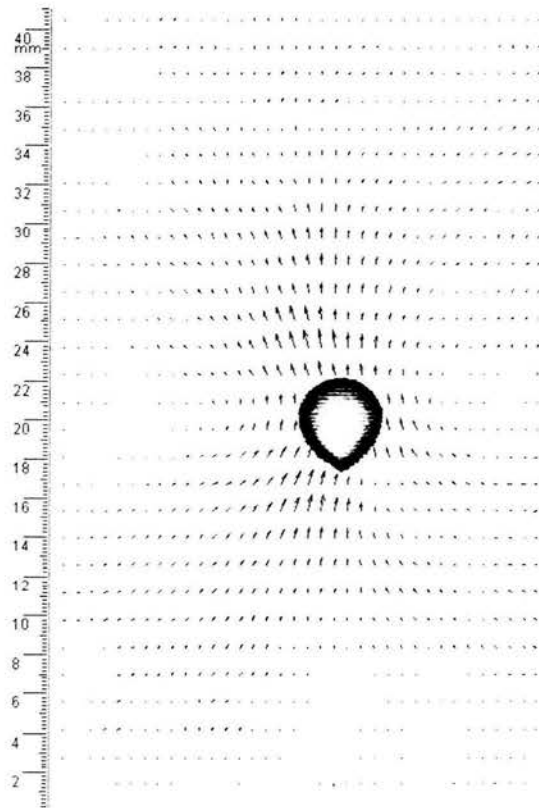


Figura 3.21: Campo de velocidades generado por una burbuja antes de la discontinuidad en la velocidad. Un vector de 1 mm representa una velocidad de 2mm/s .

En este campo de velocidades se observa que tanto los vectores de velocidad que se encuentran por encima como los que se encuentran debajo de la burbuja tienen una dirección ascendente, similar a la de una burbuja en un fluido newtoniano. A los costados de la burbuja se observa la aparición de vórtices ocasionados por su movimiento.

En la figura 3.22 se presenta el campo de velocidades para una burbuja de 0.06cm^3 . Se utilizó el mismo fluido que para el experimento anterior. Para el volumen que aquí se presenta, la burbuja se encuentra por encima del volumen crítico.

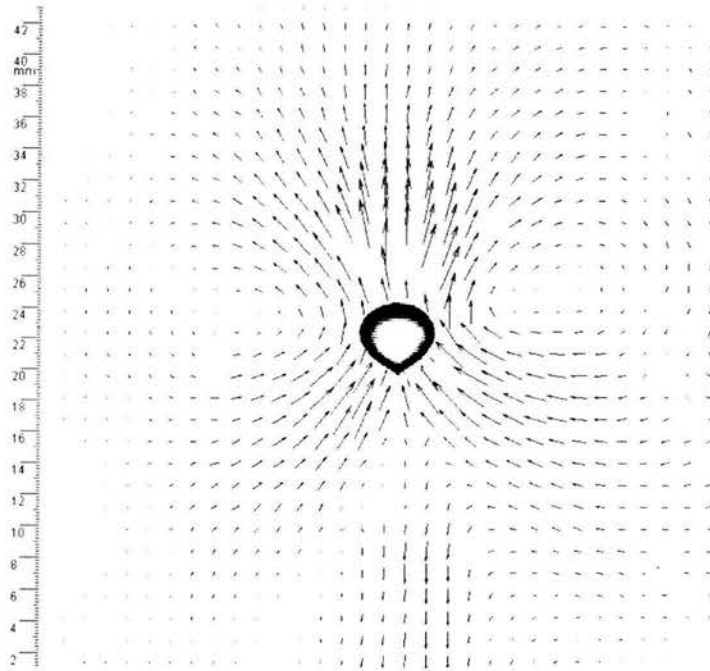


Figura 3.22: Campo de velocidades generado por una burbuja después de la discontinuidad en la velocidad. Un vector de 1 mm representa una velocidad de 2mm/s.

En esta figura se observa que los vectores de velocidad que se encuentran por encima de la burbuja tienen una dirección igual a la de la burbuja. A los costados de la burbuja se presentan recirculaciones similares a las observadas en el caso de las burbujas con volúmenes menores al volumen crítico. Una de las diferencias entre ambos casos es la magnitud de estos vórtices. En este último, los vórtices son de mayor tamaño debido a que una burbuja de mayor volumen provoca una distorsión mayor en el fluido. Se observa que algunos de los vectores de velocidad que se generan con los vórtices, terminan en la parte inferior de la burbuja, dando la impresión de que la impulsan hacia arriba. Hacen falta realizar más experimentos para confirmar estas observaciones. Estos dos últimos fenómenos descritos no se observan en burbujas con un volumen inferior al crítico.

En este caso, aproximadamente a dos diámetros de burbuja por debajo de esta, existe un punto de estancamiento. Los vectores de velocidad que se encuentran por encima de este punto tienen la misma dirección que el movimiento de la burbuja. A este punto de estancamiento se le asocia una alta presión. Es posible que ésta contribuya al aumento en la velocidad de ascenso. Sin embargo, los vectores de velocidad que se encuentran por debajo de este punto presentan una dirección opuesta a su movimiento. A esta estela en dirección contraria al movimiento de la burbuja se le ha denominado por otros autores [20] “estela negativa”. La estela negativa se presenta en burbujas con volúmenes superiores al volumen crítico.

Capítulo 4

Conclusiones

Se midió la velocidad terminal de las burbujas al ascender a través de distintos fluidos no newtonianos. Se observó una discontinuidad en la velocidad de ascenso de las burbujas al utilizar una solución de 50 % de agua, 50 % de glicerina y distintos porcentajes de poliacrilamida. Estos fluidos son viscoelásticos. Para fluidos adelgazantes o de viscosidad constante y que presentan esfuerzos normales, no se detectó en ningún caso la discontinuidad en la velocidad. Podemos concluir que para que se presente la discontinuidad tienen que haber efectos viscoelástico y adelgazante al mismo tiempo. Aparentemente para que se dé esta transición se requiere de una solución con un contenido importante de agua.

Se observaron diversas geometrías de burbujas dependiendo del fluido a través del cual ascendían. En el caso de los fluidos viscoelásticos se observa un cambio importante en la geometría de las burbujas antes y después del volumen crítico. Las burbujas menores a este volumen tienen terminaciones suaves, mientras que las burbujas con volúmenes mayores al volumen crítico presentan una terminación aguda.

Se estudió la influencia de la cercanía de las paredes sobre la discontinuidad en la velocidad. Se encontró que las paredes no afectan mucho el volumen crítico de la discontinuidad pero sí afectan la magnitud en el incremento de la velocidad. Al utilizar el tanque de sección transversal mayor, la discontinuidad en la velocidad fue mayor.

En los fluidos de Boger se observó la existencia de una cola asimétrica en las burbujas de volúmenes grandes.

Se consiguió medir, con la técnica de PIV, el campo de velocidades generado por una burbuja al ascender por un fluido viscoelástico. Se encontró que una burbuja con un volumen menor al volumen crítico al cual ocurre la discontinuidad en la velocidad genera un campo de velocidades similar al que se observa al generar una burbuja en un fluido newtoniano. Cuando se genera una burbuja de volumen mayor al volumen crítico se encontró que el campo de velocidades es completamente distinto. En este caso el campo de velocidades que se encuentra debajo del punto de estancamiento tiene una dirección opuesta a la del movimiento de la burbuja.

4.1. Trabajo a futuro

Aún cuando este trabajo ayuda a explicar la aparición de la discontinuidad en la velocidad, el problema sigue siendo abierto. Es por ello que se requiere realizar otros experimentos que contribuyan a explicar de mejor manera este fenómeno. Algunos de estos experimentos son:

- Repetir los experimentos de volumen contra velocidad utilizando un fluido viscoelástico no acuoso. Existe una hipótesis la cuál dice que este fenómeno se presenta solamente en fluidos viscoelásticos que contienen agua. La existencia de la discontinuidad en este tipo de fluidos confirmaría o descartaría esta teoría.
- Realizar experimentos de birrefringencia en burbujas con volúmenes ligeramente superiores e inferiores al volumen crítico. El fin de estos experimentos consiste en investigar si existe algún cambio importante en el campo de esfuerzos del fluido como el que se observó al estudiar los campos de velocidad utilizando PIV.

Bibliografía

- [1] Acharya, A., Mashelkar, R. A., Ulbrecht. Mechanics of bubble motion and deformation in non-Newtonian media. *Chem. Eng. Sci.* Vol 32. Pp. 863-872. 1977.
- [2] Arigo, M. T., McKinley, G. H., An experimental investigation of negative wakes behind spheres settling in a shear-thinning viscoelastic fluid. *Rheol. Acta* 37. Pp; 307-327. 1998.
- [3] Astarita, G., Apuzzo, G., Motion of gas bubbles in non-Newtonian liquids. *AIChE. J.* Vol. 11, No. 5, Pp. 815-820. 1965
- [4] Astarita, G., Spherical gas bubble motion through Maxwell liquids. *AIChE. J.* Vol. 5, No. 4, Pp. 548-553. 1966.
- [5] Barnes, H., Hutton, J., Walters, K;, An introduction to Rheology. Ed. Elsevier. 1998.
- [6] Bird, R. B., Curtiss, C. F., Armstrong, R. C., Hassager, O., Dynamics of polymeric liquids. Vol 1., Segunda edicion. Ed. Wiley, New York. 1989.
- [7] Bisgaard, C., Hassager, O., An experimental investigation of velocity fields around spheres and bubbles moving in non-Newtonian liquids. *Rehol. Acta* 21 Pp. 537. 1982.
- [8] Boger, D.V., A highly elastic constant-viscosity fluid. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* No 3. Pp. 87-91. 1977.
- [9] Boger, D.V., Hur, D.U., Binnington, R.J., Further observations of elastic effects in tubular entry flows. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* No 20. Pp. 31-49. 1986.
- [10] Chhabra, R. P., De Kee, D., Fluid particles in rheologically complex media, in: transport processes in bubbles, drops and particles. Hampshire, New York. 1992.
- [11] Chhabra, R. P., Bubbles, drops and particles in non-Newtonian fluids. CRC Press, Boca Raton. 1993.
- [12] Clift, R., Grace, J. R., Weber M. E., Bubbles, drops and particles. Academic Press, San Diego. 1978.
- [13] De Kee, D., Chhabra, R. P., A photographic study of shapes of bubbles and coalescence in non-Newtonian polymer solutions. *Rheol. Acta* 27. Pp.656-660. 1988.
- [14] De Kee, D., Carreau, P. J., Mordarski J., Bubble velocity and coalescence in viscoelastic liquids. *Chem. Eng. Science*, Vol 41, No 9, Pp. 2273-2283. 1986.

- [15] Duineveld, P. C., The rise velocity and shape of bubbles in pure water at high Reynolds number. *J. Fluid Mech.* Vol 292, Pp. 325-332. 1995.
- [16] English, R. J., Raghavan, S. R., Jenkins, R. D., Khan, S. A., Associative polymers bearing n-alkyl hydrophobes: rheological evidence for microgel-like behavior. *J. of Rheology.* Pp. 1175-1194. 1999.
- [17] Funfschilling, D., Li, H. Z., Flow of non-newtonian fluids around bubbles: PIV measurements and birefringence visualisation. *Chem. Eng. Sci.* Vol. 56. Pp. 1137. 2001.
- [18] Funfschilling, D., Li, H. Z., Frank, X., Mouline, Y., Towards the understanding of bubble interactions and coalescence in non-Newtonian fluids: a cognitive approach. *Chem; Eng. Sci.* Vol. 56. Pp. 6419. 2001.
- [19] Harrison, G. M., Lawson, N. J., Boger, D.V., The measurement of the flow around a sphere settling in a rectangular box using 3-dimensional Particle Image Velocimetry. *Chem. Eng. Commun.* No. 188. Pp. 143. 2001.
- [20] Hassager, O., Negative wake behind bubbles in non-Newtonian liquids. *Nature* 279, 402. 1979.
- [21] Herrera-Velarde, J. R., Zenit, R., Chehata, D., Mena, B., The flow of non-Newtonian fluids around bubbles and its connection to the jump discontinuity. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* No 111. Pp. 199-209. 2003.
- [22] Kawase Y., Ulbrecht, J. J., On the abrupt change of velocity of bubbles rising in non-Newtonian liquids. *J. Non-Newtonian fluid mech.* No 8. Pp. 203-212. 1981.
- [23] Kawase Y., Moo-Young, M., Aproximate solutions for drag coefficient of bubbles moving in shear-thinning elastic fluids. *Rheol. Acta.* No. 24. Pp. 202-206. 1985.
- [24] Larson, R.G., The structure and rheology of complex fluids. Oxford University Press. New York 1999.
- [25] Leal, L.G., Acrivos, A., Skoog, J., *Can. J. Chem. Eng.* No.44 Pp.569.
- [26] Liu, Y. J., Liao T. Y., Joseph D. D., A two-dimensional cusp at the trailing edge of an air bubble rising in a viscoelastic liquid. *J. Fluid Mech.* Vol 304, Pp. 321-342. 1995.
- [27] Mena, B., Manero, O., Leal, L. G., The influence of rheological properties on the slow flow past spheres. *J. of non-Newtonian Fluid Mech.* No 26. Pp. 247-275. 1987.
- [28] Metzner, A. B., Uebler, E. A., Chan Man Fong, C. F., Converging flow of viscoelastic materials. *AIChE J.* No 15. Pp. 815-820. 1969.
- [29] Rodrigue, D., De Kee, D., Chan Man Fong, C. F., The slow motion of a single gas bubble in a non-Newtonian fluid containing surfactants. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 86. Pp. 211. 1999.
- [30] Rodrigue, D., De Kee, D., Chan Man Fong, C. F., Bubble velocities: further developments on the jump discontinuity. *J. non-Newtonian Fluid Mech.* 79. Pp.45. 1998.

- [31] Rodrigue, D., De Kee, D., Bubble velocity jump discontinuity in polyacrylamide solutions: a photographic study. *Rheol. Acta* 38. Pp. 177-182. 1999.
- [32] Smits, A., J., Lim, T., T., Flow visualization. *Techniques and Examples*. Imperial College Press. Pp. 123-141. 2000.
- [33] Wagner, M. G., Slattery, J. C., Slow flow of a non-Newtonian fluid past a droplet. *AIChE J.* Vol 17, No. 5. Pp. 1198-1207. 1971.
- [34] Walters, K., Developments in non-Newtonian fluid mechanics- a personal view. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 5. Pp. 113-124. 1979.
- [35] Walters, K., Tanner, R.I., *Rheology: an historical perspective*. Editorial Elsevier. Amsterdam. Pp. 82-83. 1998.
- [36] *Polymer Data Handbook*. Oxford University Press. Pp. 247-252. 1999.
- [37] *Encyclopedia of Polymer Science and Engineering*. Segunda Edición. Editorial John Wiley. Tomo I, Pp. 26, Tomo 5, Pp. 137. 1990

Apéndice A

Burbujas en fluidos micelares

Además de los experimentos realizados, para intentar comprender mejor el origen de la discontinuidad, se utilizaron otros tipos de fluidos, entre ellos un fluido micelar.

En este apéndice se muestran los resultados obtenidos con un fluido HASE (Hydrophobic alkali-swellaible emulsion). Este fluido además de ser viscoelástico tiene una estructura micelar. En este caso una micela está formada por una parte hidrofóbica y una parte hidrofílica. Para mayores referencias acerca de este fluido se recomienda consultar English et al. [16].

La caracterización reológica de este fluido se muestra en la figura A.1

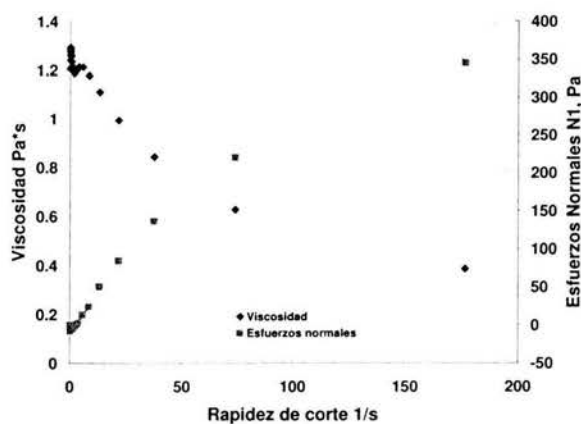


Figura A.1: Viscosidad y esfuerzos normales en un fluido HASE en función de la rapidez de deformación

De la figura anterior se observa que el fluido es viscoelástico y presenta esfuerzos normales. En la figura A.2 se presentan los resultados de la medición de la velocidad terminal de la burbuja en función de su volumen. En esta figura se observa que no existe discontinuidad en la velocidad. La curva de datos experimentales es una curva monótonica y encontramos buena repetitividad de estos.

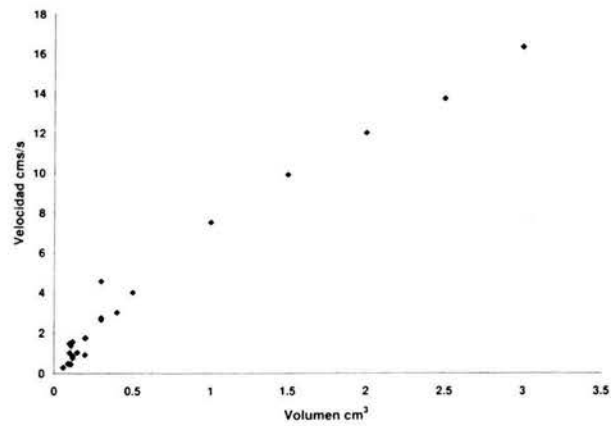


Figura A.2: Velocidad terminal de ascenso en función del volumen de la burbuja en un fluido HASE

En lo que se refiere a la forma de las burbujas se observó un fenómeno curioso. La figura A.3 muestra una fotografía típica de una burbuja ascendiendo en este fluido.



Figura A.3: Burbuja ascendiendo en un fluido HASE. Volumen de la burbuja=0.1 cm³

En la fotografía anterior observamos que la cola que genera la burbuja se extiende hacia abajo varios diámetros de la burbuja. De hecho, la longitud de esta cola es igual a la longitud total del tanque. Inicialmente se observa que la cola es continua (ver figura A.4). Sin embargo cuando su longitud se extiende, se rompe y se genera una estela de microburbujas como se muestra en la figura A.5

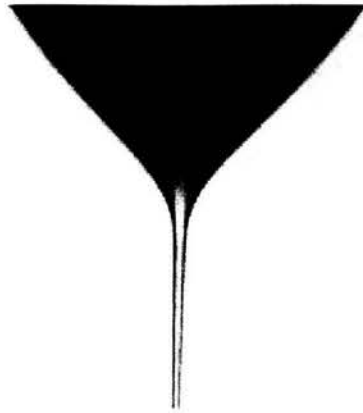


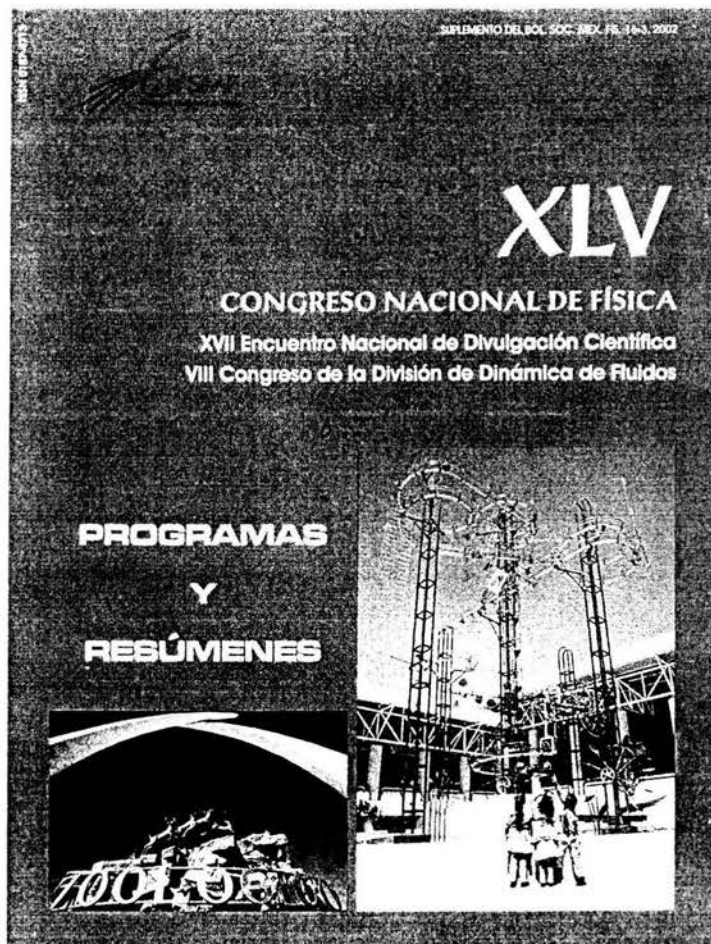
Figura A.4: Acercamiento de la cola de la burbuja

Figura A.5: Fotografía de la estela de microburbujas que se generan tras el paso de una burbuja en un fluido HASE

Los resultados de este apéndice son de carácter exploratorio. Un estudio más detallado de la formación de esta cola y de la generación de las micriburbujas queda pendiente como un trabajo a futuro.

Apéndice B

Presentaciones realizadas



comportamiento en flujo de Povidol de una solución modela de cationes de zehendradino (PZH) y sulfato de sodio (NaSO). Las variaciones de la birefringencia fueron probadas en video y la intensidad de la luz transmitida fue monitoreada en tiempo real mediante un fotodetector acoplado a un sistema de adquisición de datos. La estabilidad del flujo en las diferentes regiones de la curva de flujo no muestra una característica de estas soluciones micelares, es evidente por los cambios de birefringencia indicados por el flujo.

Trabajo apoyado por CONACYT (439714) y CIGR-IPN (91658).
 Becario CONACYT. Becario COFAA-IDI.

SVII.F
PROPIEDADES MECANICAS DEL PRODUCTO EXTRUIDO DE UN FLUJO VISCOELASTICO OSCILANTE

J. E. Rivera*, R. Zentú B. Méndez

Instituto de Investigaciones en Alimentos (Investigación y Desarrollo) y Facultad de Ingeniería, Universidad Nacional Autónoma de México, Av. Prolongación de la Carretera México-Toluca 3671, Estado de México, México, C.P. 40130.

Resumen

Las oscilaciones en el flujo de un fluido viscoelástico se someten a flujos de ascenso de un tubo de vidrio en una pared translúcida y se hacen con respecto a un "flujo" de un fluido Newtoniano como testado para la caracterización del flujo. Los resultados obtenidos muestran que, en condiciones laminar y en un tubo de vidrio, una oscilación sinusoidal de la velocidad del flujo produce oscilaciones en la velocidad del material extruido en función del tipo de oscilación.

SVII.G **ESTUDIO DE LA FLEXION EN SECCIONES DINAMICAS**

J. E. Rivera*, R. Zentú B. Méndez, Facultad de Ingeniería y Desarrollo, Instituto de Investigaciones en Alimentos (Investigación y Desarrollo) y Facultad de Ingeniería, Universidad Nacional Autónoma de México, Av. Prolongación de la Carretera México-Toluca 3671, Estado de México, México, C.P. 40130.

Anteriormente se estudió una oscilación de parámetro de sección de un tubo de vidrio en un tubo de vidrio. En este trabajo se estudia la flexión en una sección de un tubo de vidrio en un tubo de vidrio. Los resultados obtenidos muestran que, en condiciones laminar y en un tubo de vidrio, una oscilación sinusoidal de la velocidad del flujo produce oscilaciones en la velocidad del material extruido en función del tipo de oscilación.

SVII.H **CAMBIO DE BIRREFRINGENCIA EN LA EXTRUSION CONTINUA DE POLIETILENO DE ALTA DENSIDAD**

Francisco Rodríguez González*, Benjamín M. Martín Sánchez*, José Pérez González*, Lourdes A. Vega Acosta Montalban*, y Laboratorio de Reología, Departamento de Física, Facultad de Ingeniería y Matemáticas, UPALM-IPN, C.P. 07700, México D.F., México. En este trabajo se presentan resultados de mediciones de birefringencia durante la extrusión continua de un polietileno de alta densidad (HDPE). Los experimentos de flujo se realizaron a una temperatura de 150°C, utilizando un dado de vidrio.

Los experimentos de birefringencia se realizaron en tiempo real del estado de deformación, información más confiable acerca de la mecánica del flujo que las medidas de presión. También se estudió el comportamiento de flujo asociado con adherencia y deslizamiento en el caso

de las medidas de intensidad de luz transmitida sujetas ante la inestabilidad se originan por la orientación de las moléculas de cationes de la región de la deformación debido al flujo oscilatorio. Además se muestran las mediciones de la distribución de la intensidad en la región de flujo.

Este trabajo ha sido apoyado por el CONACYT (439714) y CIGR-IPN (91658). Becario CONACYT. Becario COFAA-IDI-IPN.

SVIII **OBTENCION DE PERFILES DE VELOCIDAD MEDIANTE VELOCIMETRIA POR IMAGENES DE PARTICULAS (PIV) EN UN REOMETRO DE CAPILAR**

A. E. Múndez Sánchez*, J. Pérez-González*, L. A. Vega Acosta Montalban*, J. R. Castrejon Pita*, A. A. Castrejon Pita*, G. Huesiz*, Laboratorio de Reología, Depto. de Física, IISM-IPN, Jctf. 9 UPALM, C. P. 07700, México D.F., México y Mat. y Métds-IPN, Centro de Investigación en Energía, UNAM, A. P. 54, Toluca, Méx., 42580 México. En este trabajo se reportan perfiles de velocidad obtenidos mediante PIV en un reómetro de capilar, para una solución acuosa de clorato de cetilpiridinio con sulfato de sodio. Los perfiles de velocidad obtenidos son parabólicos indicando un comportamiento newtoniano a velocidades de corte bajas, mientras que a velocidades intermedias, el perfil corresponde a un comportamiento newtoniano con deslizamiento en la pared del capilar. Para velocidades de corte mayores, donde existe inestabilidad en el flujo, los perfiles de velocidad muestran ser planos con un gran incremento de velocidad cerca de la pared. Este comportamiento persiste a valores más altos de la rapidez de deformación. Los resultados de este trabajo muestran características no conocidas del comportamiento en flujo de este tipo de sistemas. Proyecto apoyado por CONACYT (439714) CIGR-IPN (91658). Becario SUBR4-CITEPAPE, Becario COFAA-IDI, Becario proyecto DGAPA IN6100, Becario proyecto CONACYT 32704.

SVIII **Análisis de la discontinuidad en la velocidad de ascenso de una burbuja en un líquido no-Newtoniano**

Rivera, J. E., Zentú B. Méndez, Rivera, C. y Zentú B. Méndez, Instituto de Investigaciones en Alimentos, Universidad Nacional Autónoma de México, Av. Prolongación de la Carretera México-Toluca 3671, Estado de México, México, C.P. 40130.

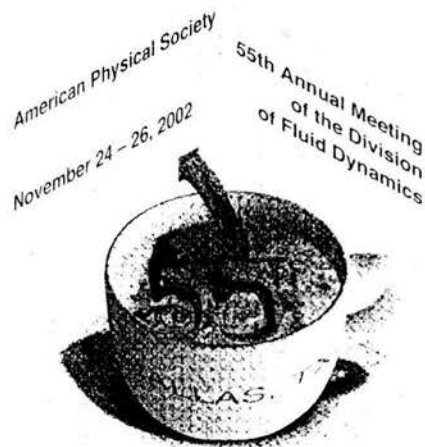
En este trabajo se estudia la velocidad de ascenso de una burbuja en un líquido no-Newtoniano. El flujo fue probado para un sistema de flujo en un tubo de vidrio. Los resultados obtenidos muestran que, en condiciones laminar y en un tubo de vidrio, una oscilación sinusoidal de la velocidad del flujo produce oscilaciones en la velocidad del material extruido en función del tipo de oscilación.

Experimentos que se realizaron en el flujo de un fluido viscoelástico en un tubo de vidrio en un tubo de vidrio. En este trabajo se estudia la flexión en una sección de un tubo de vidrio en un tubo de vidrio. Los resultados obtenidos muestran que, en condiciones laminar y en un tubo de vidrio, una oscilación sinusoidal de la velocidad del flujo produce oscilaciones en la velocidad del material extruido en función del tipo de oscilación.

BULLETIN

OF THE AMERICAN PHYSICAL SOCIETY

PROGRAM OF THE 55th ANNUAL MEETING OF THE DIVISION OF FLUID DYNAMICS



November 24-26, 2002
Dallas, Texas

November 2002

Volume 47, No. 10

64

DFD 2002: Session DM1

15:33

DM 2 Dynamic Behavior of Rising Bubbles in Viscoelastic Surfactant Solutions NESTOR HANDZY, ANDREW BELMONTE, W. G. Pritchard Labs, Dept of Mathematics, Penn State. Rising bubbles in polymeric fluids evince some of the significant differences between polymer solutions and Newtonian fluids, including a sharp cusp at the trailing end of the bubble. In surfactant solutions of wormlike micelles, rising bubbles can additionally oscillate in shape and speed. The motion is roughly periodic, with no apparent damping effects, and does not reach a steady state. Since micelles are subject to thermal as well as flow induced scission-recombination reactions, we have studied the dependence of these oscillations on both temperature and concentration. We find two disconnected regions of oscillation in this phase plane. Fixing concentration, we find temperature bounds for the oscillations and regions in which polymer-like behavior is recovered. Rheological tests were performed at different points in the phase plane to compare existence of the oscillations with the material properties of the fluids.

15:46

DM 3 Flow of Non-Newtonian Fluids Around Bubbles on the Jump Discontinuity J. RAMON HERRERA-VELARDE,* ROBERTO ZENIT, DANIEL CHEHATA, BALTASAR MENA, Instituto de Investigaciones en Materiales, Universidad Nacional Autónoma de México, México D.F., 04510. The flow field around air bubbles rising in polyacrylamide (PAAm) solutions was studied using a particle image velocimetry (PIV) system. This flow was analyzed in the vicinity of the critical bubble volume where the discontinuity of the terminal bubble velocity occurs. It was found that the flow configuration changes drastically below and above the critical bubble volume. The flow just below the critical bubble volume shows an upward flow at the front and back of the bubble with a symmetrical vortex around the bubble. The flow field obtained for a volume just above the critical one shows the appearance of the so-called negative wake behind the bubble. Additionally it was found that the container walls affect significantly the magnitude of the terminal velocity as well as the velocity jump. However, the critical volume at which the velocity jump appears does not change for different containers sizes.

*Instituto Tecnológico de Zacatepec, Zacatepec Morelos Mexico

15:59

DM 4 Dimpled Polymer Drops, MICHAEL SOSTARECZ, ANDREW BELMONTE, W. G. Pritchard Labs, Dept of Mathematics, Penn State. We report on a study of a drop of dilute polymer solution falling through a quiescent viscous Newtonian fluid. Experimentally, the drop may exhibit a stable dimple at its trailing edge. At higher volumes the dimple pinches off, injecting droplets of the bulk fluid into the drop's interior. Our results were modeled using a third order Retarded Motion Expansion as the non-Newtonian constitutive equation.

16:12

DM 5 Gelling Dynamics in Surfactant Solutions ANDREW BELMONTE, MELISSA CLAYTON, THOMAS PODGORSKI, W. G. Pritchard Labs, Dept of Mathematics, Penn State. We present experimental observations of the formation of a gel-like material at the interface between an aqueous surfactant solution and an aqueous organic salt solution. The surfactant, cetyltrimethylammonium bromide (CTAB), and the salt, sodium salicylate, are known to form a highly elastic wormlike micellar fluid when mixed homogeneously. The growth dynamics of this surfactant gel

in simple hydrodynamic flows involves fingering instabilities of a new type, which we will also present.

16:25

DM 6 Coating the outside of a rotating roller with non-Newtonian fluids J. ASHMORE, Harvard University, A.Q. SHEN,* Washington University in St. Louis, G.H. McKINLEY, MIT, H.A. STONE, Harvard University. One type of fluid flow common in industrial processes involves the deposition of a thin film on a moving substrate. The mathematical description of the free-surface shape in such coating problems involves a nonlinear third-order differential equation which can be solved using matched asymptotics (Landau and Levich, 1942; Derjaguin, 1943) to determine the thickness of the uniform film that coats the substrate when it is withdrawn sufficiently slowly from a bath of fluid. We present a comparison between theoretical and experimental results for the thickness of an axially uniform film coating the outside of a rotating cylinder which is partially submerged in a bath of non-Newtonian fluid. Both weakly and strongly elastic liquids are considered and the onset of an axial instability is documented. Our results build on and extend those already in the literature (for example Guttinger and Tallmadge, 1965; Spiers, Subbaraman and Wilkinson, 1975; de Ryck and Quéré, 1998).

*speaker

16:38

DM 7 The beads-on-string structure of viscoelastic jets JENS EGGERS, University of Essen, Germany, MARCO FONTI OS, Universidad Juan Carlos, Spain, JIE LI, Cambridge University, England. By adding minute concentrations of a high molecular weight polymer, liquid jets or bridges collapsing under the action of surface tension develop a characteristic shape of uniform threads connecting spherical fluid drops. We analyze the limiting case of large polymer relaxation times, for which the evolution can be divided into two distinct regimes. This excludes the very late stages of the evolution, for which the polymers have become fully stretched. For times smaller than the polymer relaxation time, over which the beads-on-string structure develops, we give a simplified local description, which still contains the full complexity of the problem. At times much larger than the relaxation time, we show that the solution consists of exponentially thinning threads connecting almost spherical drops. A similarity description reveals that the interface shape where a thread meets a drop develops into a corner.

16:51

DM 8 Interfacial hoop stress and instabilities of viscoelastic free surface flows MICHAEL D. GRAHAM, Univ. of Wisconsin-Madison. Viscoelasticity dramatically exacerbates free surface flow instabilities. It is shown here that this destabilization arises, at least in part, from the combination of curvature and large tangential tension along a concave free surface. Tension and curvature generically lead to an unstable stress gradient at the free surface; a perturbation that locally thickens a fluid layer leads to a local accumulation of hoop stress, which drives further thickening of the layer. A simple theory based on this observation captures several features of experimental data for coating flows, specifically the inverse relationship between critical capillary number and interfacial curvature, the correlation between destabilization and extensional viscosity and the increase in wavenumber with viscoelasticity. Application of the theory to the instability of filament