

UNIVERSIDAD CARLOS III DE MADRID
DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA TÉRMICA Y DE
FLUIDOS



PROYECTO FINAL DE CARRERA:
ESTUDIO NUMÉRICO DE LOS EFECTOS DE
LA RELAJACIÓN VISCOSA Y LA GRAVEDAD
EN LA ROTURA DE CHORROS LÍQUIDOS
LAMINARES

AUTOR: ALBERTO HERRÁEZ SÁNCHEZ

TUTOR: ALEJANDRO SEVILLA SANTIAGO

Leganés, Julio de 2010

AGRADECIMIENTOS

Agradezco al Dr. Alejandro Sevilla del departamento de Ingeniería Térmica y de Fluidos, su inestimable colaboración, sin la cual no hubiera sido posible la realización del presente proyecto.

Quiero agradecer a mi familia y amigos el apoyo durante todos estos años, gracias al cual, he finalizado mis estudios y he realizado el trabajo que se presenta en este documento.

También agradezco el esfuerzo dedicado por el profesorado de la Universidad Carlos III de Madrid, que me ha formado como estudiante y como persona y con el cual he compartido una etapa importante de mi vida. Sus conocimientos y esfuerzo me han permitido superar con éxito todos los créditos presentes en la licenciatura.

RESUMEN

En el presente trabajo se ha llevado a cabo un estudio numérico de diversos procesos de rotura de gotas en chorros capilares laminares y axisimétricos de agua descargando en una atmósfera de aire en reposo. Partiendo de la teoría de Rayleigh y de ensayos anteriores al realizado en este estudio, se ha procedido a simular en Fluent el problema descrito, realizando un estudio posterior de los resultados en Matlab.

En primer lugar se ha estudiado el caso en que el chorro abandona el inyector con un perfil de velocidad uniforme en condiciones de efectos de la gravedad despreciables, sirviendo este caso como validación de las simulaciones numéricas. Una vez realizada la validación, se ha estudiado la influencia del perfil inicial en la rotura del chorro, para el caso particular de un perfil de velocidad parabólico a la salida de la tobera, correspondiente al caso de inyectores largos. Los resultados obtenidos se han comparado con simulaciones y experimentos anteriores. Las simulaciones revelan un aumento lineal de la longitud de rotura con la velocidad del chorro, tanto para el caso de perfil uniforme como parabólico, siendo mayor la longitud de rotura para este último.

Por último, se ha realizado un estudio centrado en el efecto de la gravedad, considerando por separado las transiciones de goteo a chorro y viceversa. Los resultados obtenidos se han comparado con experimentos anteriores, encontrando un buen acuerdo. Las simulaciones realizadas muestran la existencia de un número de Weber crítico de transición entre goteo y chorro, que disminuye conforme aumenta el número de Bond, así como la existencia de una histéresis considerable en el número de Weber crítico obtenido en el caso de goteo a chorro y viceversa. El grado de histéresis aumenta con el número de Bond, desapareciendo para números de Bond suficientemente pequeños, en buen acuerdo con resultados experimentales realizados en estudios previos.

ABSTRACT

The present work is devoted to a numerical study of several break-up processes which take place in laminar capillary jets of water discharging into stagnant air. Starting from Rayleigh's theory of capillary jet break-up, as well as a discussion of previous related works, the commercial CFD program Fluent is used to perform numerical simulations of capillary break-up, which are then post-processed in Matlab.

To validate the numerical simulations, the case of a jet with uniform velocity profile at the injector outlet, with negligible influence of gravity, is first studied. Then, the influence of the initial velocity profile is studied in the particular case of a jet with parabolic profile at the exit, corresponding to long injectors. The results obtained are compared with previous works. The numerical simulations performed here reveal that the break-up length increases linearly with the jet velocity, not only in the case of a uniform initial velocity profile, but also for the parabolic one, being the break-up larger in the latter case.

The last part is devoted to a study of the effect of gravity on the jet break-up, focusing on the transitions between the dripping and the jetting regimes. The numerical results obtained are compared with previous experiments, finding good agreement. In particular, the simulations reveal the existence of a critical value of the Weber number which decreases as the Bond number increases, as well as the presence of hysteresis between the dripping-jetting and jetting-dripping transitions. The degree of hysteresis is shown to increase with the Bond number; moreover, the hysteresis disappears completely for low enough values of the Bond number, in good agreement with previous experiments.

ÍNDICE

1.	INTRODUCCIÓN A LA ROTURA DE GOTAS EN CHORROS CAPILARES	2
1.1.	GENERALIDADES Y DESCRIPCIÓN DEL PROBLEMA.....	2
1.2.	PARÁMETROS ADIMENSIONALES.....	5
1.3.	REGÍMENES DE ROTURA	8
1.4.	TEORÍA BÁSICA DE LA ROTURA DE CHORROS CILÍNDRICOS DE LÍQUIDO	11
1.5.	SIMULACIONES ANTERIORES	18
1.6.	MOTIVACIÓN.....	26
2.	TÉCNICAS NUMÉRICAS	28
2.1.	GEOMETRÍA Y MALLADO EN GAMBIT	28
2.2.	RESOLUCIÓN EN FLUENT.....	32
3.	VALIDACIÓN DEL MODELO NUMÉRICO	34
3.1.	IMPLEMENTACIÓN EN FLUENT	34
3.2.	EXPORTACIÓN DE LOS RESULTADOS.....	44
3.3.	PROCESAMIENTO DE DATOS.....	45
3.4.	PRESENTACIÓN DE LOS RESULTADOS	46
4.	INFLUENCIA DEL PERFIL INICIAL	56
4.1.	IMPLEMENTACIÓN EN FLUENT DEL PERFIL PARABÓLICO PARA LA VELOCIDAD	56
4.2.	VALIDACIÓN DEL MODELO PARABÓLICO.....	58
4.3.	PRESENTACIÓN DE LOS RESULTADOS.....	61
5.	EFFECTO DE LA GRAVEDAD.....	72
5.1.	INTRODUCCIÓN.....	72
5.2.	IMPLEMENTACIÓN EN FLUENT	74
5.3.	PRESENTACIÓN DE LOS RESULTADOS	76
5.4.	COMPARACIÓN CON CASOS ANTERIORES.....	94
6.	CONCLUSIONES	96
7.	TRABAJOS FUTUROS.....	97
8.	REFERENCIAS.....	99
9.	ANEXOS	101
9.1.	NOMENCLATURA.....	101
9.2.	JOURNAL.....	103
9.3.	TRATAMIENTO DATOS	105

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1. Ejemplo de proceso de rotura de un chorro de agua descargando en aire.....	2
Figura 2. Esquema de la configuración estudiada en el presente proyecto junto con los parámetros que gobiernan la corriente.....	3
Figura 3. Tipos de formación de ondas.....	8
Figura 4. Clasificación de los tipos de chorro a la salida.....	9
Figura 5. Ejemplo de rotura en ondas simétricas.....	9
Figura 6. Ritmo de crecimiento en función del número de onda.....	16
Figura 7. Imágenes de roturas para diferentes frecuencias de excitación.....	17
Figura 8. Entrefase líquido – gas para distintos parámetros de estudio.....	19
Figura 9. Tamaño de gotas en función del número de Bond. En color oscuro se representan las gotas principales, y en color claro se recogen las gotas satelites.....	20
Figura 10. Fotografías de chorros a distintos números de onda.....	21
Figura 11. Esquema del procedimiento de toma de imágenes del ensayo.....	22
Figura 12. Gráfico de longitud de rotura frente a la velocidad, por blaisot y adeline.....	23
Figura 13. Representación gráfica de los resultados de Clanet y Lasheras (1998), para la transición de goteo a chorro y viceversa.....	24
Figura 14. Representación de las magnitudes obtenidas en el ensayo.....	25
Figura 15. Geometría del problema.....	28
Figura 16. Mallado del dominio a la salida de la tobera.....	30
Figura 17. Mallado del dominio lejos de la salida del chorro.....	30
Figura 18. Consola inicial de Fluent con las opciones de dimensiones y precisión.....	34
Figura 19. Definición de los materiales a emplear en el programa.....	35
Figura 20. Definición de las fases que intervienen en el problema.....	36
Figura 21. Interacción entre las fases definidas.....	36
Figura 22. Cuadro de tipos de resolución de Fluent.....	37
Figura 23. Consola de condiciones de operación del programa.....	38
Figura 24. Cuadro de condiciones de contorno de fluent.....	39
Figura 25. Definición de la velocidad a la entrada de la tobera.....	39
Figura 26. Definición de la fracción másica de agua a la entrada.....	40
Figura 27. Menú de tipos de discretización.....	41
Figura 28. Definición de la solución inicial con la que empezaremos a iterar.....	41
Figura 29. Panel para adaptar una sección del problema.....	42

Figura 30. Consola para ejecutar el patch.....	43
Figura 31. Cuadro de parámetros de iteración.	43
Figura 32. Representación de las magnitudes a medir en las simulaciones.	46
Figura 33. Representación del contorno de fracción másica de agua para $We=5$ en estado estacionario.....	47
Figura 34. Representación del contorno de fracción másica de agua para $We=5$ durante el transitorio.	48
Figura 35. Representación del contorno de fracción másica de agua para $We=25$ en estado estacionario.....	49
Figura 36. Representación del contorno de fracción másica de agua para $We=25$ durante el transitorio.....	50
Figura 37. Representación del contorno de fracción másica de agua para $We=25$ en la región de formación del chorro.....	51
Figura 38. Representación de la longitud de onda que gobierna el problema frente al número de Weber.....	52
Figura 39. Representación de la longitud de rotura adimensional con respecto a la raíz del número de Weber.....	53
Figura 40. Representación del diámetro equivalente adimensional en función de la raíz del número de Weber.....	54
Figura 41. Representación de la velocidad a la entrada con perfil parabólico.....	57
Figura 42. Cuadro de diálogo de Fluent para interpretar una UDF.....	57
Figura 43. Representación del perfil de velocidad a diferentes distancias de la salida.....	58
Figura 43. Geometría empleada para el caso de perfil parabólico.....	59
Figura 45. Representación del contorno de fracción másica de agua para $We=5$ para el caso de perfil de velocidad parabólico en el estado estacionario.	61
Figura 46. Representación del contorno de fracción másica de agua para $We=5$ para el caso de perfil de velocidad parabólico en el estado transitorio.	62
Figura 47. Representación del contorno de fracción másica de agua para $We=30$ para el caso de perfil de velocidad parabólico en el estado estacionario.	63
Figura 48. Representación de la longitud de rotura frente al tiempo para $We=30$, en el caso de perfil de velocidad parabólico.....	64
Figura 49. Representación de la longitud de onda que gobierna el problema frente al número de Weber.....	65
Figura 50. Representación de la longitud de rotura adimensional con respecto a la raíz del número de Weber, en el caso de perfil de velocidad parabólico.	66
Figura 51. Representación del diámetro equivalente adimensional en función de la raíz del número de Weber para el caso de perfil parabólico para la velocidad.	67

Figura 52. Representación de la longitud de rotura del chorro frente a la raíz del número de Weber para el caso de perfil uniforme para la velocidad y perfil parabólico.....	68
Figura 53. Representación del diámetro equivalente de la primera gota frente a la raíz del número de Weber para el caso de perfil uniforme para la velocidad y perfil parabólico.....	69
Figura 54. Representación de la longitud de rotura frente a la raíz del número de Weber para este estudio y para el caso del ensayo de Blaisot y Adeline (2003).....	70
Figura 55. Representación de los diferentes modos posibles dentro del estudio con influencia de la gravedad. (a) Estado de dripping. (b) Estado de jetting.....	73
Figura 56. Condiciones de operación en Fluent para el caso de influencia de la gravedad.	74
Figura 57. Cuadro de elección del modelo multifásico en Fluent.....	75
Figura 58. Panel de tipos de discretización.....	75
Figura 59. Representación de los contornos de fracción másica de agua para un número de Bond de 0.5 y distintos números de Weber:.....	76
Figura 60. Representación de la longitud de rotura adimensional en función del número de Weber, para un número de Bond de 0.5.	77
Figura 61. Representación del diámetro equivalente adimensional en función del número de Weber, para un número de Bond de 0.5.	78
Figura 62. Representación de los contornos de fracción másica de agua para un número de Bond de 0.25 y distintos números de Weber:.....	79
Figura 63. Representación de la longitud de rotura adimensional en función del número de Weber, para un número de Bond de 0.25.	80
Figura 64. Representación del diámetro equivalente adimensional en función del número de Weber, para un número de Bond de 0.25.	81
Figura 65. Representación de los contornos de fracción másica de agua para un número de Bond de 0.1 y distintos números de Weber:	82
Figura 66. Representación de la longitud de rotura adimensional en función del número de Weber, para un número de Bond de 0.1.	83
Figura 67. Representación del diámetro equivalente adimensional en función del número de Weber, para un número de Bond de 0.1.	84
Figura 68. Representación de los contornos de fracción másica de agua para un número de Bond de 0.05 y distintos números de Weber:.....	85
Figura 69. Representación de la longitud de rotura adimensional en función del número de Weber, para un número de Bond de 0.05.	86
Figura 70. Representación del diámetro equivalente adimensional en función del número de Weber, para un número de Bond de 0.05.	87
Figura 71. Representación de los contornos de fracción másica de agua para un número de Bond de 0.012 y distintos números de Weber:.....	88

Figura 72. Representación de la longitud de rotura adimensional en función del número de Weber, para un número de Bond de 0.012.	89
Figura 73. Representación del diámetro equivalente adimensional en función del número de Weber, para un número de Bond de 0.012.	89
Figura 74. Representación de la longitud de rotura adimensional en función del número de Weber, para los diferentes números de Bond, para la transición dripping->jetting.	90
Figura 75. Representación del diámetro equivalente adimensional en función del número de Weber, para los diferentes números de Bond, para la transición dripping->jetting.	91
Figura 76. Representación de la longitud de rotura adimensional en función del número de Weber, para los diferentes números de Bond, para la transición jetting->dripping.	92
Figura 77. Representación del diámetro equivalente adimensional en función del número de Weber, para los diferentes números de Bond, para la transición jetting->dripping.	93
Figura 78. Representación de los resultados obtenidos frente a los resultados de Clanet y Lasheras (1998).	95

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla 1. Distribución de nodos en la malla.	29
Tabla 2. Propiedades de los materiales que intervienen en el trabajo.....	35
Tabla 3. Distribución de nodos en la malla alargada.	60
Tabla 4. Resultados de la validación de la malla larga (L=400a).	60
Tabla 5. Valores de los diferentes radios de tobera para cada número de Bond.....	72

1. INTRODUCCIÓN A LA ROTURA DE GOTAS EN CHORROS CAPILARES

1.1. GENERALIDADES Y DESCRIPCIÓN DEL PROBLEMA

El presente trabajo se centra en el planteamiento numérico del problema de inestabilidad capilar en chorros libres de líquido, descargando en una atmósfera de aire en reposo. Debido a estas inestabilidades el chorro pasa a convertirse en un conjunto de gotas.

En muchos procesos industriales y fenómenos naturales, aparecen procesos rotura de líquidos en gases. Por ejemplo esta es una cuestión importante en tratamiento de cultivos en la agricultura, terapia médica, la preparación de mezcla para lograr objetivos en combustión, trabajos a pequeña escala (la fabricación de píldoras, etc.) o a gran escala (pinturas industriales, etc.), la extinción de fuego, la limpieza de atmósfera y la impresión por inyección de tinta, por citar algunos ejemplos. En el ámbito doméstico este fenómeno lo podemos apreciar si en un grifo de los que tenemos en casa abrimos el agua muy despacio (ver figura 1). Al principio solo habrá un goteo pero si continuamos abriendo seremos capaces de ver como al inicio tenemos un chorro que se va estrechando hasta romperse en gotas a una cierta distancia de la salida.



Figura 1. Ejemplo de proceso de rotura de un chorro de agua descargando en aire.

Otro caso de interés práctico es el spray. Un spray es definido como un flujo de pequeñas gotas individuales líquidas que se desarrollan en un medio circundante gaseoso. Cada gota tiene su propio diámetro y velocidad y puede chocar y unirse con otras. Las características más importantes del spray son la distribución del tamaño de las gotas, la distribución de las velocidades de las gotas, el mecanismo de desintegración primario y el secundario.

En este trabajo se pretende hacer uso de la herramienta comercial de mecánica de fluidos computacional, Fluent, con el objeto de estudiar la influencia de la relajación viscosa y de la gravedad en la rotura de chorros laminares de líquido descargando en una atmósfera de gas en reposo, viendo la influencia por separado, de parámetros como la gravedad o el perfil de velocidad inicial del chorro.

➤ DESCRIPCIÓN DEL PROBLEMA

El problema que se va a abordar, consiste en un chorro de líquido a la salida de un inyector. Lejos de la salida de la tobera se estudiará la distancia a la que rompen las gotas, su tamaño, la frecuencia dominante de las inestabilidades que producen la rotura y otros parámetros físicos de interés, que serán especificados posteriormente.

En el este proceso físico influyen gran cantidad de parámetros, como las propiedades físicas de ambos fluidos, el perfil de velocidad o la forma de la tobera. En la figura 2 se recogen algunos de éstos parámetros, así como una descripción del problema:

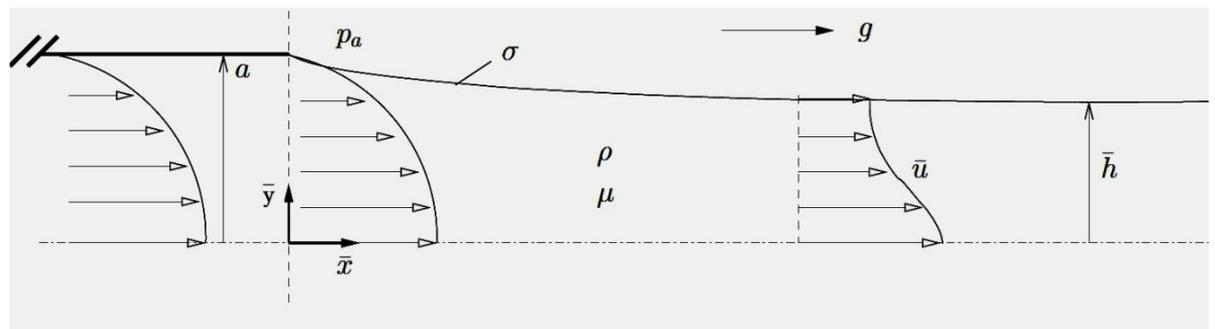


Figura 2. Esquema de la configuración estudiada en el presente proyecto junto con los parámetros que gobiernan la corriente.

En la figura 2 se aprecia el problema que se están describiendo. Entre los parámetros que intervienen cabe destacar el radio a de la tobera, la densidad ρ , la velocidad característica U , la presión atmosférica p_a , la viscosidad μ , la gravedad g y la tensión superficial σ . El sistema se describe en función de un sistema de referencia en coordenadas cilíndricas, con los ejes x e y dibujados en el esquema de la figura 2 y donde x hace referencia a la coordenada axial e y a la transversal o radial.

Para poder hacer el estudio, realizaremos diversas simulaciones con el programa de dinámica de fluidos computacional Fluent, para posteriormente postprocesar los datos con Matlab, tal y como se expondrá más ampliamente en secciones posteriores.

1.2. PARÁMETROS ADIMENSIONALES

Resultados de estudios anteriores nos permiten hacer una clasificación inicial del problema. Dichos estudios simularon un proceso similar al que aquí se trata por lo que pueden ser útiles como guía para abordar el problema que aquí se presenta.

En la clasificación van a influir un cierto número de parámetros adimensionales de los que dependen las propiedades de rotura del chorro y mediante los cuales podríamos dividir el problema general en diversos casos particulares de interés.

Aunque posteriormente se explicará en detalle la teoría básica que rige el problema, es necesario definir varios parámetros adimensionales antes de hacer la clasificación.

➤ Número de Reynolds

El número de Reynolds es un número adimensional que puede definirse como el cociente entre las fuerzas inerciales y las fuerzas viscosas que actúan en un fluido. Evaluando este número adimensional se pueden conocer, cuáles son las fuerzas que gobiernan nuestro problema. Para números de Reynolds elevados (típicamente $Re > 1000$) el flujo será turbulento en el conducto de inyección, en el caso de flujo desarrollado, mientras que para números de Reynolds suficientemente bajos, el flujo será de carácter laminar. El número de Reynolds se define como:

$$Re = \frac{\rho U a}{\mu} \quad (1)$$

Donde a es el radio del inyector y U la velocidad media a la entrada. La densidad y la viscosidad que tomaremos para definir el número de Reynolds, serán las del líquido de trabajo en nuestro problema.

➤ Numero de Weber

El número de Weber compara las fuerzas de inercia con las fuerzas de tensión superficial que actúan en la superficie de separación líquido - gas. La tensión superficial del líquido en la superficie de una gota es lo que mantiene la forma de la misma.

El hecho de que en nuestro problema intervengan dos fases, implica la necesidad de definir un número de Weber para la fase líquida y otro para la fase gaseosa.

Conocer el efecto que tiene el aire sobre el líquido, requiere estudiar el número de Weber del gas. Si el número Weber es demasiado grande, las fuerzas inerciales del gas superarían a las fuerzas de tensión superficial, hasta el punto en el que una gota se desintegraría en otras más pequeñas, como ocurre por ejemplo, en el régimen de atomización.

Para números de Weber del gas pequeños, el líquido experimenta separación subcrítica, en la cual la tensión superficial provocaría una formación de tamaños comparables al del chorro. El Weber referido al gas se define como:

$$We_G = \frac{\rho_{gas} U^2 a}{\sigma} \quad (2)$$

Donde σ es la tensión superficial del líquido. En nuestro problema, el número de Weber referido al gas es suficientemente pequeño como para que el líquido no se vea afectado por la presencia del aire.

Para la fase líquida del problema aparece otro número de Weber que se define:

$$We = \frac{\rho U^2 a}{\sigma} \quad (3)$$

➤ Número de Ohnesorge

El Número de Ohnesorge (Oh) es un número adimensional que relaciona las fuerzas viscosas y las fuerzas de tensión superficial.

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu}{\sqrt{\rho a \sigma}} \quad (4)$$

➤ Número de Froude

El número de Froude es un número adimensional que relaciona la fuerza de inercia con la fuerza gravitatoria que actúa en un fluido. Este número solo va a aparecer en nuestro estudio, cuando consideremos el efecto de la gravedad.

$$Fr = \frac{U^2}{ga} \quad (5)$$

➤ Número de Bond

El número de Bond es un parámetro adimensional que relaciona las fuerzas gravitatorias con la tensión superficial. Un número de Bond elevado significa que las fuerzas gravitatorias son las dominantes en el proceso, mientras que para números bajos es la tensión superficial la fuerza dominante. Con esta definición el número de Bond se define:

$$Bo = \frac{\rho g a^2}{\sigma} \quad (6)$$

1.3. REGÍMENES DE ROTURA

Una primera clasificación del problema podría hacerse en función de la velocidad de inyección del líquido en la tobera. Bajas velocidades, van a implicar una formación simétrica de ondas (dilatational wave) y altas velocidades provocarán que las ondas sean sinuosas (sinuous wave) debido al efecto aerodinámico. La diferencia entre las ondas que se forman en ambos casos puede apreciarse en la figura 3, si se observa la forma de la onda con respecto al eje de simetría axial:

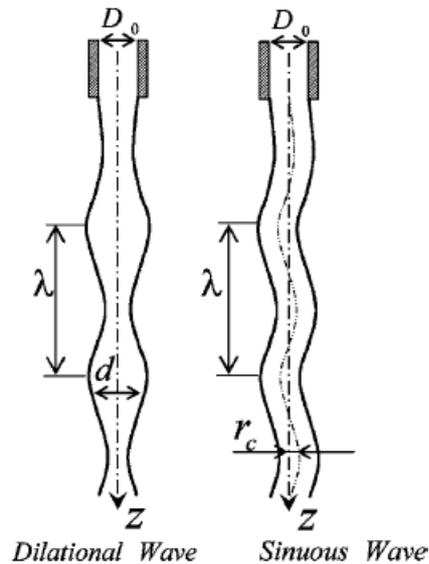


Figura 3. Tipos de formación de ondas. (Tomado de [7]).

Esta clasificación puede hacerse más rigurosa incluyendo el número de Ohnesorge, que tiene en cuenta el diámetro de salida de la tobera. Llegados a este punto podemos hacer una clasificación en función de los números de Reynolds y Ohnesorge, tal y como se recoge en la figura 4 (Tomado de [7]):

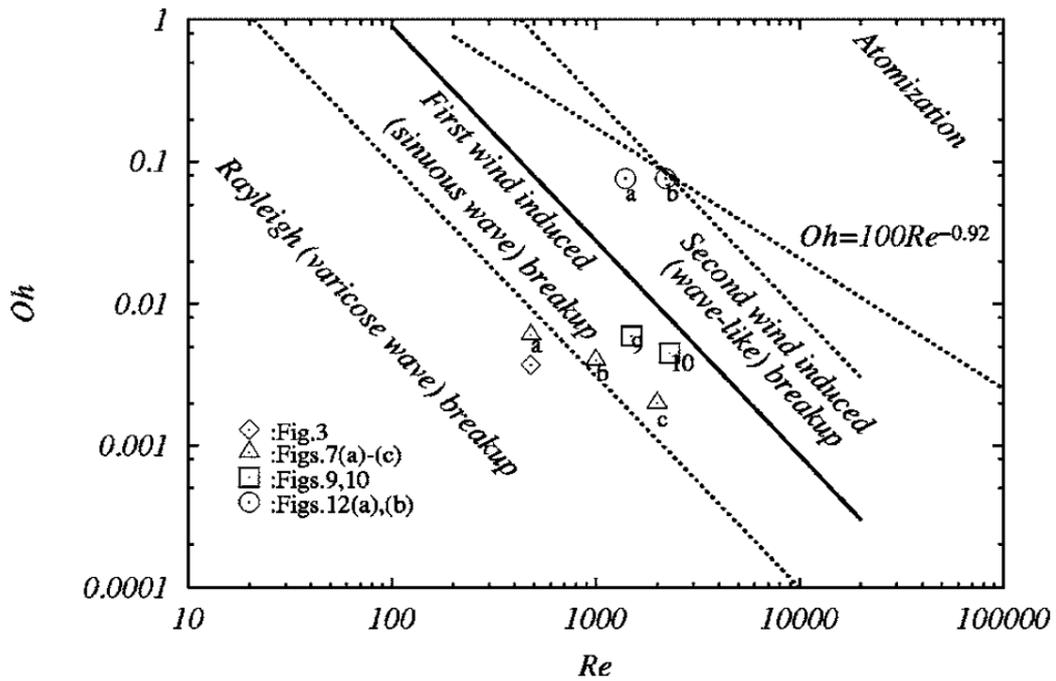


Figura 4. Clasificación de los tipos de chorro a la salida. (Tomado de [7]).

A la vista de los parámetros adimensionales, se observa para un líquido o gas dado, que los números de Weber y Reynolds sólo dependen de la velocidad y que el número de Ohnesorge sólo depende del diámetro de la tobera. Teniendo esto en cuenta, y a la vista de la figura 4, podemos distinguir tres zonas más o menos claras:

Una zona en la que los números de Reynolds y Ohnesorge son relativamente bajos, lo que equivale a decir que el diámetro de la tobera es relativamente grande y que la velocidad del fluido es baja.

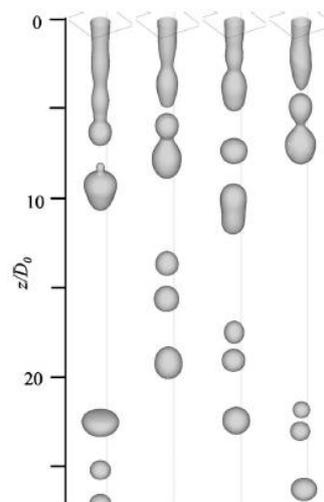


Figura 5. Ejemplo de rotura en ondas simétricas. (Tomado de [7]).

En ésta zona se tendrían ondas simétricas, descritas anteriormente. Como ya se comentó en dicho apartado, al aumentar la velocidad del fluido a la salida, aparecen modos no simétricos que se corresponderían a la zona central del gráfico de la figura 4. Esa parte se divide en dos zonas, dependiendo de si dominan los modos simétricos (zona de la izquierda) o los no simétricos (zona de la derecha). En esta zona la rotura podría ser, típicamente, como la que se muestra en la figura 5. En dicha figura se aprecia una diferencia entre los procesos de rotura de gotas que se muestran, fruto de una diferencia entre los parámetros adimensionales que se están considerando.

Finalmente aumentando la velocidad de salida del fluido se llega a una zona delimitada por la recta $Oh = 100Re^{-0.92}$, que separa la zona de rotura en gotas de la atomización, que se encontraría en la esquina superior derecha de la figura 4. En dicha zona la velocidad es tan elevada y el diámetro de la tobera es tan sumamente pequeño, que el chorro se pulveriza en las cercanías de la tobera.

En el presente estudio, las simulaciones realizadas corresponderán todas al régimen de Rayleigh, por lo que se tendrán ondas de tipo simétrico.

1.4. TEORÍA BÁSICA DE LA ROTURA DE CHORROS CILÍNDRICOS DE LÍQUIDO

La teoría que se va a describir a continuación fue desarrollada por Rayleigh a finales del siglo XIX.

El problema podría describirse como un tubo por el que entra el líquido con un perfil de velocidad preestablecido y se inyecta a una atmósfera de aire en reposo. En la notación empleada, se ha elegido un radio de inyector a y un fluido con densidad ρ , viscosidad μ y tensión superficial σ .

Para el planteamiento del problema se hace uso de las ecuaciones de Navier-Stokes para un flujo incompresible:

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (7)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\nabla p + \nabla \cdot \vec{\tau}' + \rho \vec{f}_m \quad (8)$$

No se tiene en cuenta la ecuación de la energía, puesto que en el problema, la densidad y viscosidad pueden suponerse constantes.

El caso considerado en esta parte corresponde a ausencia de gravedad ($Fr \rightarrow \infty$) y con un perfil de velocidad a la entrada uniforme. La primera de estas dos consideraciones, implica despreciar el término de fuerzas másicas en la ecuación de cantidad de movimiento.

También se tendrá que considerar que el líquido se mueve en un ambiente que no interfiere en su movimiento, lo que será válido siempre que el número de Weber aerodinámico (definido en la ecuación 2) sea suficientemente pequeño.

Una segunda hipótesis que toma la teoría de Rayleigh es que el fluido de trabajo será un líquido ideal, que corresponde al límite de $Re \rightarrow \infty$.

El valor del número de Reynolds definido para este problema es:

$$Re = \frac{\rho U a}{\mu} \quad (9)$$

Donde U es la velocidad característica del fluido de nuestro problema y a es el radio típico del inyector. En el problema que aquí se resuelve el líquido característico que se emplea es el agua, cuyas propiedades físicas tienen típicamente los siguientes valores:

$$\begin{aligned}\rho &= 1000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \\ \mu &= 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}}\end{aligned}\tag{10}$$

Se ha tomado como valor típico para el radio del inyector 300 micras. La velocidad característica del fluido puede considerarse de orden unidad, típicamente 1 m/s. dando un valor del número de Reynolds típico:

$$\text{Re} = \frac{\rho U a}{\mu} \approx \frac{1000 \cdot 1 \cdot 300 \cdot 10^{-6}}{10^{-3}} = 300 \gg 1\tag{11}$$

El número de Reynolds va a ser mucho mayor que la unidad. Esto implica que pueden desprejarse los términos viscosos frente a los convectivos en la ecuación de cantidad de movimiento cometiendo un error relativo pequeño.

Con todas estas hipótesis, la formulación de las ecuaciones de Navier-Stokes se reduce a las ecuaciones de Euler (ecuaciones 12 y 13):

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0\tag{12}$$

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\nabla p\tag{13}$$

La simetría axial del inyector sugiere usar coordenadas cilíndricas (r, θ, z) para estudiar el problema.

Se define el parámetro η como la distancia del eje de simetría a la interfase del líquido. Por su parte la velocidad \vec{v} a priori tendrá sus tres componentes (r, θ, z) , que se denotará con subíndices tal y como se define en la ecuación 15:

$$0 \leq r \leq \eta(z, \theta, t)\tag{14}$$

$$\vec{v} = v_z \vec{e}_z + v_\theta \vec{e}_\theta + v_r \vec{e}_r\tag{15}$$

Las condiciones que se tienen en la interfase serían las siguientes:

$$\left. \begin{array}{l} r = \eta \end{array} \right| \begin{array}{l} \frac{Df}{Dt} = 0 \text{ con } f = r - \eta(z, \vartheta, t) \\ p - p_A = \sigma \nabla \cdot \vec{n} \text{ con } \vec{n} = \frac{\nabla f}{|\nabla f|} \end{array} \quad (16)$$

$$p - p_A = \sigma \nabla \cdot \vec{n} \text{ con } \vec{n} = \frac{\nabla f}{|\nabla f|} \quad (17)$$

Donde p_A es la presión ambiente y σ es el coeficiente de tensión superficial.

Desarrollando la primera expresión nos queda:

$$\frac{Df}{Dt} = -\frac{\partial \eta}{\partial t} - v_z \frac{\partial \eta}{\partial z} + v_r - \frac{v_\vartheta}{r} \frac{\partial \eta}{\partial \vartheta} = 0 \Rightarrow v_r = \frac{D\eta}{Dt} \text{ en } r = \eta \quad (18)$$

Se define el vector normal como:

$$\vec{n} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial z}\right)^2 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial \eta}{\partial \vartheta}\right)^2}} \left(-\frac{\partial \eta}{\partial z} \vec{e}_z + \vec{e}_r - \frac{1}{r} \frac{\partial \eta}{\partial \vartheta} \vec{e}_\vartheta \right) \quad (19)$$

Definido el problema ahora se van a considerar pequeñas perturbaciones para encontrar las características de la estabilidad lineal. Para linealizar el problema se definen las siguientes variables:

$$\vec{v}' = \vec{v}, \quad p' = p - P, \quad \eta' = \eta - a \quad (20)$$

Sustituyendo las nuevas variables en las ecuaciones de Euler (12), (13) y usando un sistema de referencia que acompaña al chorro se obtiene:

$$\nabla \cdot \vec{v}' = 0 \quad (21)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{v}'}{\partial t} = -\nabla p' \quad (22)$$

Donde puede definirse para $r=a$:

$$u'_r = \frac{\partial \eta'}{\partial t} \quad (23)$$

$$p' = -\sigma \left(\frac{\eta'}{a^2} + \frac{\partial^2 \eta'}{\partial z^2} + \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \eta'}{\partial \vartheta^2} \right) \quad (24)$$

Con estas ecuaciones se obtiene:

$$\Delta p' = -\rho \frac{\partial(\nabla \cdot \vec{v}')}{\partial t} = 0 \quad (25)$$

Donde Δ es el operador Laplaciano, en el caso que aquí se estudia, en coordenadas cilíndricas. En este punto ya se pueden definir los modos propios del sistema:

$$(\vec{v}', p', \eta') = (\hat{v}(r), \hat{p}(r), \hat{\eta}) e^{i(kx+m\vartheta-\omega t)} \quad (26)$$

Donde k es el número de onda relacionado con la longitud de onda de la perturbación λ a través de la ecuación $\lambda=2\pi/k$, m es el número acimutal y ω la frecuencia. A partir de esta definición, se puede hallar, a partir de la ecuación (25), la siguiente expresión para la perturbación de presión:

$$\frac{d^2 \hat{p}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\hat{p}}{dr} - \left(k^2 + \frac{m^2}{r^2} \right) \hat{p} = 0 \quad (27)$$

La ecuación (27) es la ecuación de Bessel modificada de orden n cuyas soluciones linealmente independientes son $I_n(kr)$, $K_n(kr)$. Por tanto:

$$\hat{p}(r) = A \cdot I_n(kr) + B \cdot K_n(kr) \quad (28)$$

Donde necesariamente, hay que imponer que $B=0$ porque K_n diverge cuando r tiende a cero. Las condiciones para la interfase son:

$$\hat{v}_r |_{r=a} = i(kU - \omega) \hat{\eta} \quad (29)$$

$$\hat{p}_r |_{r=a} = \frac{\sigma}{a^2} (1 - m^2 - k^2 a^2) \hat{\eta} \quad (30)$$

De la componente r de cantidad de movimiento se obtiene:

$$i\rho(kU - \omega)\hat{v}_r = -\frac{d\hat{p}}{dr} \quad (31)$$

Tomando la ecuación (31), particularizada para la interfase se llega a lo siguiente:

$$\hat{p}(a) = \frac{\sigma(k^2 a^2 + m^2 - 1)}{\rho a^2 (kU - \omega)^2} \left. \frac{d\hat{p}}{dr} \right|_{r=a} \quad \text{donde} \quad (32)$$

$$\hat{p}(a) = A \cdot I_m(ka) \quad (33)$$

$$\left. \frac{d\hat{p}}{dr} \right|_{r=a} = kA \cdot I'_m(ka) \quad (34)$$

Donde la prima indica derivada con respecto al argumento. Operando este conjunto de ecuaciones puede obtenerse la ecuación (35):

$$(kU - \omega)^2 = \frac{\sigma}{\rho a^3} ka(k^2 a^2 + m^2 - 1) \frac{I'_m(ka)}{I_m(ka)} \quad (35)$$

De las propiedades de I_m de la ecuación de Bessel se tiene que:

$$\alpha \frac{I'_m(\alpha)}{I_m(\alpha)} > 0 \quad (36)$$

Haciendo el cambio de variable $\alpha=ka$, la ecuación (35) quedaría de la siguiente forma:

$$(kU - \omega)^2 = \frac{\sigma}{\rho a^3} (\alpha^2 + m^2 - 1) \alpha \frac{I'_m(\alpha)}{I_m(\alpha)} = s^2 \quad (37)$$

Si se analiza la ecuación (36), puede apreciarse que sólo existe inestabilidad para $m=0$ y $-1 < \alpha < 1$. Si despejamos ω :

$$\omega = kU \pm \sqrt{\frac{\sigma}{\rho a^3} \sqrt{\alpha^2 - 1} \sqrt{\alpha \frac{I'_m(\alpha)}{I_m(\alpha)}}} \quad (38)$$

La ecuación que describe la interfase sería por tanto:

$$\eta(z,t) = a + \hat{\eta} e^{i(kz - \omega t)} \quad (39)$$

La frecuencia ω por ser un número complejo, tiene parte real e imaginaria que puede separarse tal y como se muestra en la ecuación (39)

$$\eta(z,t) = a + \hat{\eta} e^{i(kz - \omega_r t)} e^{\omega_i t} \quad (40)$$

El chorro es estable para todos los modos en los que $\text{Im}(\omega) \leq 0$ que corresponde a $|\alpha| > 1$, pero es inestable para valores que cumplen que $|\alpha| < 1$ lo que corresponde a longitudes de onda $\lambda > 2\pi\alpha$.

La representación del ritmo de crecimiento ω_i frente al número de onda adimensional α se recoge en la figura 6, junto con algunos resultados experimentales:

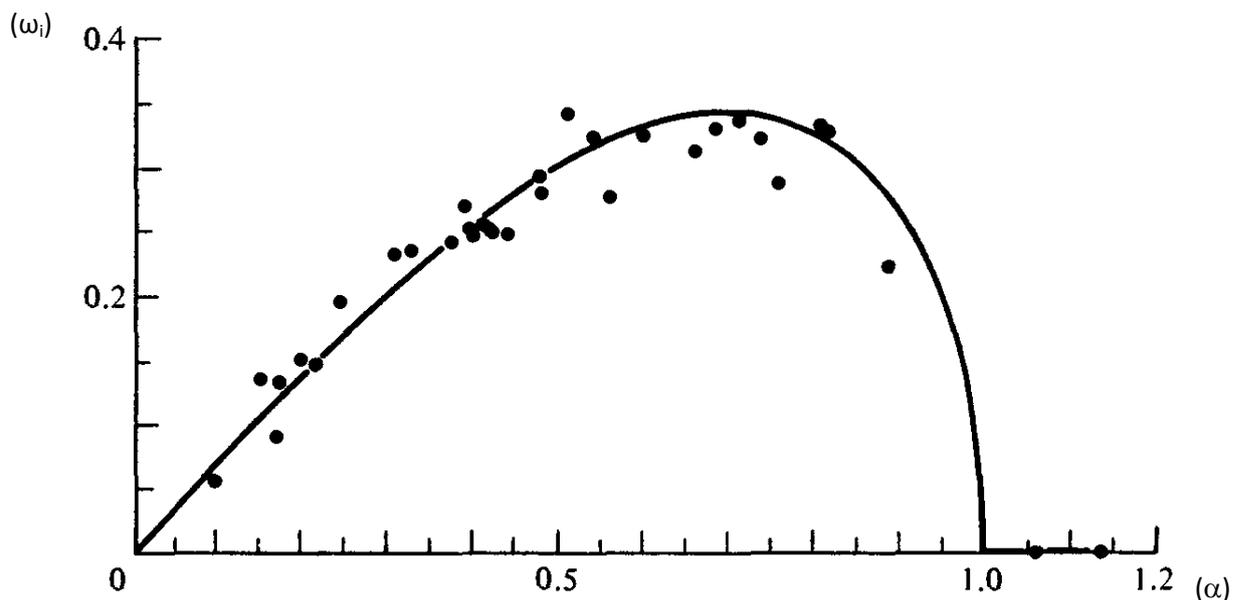


Figura 6. Ritmo de crecimiento en función del número de onda. (Tomado de [4]).

El punto de mayor inestabilidad se da para un valor de α de 0.7 aproximadamente. Para dicho valor podemos calcular k y por tanto la longitud de onda.

$$\alpha = 0.7 = k \cdot a \Rightarrow k = \frac{\alpha}{a} = \frac{0.7}{a} \Rightarrow \lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi \cdot a}{0.7} \approx 9 \cdot a \quad (41)$$

Procesos experimentales confirman que la rotura de un chorro, como es el caso de nuestro problema, se produce con una longitud de onda entorno a 9 veces el radio de la tobera, confirmando el resultado obtenido en la ecuación (41).

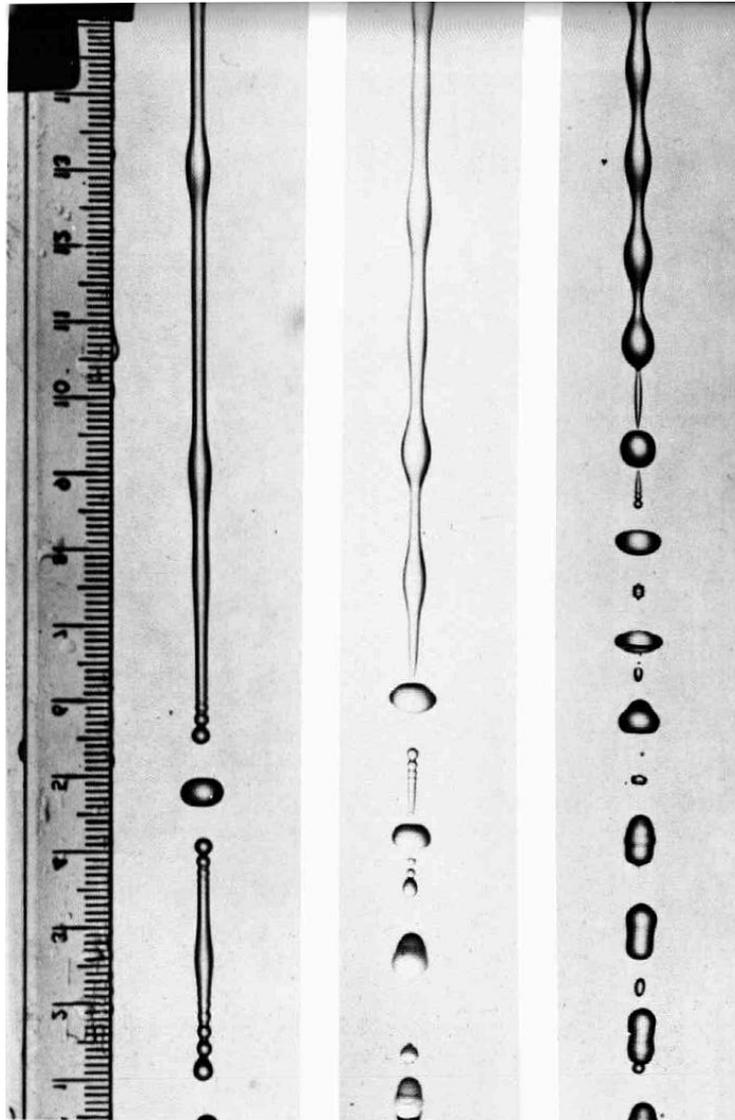


Figura 7. Imágenes de roturas para diferentes frecuencias de excitación. (Tomado de [4]).

En la figura 7 puede verse un ejemplo de inestabilidad capilar de un chorro de agua que sale a través de una tobera de 4mm de diámetro. La rotura se produce a diferentes distancias de la salida debido a que en cada caso tenemos una longitud de onda diferente. Las longitudes de onda empleadas son de 84, 25 y 9.2 radios, esta última longitud de onda (correspondiente al chorro situado a la derecha de la figura) se aproxima mucho al valor de Rayleigh para mayor crecimiento de las perturbaciones obtenido en la ecuación (41).

1.5. SIMULACIONES ANTERIORES

La desintegración de un chorro líquido inyectado en aire depende de muchos factores. Los más importantes son la turbulencia, la cavitación dentro del inyector, la interacción aerodinámica y la inestabilidad superficial. La teoría pionera de Rayleigh predice que la rotura del chorro se produce por la inestabilidad hidrodinámica. Aunque el análisis de Rayleigh considera un chorro líquido, laminar y sin viscosidad, Weber investigó los efectos de la viscosidad del líquido y de la densidad del gas. Después de esto se han escrito diversos artículos y se han realizado numerosos estudios sobre inestabilidad capilar y rotura de chorros, entre los que destacamos:

- “A numerical study on the breakup process of laminar liquid jets into a gas”. Yu Pan y Kazuhiko Suga (2006).

Estos autores realizaron simulaciones para el estudio del problema de la rotura de un chorro de líquido en un gas en reposo utilizando un método conocido como “level set”. Este método permite capturar la interfase de dos fluidos inmiscibles.

Los principales resultados que obtuvieron fueron los siguientes:

- Longitud de rotura del chorro:

$$L_b = 5D_0 We_D^{1/2} \quad We < 400 \quad (42)$$

Si se hace adimensional con el radio:

$$L_b = 14a We^{1/2} \quad (43)$$

- Longitud de onda óptima, con la que las inestabilidades crecían más rápidamente

En la siguiente figura podemos ver la interfase obtenida por Pan & Suga (2006) para diferentes valores del número de Reynolds y del número de Weber:

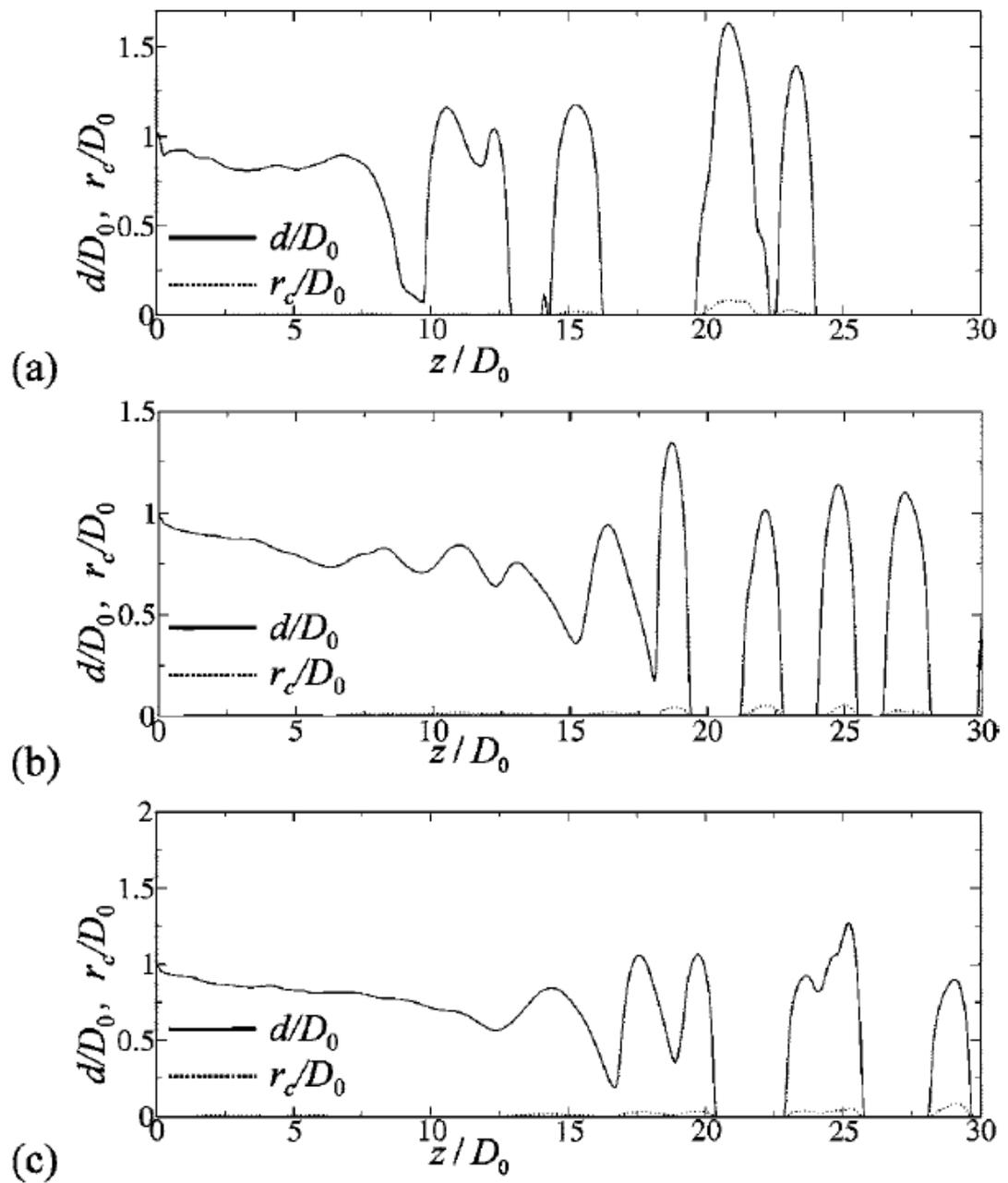


Figura 8. Entrefase líquido – gas para distintos parámetros de estudio. (a) $We=7.5, Re=480$; (b) $We=16.2, Re=1000$; (c) $We=16.2, Re=2000$; (Tomado de [7]).

- “Capillary jet instability under the influence of gravity”. B.S. Cheong, T. Howes (2004).

En este ensayo se estudia cómo afecta la gravedad a la inestabilidad de Rayleigh y a la rotura del chorro líquido.

Se plantea el modelo teórico utilizando como base estudios recientes a la publicación del artículo, destacando las ecuaciones obtenidas por Eggers y Dupont en 1994.

Los ensayos se realizaron de forma que el chorro sale con un número de onda muy similar al número de onda óptimo obtenido en la teoría de Rayleigh. El experimento se realizó a temperatura ambiente (en un rango entre 20-25°C) y mediante la toma de fotografías del chorro desarrollaron el estudio.

En este trabajo se realizan muchos ensayos para diferentes números de onda y usando varios líquidos. Como resultados relevantes para nosotros, cabe destacar el tamaño de las gotas representado en la figura 9 en función del inverso del número de Froude, $G=1/F_r$:

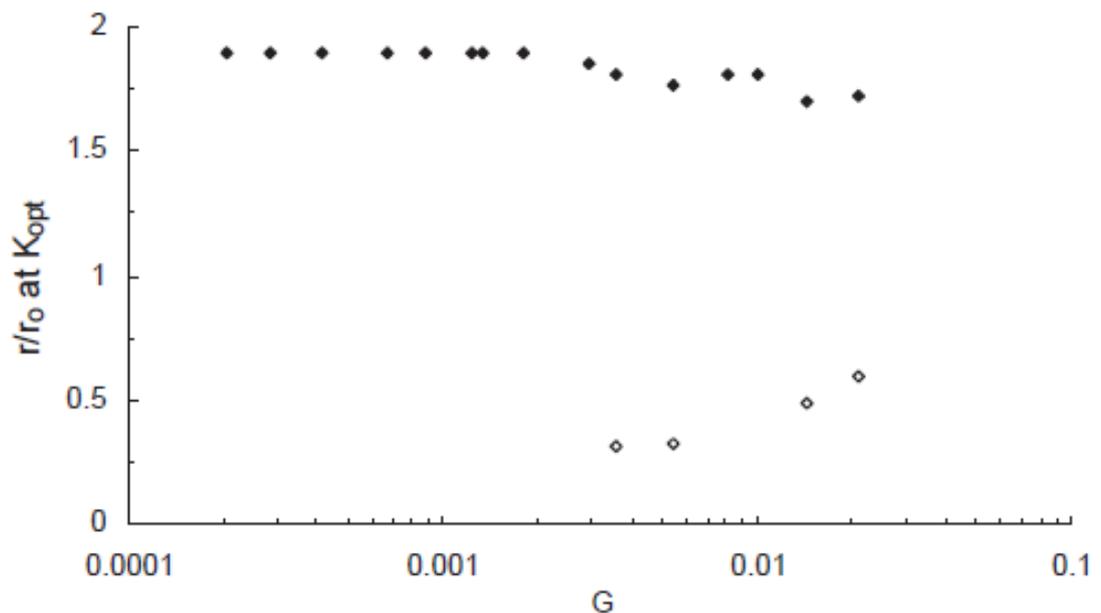


Figura 9. Tamaño de gotas en función del número de Bond. En color oscuro se representan las gotas principales, y en color claro se recogen las gotas satélites. (Tomado de [2]).

En la figura 10 se pueden apreciar varias fotografías de uno de los ensayos realizados por Cheong & Howes, correspondientes a un número de Froude fijo de valor 69, para varios números de onda:

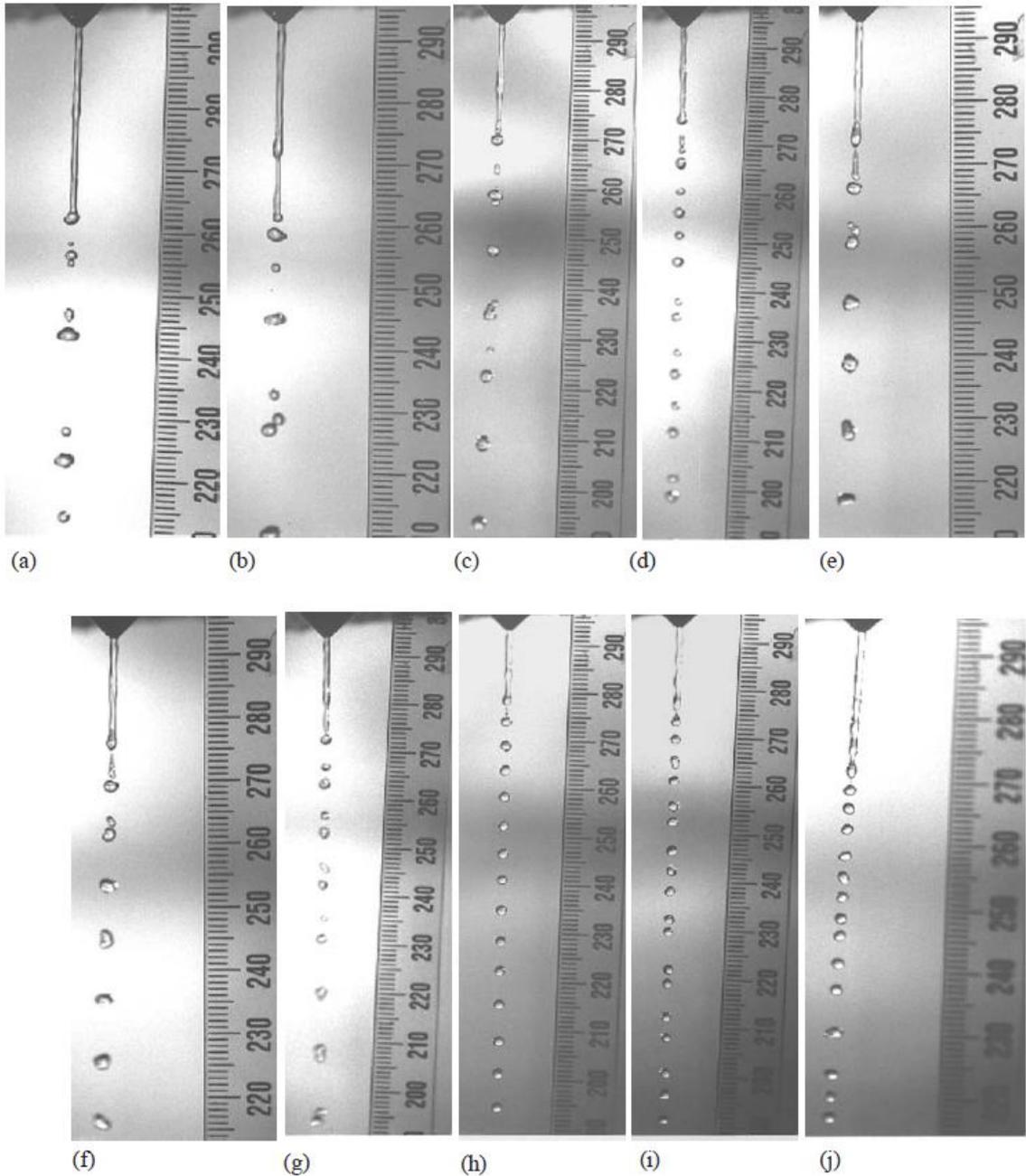


Figura 10. Fotografías de chorros a distintos números de onda. (a) $K=0.41$; (b) $K=0.50$; (c) $K=0.66$; (d) $K=0.73$; (e) $K=0.8$; (f) $K=0.89$; (g) $K=1.01$; (h) $K=1.38$; (i) $K=1.76$; (j) $K=2.11$. (Tomado de [2]).

- “Instabilities on a free falling jet under an internal flow breakup mode regime”. J. B. Blaisot, S. Adeline (2003)

En este artículo, sus autores, realizaron el experimento que se muestra en la figura 11:

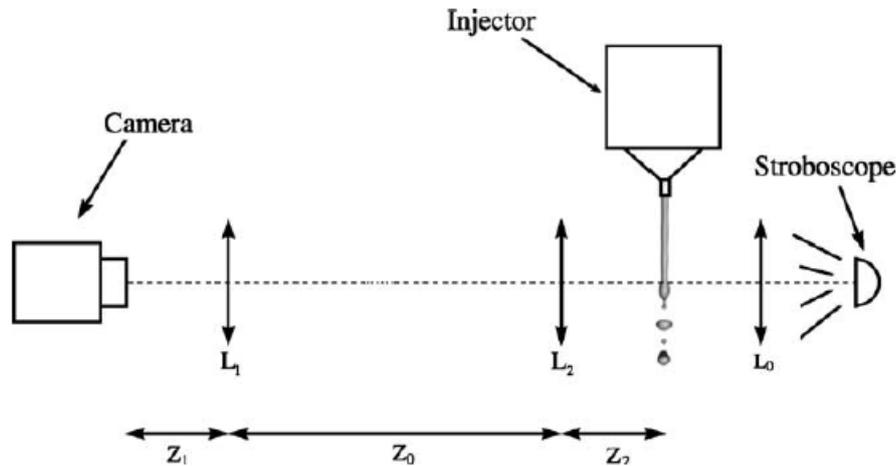


Figura 11. Esquema del procedimiento de toma de imágenes del ensayo. (Tomado de [1]).

Siguiendo este esquema, se toman imágenes del chorro a la salida del inyector, con una frecuencia de una imagen cada cuatro centésimas de segundo.

Mediante el análisis de las imágenes, se llegó a varias conclusiones. La que más relevancia tiene de cara a compararla con nuestro estudio, se recoge en la figura 12, donde se representa la longitud de rotura L_b/a , en función de la velocidad del líquido U_L , para varios valores de la longitud del inyector. En particular los cuadrados blancos corresponden a una longitud del inyector de $L_b/a=200$, para la cual el flujo es laminar y está totalmente desarrollado a la salida, siendo el perfil de velocidad, el de Poiseuille. Nótese que existe una velocidad crítica, aproximadamente 2 m/s, a partir de la cual el parámetro L_b/a decrece con la velocidad U_L .

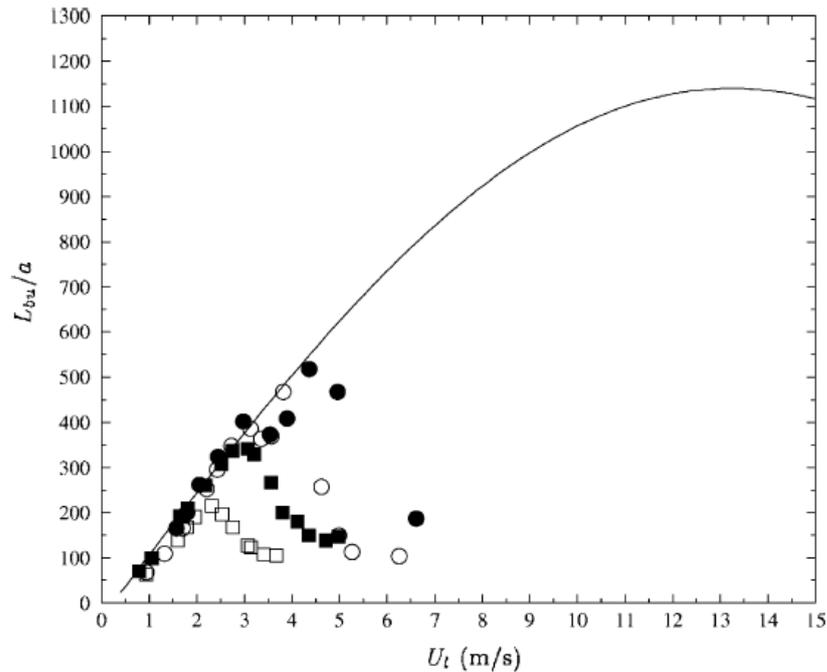


Figura 12. Gráfico de longitud de rotura frente a la velocidad, por blaisot y adeline. (Tomado de [1]).

Este fenómeno, que no había sido observado con anterioridad, lo explicaremos con más detalle en el siguiente punto, ya que es una de las razones que nos motiva a realizar el presente estudio.

➤ “Transition from dripping to jetting”. C. Clanet, J. C. Lasheras (1998)

En este artículo se estudia el fenómeno de inestabilidad capilar teniendo en cuenta la gravedad en el estudio y empleando un perfil de velocidad parabólico la salida.

Debido al grosor que presenta un tubo capilar, definen un radio interior y un radio exterior, definiendo un número de Bond distinto para cada caso.

El estudio descrito en este artículo se centra en el paso de goteo a formación de chorro y viceversa, obteniendo para distintos números de Bond, un Weber crítico, por encima del cual se forma un chorro y para valores inferiores al Weber crítico se tendría un goteo puro. Como materiales emplean agua inyectada en aire.

Numéricamente el resultado más importante obtenido se recoge en la siguiente ecuación (Tomada de [3]):

$$We_c = 4 \frac{Bo_o}{Bo} \left[1 + KBo_o Bo - \left((1 + KBo_o Bo)^2 - 1 \right)^{1/2} \right]^2 \quad (44)$$

Donde Bo_o es el número de Bond referido al diámetro exterior y K es una constante igual a 0.37 para el caso de agua inyectada en aire.

Además del cálculo numérico, se realizaron ensayos experimentales, que se recogen en el siguiente gráfico:

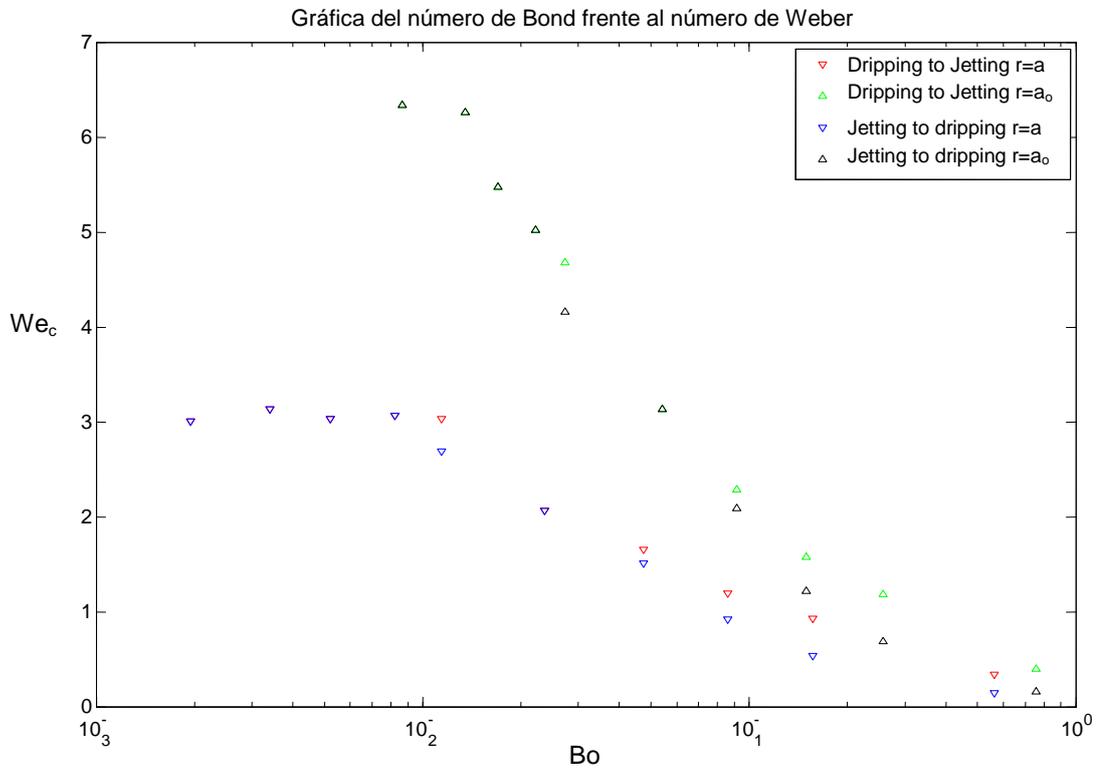


Figura 13. Representación gráfica de los resultados de Clanet y Lasheras (1998), para la transición de goteo a chorro y viceversa. (Tomado de [3]).

Se ha considerado el radio interior y exterior tanto para ambas transiciones

Como se aprecia en la figura 13, a medida que el número de Bond crece, el número de Weber disminuye de manera apreciable.

- “Dripping – Jetting Transitions in a Dripping Faucet”. B. Ambravaneswaran, H. J. Subramani, S. D. Phillips y O. A. Basaran (2004).

En este artículo se lleva a cabo el estudio de la transición dripping to jetting, teniendo en cuenta el efecto de la gravedad.

El estudio realizado es numérico y experimental, basado en la toma de fotografías para diferentes líquidos: agua, aceites de silicona y diversas disoluciones de agua – glicerol. Al

experimentalmente con varios líquidos, el ensayo se realizó variando el número de Ohnesorge. Además también se fue variando el número de Bond y el número de Weber, obteniéndose gráficas para cada uno de los parámetros, con los resultados obtenidos.

De todos los resultados obtenidos cabe destacar las gráficas obtenidas que representan magnitudes como la longitud de rotura o el volumen de las gotas en función del número de Weber, recogidas en la figura 14, para un caso con $Bo=0.5$:

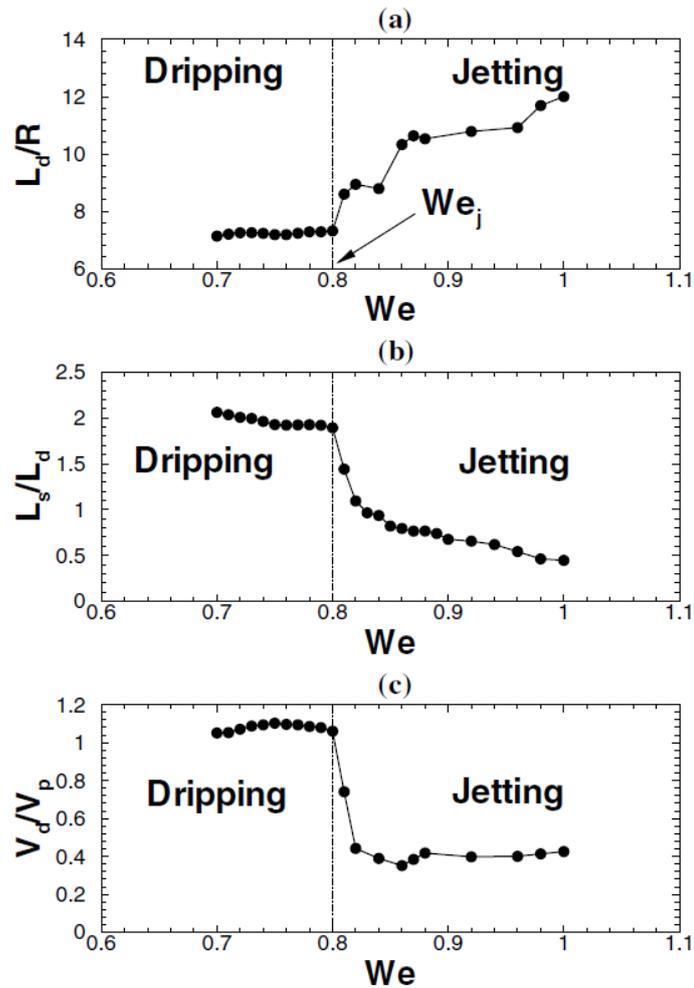


Figura 14. Representación de las magnitudes obtenidas en el ensayo. (Tomado de [8]).

Donde L_d es la distancia desde la entrada de la tobera hasta el punto final de la primera gota, L_s es la distancia entre gotas, V_d es el volumen de la primera gota, V_p es el volumen del chorro y R es el radio de la tobera.

Tal y como se ve en la figura para todas las propiedades se produce un salto cuando se pasa del goteo puro a la formación del chorro, diferenciándose claramente ambas zonas.

1.6. MOTIVACIÓN

Varios son los motivos que nos han hecho llevar a cabo este proyecto. Uno de ellos es el fenómeno descrito en el artículo de Blaisot y Adeline (2003), consistente en la existencia de un máximo en la curva de longitud de rotura frente a la velocidad. Este comportamiento contrasta con la teoría de Rayleigh, según la cual la longitud de rotura, adimensionalizada con el radio de la tobera, es una constante por la raíz del número de Weber del líquido. Si recordamos la definición del número de Weber:

$$We = \frac{\rho a U^2}{\sigma} \quad (45)$$

De lo que se obtiene:

$$\frac{Lb}{a} = C \cdot U \quad (46)$$

Donde C es una constante a determinar. Por lo tanto, según esta teoría, la longitud de rotura debería aumentar de forma lineal con la velocidad, en contraste con el comportamiento encontrado por Blaisot y Adeline (2003).

Un posible motivo de discrepancia con los experimentos de Blaisot y Adeline (2003) es que emplean perfiles de velocidad parabólicos, mientras que la teoría de Rayleigh presupone un perfil de velocidad uniforme.

Otro motivo que nos lleva a realizar este estudio es que aún no se ha estudiado en detalle, como influyen las fuerzas gravitatorias en el proceso de rotura de un chorro capilar.

En resumen, los objetivos de este trabajo son:

- Estudio del proceso de rotura de un chorro capilar, planteamiento en Fluent y obtención de las propiedades de las gotas resultantes de la rotura.
- Conocimiento de la variación de la longitud de rotura de un chorro capilar en función de la velocidad de salida.
- Estudio de rotura de chorros capilares con un perfil de velocidad parabólico a la salida.
- Estudio del efecto de la gravedad sobre la rotura de un chorro capilar.

2. TÉCNICAS NUMÉRICAS

2.1. GEOMETRÍA Y MALLADO EN GAMBIT

La geometría se representa en la figura 13:

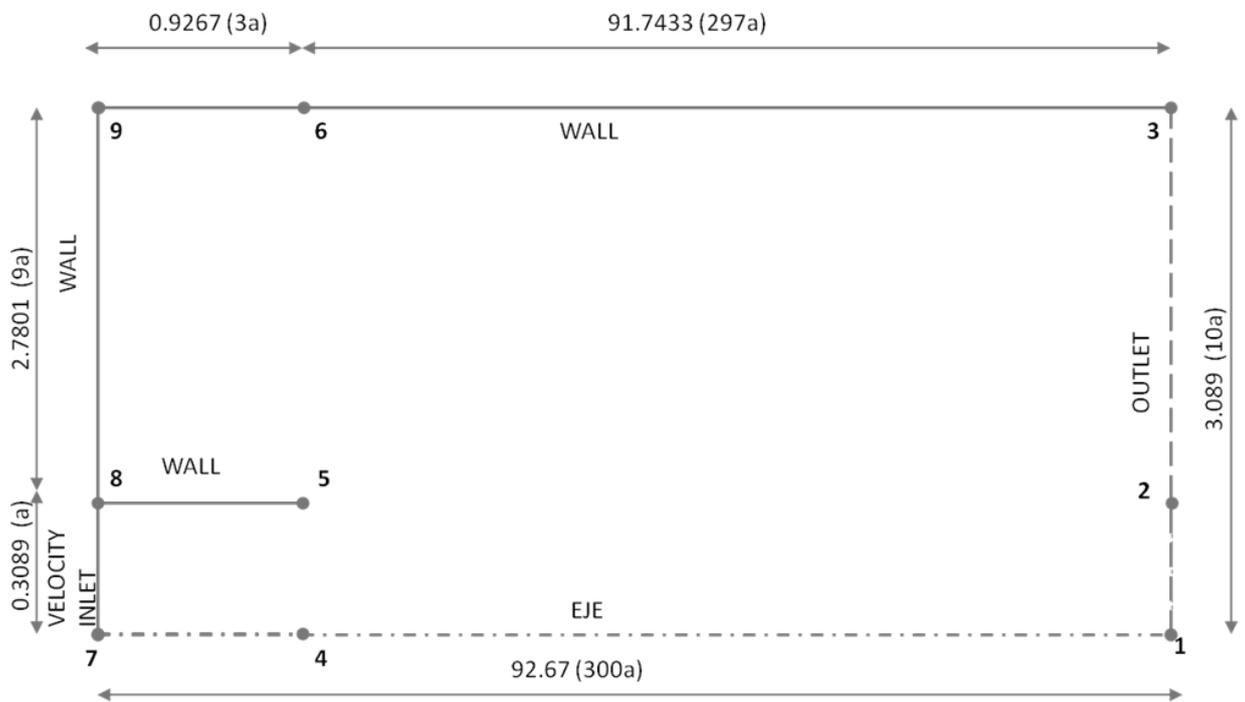


Figura 15. Geometría del problema.

Las medidas se expresan en milímetros y entre paréntesis se muestra la medida adimensionalizada con el radio.

En la geometría solo se representa la mitad de la figura real, ya que para resolver el problema, se ha hecho uso la simetría axial para reducir el coste computacional que tendría el resolver el problema tridimensional completo.

En la figura 15 además están indicadas los tipos de condiciones de contorno que hemos implantado numéricamente.

Como se observa en la figura 15, lejos de la salida de la tobera, el dominio de cálculo es muy extenso. Este fenómeno se debe a que para velocidades elevadas, el chorro se romperá lejos y es necesario que la rotura se produzca dentro del dominio computacional. También se puede observar que se ha dejado una distancia considerable, en el sentido transversal, entre la tobera y la frontera del dominio computacional, en concreto nueve veces el radio de la tobera. Esto se ha realizado así para evitar interferencias de la frontera con el chorro.

La tobera se ha construido de una longitud tres veces superior al radio. A la entrada de la tobera, se establecerán las condiciones de entrada para la velocidad. Como superficie de salida, se ha elegido toda la sección transversal debido a que las gotas que se forman pueden tener un tamaño tal, que su altura sea superior al radio de la tobera.

El estudio se va a realizar utilizando como fluido de trabajo al agua y como fase gaseosa al aire, que no influirá en el estudio de la fase líquida, puesto que las velocidades del chorro van a ser suficientemente pequeñas. No obstante al trabajar con números adimensionales en este proyecto, los resultados podrían extrapolarse sin dificultad para cualquier sustancia líquida y/o gaseosa que fuera de interés.

Para resolver las ecuaciones se elegirá un método entre los disponibles en el programa que vamos a emplear. La distribución de nodos de la malla computacional variará según la zona en la que nos encontremos. Los datos de la malla se resumen en la tabla 1:

RECTAS	NÚMERO NODOS	RATIO
7-8,4-5,1-2	30	1.02
9-8,6-5,3-2	50	1.06
9-6,8-5,7-4	40	1.025
3-6,2-5,1-4	1500	1.0017

Tabla 1. Distribución de nodos en la malla.

Las rectas se expresan según los nodos, nombrando nodo inicial – nodo final. El ratio indica el factor de relación entre un espaciado de nodos y el siguiente. El ratio indica la variación entre un espaciado entre dos nodos y el siguiente espaciado. Al introducir ratio y número de nodos, el programa para realizar la malla (Gambit), coloca los nodos automáticamente.

El dominio se ha discretizado con una malla rectangular, con nodos en los que el espaciado entre ellos, va aumentando según nos alejamos de la salida de la tobera, tanto en dirección radial, como en dirección axial. En la figura 16 puede apreciarse la densidad de nodos a la salida de la tobera:

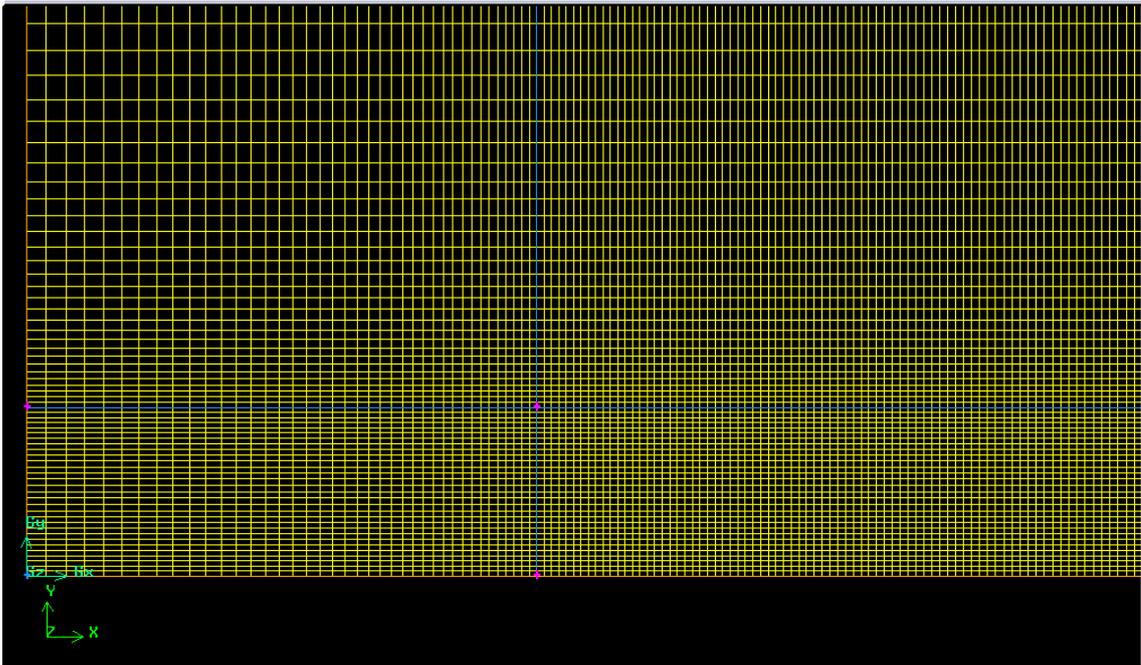


Figura 16. Mallado del dominio a la salida de la tobera.

La malla se representa en amarillo y la geometría de nuestro problema se muestra en rectas de color azul y rojo. En verde puede verse los ejes de referencia absolutos.

El espaciado entre nodos aumenta de forma progresiva y de tal forma que no existen grandes saltos, ni grandes gradientes que puedan dar lugar a inestabilidades o resultados erróneos en las simulaciones. El punto más delicado es la salida de la tobera, ahí se intenta que las celdas computacionales tengan un tamaño similar para que no existan grandes saltos que determinen una solución menos precisa del problema.

En la figura 17, puede apreciarse la densidad del mallado al final del dominio:

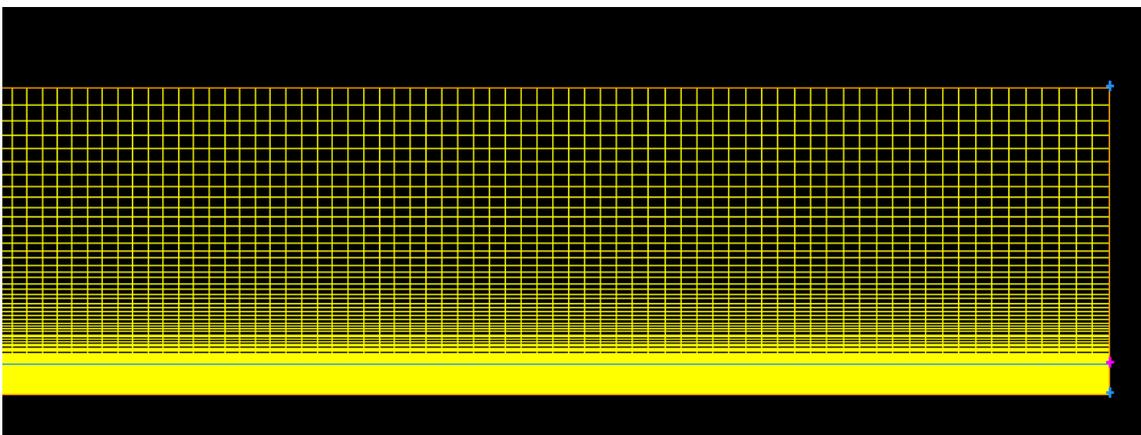


Figura 17. Mallado del dominio lejos de la salida del chorro.

En esta zona la densidad de nodos es menor, pero es lo suficiente como para no perder resolución ni exactitud en los cálculos y las simulaciones. Lo ideal hubiese sido hacer una malla con la misma densidad de nodos, pero el tamaño y el coste computacional sería inabordable, por eso se ha reducido precisión en la zona final, ya que afecta mínimamente a los resultados del problema.

2.2. RESOLUCIÓN EN FLUENT

Fluent es un programa dedicado a la simulación de procesos fluidodinámicos mediante la técnica de volúmenes finitos. Fluent permite elegir entre diferentes tipos de resolución, según el tipo de proceso que se desea simular.

Dentro de las posibilidades que ofrece el programa, existe una opción que permite resolver problemas en los que se tiene presente más de una fase. En Fluent este tipo de problema se describe como VOF (Volume of Fluid). Este método de resolución permite obtener la fracción másica de todas las fases que intervienen en el problema, en cada celda del mallado del dominio computacional.

El modelo VOF, permite considerar en la discretización de las ecuaciones, la parte transitoria y además permite elegir el tipo de discretización entre implícita y explícita según la información que se quiera tener en cuenta para el cálculo de la solución del problema.

Si se elige un esquema explícito para discretizar un problema que depende del tiempo, se tienen varios esquemas para discretizar las ecuaciones que se emplean para obtener la fracción másica, además de las diferencias upwind:

- Geo-Reconstruct: esta discretización resulta útil cuando lo que interesa, es estudiar el transitorio del problema que se va a resolver. Para celdas hexagonales, se recomienda usar con este método el esquema Donnor-Acceptor disponible en Fluent.
- CICSAM: es un esquema del mismo nivel que el anterior, pero especialmente indicado cuando el ratio de viscosidad entre los diferentes fluidos es elevado. Con este esquema la interfase se calcula con menor exactitud que con el esquema anterior, para mejorar el cálculo se puede elegir diferencias de segundo orden para discretizar la fracción másica.
- Modified HRIC

Los esquemas implícitos pueden ser de interés cuando tenemos un problema que no es estacionario, pero del cual sólo se quiere obtener una solución estacionaria, a partir de lo que ocurre al inicio. Los esquemas de discretización para obtener la fracción másica son los mismos que se emplean para esquemas explícitos pero en este caso el método Modified HRIC permite discretizar de manera tan robusta como el método de reconstrucción pero con un coste computacional más bajo. Por este motivo se ha elegido este esquema para resolver el problema.

Con este modelo, hay que tener en cuenta alguna limitación a la hora de realizar las simulaciones. Para el caso que aquí se estudia el parámetro que más delimita las simulaciones es el número de Courant adimensional. Este parámetro adimensional, compara el paso de

tiempo que se ha elegido para iterar, con el tiempo característico de tránsito de un elemento fluido a través de una celda computacional. Como el espaciado entre nodos de la malla está definido por la precisión necesaria para la resolución del problema y la velocidad del fluido está determinada por el número de Weber al que se trabaja, el tiempo característico del fluido está totalmente determinado. Debido a esto, si se quiere mantener un Courant de orden unidad, lo único que se puede hacer es reducir el paso de tiempo que tiene lugar en cada iteración.

Este tiempo no puede determinarse de forma exacta, debido a que en la malla el espaciado entre nodos va variando tanto en la dirección axial como en la transversal. Esto provoca, que el tiempo característico del fluido cambie, según va avanzando el fluido, ya que la velocidad siempre va a ser constante. Esto implica que el paso de tiempo tendrá que ir variando según el número de iteraciones.

En Fluent es posible encontrar una solución para este problema seleccionando un tiempo de paso variable al iterar. Fluent además permite elegir un Courant fijo con el que trabajar, ajustando a partir del número adimensional, el tiempo de paso correcto para cada iteración.

Una vez solucionado el problema del paso temporal variable, hay otro problema que se presenta para definir el perfil parabólico para la velocidad a la entrada de la tobera. En Fluent se puede implementar una velocidad variable según la posición o el tiempo utilizando una UDF (user define function) es una función que el usuario puede programar para implementarla en Fluent como un parámetro, condición de contorno... Fluent dedica un tutorial entero para explicar en qué consiste y como hacer una UDF. Aquí simplemente se destacan las características más importantes de este tipo de funciones.

La UDF que se carga en Fluent, puede realizarse con un programa de edición de texto. En dicho fichero se escribe con el lenguaje de programación C, la función que se quiere implementar en Fluent. Una vez creado el programa y guardado con la extensión adecuada, para poder cargar el programa en Fluent es necesario compilarlo o interpretarlo en Fluent, según para lo que se vaya a utilizar la función. Si se interpreta el programa se ejecutará en cada iteración, por el contrario, si se compila el archivo se guardará en un objeto ejecutable en Fluent. Para este problema se precisa la ejecución del programa en todas las iteraciones, puesto que es una condición de contorno del problema (la velocidad a la entrada) la que está definida por el programa.

3. VALIDACIÓN DEL MODELO NUMÉRICO

Esta sección está dedicada a la validación del modelo numérico mediante simulaciones en Fluent en el caso sin fuerzas másicas, y con un perfil de velocidad uniforme en la entrada. Los resultados obtenidos se podrán comparar con la teoría de Rayleigh y con algunos de los estudios planteados en secciones anteriores.

3.1. IMPLEMENTACIÓN EN FLUENT

En esta sección se va a llevar a cabo una breve descripción de los pasos para implementar el problema en Fluent.

Para empezar habría que ejecutar el programa y seleccionar el modo de doble precisión (2ddp) en el cuadro de diálogo que aparece al inicio, tal y como se muestra en la figura 18:

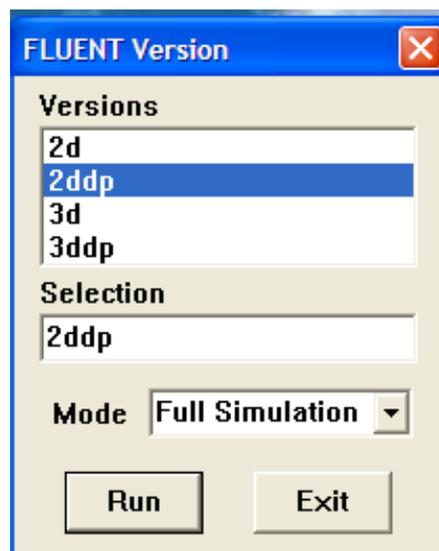


Figura 18. Consola inicial de Fluent con las opciones de dimensiones y precisión.

Se ha elegido doble precisión, debido a que la geometría del problema presenta escalas muy dispares. Realizado este paso, tendríamos en pantalla el entorno habitual de Fluent. Lo siguiente sería importar la malla para resolver nuestro caso, para ello habría que pinchar en File-> Read -> Case y seleccionar la ruta en la que se encuentra guardada la malla:

Una vez importada la malla, desplegando el menú grid es posible chequear la malla, reescalarla, cambiarla de posición...

Una vez importada la malla y realizados los ajustes necesarios con la misma, lo siguiente será definir los materiales que van a aparecer en el problema, el aire y agua, para lo que se ejecuta Define -> Materials, apareciendo el cuadro de diálogo de la figura 19:

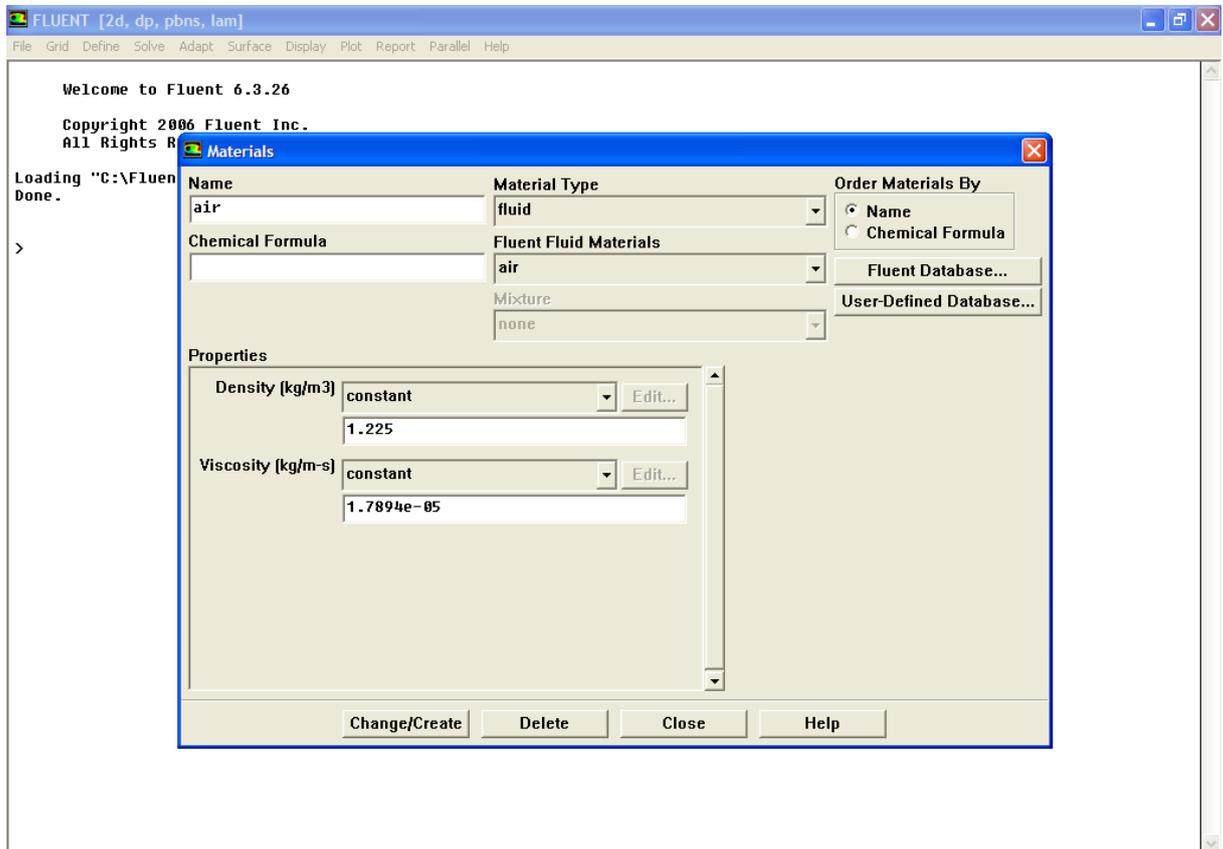


Figura 19. Definición de los materiales a emplear en el programa.

Puede seleccionarse un material que este en la base de datos de Fluent seleccionando “Fluent Database”, o bien puede crearse un material propio, introduciendo sus propiedades (viscosidad, densidad, tensión superficial...) y dándole el nombre que se quiera. Para el caso aquí descrito se ha introducido el aire y el agua como materiales nuevos introduciendo para el agua y el aire las siguientes propiedades:

Material	Densidad kg/m^3	Viscosidad ($\text{kg/m}\cdot\text{s}$)	Tensión Superficial (N/m)
Agua	1000	10^{-3}	0,073
Aire	1.2	$1.8\cdot 10^{-5}$	

Tabla 2. Propiedades de los materiales que intervienen en el trabajo.

Una vez que se han definido los materiales, lo siguiente es definir las fases que van a intervenir en el problema, el aire y el agua, para lo cual hay que dirigirse a: Define -> Phases tal y como se ve en la figura 20:

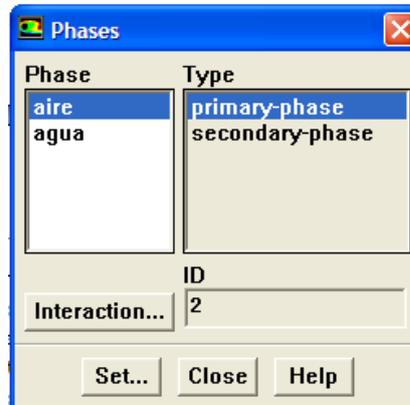


Figura 20. Definición de las fases que intervienen en el problema

Como primera fase definiremos el aire, ya que en el problema inicialmente toda la geometría es aire, y luego según transcurre el tiempo, el agua se va introduciendo por la tobera formando el chorro que se estudiará después. Una vez definidas las fases, seleccionando el botón "interaction" se pueden definir cómo van a interactuar ambas fases entre sí, como puede verse en la figura 21:



Figura 21. Interacción entre las fases definidas.

En el caso que aquí se estudia la interacción que entre las fases es exclusivamente la tensión superficial, que la supuesta constante e igual a 0,073 N/m. También puede definirse como nula o como una función utilizando una UDF. Además de la tensión superficial, pueden definirse más interacciones, utilizando los despleables que aparecen en la figura 21, pudiendo definir reacciones químicas entre las fases, transferencias...

Una vez definidas las fases y su interacción, hay que definir el modelo de resolución que se va a aplicar al estudio. Para poder seleccionarlo hay que dirigirse a Define -> Models -> Solver, donde aparece un cuadro de diálogo con multitud de opciones tal y como se aprecia en la figura 22:



Figura 22. Cuadro de tipos de resolución de Fluent.

En este cuadro se elige tanto el tipo de formulación a emplear para resolver nuestro problema, como si se va a considerar el tiempo como una variable del problema y también otros parámetros como los tipos de formulaciones que se utilizarán. El problema aquí descrito es axilimétrico, tal y como se comento en el planteamiento, además es no estacionario, ya que el tiempo que tarda el chorro en formarse y en romperse en forma de gotas, es suficientemente importante como para tenerlo en cuenta. El orden de precisión, no obstante se tomará de primer orden.

Por otro lado, se ha elegido una formulación de la velocidad absoluta, debido a que se ha referenciado todo respecto a ejes absolutos y en ningún momento se va a utilizar una referencia referida al chorro. Además hay que elegir la opción para evaluar el gradiente, en este caso se ha elegido, como se ve en la figura 22, el método de Green-Gauss basado en las celdas.

Una vez definida la formulación que se utilizará en el problema, el siguiente paso sería definir las condiciones de operación. Básicamente consiste en definir un punto del problema en el que se conozca el valor de la presión, e introducir dicho valor en el cuadro de diálogo, indicando las coordenadas donde se encuentra dicho punto, para ellos hay que ir a Define-> Operación Conditions, donde aparece el cuadro de diálogo de la figura 23:

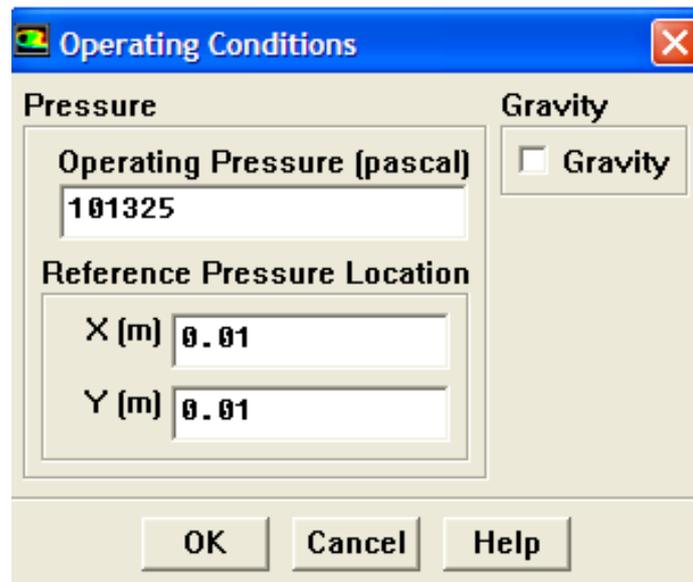


Figura 23. Consola de condiciones de operación del programa.

En la esquina superior derecha de la figura 23, aparece una opción para considerar la gravedad en el estudio. Para hacer la validación no se han considerado las fuerzas másicas del proceso, por tanto esa casilla deberá estar desactivada, pero en el caso en el que quieran tenerse en cuenta, habrá que seleccionar esta casilla.

Una vez realizado esto es necesario definir las condiciones de contorno del problema. Las condiciones de contorno pueden editarse en Define -> Boundary Conditions. Cuando se abre el cuadro de dialogo, muestra las diferentes zonas que en nuestro dominio computacional y que en el caso que aquí se estudia se describieron con la geometría del problema y que se recogen de nuevo en la figura 24:

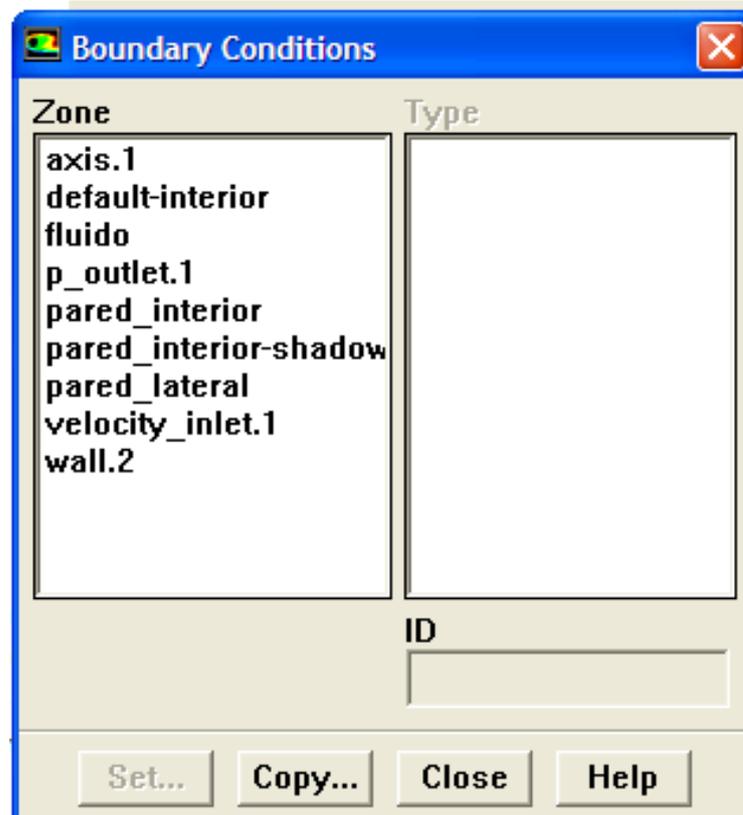


Figura 24. Cuadro de condiciones de contorno de fluent.

La condición de velocidad a la entrada corresponde a velocity_inlet.1 y se edita tal y como se muestra en la figura 25:

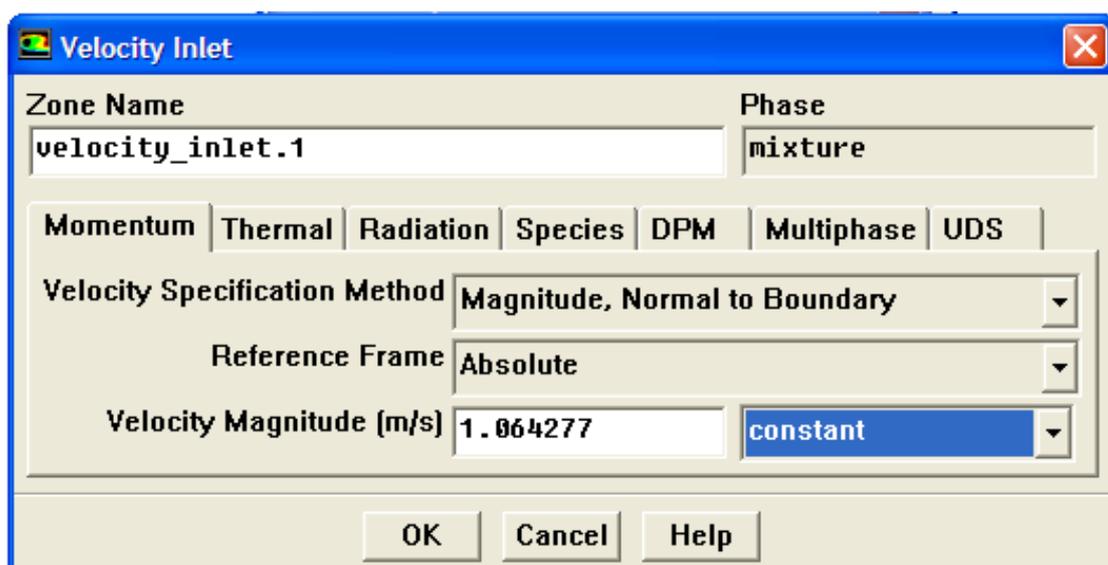


Figura 25. Definición de la velocidad a la entrada de la tobera.

La velocidad que se ha elegido es una magnitud constante e igual en toda la sección de entrada, puesto que en esta parte se está realizando el estudio de un perfil uniforme de velocidad. El valor de la velocidad se determina a partir del número de Weber del chorro empleando la ecuación 3.

Una vez definida la velocidad en la entrada, hay que indicar al programa que fracción másica de fluido entra con la condición de contorno que acabamos de imponer, para lo que seleccionando la condición de contorno a la entrada nuevamente, es posible imponer un valor a la fracción másica de la fase secundaria, en este caso, el agua, como se ve en la figura 26:

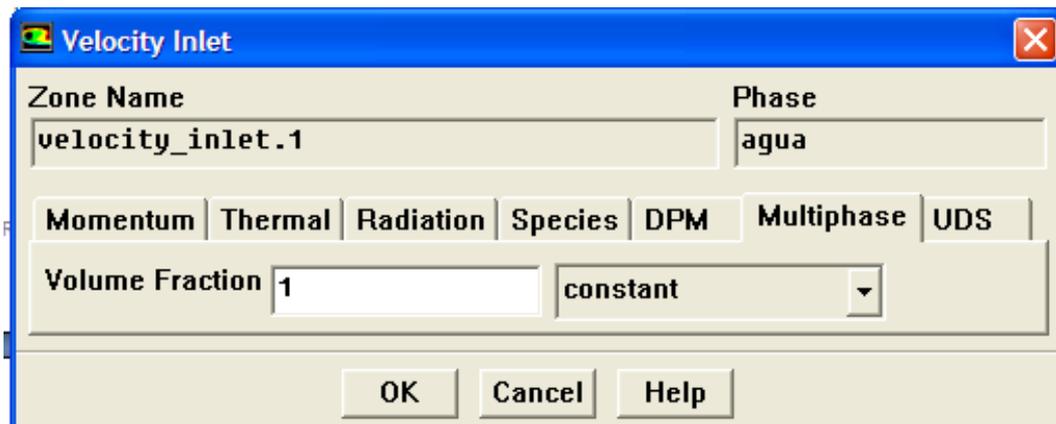


Figura 26. Definición de la fracción másica de agua a la entrada.

Se ha seleccionado la fracción másica a la entrada, como constante y de valor 1, ya que en la tobera lo que entra es 100% agua.

Ya definidas las condiciones de contorno, lo siguiente a lo que se va a proceder es a elegir la discretización a emplear para resolver las ecuaciones que se plantean en este problema. Para poder seleccionarlas hay que dirigirse a Solve -> Controls -> Solution y aparecerá el cuadro de la figura 27:

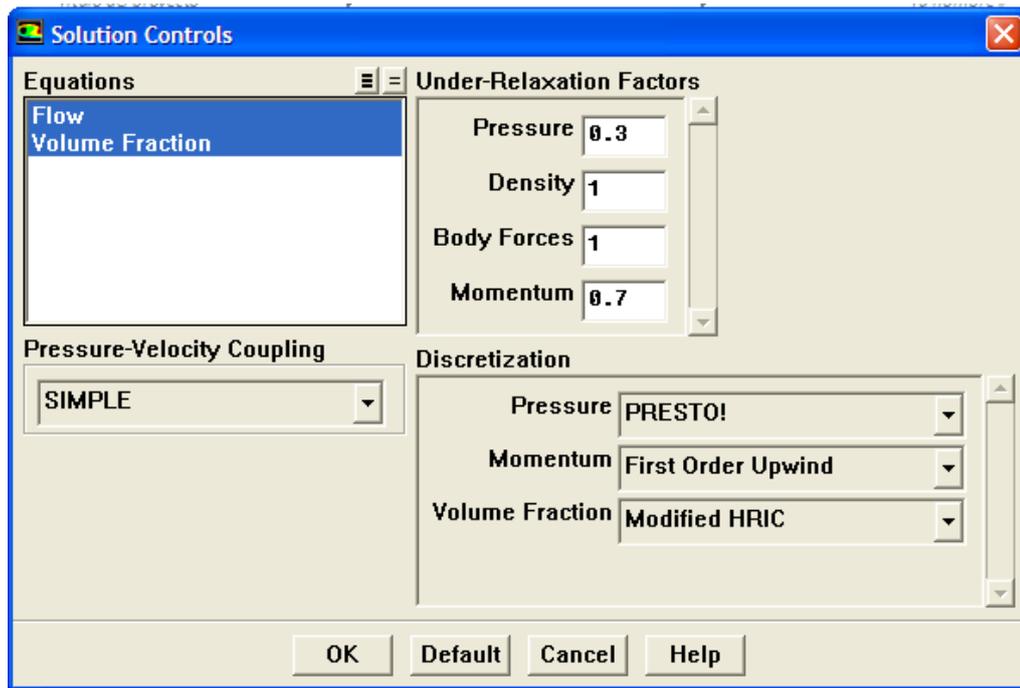


Figura 27. Menú de tipos de discretización.

Se han elegido diferencias upwind de primer orden y para calcular la fracción másica se ha elegido el método Modified HRIC. Esta pantalla también permite modificar los factores de relajación que se van a emplear en las discretizaciones pero en nuestro caso se dejarán los factores que vienen por defecto.

El siguiente paso ya es empezar a iterar para calcular la solución del problema, para ello hay que seleccionar Solve -> Initialize -> Initialize para elegir la solución de la que queremos que parta la resolución del problema. En el estudio aquí realizado, se han tomado ha partido de valores nulos, tal y como se muestra en la figura 28:

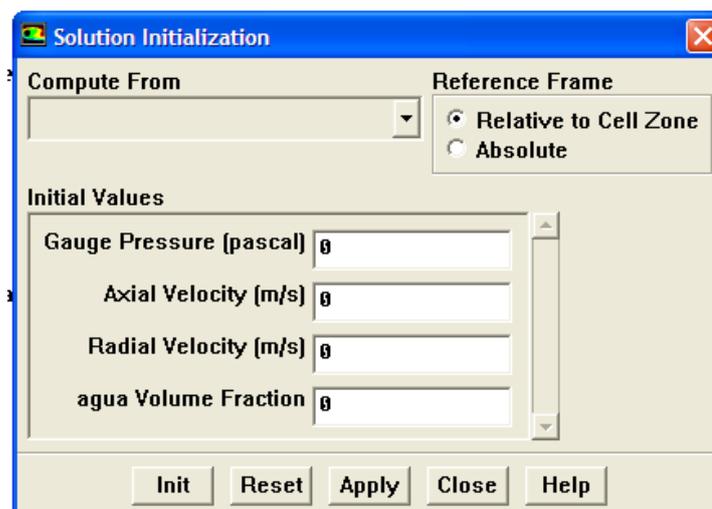


Figura 28. Definición de la solución inicial con la que empezaremos a iterar.

Una vez inicializado, para ahorrar iteraciones innecesarias se va a imponer que el problema tenga inicialmente la tobera llena de agua, de tal forma que se ahorran el tiempo de llenado de la tobera, que carece de importancia para lo que aquí se pretende estudiar. Para imponer esta condición primero hay que seleccionar la zona en la que se quiere que haya sólo agua inicialmente. Para ello se marca la región elegida en el menú Adapt -> Region, indicando los extremos de la zona que queremos seleccionar como se muestra en la figura 29 y después seleccionando la opción Mark:

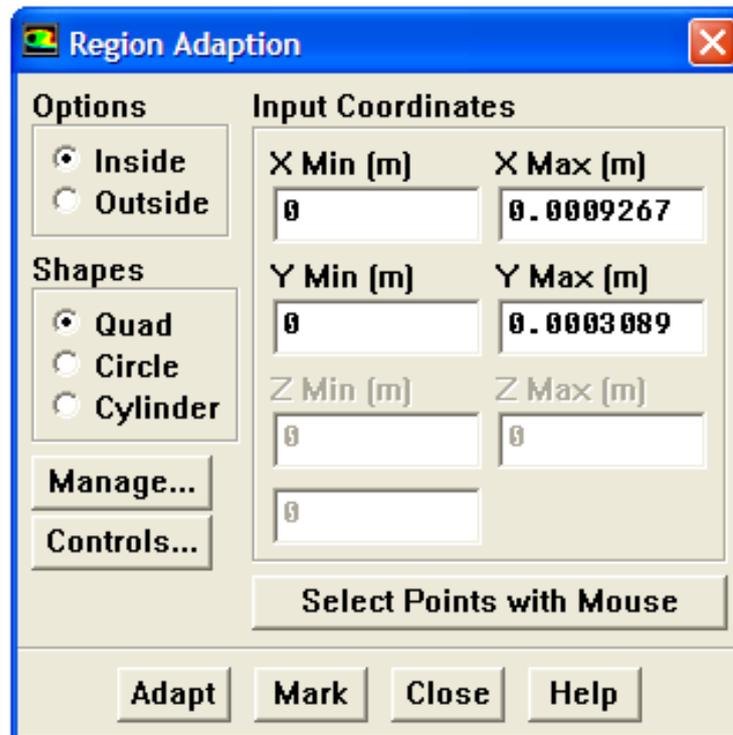


Figura 29. Panel para adaptar una sección del problema.

Ahora dirigiéndose a Solve -> Initialize -> Patch se selecciona la zona marcada en la figura 29 que por defecto Fluent denomina hexahedron r-0, y se impone la condición que corresponda, en este caso se ha impuesto un valor de fracción másica igual a 1 como se ve en la figura 30. Para validarlo en Fluent hay que pinchar el botón de Patch, una vez definidas las condiciones:

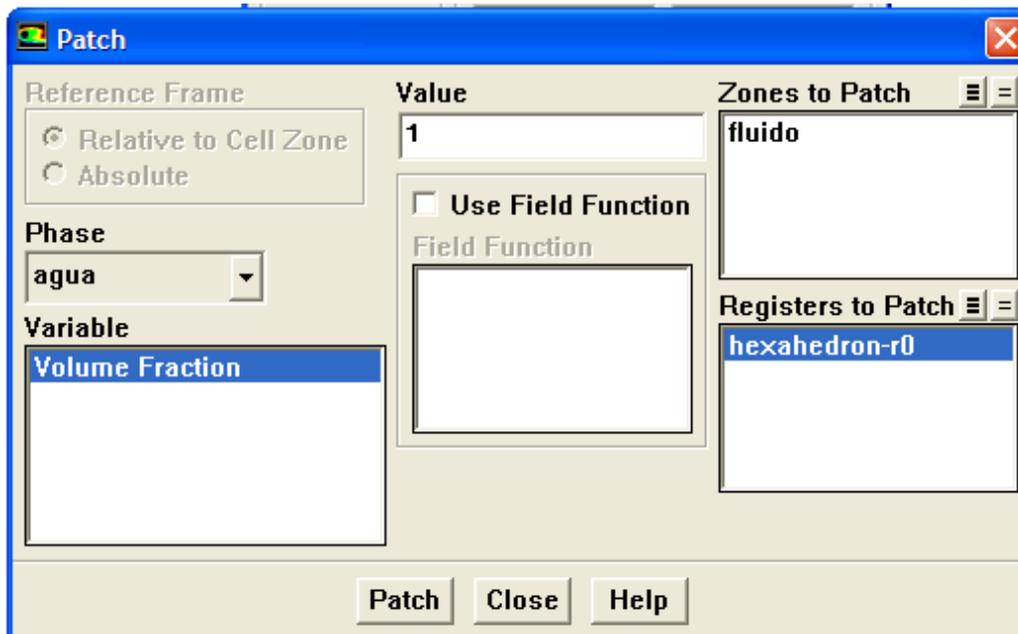


Figura 30. Consola para ejecutar el patch.

Lo último ya será iterar para conseguir la solución del problema que se plantea. Como se ha comentado anteriormente, el paso de tiempo tiene que ser variable, aunque si se van a establecer unos límites superior e inferior para el paso de tiempo y se fijará un Courant Number para que Fluent calcule el paso de tiempo correspondiente para tener un Courant Number en cada paso tiempo, lo más parecido posible al que se ha fijado. Todos los parámetros que se han establecido para realizar las iteraciones se recogen en la figura 31:

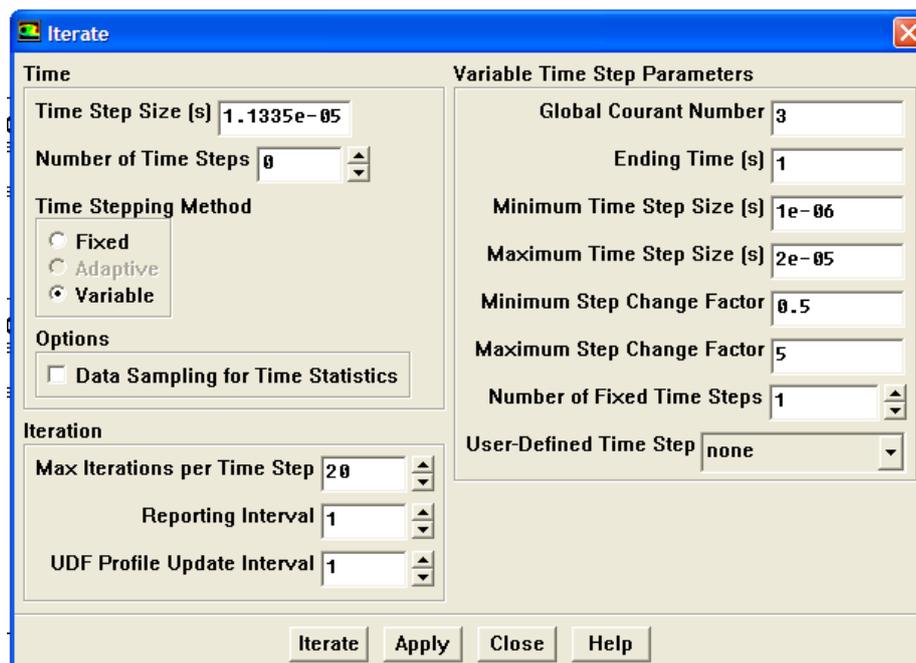


Figura 31. Cuadro de parámetros de iteración.

3.2. EXPORTACIÓN DE LOS RESULTADOS

La solución del problema se guarda en Fluent cada 200 iteraciones, para poder trabajar con los resultados, hay que importar los resultados en código ASCII, para poder trabajar después con ellos en Matlab.

Para facilitar este proceso se va a utilizar una herramienta de Fluent: Journal. En un Journal se puede guardar una secuencia de pasos, que se ejecutaran cuando se ejecute el journal. El objetivo es crear un Journal que vaya importando todos los ficheros que se han guardado de las simulaciones. Para ello empleando Matlab se ha creado un script que genera un Journal con todas las sentencias requeridas y que se adjunta en el anexo de este documento. El Journal podría haberse creado en Fluent, pero sólo hubiera sido posible importar un fichero, en el script se ha desarrollado un programa que genera las sentencias para importar todos los ficheros que se han guardado.

3.3. PROCESAMIENTO DE DATOS

Una vez que los datos han sido exportados, hay que manipularlos para obtener los parámetros que se desean estudiar. Para llevar a cabo esta tarea, se ha creado en Matlab un programa que permite, introduciendo el número de Weber y la iteración que se desea, sacar en la salida los resultados que se quieren estudiar.

En el fichero se lee el archivo exportado de Fluent, se almacenan los datos en una matriz y se limpian del ruido irrelevante para el estudio. Con los datos filtrados, se obtiene la interfase entre el agua y el aire, obteniendo la distancia a la que rompe el chorro, así como la longitud de las gotas. El volumen de las gotas, se calcula partiendo de la longitud obtenida y considerando la gota como un cuerpo de revolución. A partir del volumen de la gota, también se obtiene el diámetro equivalente.

Por último y para comprobar la metodología de resolución es la correcta, se ha obtenido la longitud de onda de las inestabilidades del chorro aplicando análisis de Fourier y buscando la frecuencia que domina el experimento. El resultado obtenido se compara con la teoría de Rayleigh, que determina la longitud de onda que produce las mayores inestabilidades, como se recoge en la figura 5.

Con todos los resultados, se ha realizado un estudio estadístico para cada número de Weber, obteniendo media y desviación típica.

El fichero de Matlab que contiene el programa de procesado de datos, se encuentra en los anexos a este documento.

3.4. PRESENTACIÓN DE LOS RESULTADOS

En las simulaciones se va a medir la longitud de rotura, adimensional con el radio de la tobera (L_b) y el diámetro equivalente adimensional (D_{eq}). El diámetro equivalente se ha calculado a partir del volumen de revolución adimensional calculado en Matlab, empleando la siguiente fórmula:

$$D_{eq} = \left(\frac{6V_g}{\pi} \right)^{1/3} \quad (46)$$

La longitud de rotura L_b mide la distancia desde la salida de la tobera hasta el primer punto del eje de simetría en el que la fracción másica de agua es cero. La definición más precisa se muestra en la figura 32:

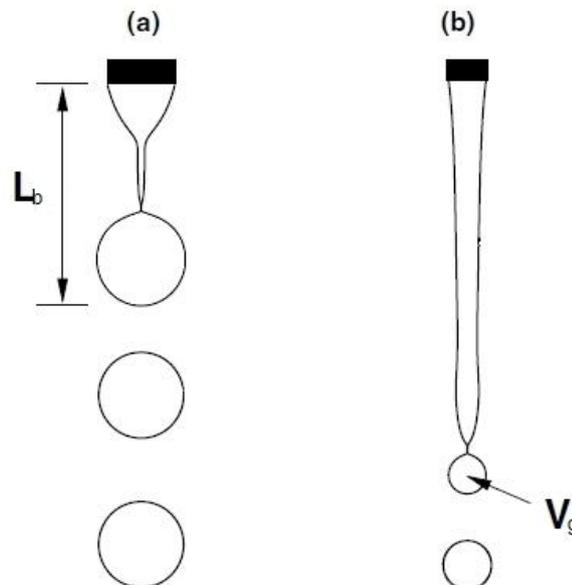
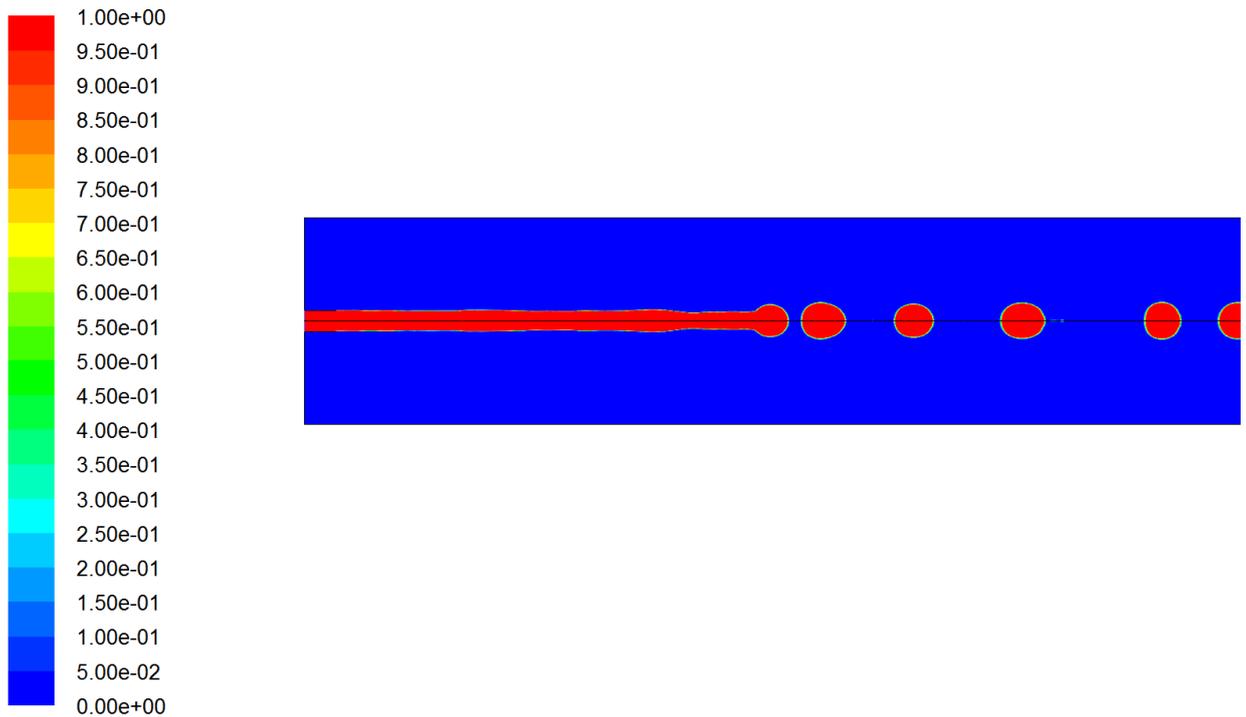


Figura 32. Representación de las magnitudes a medir en las simulaciones.

Primero se representará para dos números de Weber dispares, los contornos de la fracción másica para poder apreciar sus diferencias, durante el transitorio y también en estado estacionario.

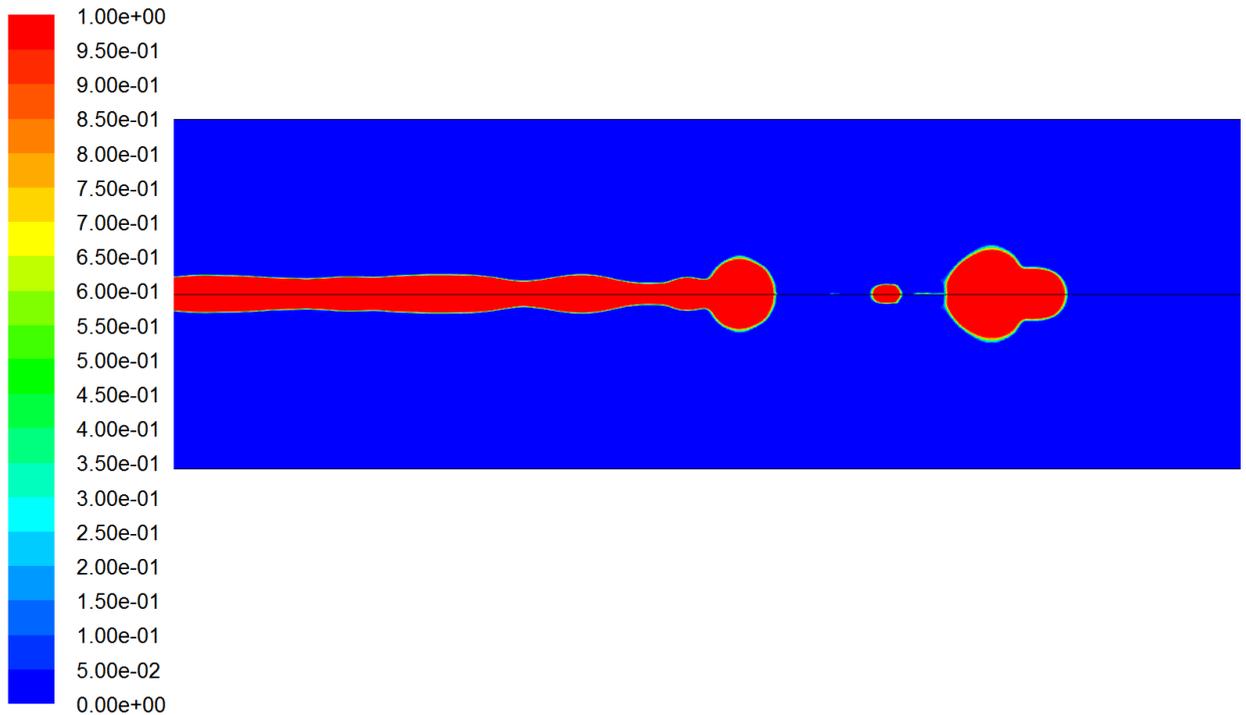
➤ We=5

Contours of Volume fraction (agua) (Time=1.1857e-01)

Jun 23, 2010
FLUENT 6.3 (axi, dp, pbns, vof, lam, unsteady)

Figura 33. Representación del contorno de fracción másica de agua para $We=5$ en estado estacionario.

En la figura 33, se muestra el chorro a la salida de la tobera en el estado estacionario. Tal y como puede apreciarse en la figura 34, al haber alcanzado el estado estacionario las gotas que se forman a partir del chorro son bastante uniformes y salen con una periodicidad similar. En la misma figura se puede apreciar, si se examina con más detalle, que las perturbaciones son pequeñas y que el chorro no se estrecha excesivamente en comparación con el radio de la tobera, salvo cuando se produce la rotura del mismo. En la figura 35, se ha recogido el mismo resultado pero para una velocidad mayor y si se compara con la figura 33, se aprecia que las perturbaciones que se comentan son mucho mayores y el chorro se estrecha en gran medida, incluso en puntos donde no llega a producirse la rotura.

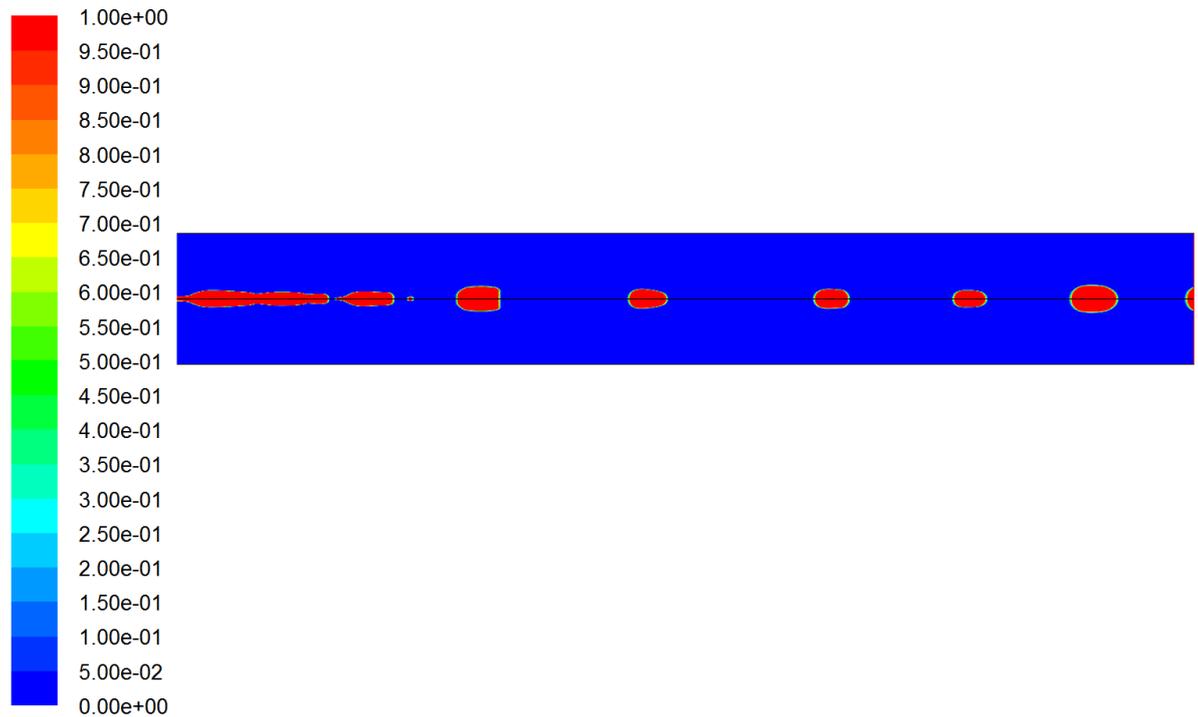


Contours of Volume fraction (agua) (Time=3.2294e-02)

FLUENT 6.3 (axi, dp, pbns, vof, lam, unsteady) Jun 23, 2010

Figura 34. Representación del contorno de fracción másica de agua para $We=5$ durante el transitorio.

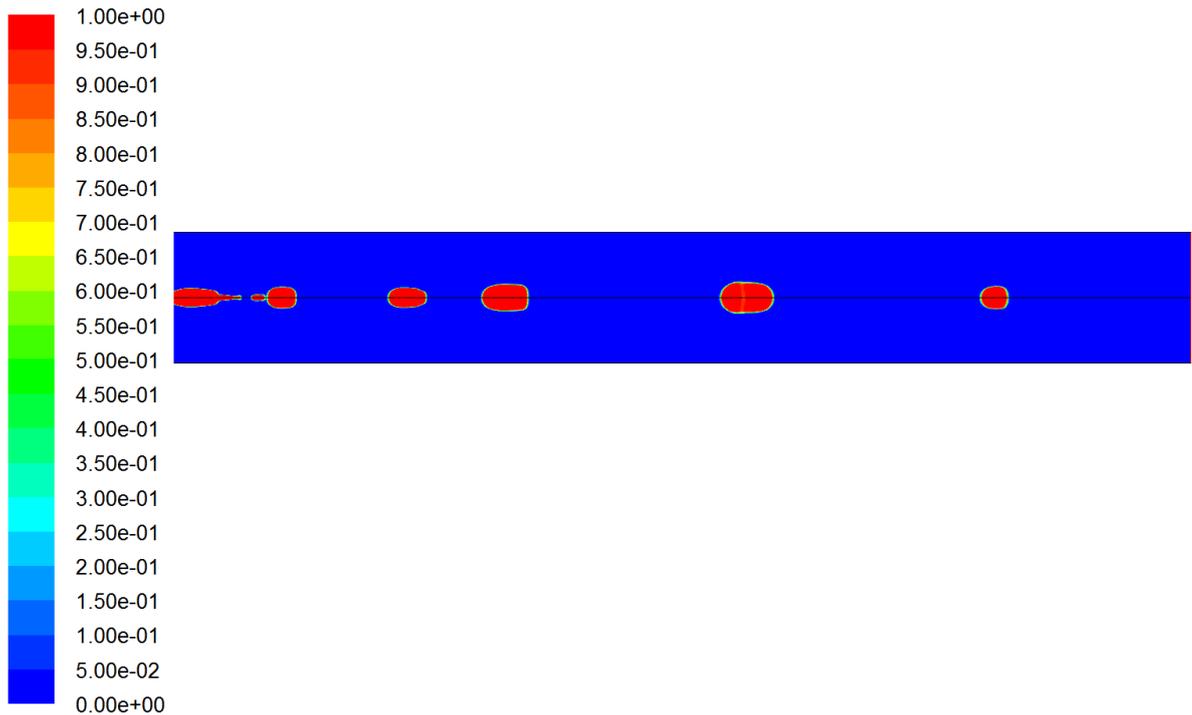
En la figura 34 se recoge el estado transitorio para un número de Weber pequeño, de valor 5 en este caso. Al no haberse alcanzado el régimen transitorio se puede observar en la figura, que la formación de las gotas no es uniforme y por tanto aparecen tamaños dispares, que en algunos casos como el que se muestra en la figura 34, llegan a aparecer satélites.

➤ We=25

Contours of Volume fraction (agua) (Time=1.2112e-01)

Jun 23, 2010
FLUENT 6.3 (axi, dp, pbns, vof, lam, unsteady)Figura 35. Representación del contorno de fracción másica de agua para $We=25$ en estado estacionario.

En la figura 35 se recoge el estado estacionario que presenta la salida del chorro para un número de Weber igual a 25. Si comparamos con el caso anterior como ya se ha comentado, al ser mayor la velocidad a la entrada, las inestabilidades provocan un mayor estrechamiento del chorro, tomando esa forma alargada antes de romperse que se ve en la figura 35. Las gotas que se forman en este caso no son tan esféricas como ocurría para velocidades bajas, aunque es previsible que aguas debajo de la rotura, la gota tome forma esférica debido a la tensión superficial. Durante el transitorio, se pierde al igual que en el caso anterior, la uniformidad en la formación de las gotas, teniendo típicamente una situación como la que se muestra en la figura 36:



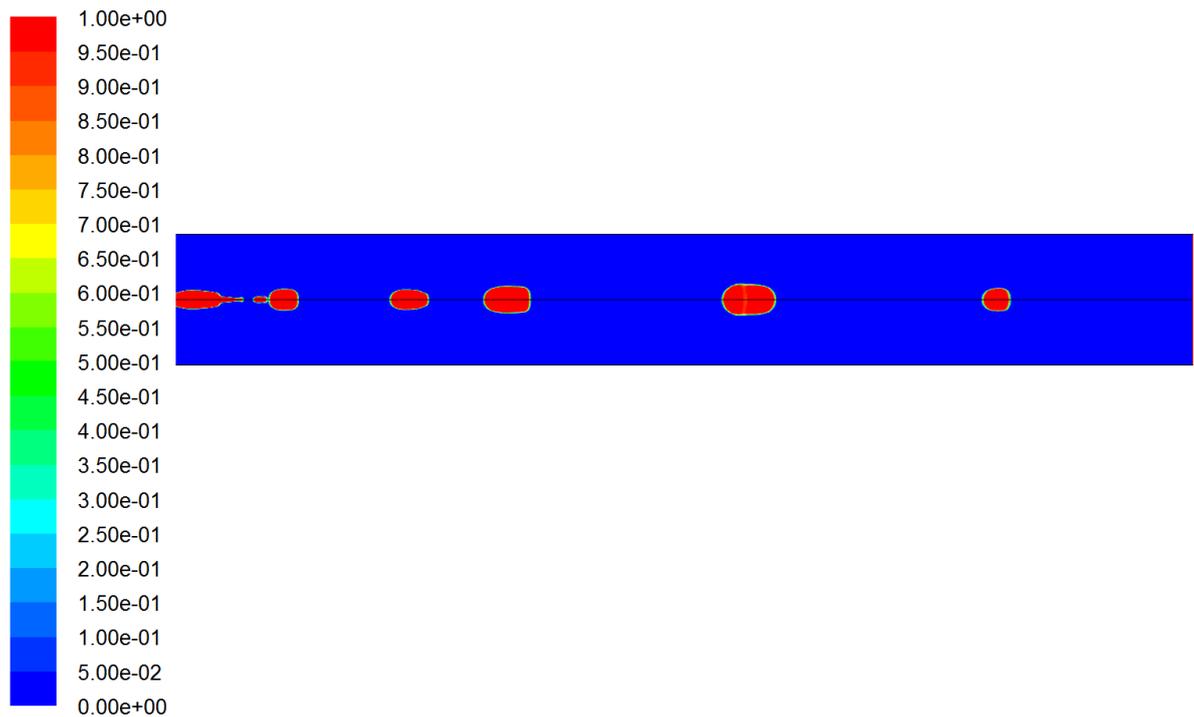
Contours of Volume fraction (agua) (Time=2.9607e-02)

FLUENT 6.3 (axi, dp, pbns, vof, lam, unsteady)

Jun 23, 2010

Figura 36. Representación del contorno de fracción másica de agua para $We=25$ durante el transitorio.

Si se analiza la zona de la salida de la tobera, se verá el chorro sin llegar a romperse, pero se puede apreciar como las inestabilidades provocan que en distancias de una longitud de onda el estrechamiento vaya aumentando progresivamente, hasta llegar a un punto en el que se romperá el chorro, formándose la gota como hemos visto en las figuras anteriores. El proceso de aumento del estrechamiento se puede apreciar en la figura 37, examinando con detalle la figura en base a lo que acabamos de comentar:



Contours of Volume fraction (agua) (Time=2.9607e-02) Jun 23, 2010
FLUENT 6.3 (axi, dp, pbns, vof, lam, unsteady)

Figura 37. Representación del contorno de fracción másica de agua para $We=25$ en la región de formación del chorro.

Como se ha comentado en apartados anteriores, después de realizar las simulaciones, se han postprocesado los datos en Matlab. Los programas empleados en el postproceso se recogen en el anexo de este documento. A continuación se muestran los resultados obtenidos de dicho estudio:

➤ Longitud de onda frente al número de Weber.

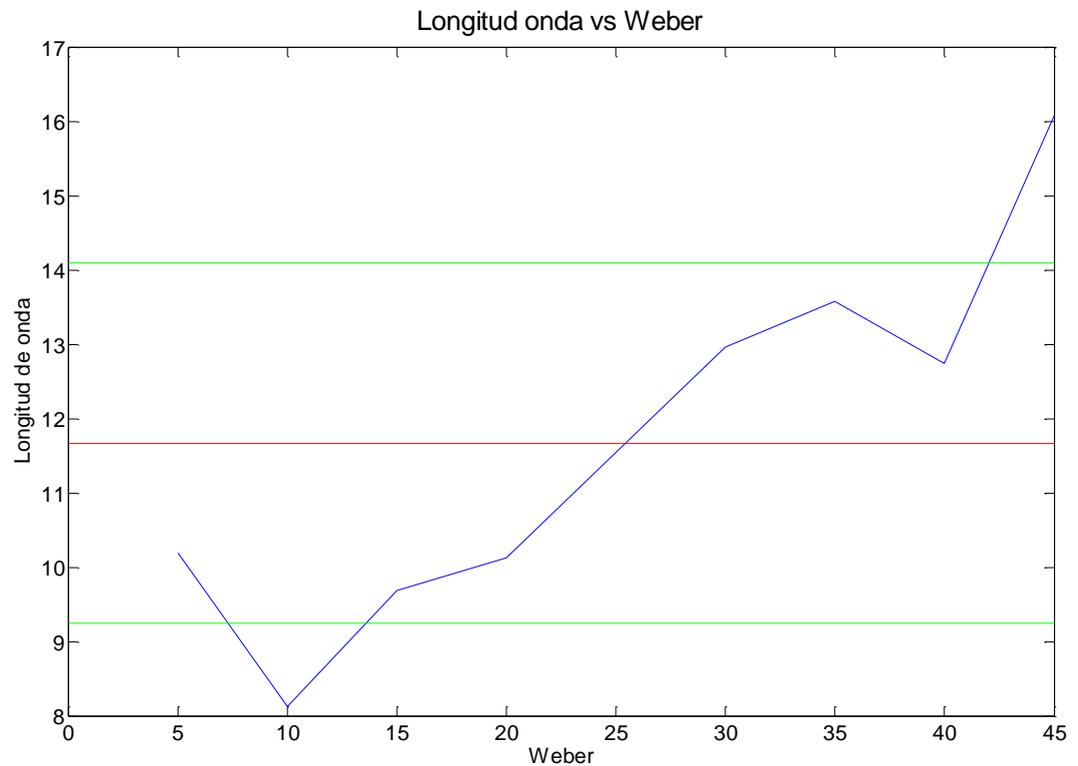


Figura 38. Representación de la longitud de onda que gobierna el problema frente al número de Weber.

En la figura 38 se recoge el valor de la longitud de onda del problema para cada uno de los números de Weber que se han simulado. A la vista de la figura se aprecia una tendencia ascendente. Si se calcula la longitud de onda media (adimensional con el radio de la tobera) de las simulaciones se obtiene un valor de:

$$\boxed{\frac{\lambda}{a} = 11.67} \quad (48)$$

Si se compara con lo expuesto sobre la teoría de Rayleigh, se observa que la longitud de onda adimensional óptima, es del mismo orden que la que hemos obtenido aquí, por lo que se puede afirmar que se están formando las inestabilidades que realmente se quieren estudiar.

➤ Longitud de rotura frente a la raíz del número de Weber

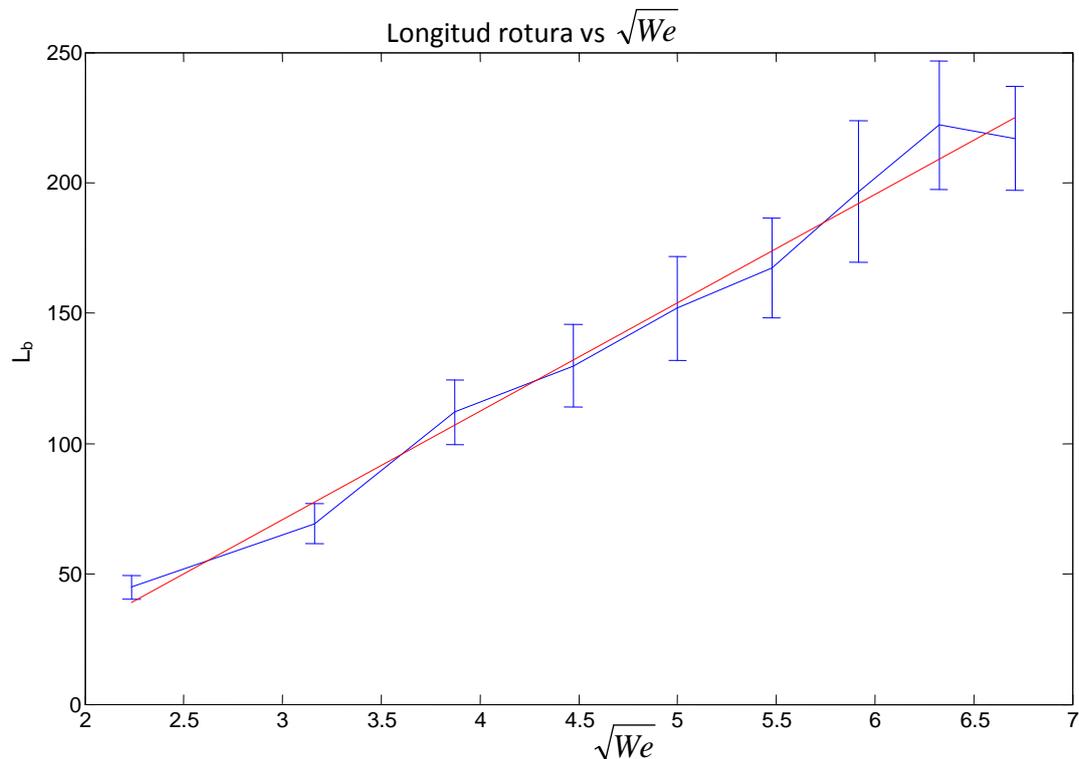


Figura 39. Representación de la longitud de rotura adimensional con respecto a la raíz del número de Weber.

En la figura 39 se muestra la evolución de la longitud de rotura L_b en función del número de Weber. La evolución como puede apreciarse es ascendente y una forma prácticamente lineal. En rojo se ha representado la recta que se mejor se ajusta a los datos, con un coeficiente de correlación del 98%, y que se refleja en la siguiente ecuación:

$$L_b = 41.58\sqrt{We} - 53.79 \quad (49)$$

Se aprecia en el resultado, que la pendiente de la recta es mayor que la que obtuvieron en otros experimentos anteriores como se vio al principio de este documento. Citando por ejemplo el experimento de Y. Pan & K. Suga (2006), su pendiente era en torno a 14. Por tanto en lo obtenido aquí se aprecia la misma tendencia lineal, pero más acentuada, por lo que la longitud intacta del chorro en este caso es mayor que la obtenida en experimentos pasados. Una posible razón de que en el presente ensayo, el chorro más tarde que en otros ensayos,

puede ser que en el presente estudio no se ha introducido forzado y las perturbaciones producidas son exclusivamente ruido numérico.

➤ Diámetro equivalente de las gotas frente a la raíz número de Weber

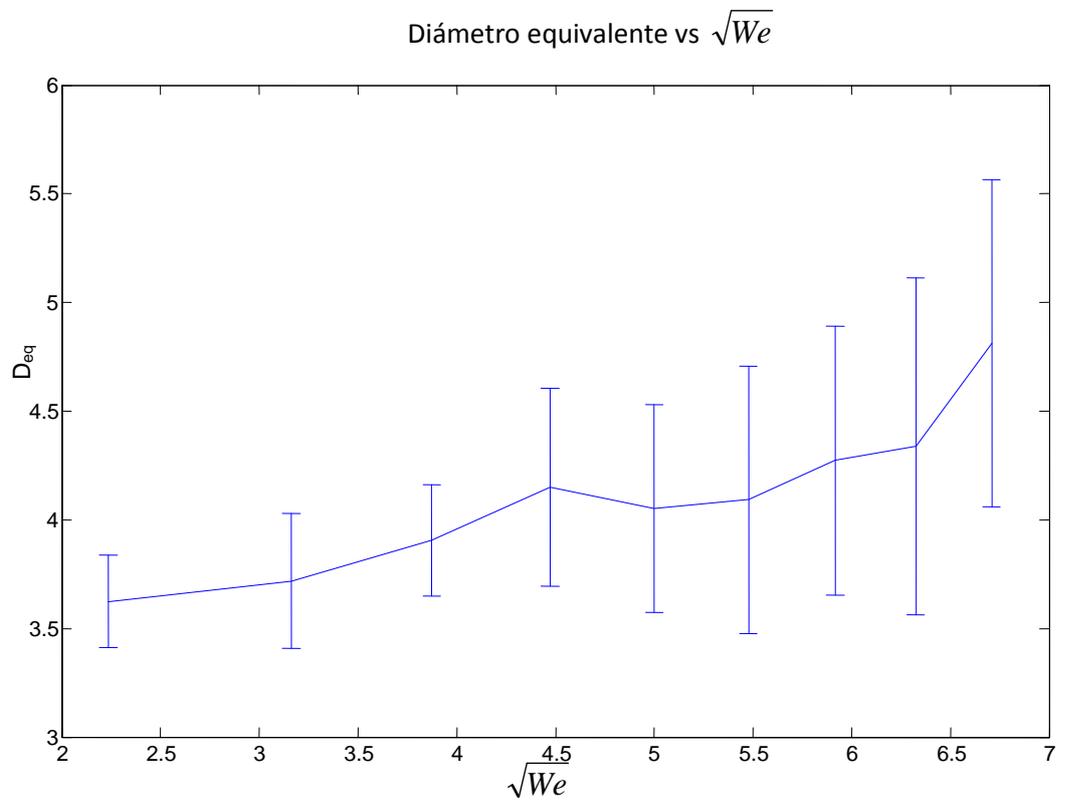


Figura 40. Representación del diámetro equivalente adimensional en función de la raíz del número de Weber.

El diámetro equivalente en función de la raíz del Weber se representa en la figura 40. Como puede apreciarse, la tendencia es que el tamaño de las gotas sea mayor según aumenta el número de Weber. Este fenómeno puede explicarse si se tiene en cuenta que las inestabilidades del proceso producen mayores estrechamientos en casos de mayor velocidad, por lo que la rotura puede producirse dejando una gota de mayor tamaño.

4. INFLUENCIA DEL PERFIL INICIAL

En el apartado anterior, se estudió el problema de rotura de chorros con perfil de velocidad uniforme a la entrada, que sirvió en particular para validar las simulaciones numéricas realizadas en este trabajo. En un caso de inyectores largos, el perfil de velocidad a la entrada, tendría forma parabólica, siempre y cuando la longitud del tubo sea superior a la longitud de entrada necesaria para que el perfil de velocidad tome la forma parabólica, que aproximadamente tiene un valor típico de $0.24Re \cdot a$. Este fenómeno altera los resultados hasta ahora obtenidos, por lo que requiere de un estudio separado.

4.1. IMPLEMENTACIÓN EN FLUENT DEL PERFIL PARABÓLICO PARA LA VELOCIDAD

La implementación de este caso es idéntica a la implementación realizada para el caso de perfil uniforme, salvo por el cambio de la condición de contorno de la velocidad a la entrada. En este apartado la condición de contorno se definirá, no como una constante, sino como una función UDF, puesto que la condición para la velocidad es distinta en cada punto de la sección de entrada de la tobera. Tal y como se aprecia en el planteamiento del problema de la figura 2, la dirección vertical queda determinada en función de la coordenada y . La velocidad a la entrada será por lo tanto, una función de la coordenada y , siendo la velocidad para $y=0$ $U=2U_c$, siendo U_c la velocidad media determinada por el número de Weber del problema, y se tendrá velocidad cero en $y=a$, es decir, en la pared de la tobera. Con estas condiciones la velocidad a la entrada se formulará como:

$$U = 2U_c \left(1 - y^2 / a^2\right) \quad (50)$$

Este perfil de velocidad, pintado en la entrada tiene una forma parabólica, como puede verse en la figura 41:

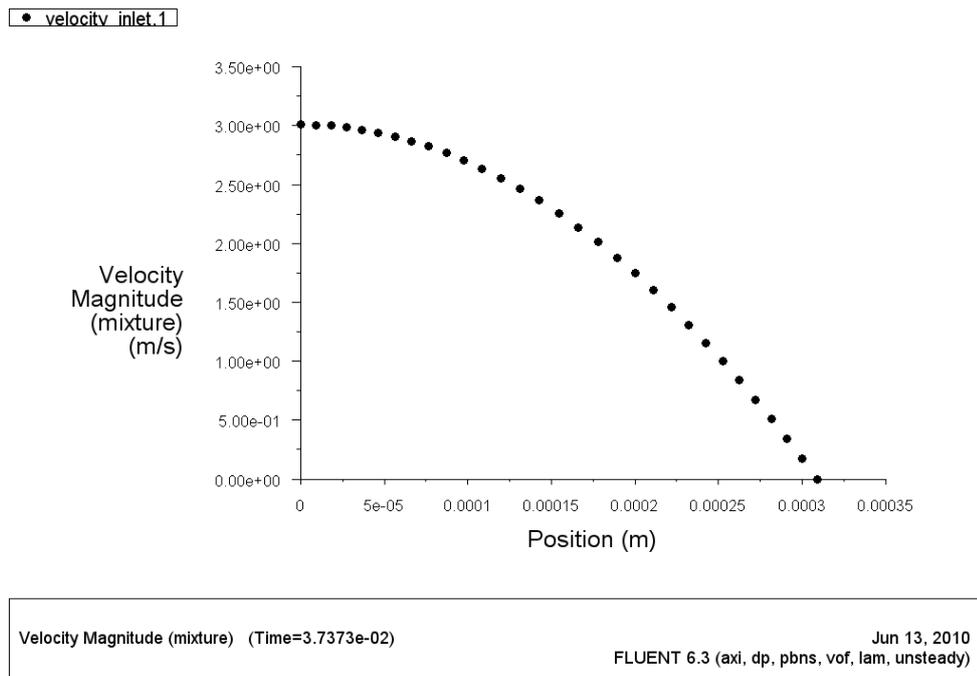


Figura 41. Representación de la velocidad a la entrada con perfil parabólico.

Como ya se ha mencionado, para implementar esta condición en Fluent, se recurre al uso de una UDF. Lo primero que se realizara será la propia UDF en un editor de notas cuya forma y contenido se recoge en los anexos de este documento. Una vez realizada la UDF, se interpretara en Fluent, indicando el directorio donde se encuentra, tal y como se muestra en la figura 42:

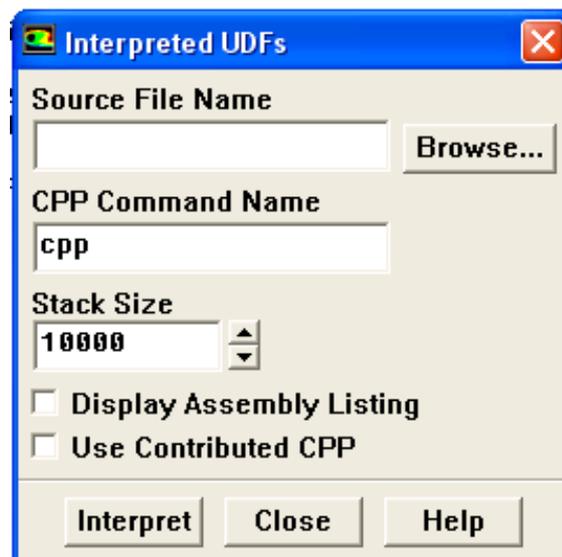


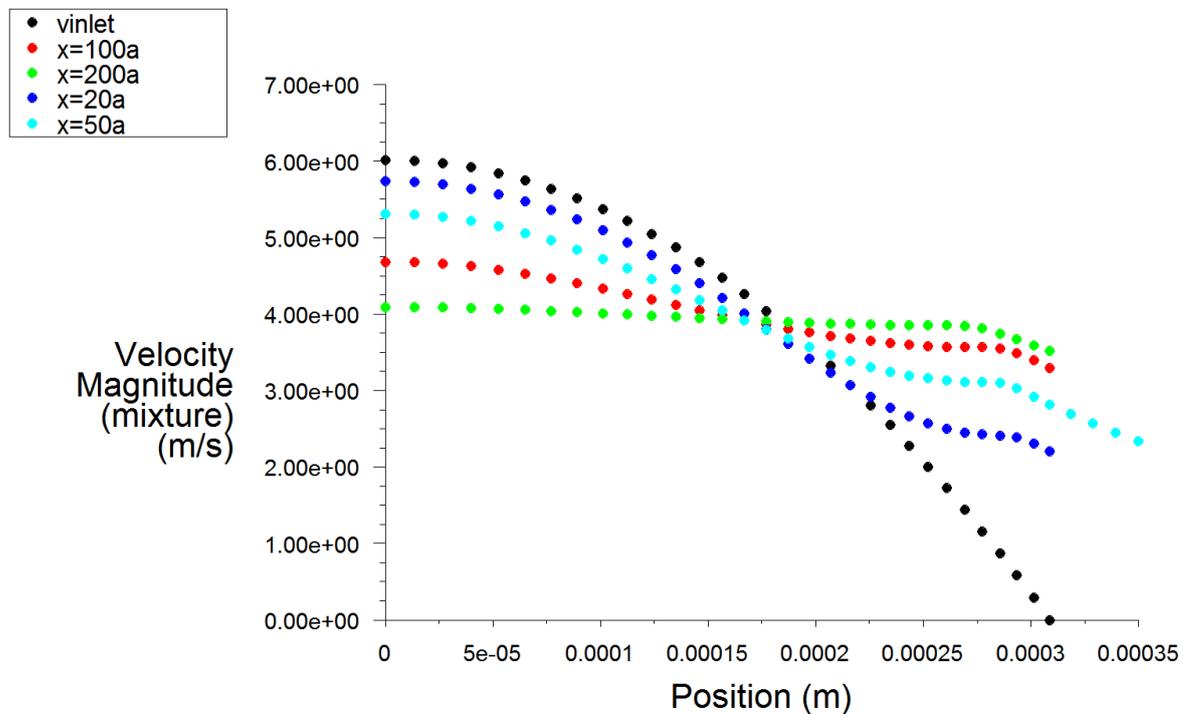
Figura 42. Cuadro de diálogo de Fluent para interpretar una UDF.

Una vez que se ha interpretado la UDF, se definirá la condición de contorno para la velocidad, eligiendo la opción UDF en lugar de velocidad constante que viene por defecto, tal y como se vio en la figura 25. El resto de pasos para la obtención de la solución son equivalentes a los realizados en el apartado de validación.

4.2. VALIDACIÓN DEL MODELO PARABÓLICO

En esta sección se pretende dar validez a los resultados obtenidos, comparando los resultados propios con simulaciones anteriores, como las comentadas en este documento y también con la comprobación y el estudio de la solución.

Como se vio en la figura 41 el perfil de velocidad a la entrada se ha impuesto parabólico. Si las simulaciones transcurren correctamente, el perfil parabólico deberá relajarse lejos de la salida, teniendo finalmente un perfil uniforme para la velocidad. Este efecto de relajación puede apreciarse si se pinta el perfil de velocidad, para diferentes valores de x , como se recoge en la figura 43:



Velocity Magnitude (mixture) (Time=1.4799e-01)

Jun 23, 2010
FLUENT 6.3 (axi, dp, pbns, vof, lam, unsteady)

Figura 43. Representación del perfil de velocidad a diferentes distancias de la salida.

Donde $vinlet$ es la velocidad que se tiene en la entrada de la tobera. En la figura se aprecia lo que antes se había anticipado, sobre la relajación del perfil de velocidad. En la entrada de la tobera tenemos un perfil de velocidad totalmente parabólico, y puede verse que según nos alejamos de la salida de la tobera, el perfil de velocidad va perdiendo su forma parabólica, hasta tener una forma prácticamente lineal para distancias lejanas a la salida de la tobera. Típicamente se espera que el perfil se haga uniforme para una distancia típica del producto $x=Re \cdot a$. Para los perfiles de velocidad representados en la figura 43, teniendo un número de Weber de 40, se corresponde

con un valor de $x=Re \cdot a$ de $x=120$ aproximadamente. Si se compara este resultado con el obtenido en la figura 43, se aprecia que para un valor de $x=100$, el perfil se ha relajado casi en su totalidad y que para $x=200$ el perfil se encuentra totalmente relajado.

Se ha visto que el chorro se comporta como se esperaba en un principio. Realizando las simulaciones con la malla empleada en el caso anterior, obtendríamos la solución para el caso de perfil parabólico de velocidad. Este procedimiento es válido para casos en los que el número de Weber es pequeño, ya que a partir de cierto número de Weber, la rotura del chorro no se produce dentro del dominio delimitado por la malla inicial. Este suceso implica la necesidad de emplear una malla más larga, para los casos en los que la rotura del chorro no se produzca dentro del dominio. La nueva malla será necesario validarla, para asegurarnos que los resultados obtenidos son los mismos que los que se hubieran obtenido con la malla inicial.

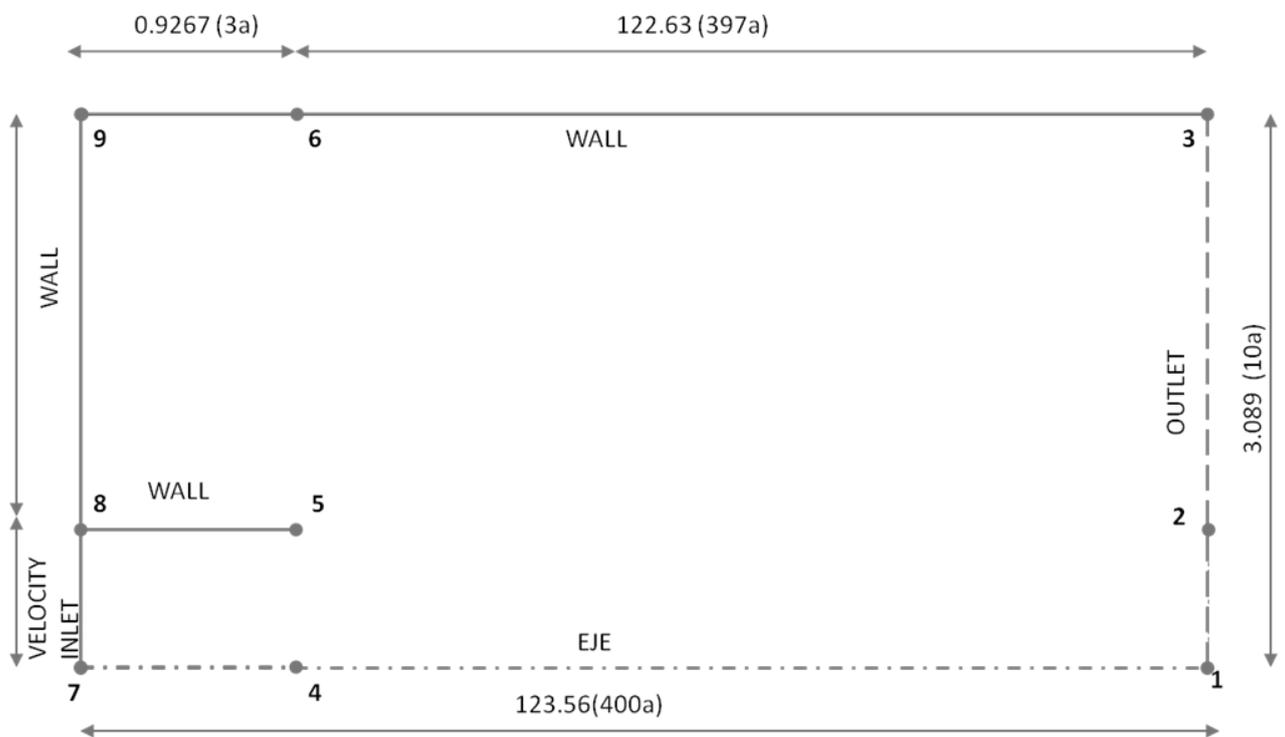


Figura 43. Geometría empleada para el caso de perfil parabólico.

Las características de la malla que se ha empleado en el este apartado se recogen en la tabla 3:

RECTAS	NÚMERO NODOS	RATIO
7-8,4-5,1-2	30	1.02
9-8,6-5,3-2	50	1.06
9-6,8-5,7-4	40	1.025
3-6,2-5,1-4	1800	1.0017

Tabla 3. Distribución de nodos en la malla alargada.

Una vez construida la nueva malla, se va a proceder a validar la nueva malla para poder utilizarla. Para valida la malla, se va a resolver un caso concreto para ambas mallas para un número de Weber bajo. Si la nueva malla es válida, el resultado debe ser similar al obtenido en la malla anterior. Para realizar esta validación, se va a resolver el caso de Weber 10, cuyos resultados para ambas gráficas se recoge en la tabla 4:

Magnitud	Malla L=300a	Malla L=400a
Longitud de onda λ	14.25 (3.54)	15.36 (3.33)
Longitud de rotura L_b	102.65 (6.66)	99.81 (7.59)
Diámetro equivalente	3.96 (0.48)	3.79 (0.35)

Tabla 4. Resultados de la validación de la malla larga (L=400a).

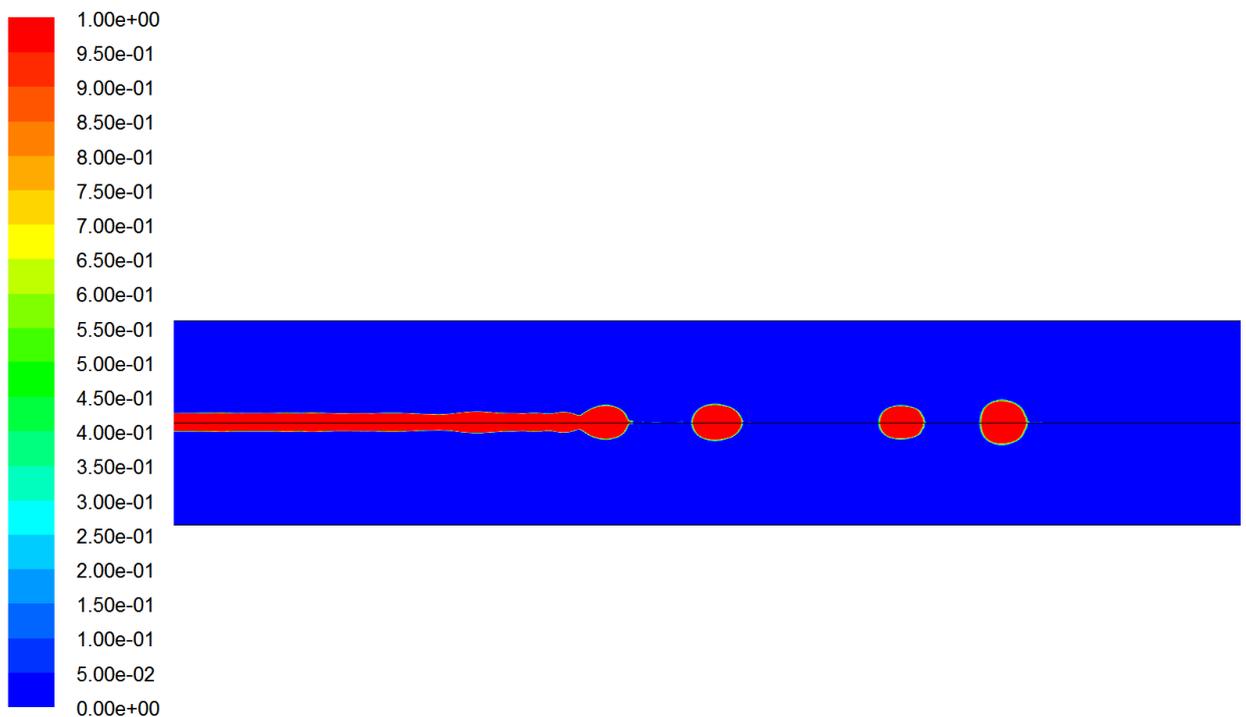
Donde entre paréntesis se ha representado la desviación típica de cada magnitud. Como se puede apreciar en la tabla 4, no hay evidencias que permitan rechazar la nueva malla, ya que la diferencia de resultados entre ambas mallas difiere en menor cantidad que la desviación típica. Por tanto la nueva malla construida es capaz de simular correctamente el proceso de rotura de chorros capilares que se estudia en este artículo.

4.3. PRESENTACIÓN DE LOS RESULTADOS

En esta sección donde se implementa el problema con perfil parabólico a la entrada, se ha omitido el apartado de procesamiento de los datos, puesto que es idéntico al que se hizo en la parte de validación (ver sección 3.3). Por tanto en lo que resta de trabajo, no se volverá a mencionar como se ha realizado la parte de postproceso, al ser idéntico en todas las secciones.

A continuación se presentan los resultados para el caso de tener un perfil de velocidad parabólico a la entrada.

➤ We=5

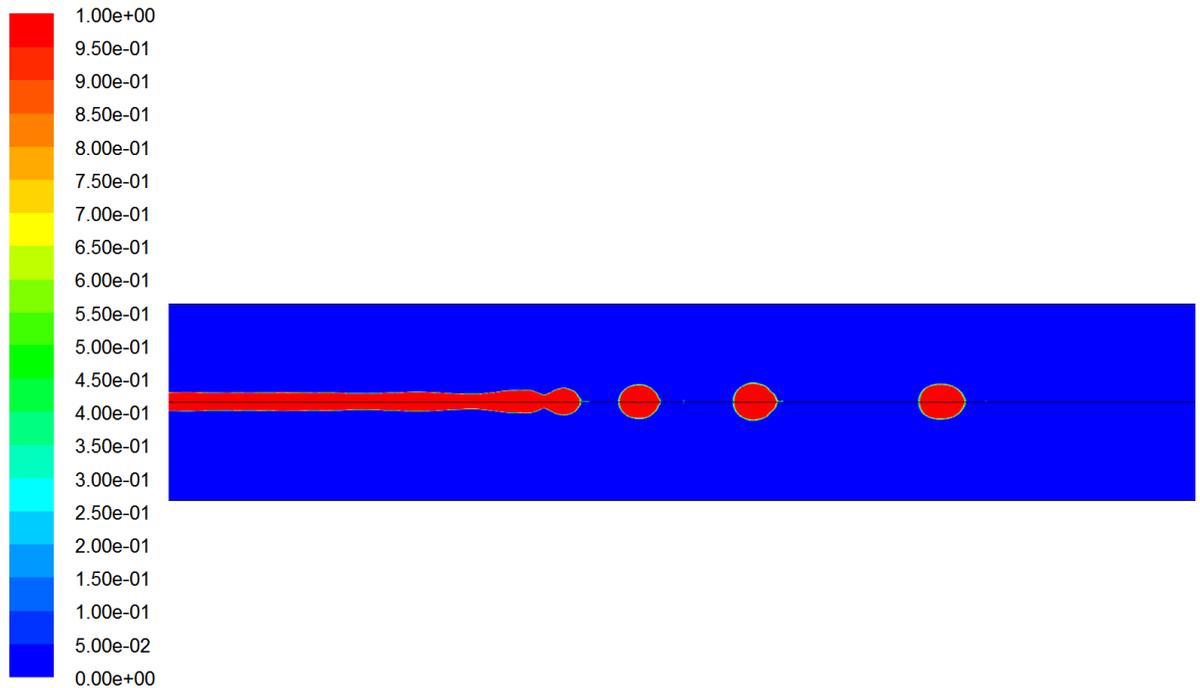


Contours of Volume fraction (agua) (Time=9.3253e-02)

Jun 23, 2010
FLUENT 6.3 (axi, dp, pbns, vof, lam, unsteady)

Figura 45. Representación del contorno de fracción másica de agua para $We=5$ para el caso de perfil de velocidad parabólico en el estado estacionario.

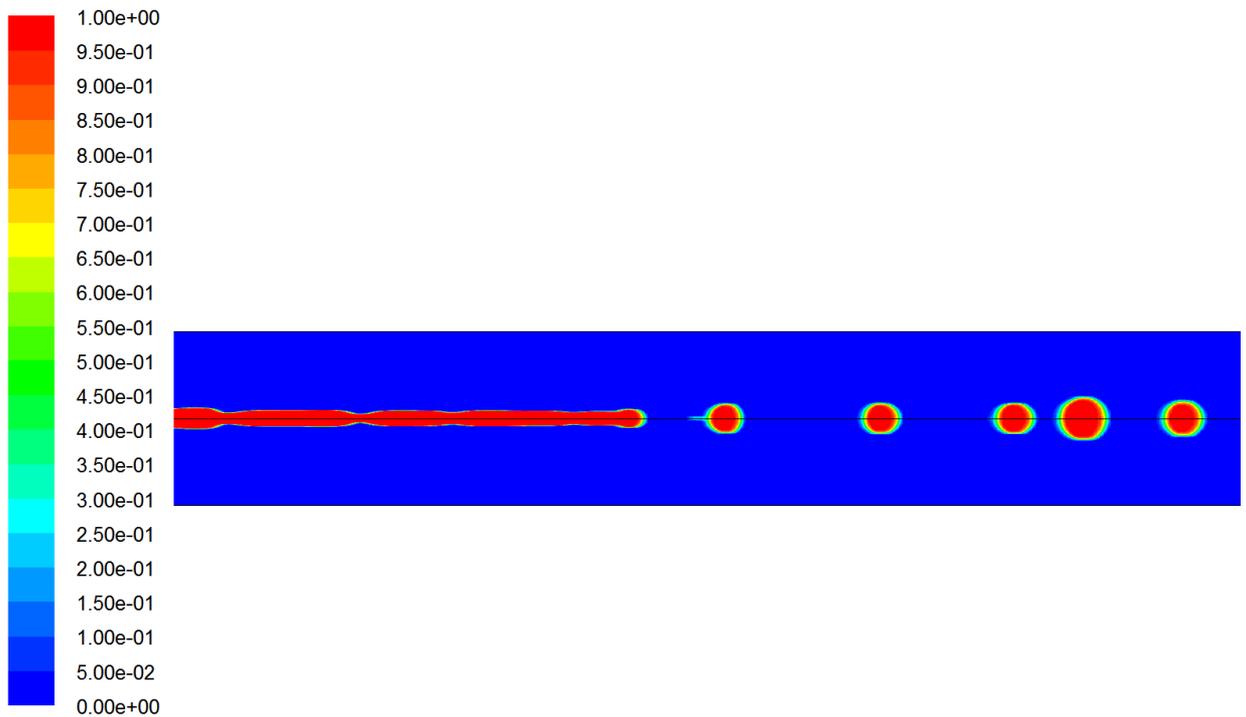
A la vista de la figura 45 y de los resultados obtenidos de las simulaciones, se aprecia un aumento en la longitud intacta del chorro. Este fenómeno se debe al cambio del perfil de velocidad, de uniforme a parabólico. Al tener un perfil parabólico, el chorro es más estable, provocando que las perturbaciones sean menores y por lo tanto que la formación de la gota se produzca más tarde. Este mismo fenómeno provoca que la formación de gotas en el transitorio sea también más uniforme, tal y como se aprecia en la figura 46:



Contours of Volume fraction (agua) (Time=2.1145e-02)

Jun 23, 2010
FLUENT 6.3 (axi, dp, pbns, vof, lam, unsteady)

Figura 46. Representación del contorno de fracción másica de agua para $We=5$ para el caso de perfil de velocidad parabólico en el estado transitorio.

➤ We=30

Contours of Volume fraction (agua) (Time=1.3036e-01)

Jun 23, 2010
FLUENT 6.3 (axi, dp, pbns, vof, lam, unsteady)

Figura 47. Representación del contorno de fracción másica de agua para $We=30$ para el caso de perfil de velocidad parabólico en el estado estacionario.

En la figura 47 se puede observar que las gotas formadas son más alargadas que en el caso de $We=5$, debido a la mayor velocidad que se tiene a la entrada. Al tener una velocidad mayor el chorro se alarga más que en el caso anterior.

Durante el estado transitorio además de tener las irregularidades vistas en figuras anteriores, también se producirá un avance del frente del chorro, hasta llegar al estado estacionario en el que la longitud del chorro se mantendrá entre unos valores que variarán durante la formación de las gotas. Esta evolución temporal del chorro, es tal como la que se muestra en la figura 48:

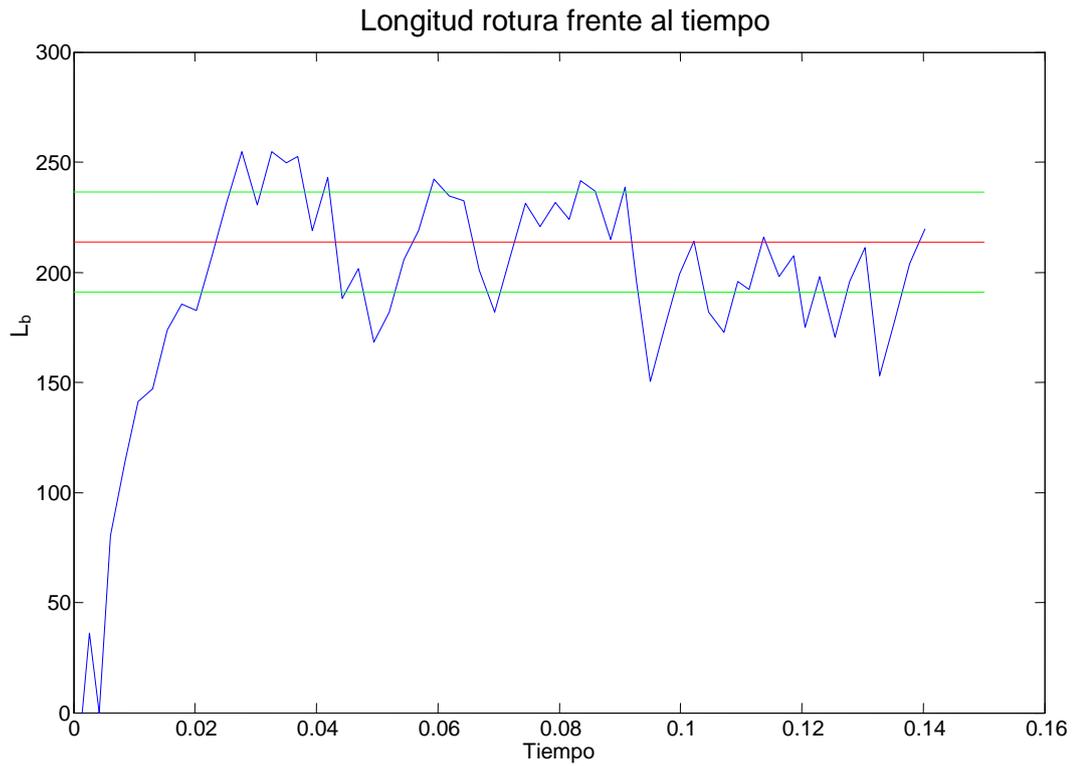


Figura 48. Representación de la longitud de rotura frente al tiempo para $We=30$, en el caso de perfil de velocidad parabólico.

En rojo se ha descrito la longitud media de rotura y en verde se ha tomado una desviación típica con respecto de la media.

➤ Longitud de onda frente al número de Weber.

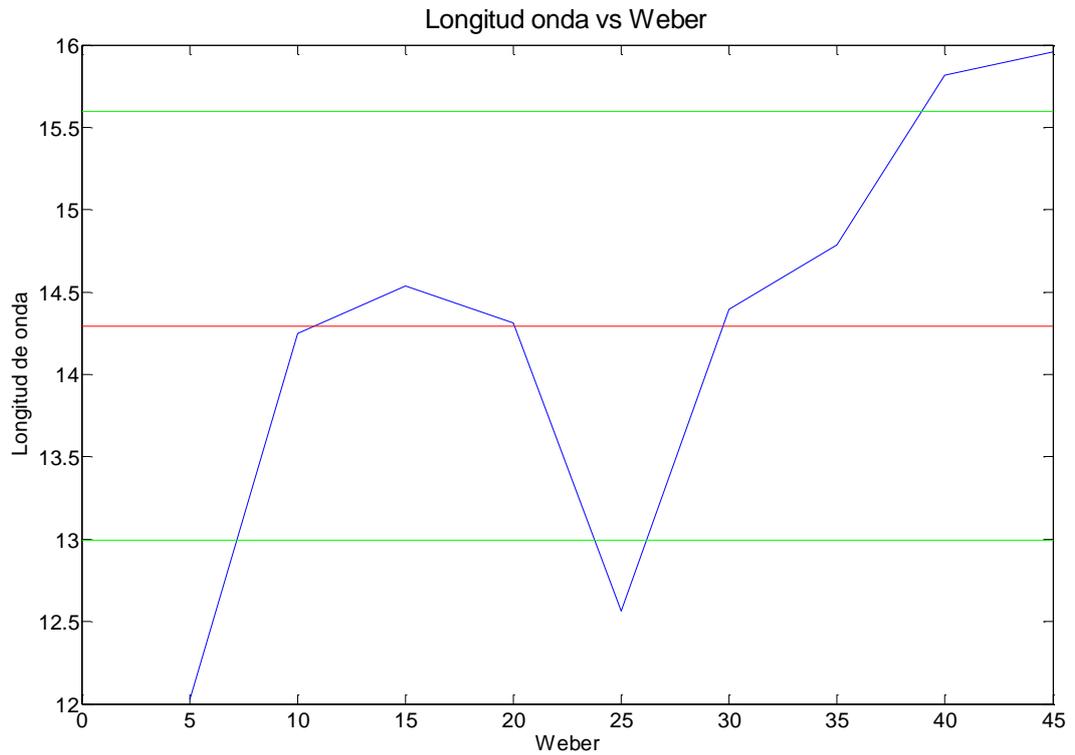


Figura 49. Representación de la longitud de onda que gobierna el problema frente al número de Weber.

Como ocurría en el apartado de perfil de velocidad uniforme, la longitud de onda del proceso no tiene, aparentemente, ninguna relación determinada con el número de Weber, aunque si se aprecia una cierta tendencia a tender longitudes de onda mayores con el aumento del número de Weber. Lo que si se aprecia en este caso, a la vista de la figura 49, es que la longitud de onda media de las simulaciones es mayor para el caso de perfil parabólico para la velocidad que en el caso de perfil uniforme. La longitud de onda media, adimensionalizada con el radio de la tobera para este caso, resulta ser:

$$\boxed{\frac{\lambda}{a} = 14.29} \quad (51)$$

➤ Longitud de rotura frente a la raíz del número de Weber.

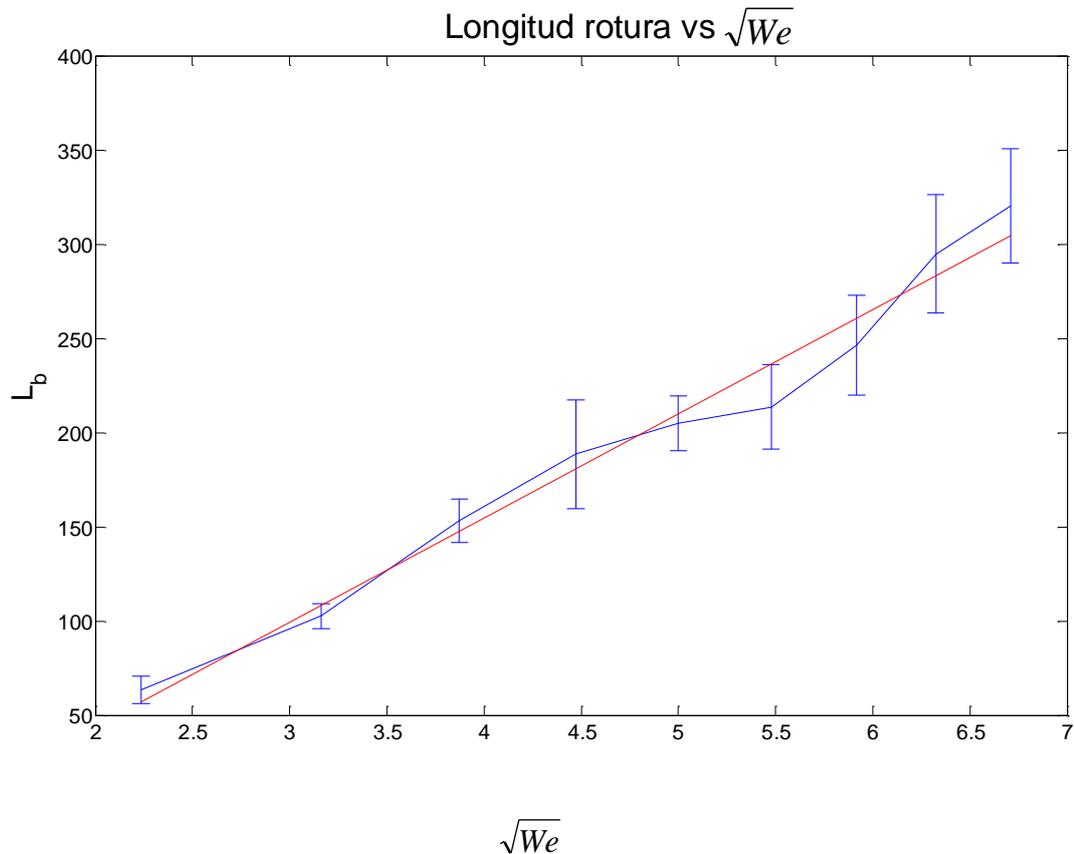


Figura 50. Representación de la longitud de rotura adimensional con respecto a la raíz del número de Weber, en el caso de perfil de velocidad parabólico.

En la figura 50 puede apreciarse la variación de la longitud de rotura frente al número de Weber, que aparentemente tiene una relación lineal, como se aprecia comparando los resultados con la recta de regresión obtenida, representada en color rojo en la figura 50. La ecuación de la recta de regresión se describe en la siguiente ecuación:

$$L_b = 55.37 \cdot \sqrt{We} - 66.95 \quad (52)$$

Si se compara esta ecuación con la ecuación 49 obtenida para un perfil de velocidad uniforme, se aprecia que aunque ambas describen un comportamiento lineal de la longitud de rotura, en el caso parabólico la pendiente de la recta de regresión es mayor. Esto era esperable debido a que en el caso parabólico, la longitud de rotura es mayor que en el caso de perfil uniforme.

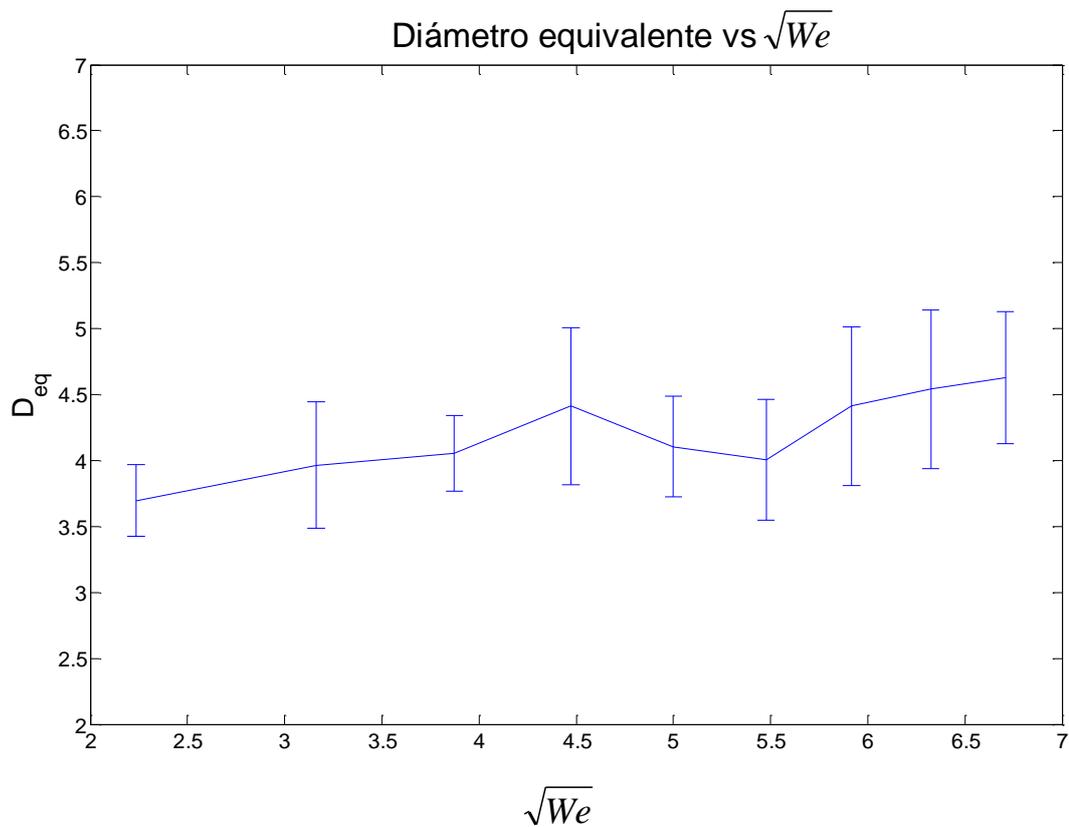
➤ Diámetro equivalente de las gotas frente a la raíz número de Weber.

Figura 51. Representación del diámetro equivalente adimensional en función de la raíz del número de Weber para el caso de perfil parabólico para la velocidad.

A la vista de la figura 51 se ve la evolución del diámetro equivalente con el Weber. Aunque no se puede deducir una relación clara, se aprecia una ligera tendencia a tener gotas de mayor tamaño con mayores números de Weber.

➤ Comparación del caso de perfil de velocidad uniforme y parabólico.

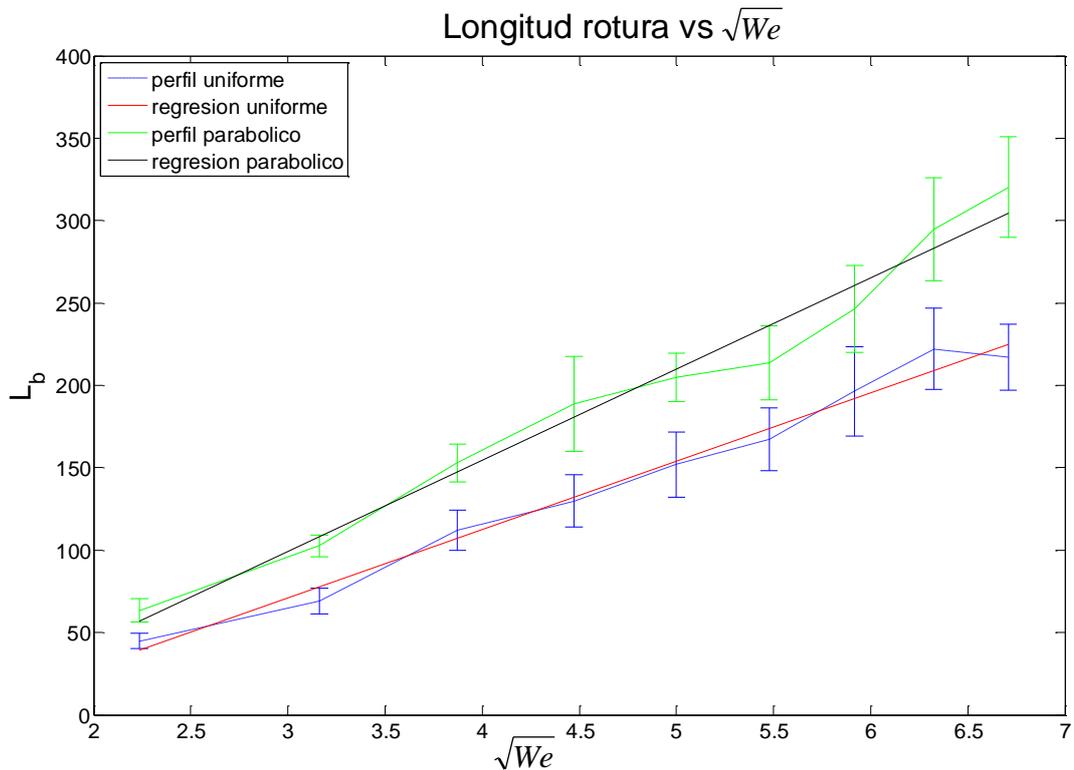


Figura 52. Representación de la longitud de rotura del chorro frente a la raíz del número de Weber para el caso de perfil uniforme para la velocidad y perfil parabólico.

En la figura 52 se ha representado en verde el caso de perfil parabólico y en azul el caso de perfil uniforme para la velocidad. Como se puede apreciar a la vista de la figura, en ambos casos el comportamiento de la longitud de rotura adimensional frente a la raíz del número de Weber, es lineal. La mayor diferencia es que en el caso parabólico la recta que relaciona ambas rectas tiene mayor pendiente, lo que provoca que a medida que aumenta el número de Weber, las rectas se vayan alejando entre sí. Esta mayor pendiente se debe a que en el caso de perfil de velocidad parabólico, el chorro tarda más en romperse debido a que es más estable que el caso de perfil de velocidad uniforme. Por tanto los resultados obtenidos son coherentes con lo que se podía esperar.

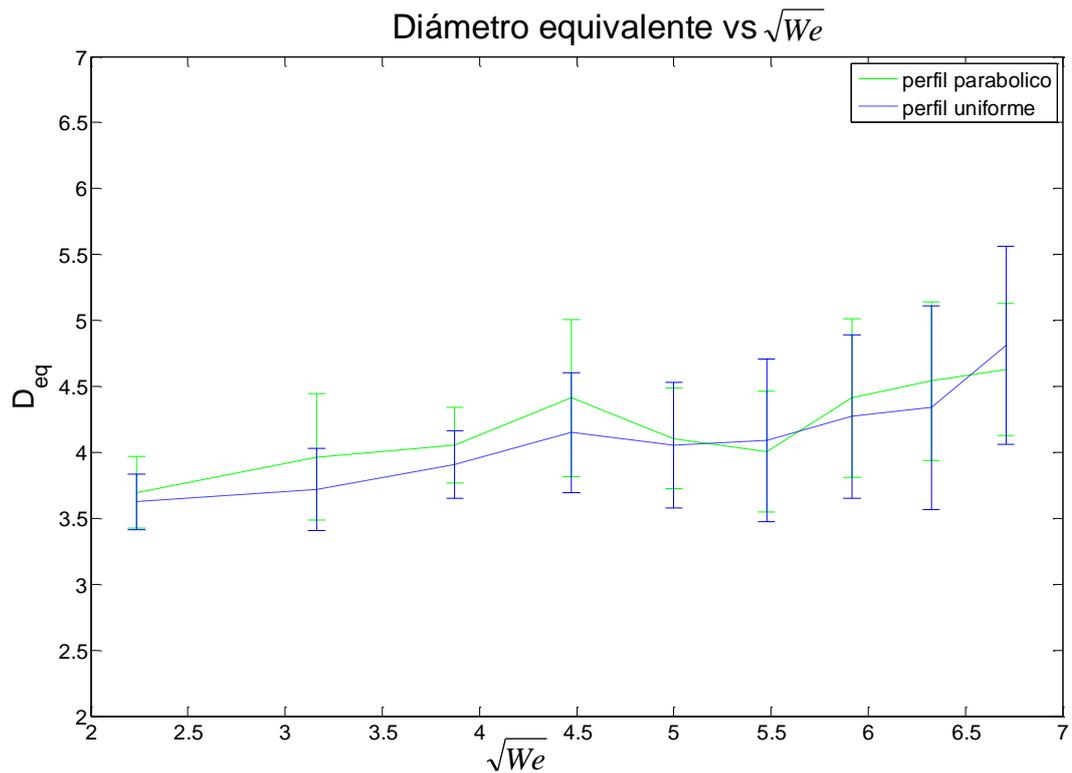


Figura 53. Representación del diámetro equivalente de la primera gota frente a la raíz del número de Weber para el caso de perfil uniforme para la velocidad y perfil parabólico.

Al igual que en la figura 52, en la figura 53 se ha representado en azul el caso de perfil de velocidad uniforme y en verde se ha representado el caso de perfil de velocidad parabólico. Aunque en ambos casos no existe una relación clara del tamaño de las gotas con la raíz del número de Weber, si se aprecia una tendencia a tener gotas de mayor volumen para números de Weber más altos. Comparando los diferentes perfiles de velocidad empleados, se puede afirmar que, en general, con el perfil parabólico, las gotas formadas a partir del chorro son de mayor tamaño.

➤ Comparación con resultados anteriores.

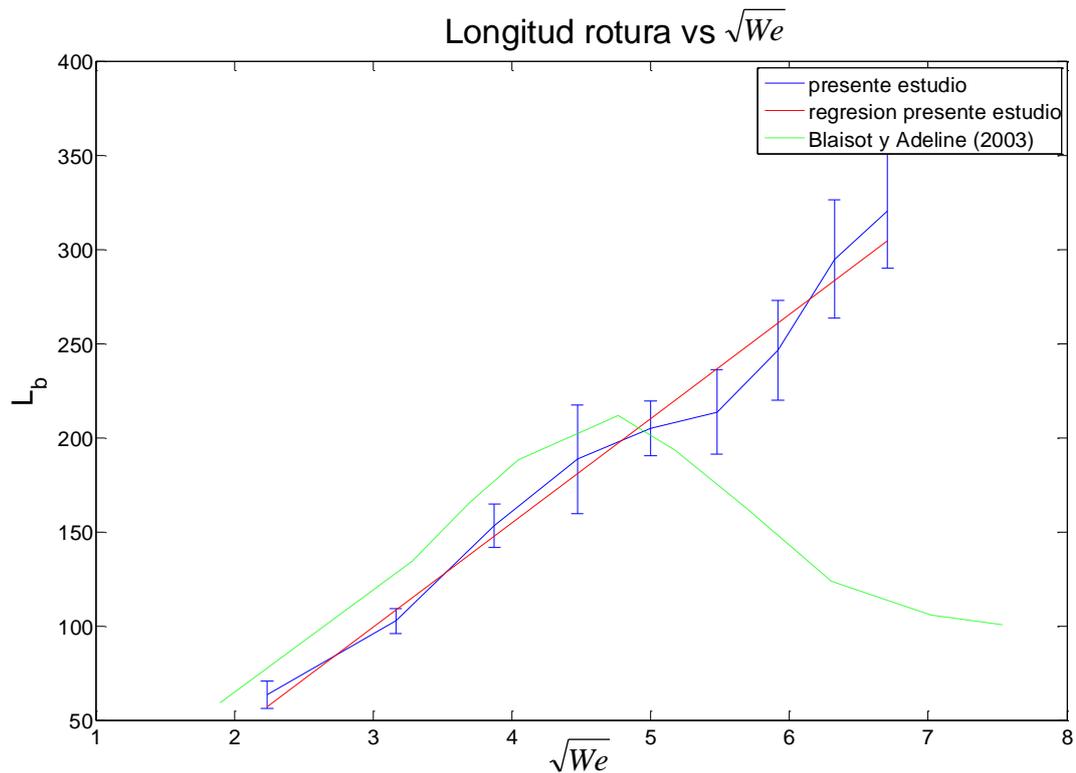


Figura 54. Representación de la longitud de rotura frente a la raíz del número de Weber para este estudio y para el caso del ensayo de Blaisot y Adeline (2003).

Como se comentó en la primera sección de este documento, Blaisot y Adeline realizaron simulaciones similares a la llevada aquí a cabo. La mayor diferencia entre ambos experimentos radica en que Blaisot y Adeline realizaron ensayos experimentales tomando fotografías a un chorro, mientras que en el presente estudio se han realizado unas simulaciones numéricas mediante ordenador.

A la vista de la gráfica de la figura 54, vemos que tanto el ensayo de Blaisot y Adeline, como el presente ensayo, describen un comportamiento lineal de la longitud de rotura del chorro frente a la raíz del Weber, pero a partir de un cierto número de Weber, Blaisot y Adeline predicen una caída de la longitud de rotura adimensional, suceso que en el presente estudio no ocurre.

Observando la figura 54 con detenimiento, puede llevar a pensar que el ensayo que aquí se ha realizado obtiene los mismos resultados que Blaisot y Adeline, pero con la gráfica desplazada hacia la derecha, lo que también puede llevar a pensar que si en este ensayo se hubiera aumentado aun más el número de Weber, se hubiera encontrado una disminución de la longitud de rotura adimensional. Debido a este posible razonamiento se ha realizado una simulación con la malla de geometría descrita en la figura 44, cuya longitud es de 400 radios de tobera, para un número de Weber de 100. En dichas simulaciones la rotura no se

produjo dentro del dominio, por lo que, aunque no se puede predecir con exactitud a qué distancia rompe el chorro para un número de Weber de 100, pero si se puede afirmar con seguridad, que en nuestro caso, la longitud de rotura aumenta con la raíz del número de Weber al menos hasta los límites estudiados.

5. EFECTO DE LA GRAVEDAD

5.1. INTRODUCCIÓN

En esta parte del proyecto, se va a llevar a cabo el estudio de la influencia de la gravedad en la estabilidad y rotura de chorros capilares. Bajo el efecto de la gravedad, se estudiará el proceso de transición de chorro a goteo puro (Jetting to Dripping) y el proceso inverso, de goteo puro a formación de chorro (Dripping to Jetting). Conviene tener en cuenta que se ha denominado goteo puro, al proceso en el que las gotas se forman directamente en la salida de la tobera sin llegarse a formar chorro. Para realizar el estudio de la influencia de la gravedad se variará, además del número de Weber, el número de Bond.

Al variar el número de Bond, variará el radio de la tobera. Dadas al principio del documento las propiedades empleadas para el aire y el agua, se recogen en la tabla 5, los diferentes radios de tobera para los números de Bond que vamos a estudiar:

Número de Bond	Radio de la tobera (mm)
0.5	1.93
0.25	1.36
0.1	0.86
0.05	0.609
0.012	0.309

Tabla 5. Valores de los diferentes radios de tobera para cada número de Bond.

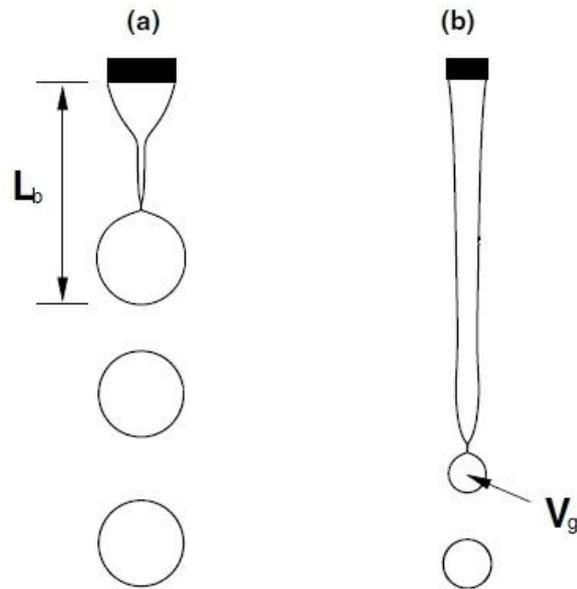


Figura 55. Representación de los diferentes modos posibles dentro del estudio con influencia de la gravedad. (a) Estado de dripping. (b) Estado de jetting.

En la figura 55 se muestra la diferencia entre el caso de dripping y de jetting. En el caso de dripping, como se aprecia en la figura, las gotas se forman directamente en la salida de la tobera, mientras que en el caso de jetting las gotas se forman a partir de un chorro que se forme a la salida de la tobera.

5.2. IMPLEMENTACIÓN EN FLUENT

Hay ciertos aspectos de la implementación en Fluent que cambian con respecto a los casos estudiados anteriormente. Una de ellas son las condiciones de operación, en las que en este caso, hay que tener en cuenta la gravedad, a la cual le hemos asignado el valor de 9.81 y que hemos tomado en la dirección del eje del chorro y con el mismo sentido que el mismo, tal y como se recoge en la figura 56:

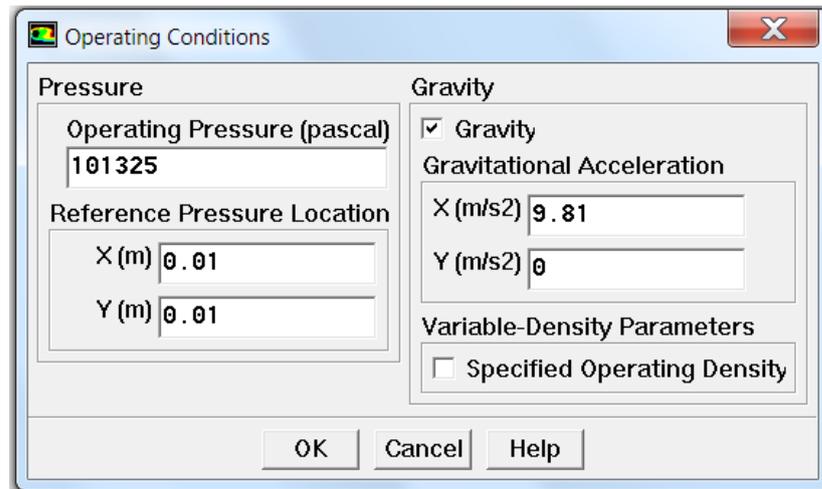


Figura 56. Condiciones de operación en Fluent para el caso de influencia de la gravedad.

Otro aspecto de la implementación que también es necesario modificar, es el tipo de modelo VOF, pues para este apartado hay que tener en cuenta las fuerzas másicas en la formulación. Por lo tanto en el menú de modelo multifásico, mostrado en la figura 57, se ha seleccionado la formulación implícita de las fuerzas másicas, según recomendación del manual de Fluent para casos en que las fuerzas másicas son importantes.

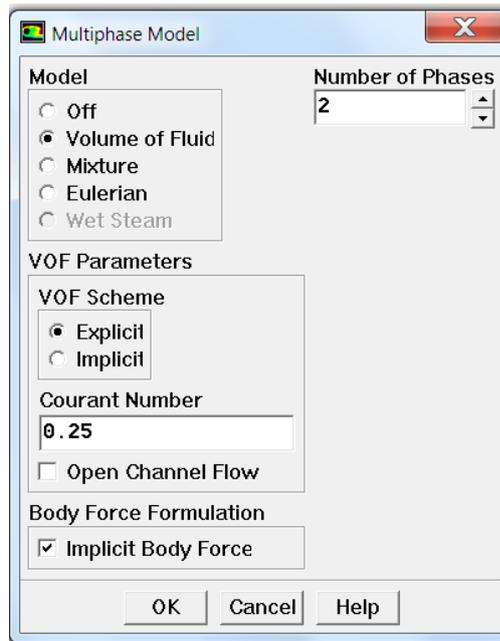


Figura 57. Cuadro de elección del modelo multifásico en Fluent.

Además de esto, es necesario cambiar el método de cálculo de la presión, puesto que hay que tener en cuenta las fuerzas másicas, por lo que se elegirá el método Body Force Weighted, recomendado por Fluent para casos como el presente. Este método se selecciona en panel de Solutions Controls de Fluent, mostrado en la figura 58:

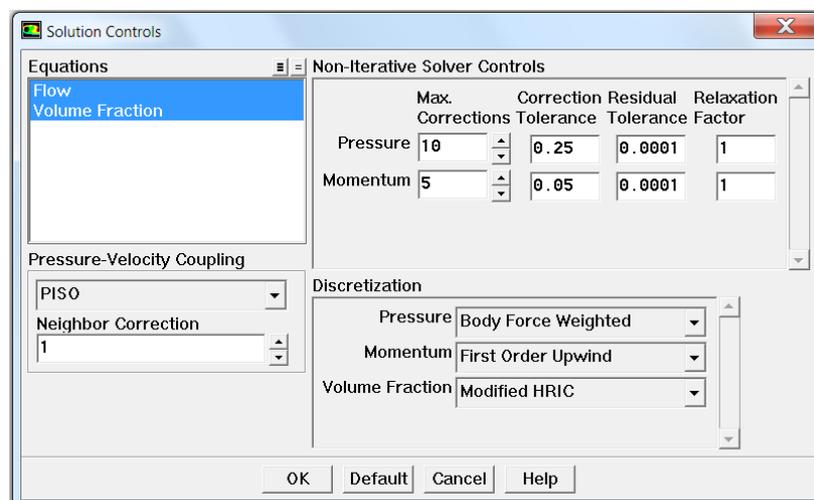


Figura 58. Panel de tipos de discretización.

Una vez realizados estos cambios, la solución se calcula igual que en los casos anteriores. Hay que tener en cuenta que para cada número de Bond que se emplee en el ensayo, habrá que tener un radio de tobera determinado. Para usar la misma malla en todos los casos, se reescalara la malla, teniendo en cada caso el radio que corresponda para el Bond determinado.

5.3. PRESENTACIÓN DE LOS RESULTADOS

➤ $Bo=0.5$

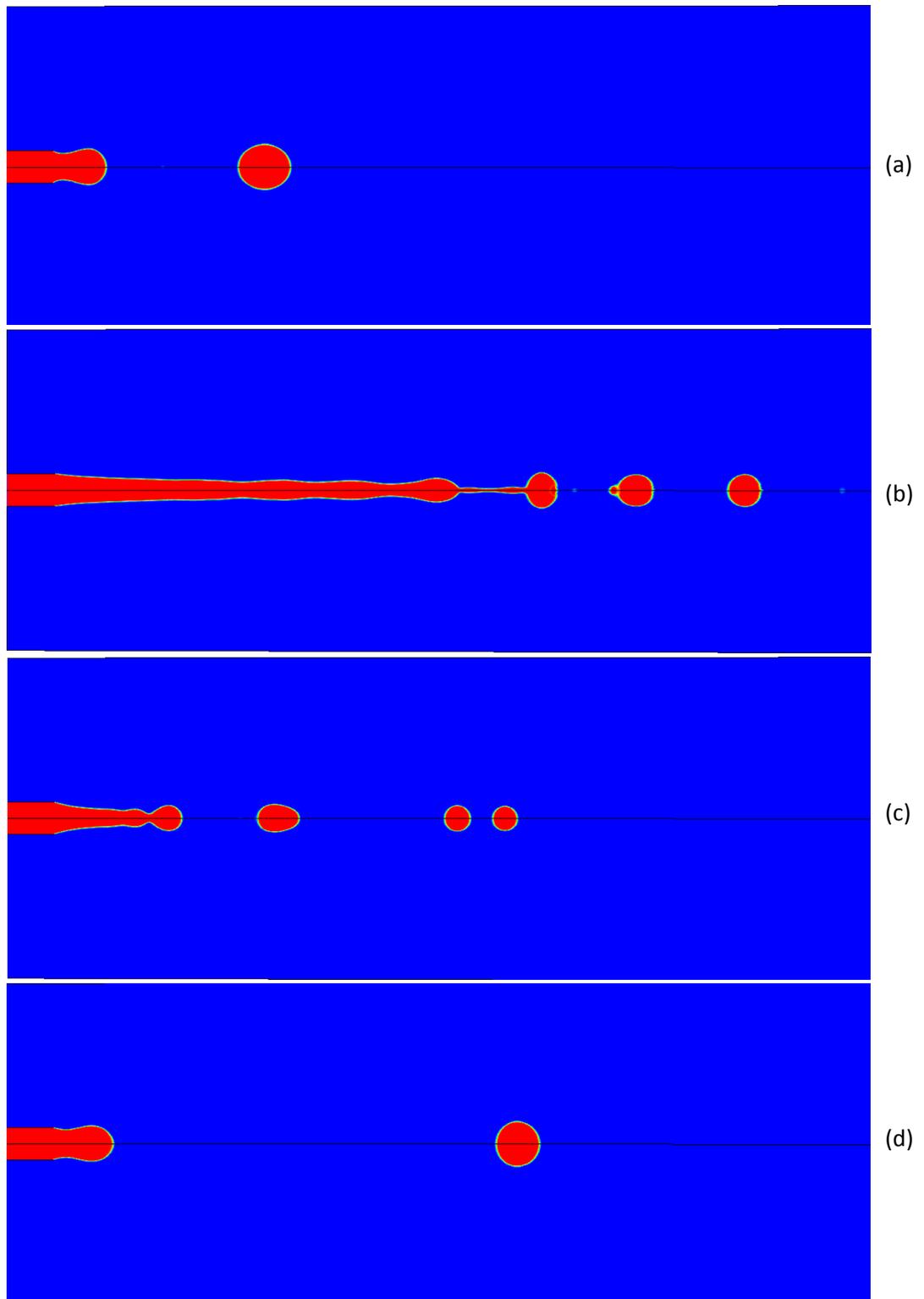


Figura 59. Representación de los contornos de fracción másica de agua para un número de Bond de 0.5 y distintos números de Weber: (a) $We=0.2$; (b) $We=1.2$; (c) $We=0.1$; (d) $We=0.08$;

En la figura 59, se han representado los contornos de fracción másica de agua para un número de Bond de 0.5. Se ha empezado con un caso de dripping (caso (a)), y aumentando el número de Weber se ha llegado a un estado de jetting como el del caso (b). Después partiendo del jetting se ha ido disminuyendo el número de Weber, pasando por un estrechamiento del chorro como se ve en caso (c), y después de disminuir aún más el número de Weber se ha llegado de nuevo a un estado de dripping, como se muestra en el caso (d).

Así en la figura 59 se muestra la secuencia de dripping a jetting y viceversa estudiada para un número de Bond de 0.05.

Si se retoma la definición de dripping y jetting descrita en la figura 55 y se compara con los resultados de la figura 59, se puede ver como se cumple, que la longitud de rotura es mayor en el caso de jetting y que el tamaño de las gotas es mayor en el caso de dripping.

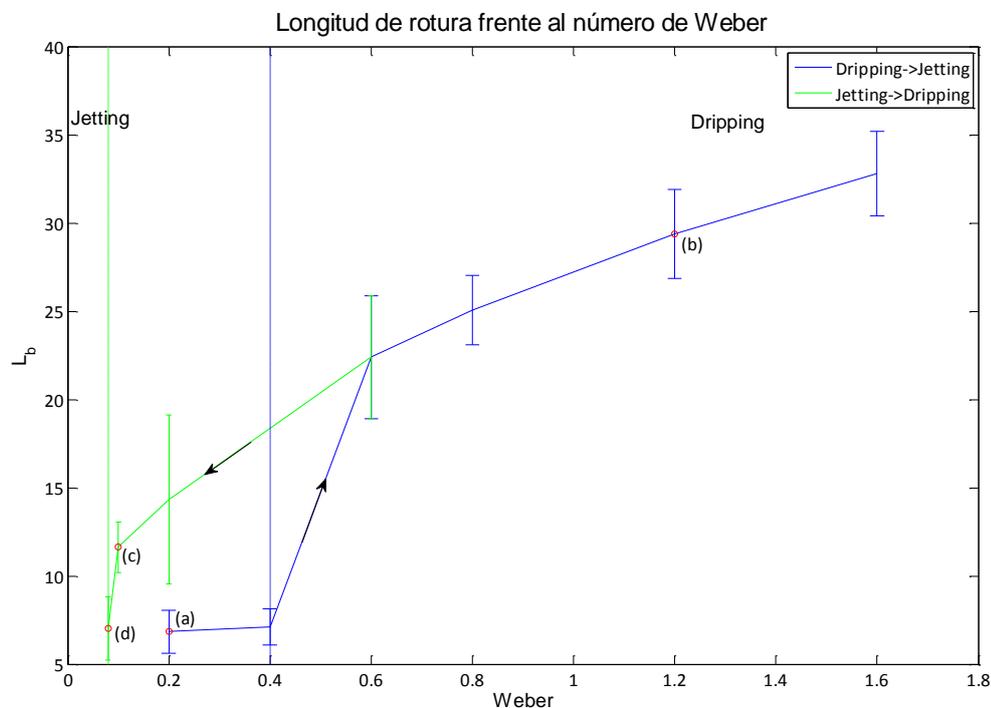


Figura 60. Representación de la longitud de rotura adimensional en función del número de Weber, para un número de Bond de 0.5.

En la figura 60 se ha representado la longitud de rotura dividida por el radio de la tobera en función del número de Weber para un número de Bond de 0.5, donde se ha representado la magnitud media de la longitud de rotura y se ha representado con barras la desviación típica de los resultados obtenidos. Además se ha indicado en rojo, los puntos para los que se han representado los contornos de fracción másica en la figura 59.

Las flechas indican el sentido hacia donde se va variando el número de Weber en el ensayo. Como se aprecia en la figura 60, para el caso de dripping -> jetting, se parte un número de Weber de 0.2 y se va aumentando hasta un número de Weber de 1.6. Para un número de Weber de 0.4 se tiene una recta que divide el gráfico en dos partes, separando la parte de

dripping de la de jetting durante esta transición. Al número de Weber que separa ambas partes se le denominará de aquí en adelante, número de Weber crítico y se denotará como We_c , estando el chorro para este número de Weber, todavía en estado de dripping. Esta notación se empleará de la misma forma para el resto de casos, por lo que de aquí en adelante, se limitará a explicar únicamente la parte técnica de los resultados.

Una vez analizada la transición dripping->jetting, se pasa a estudiar la transición en sentido inverso. Se parte de un número de Weber en el que se tenga jetting, en este caso se ha partido de un número de Weber de valor 1. Luego disminuyendo el número de Weber se llega a obtener un nuevo número de Weber crítico, inferior al obtenido en la transición dripping->jetting.

Como se observa en la figura 60, la longitud de rotura es siempre mayor en el caso de jetting. Pero además dentro del estado de jetting, se observa una mayor longitud de rotura L_b cuando vamos de jetting->dripping, que si se hace la transición en sentido inverso.

En la figura 61, se ha representado el diámetro equivalente adimensional, en función del número de Weber, para un número de Bond de 0.5, siguiendo el mismo proceso realizado para la longitud de rotura. A la vista de la figura 61, se observa un mayor tamaño de las gotas en el estado de dripping para ambas transiciones. Al igual que en la figura 60, se ha representado con líneas de trazos, la frontera entre dripping y jetting para las dos transiciones.

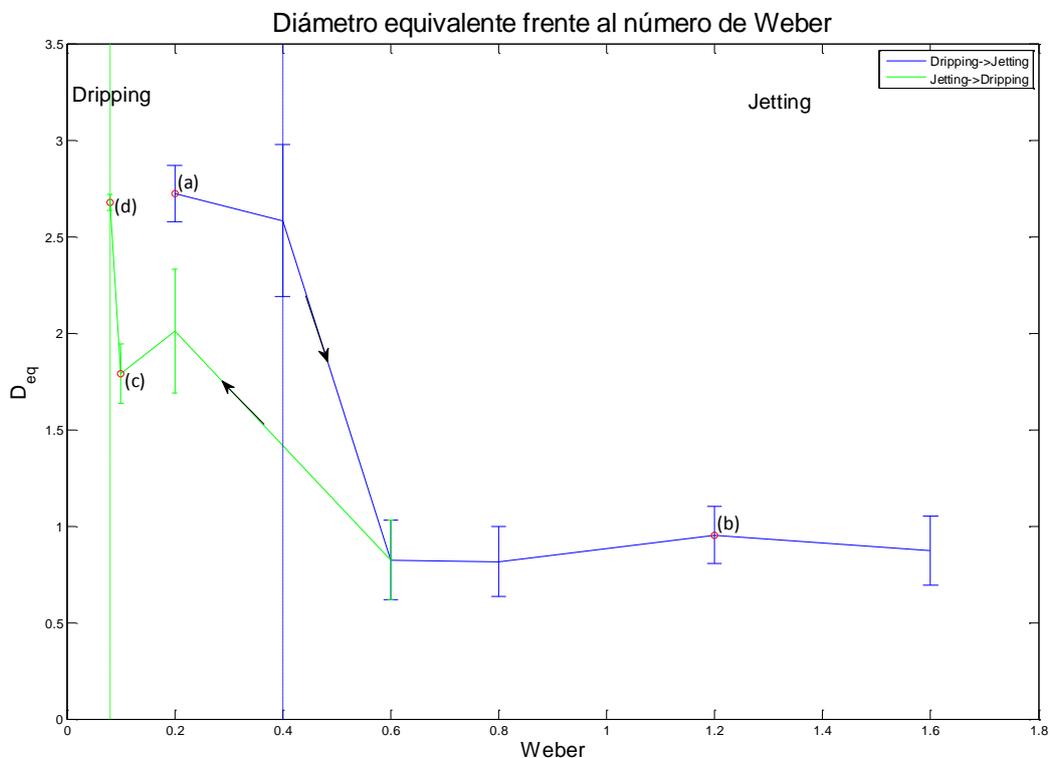


Figura 61. Representación del diámetro equivalente adimensional en función del número de Weber, para un número de Bond de 0.5.

➤ $Bo=0.25$

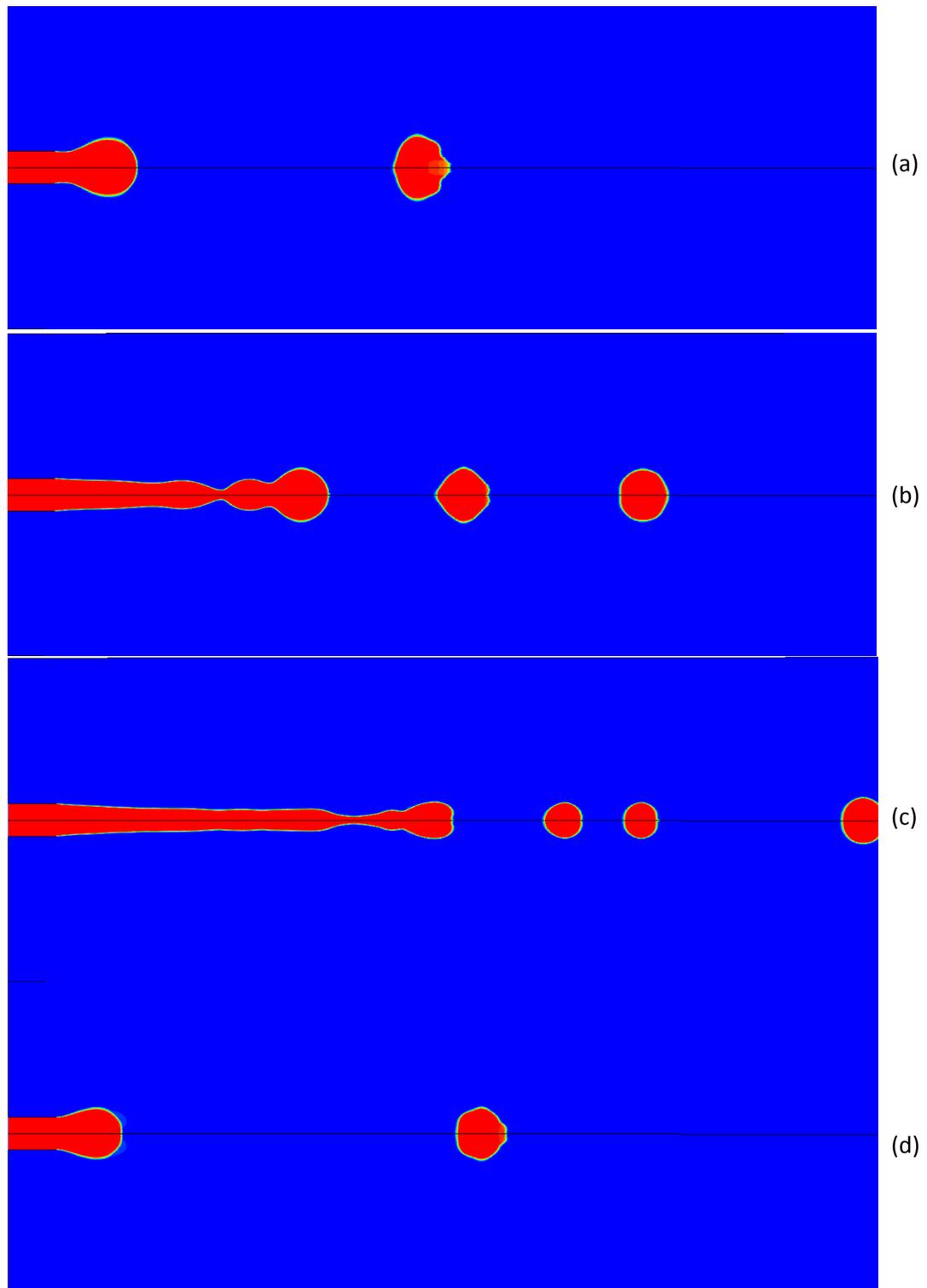


Figura 62. Representación de los contornos de fracción másica de agua para un número de Bond de 0.25 y distintos números de Weber: (a) $We=0.6$; (b) $We=1.4$; (c) $We=0.8$; (d) $We=0.2$;

En la figura 62 se muestran los contornos de fracción másica de agua, para el caso de un número de Bond de 0.25. Al igual que se ha realizado para el caso anterior, se ha empezado por un caso de dripping y se ha aumentado el número de Weber hasta llegar a jetting. Después, partiendo de uno de los casos de jetting, se ha ido disminuyendo el número de Weber, hasta volver a un estado de dripping. Según este proceso se han representado los contornos de fracción másica de agua que aparecen en la figura 61, es decir, que de (a)->(b) ocurre la transición dripping->jetting y de (c)->(d) ocurre la transición jetting->dripping.

De forma idéntica a como ocurría en el caso anterior, se puede apreciar el mayor tamaño de las gotas en el estado de dripping.

En la figura 63, se muestra la longitud de rotura L_b frente al número de Weber. Para la transición dripping->jetting, representada en azul, se ha partido de un número de Weber de 1.6 y se ha ido aumentando según el sentido de la flecha situada sobre el trazado azul. De igual forma se ha representado en verde la transición jetting->dripping, obteniendo para este caso un número de Weber crítico más pequeño. Al igual que en el caso de un número de Bond de valor 0.5, la longitud intacta del chorro es mayor durante la transición jetting->dripping, para un mismo número de Weber.

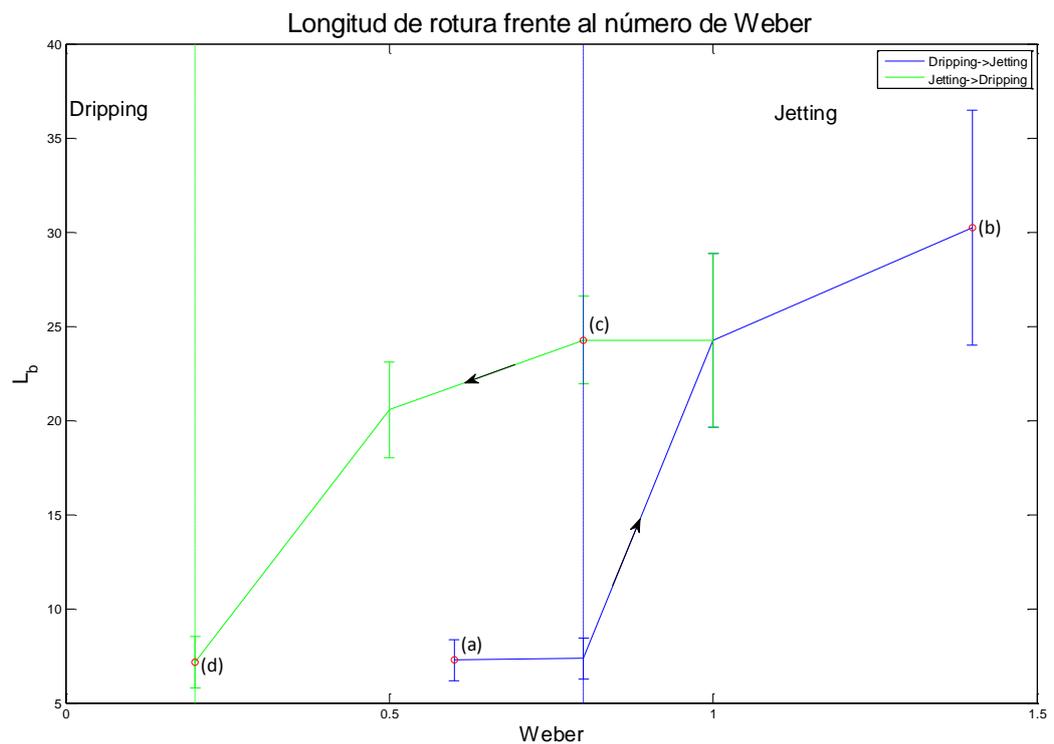


Figura 63. Representación de la longitud de rotura adimensional en función del número de Weber, para un número de Bond de 0.25.

En la figura 64 se puede observar la representación del diámetro equivalente adimensional, en función del número de Weber, para ambas transiciones, recogiendo en rojo, los puntos representados en la figura 62. Como en casos anteriores el tamaño de las gotas es mayor durante la transición dripping -> jetting para un mismo número de Weber.

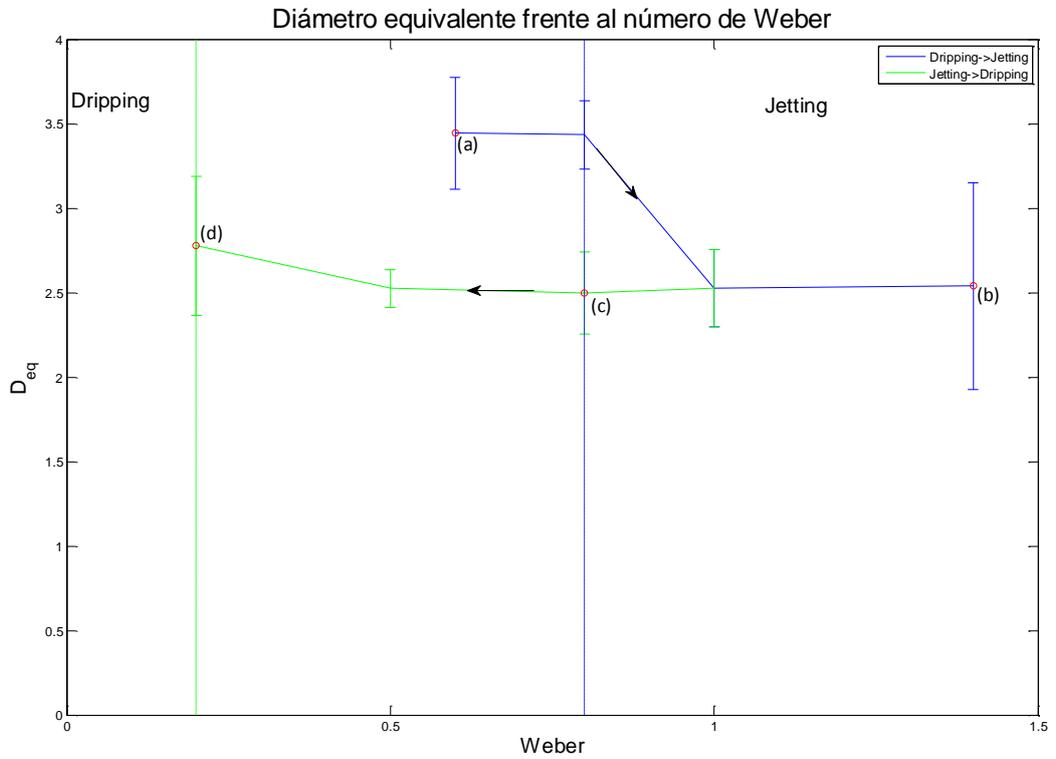


Figura 64. Representación del diámetro equivalente adimensional en función del número de Weber, para un número de Bond de 0.25.

➤ $Bo=0.1$

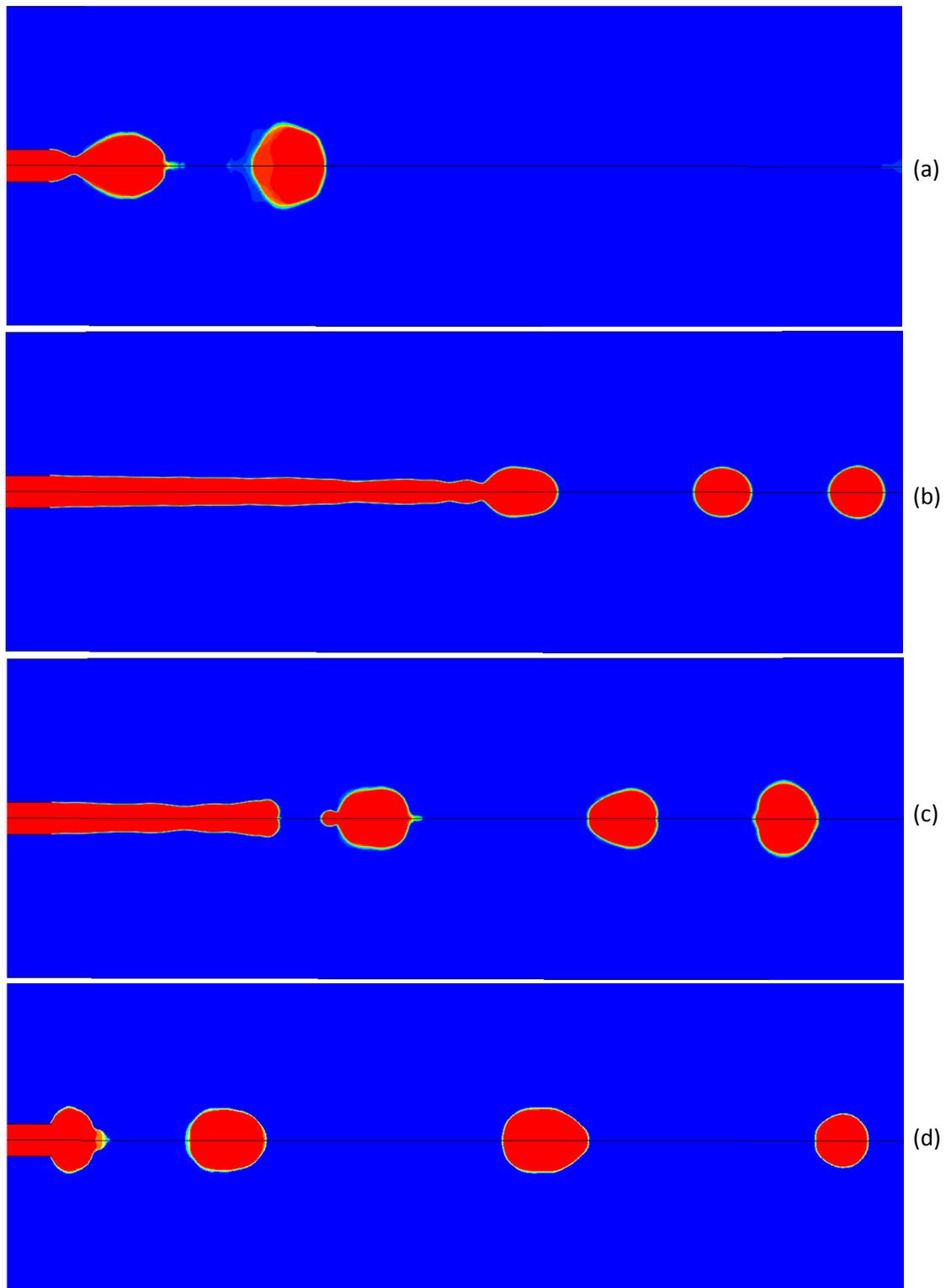


Figura 65. Representación de los contornos de fracción másica de agua para un número de Bond de 0.1 y distintos números de Weber: (a) $We=0.8$; (b) $We=2$; (c) $We=1.1$; (d) $We=0.7$;

En este caso se han realizado las mismas representaciones que en los casos anteriores, partiendo como siempre de un caso de dripping, llegando a un estado de jetting tras aumentar el número de Weber y posteriormente se alcanza el estado de dripping, partiendo de un caso de jetting y disminuyendo el número de Weber. El proceso de dripping \rightarrow jetting transcurre de los casos (a) \rightarrow (b), y el caso de jetting \rightarrow dripping se representa de (c) \rightarrow (d), de la figura 65.

En la figura 66 se ha vuelto a representar la longitud de rotura en función del número de Weber para ambas transiciones. Al igual que en casos anteriores se ha representado con una flecha el sentido hacia donde se ha ido variando el número de Weber.

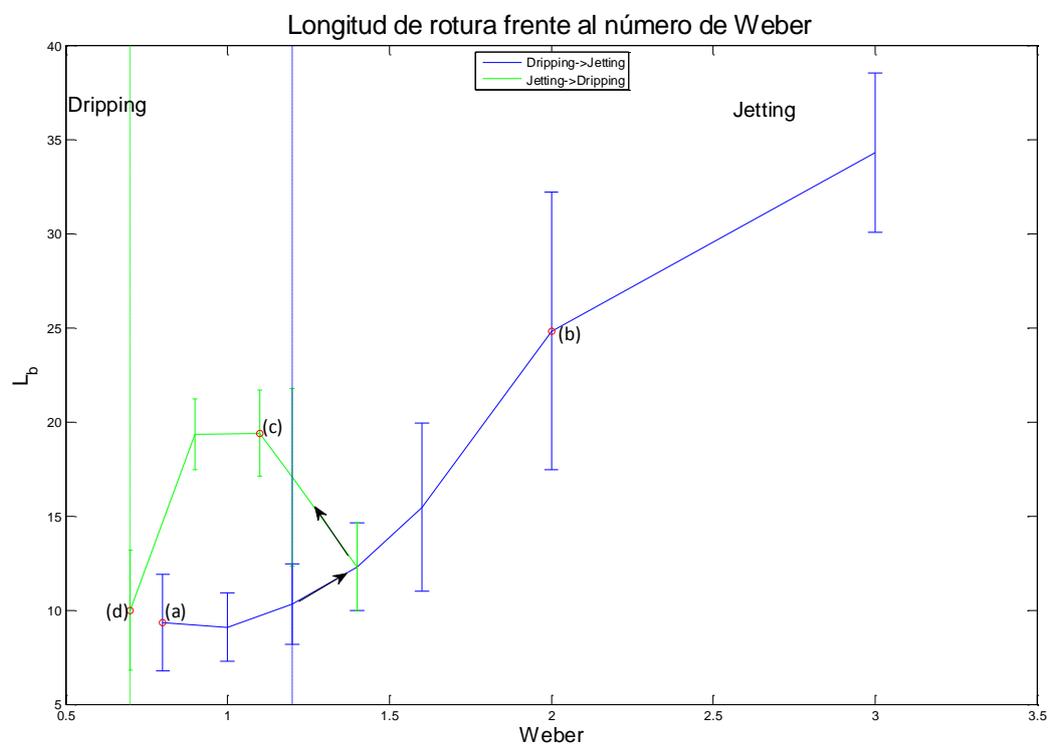


Figura 66. Representación de la longitud de rotura adimensional en función del número de Weber, para un número de Bond de 0.1.

De la misma forma se ha representado en la figura 67 el tamaño de las gotas en función del número de Weber para un número de Bond de 0.1. En este caso la comparación del tamaño de las gotas entre ambas transiciones deja algunas lagunas, aunque si se sigue apreciando la tendencia a que el paso de dripping->jetting ocurre con gotas de mayor tamaño. Lo que sigue apreciándose con absoluta claridad es el salto producido por el tamaño de las gotas cuando se llega al número de Weber crítico, como se muestra en la figura:

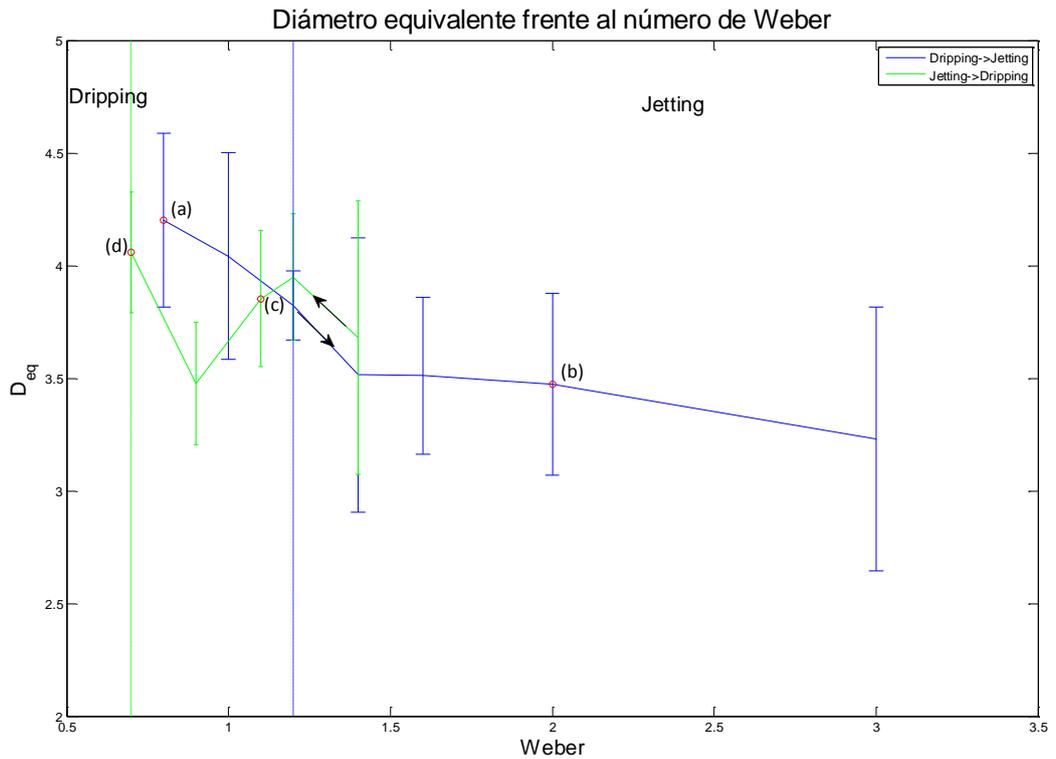


Figura 67. Representación del diámetro equivalente adimensional en función del número de Weber, para un número de Bond de 0.1.

➤ $Bo=0.05$

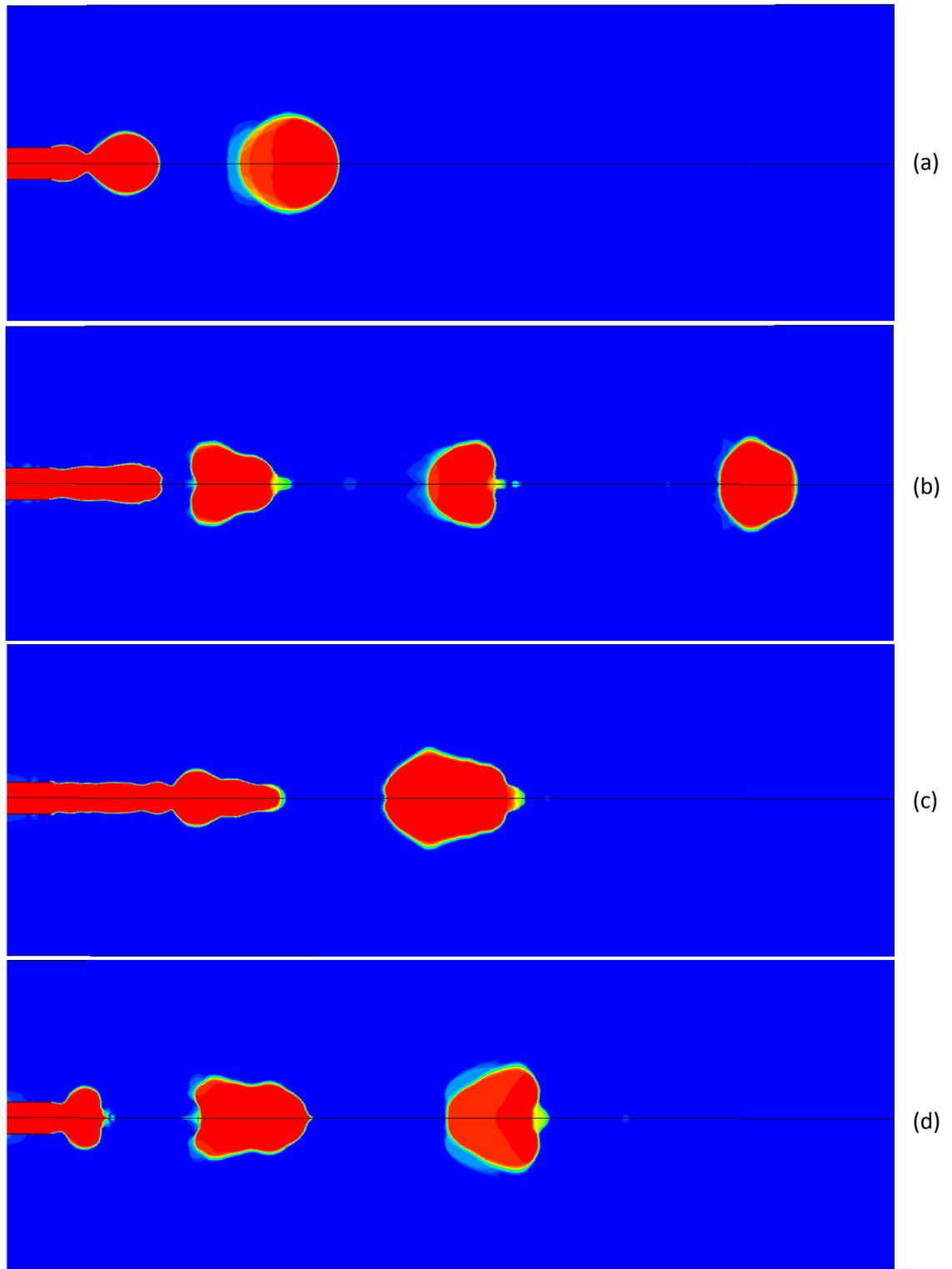


Figura 68. Representación de los contornos de fracción másica de agua para un número de Bond de 0.05 y distintos números de Weber: (a) $We=1$; (b) $We=1.6$; (c) $We=1.4$; (d) $We=1.2$;

Al igual que en casos anteriores se ha representado los contornos de fracción másica para ambas transiciones recogidos en la figura 68.

En la figura 69, se muestra de nuevo la longitud de rotura adimensional frente al número de Weber, indicando con flechas el sentido en el que se va variando el número de Weber y en rojo se han pintado los puntos recogidos en la figura 68. Sigue siendo notable, como se aprecia en la figura, el salto de la longitud de rotura al alcanzar el número de Weber crítico.

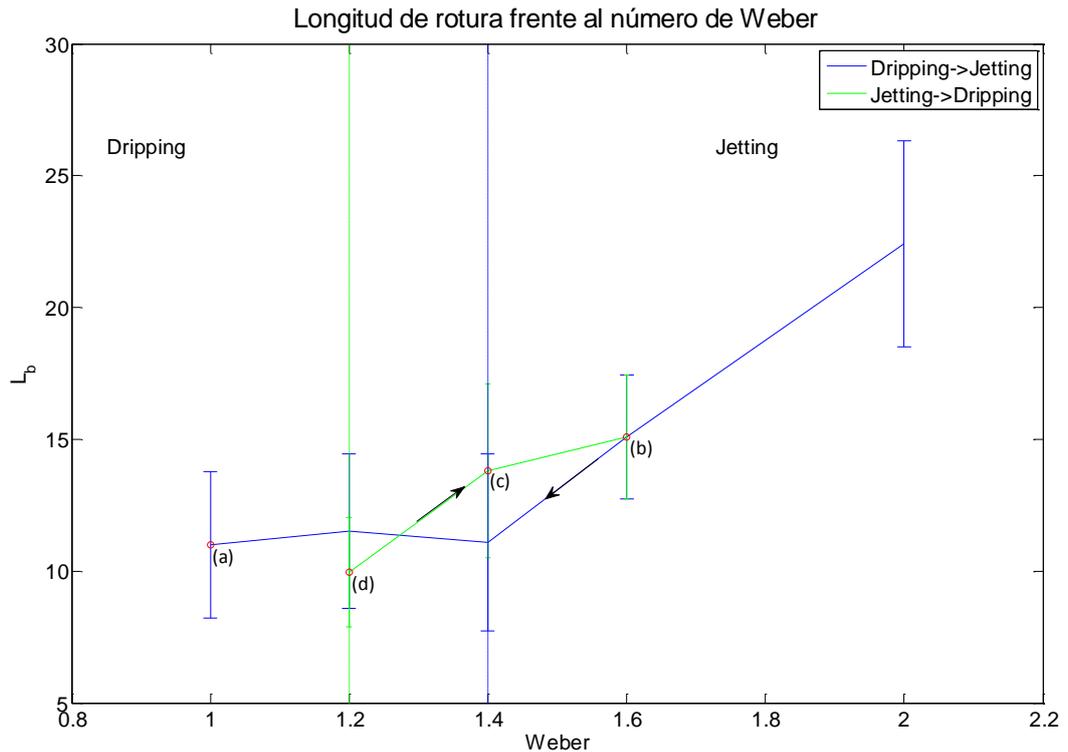


Figura 69. Representación de la longitud de rotura adimensional en función del número de Weber, para un número de Bond de 0.05.

En la figura 70 se representa el diámetro equivalente adimensional en función del número de Weber, para ambas transiciones, tal y como se hizo en los apartados anteriores, mostrando con flechas, los sentidos hacia donde se fue variando el número de Weber, según la transición estudiada.

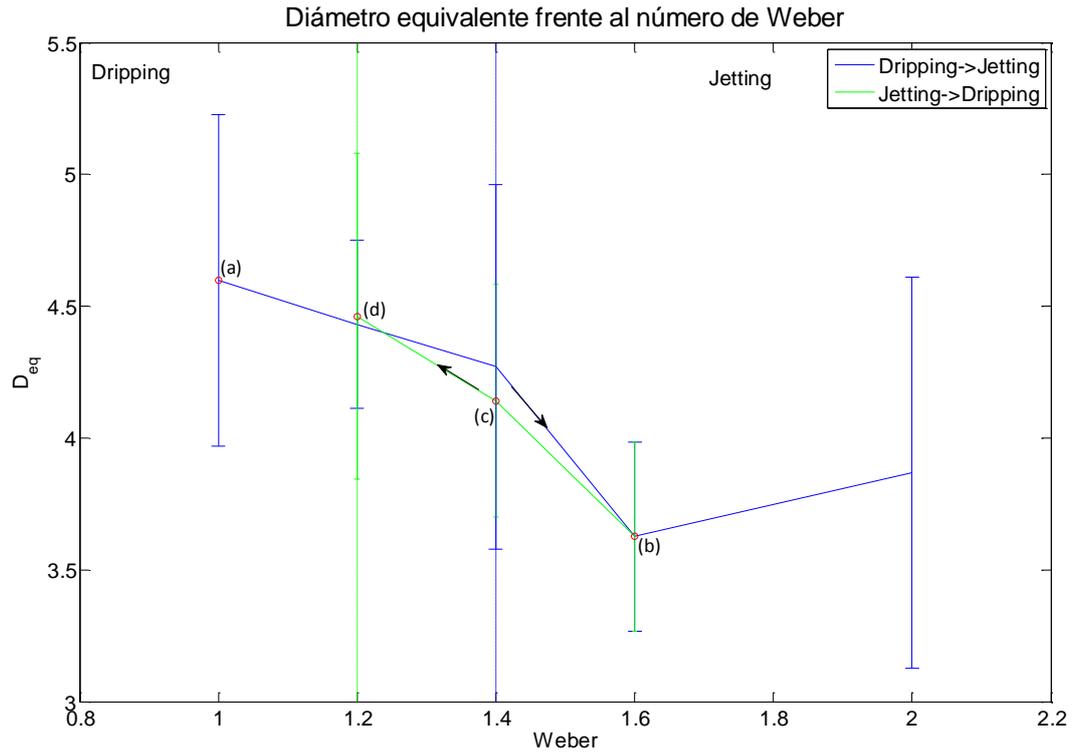


Figura 70. Representación del diámetro equivalente adimensional en función del número de Weber, para un número de Bond de 0.05.

➤ $Bo=0.012$

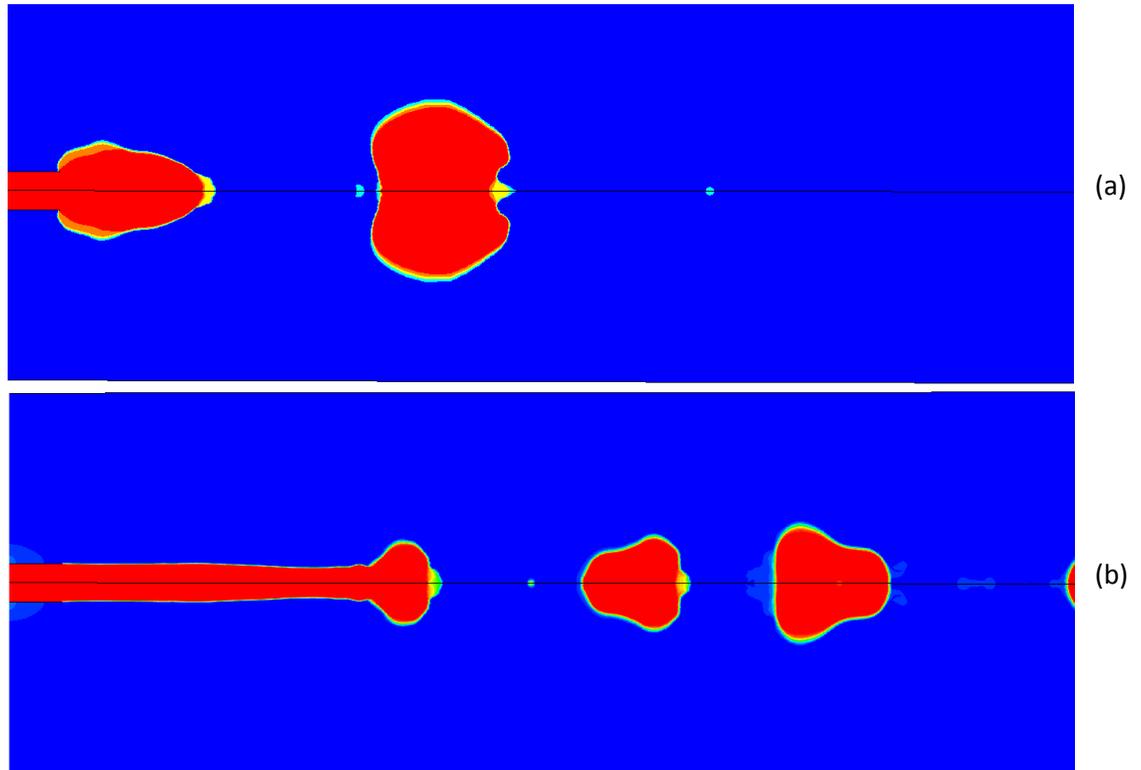


Figura 71. Representación de los contornos de fracción másica de agua para un número de Bond de 0.012 y distintos números de Weber: (a) $We=1.6$; (b) $We=4$;

En la figura 71 se han representado los contornos de fracción másica siguiendo el proceso descrito en los casos anteriores, con la diferencia de que en este caso, solo se han tomado tres figuras porque el número de Weber crítico, coincide tanto en la transición de dripping a jetting como en la transición en sentido inverso. Aún así el proceso es distinto, ya que las transiciones son diferentes y como se verá en las siguientes figuras, a pesar de tener el mismo número de Weber crítico, los resultados son diferentes según la transición que se considere.

Siguiendo los mismos patrones que en los casos anteriores se ha representado la longitud de rotura adimensional y el diámetro equivalente adimensional, en las figuras 72 y 73 respectivamente. Como se aprecia en ambas figuras, solo hay una recta que separa las regiones dripping y jetting, puesto que al coincidir el número de Weber crítico, las dos rectas que aparecían en el resto de los casos ahora se encuentran superpuestas.

A la vista de las gráficas se puede confirmar lo que se ha ido viendo para el resto de números de Bond. Por un lado, el salto tanto de la longitud de rotura adimensional como del diámetro

equivalente, al llegar el número de Weber a tomar su valor crítico. Y por otro lado, que en la transición dripping->jetting la longitud de rotura es menor, siendo mayor el tamaño de las gotas en comparación con la transición jetting->dripping, si se toma el mismo número de Bond y el mismo número de Weber.

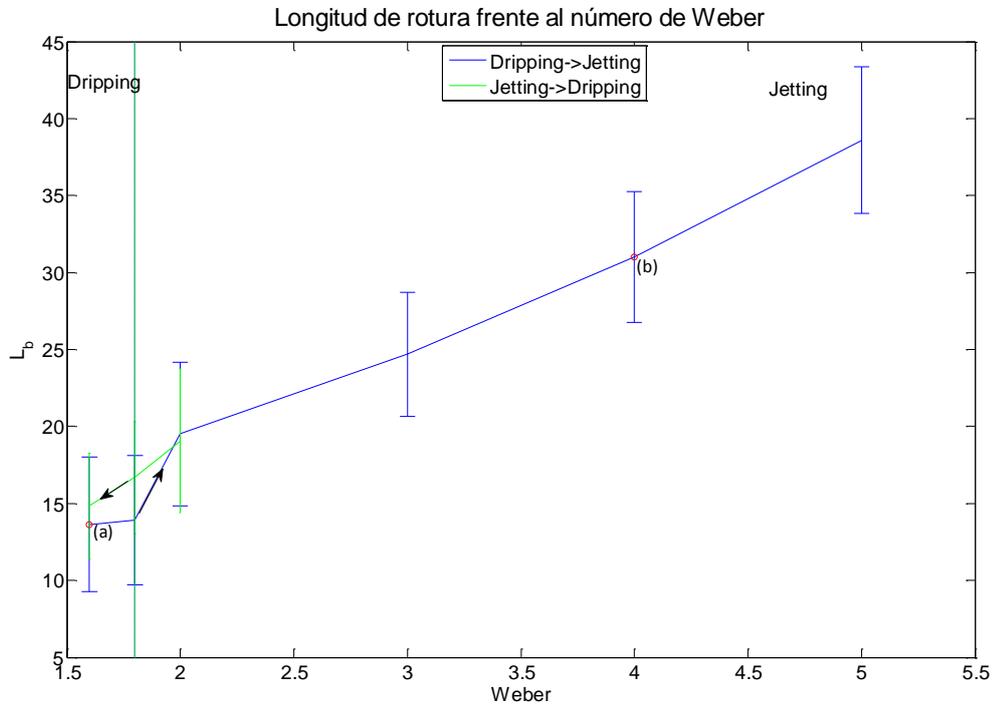


Figura 72. Representación de la longitud de rotura adimensional en función del número de Weber, para un número de Bond de 0.012.

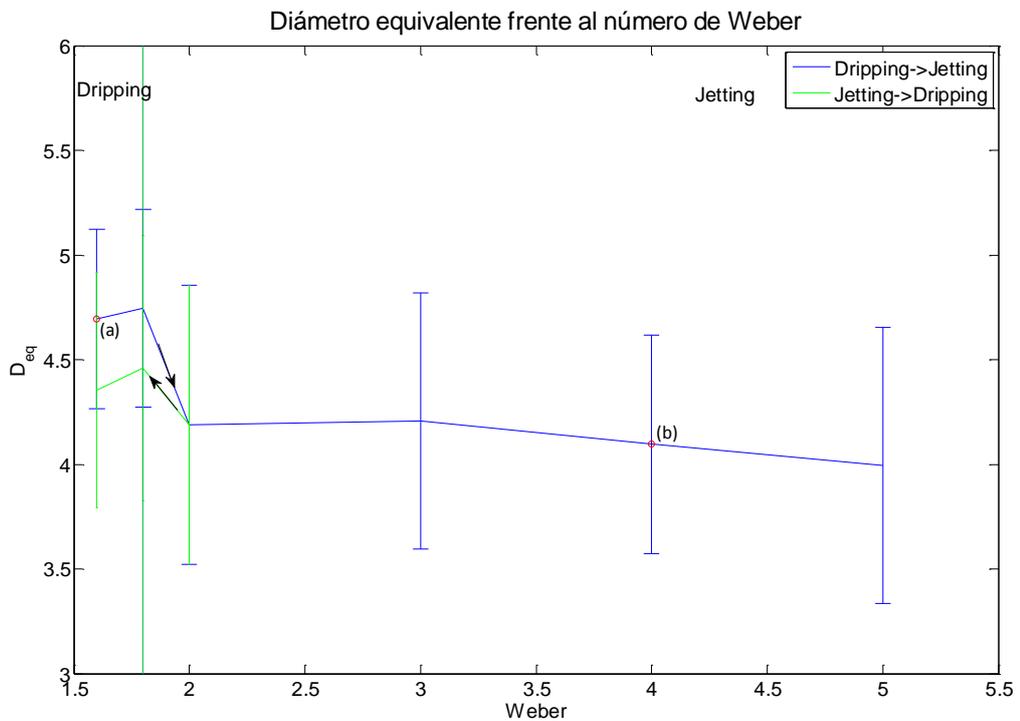


Figura 73. Representación del diámetro equivalente adimensional en función del número de Weber, para un número de Bond de 0.012.

➤ Análisis para todos los números de Bond

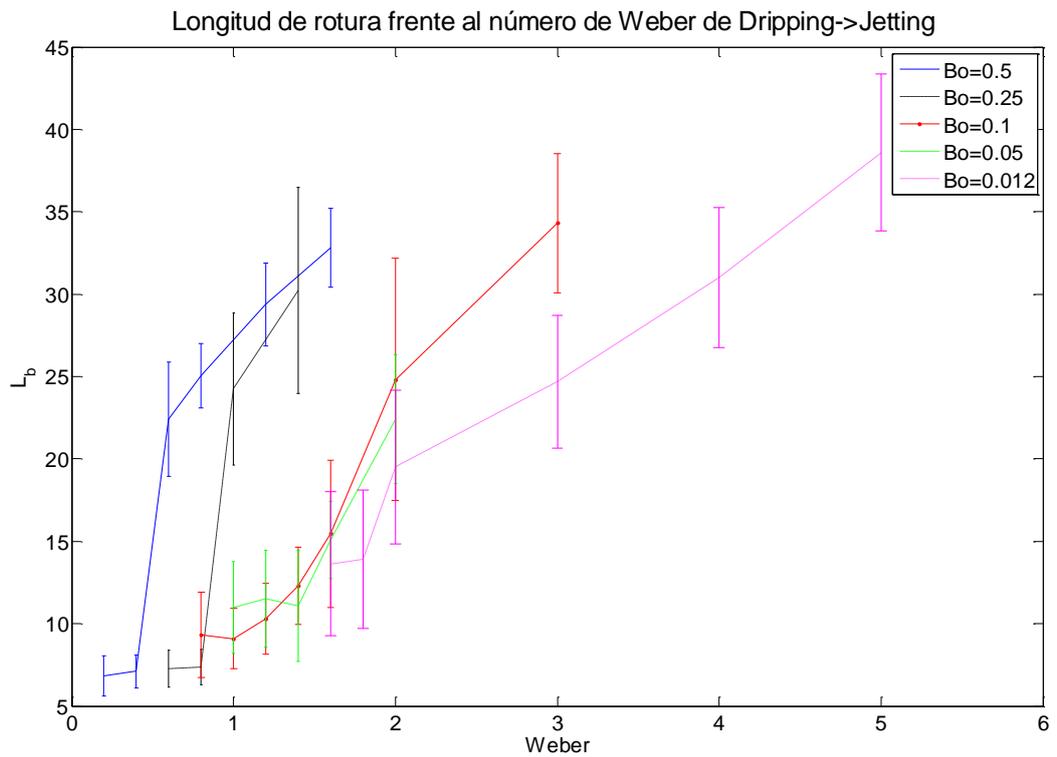


Figura 74. Representación de la longitud de rotura adimensional en función del número de Weber, para los diferentes números de Bond, para la transición dripping->jetting.

En la figura 74 se ha representado la longitud de rotura adimensional en función del número de Weber, para todos los números de Bond estudiados, según diferentes colores, para la transición de dripping->jetting. A la vista del gráfico, se aprecia una tendencia clara en todos los casos de un aumento de la longitud de rotura con el número de Weber, produciéndose un salto más acentuado para el número de Weber crítico, que como se ha visto en los puntos anteriores, disminuía con el número de Bond.

Si analizamos la longitud de rotura para un número de Weber fijo, a la vista de la figura, se observa un aumento de la longitud intacta con el número de Bond. Este fenómeno es algo esperable, si se tiene en cuenta que para números de Bond mayores, el radio de la tobera es mayor y por lo tanto el chorro tiene que alargarse más hasta romperse.

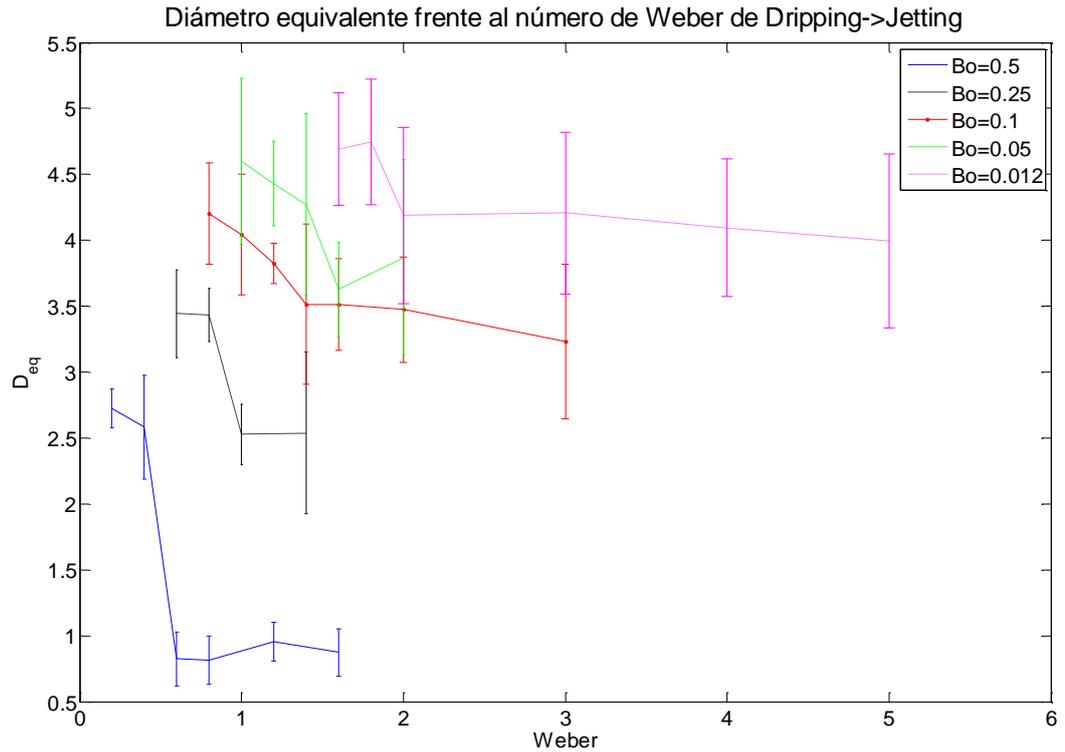


Figura 75. Representación del diámetro equivalente adimensional en función del número de Weber, para los diferentes números de Bond, para la transición dripping->jetting.

En la figura 75 se muestra el diámetro equivalente adimensional, calculado a partir del volumen adimensional de las gotas, para los diferentes números de Bond estudiados para la transición de dripping->jetting.

En la mayor parte de los casos se observa una cierta disminución del tamaño de las gotas con el número de Weber, acentuada en el caso de que el número de Weber tome el valor crítico.

Si se fija un número de Weber y se estudia el tamaño de las gotas según el número de Bond, se aprecia una disminución del volumen de las gotas con el número de Bond.

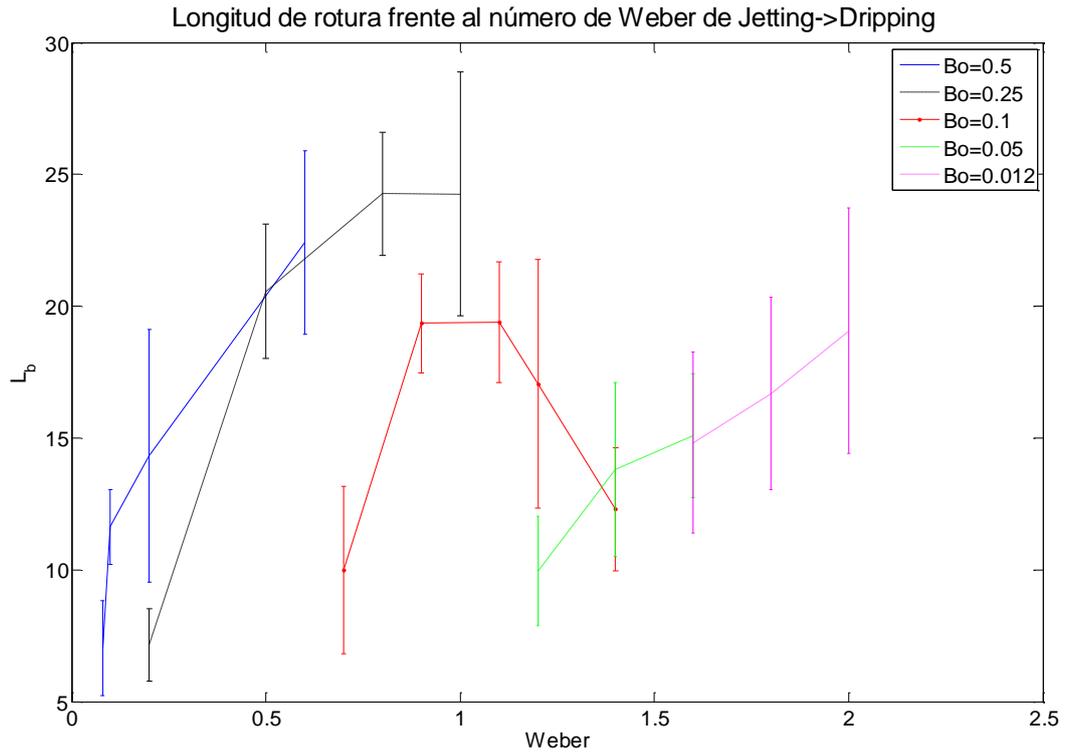


Figura 76. Representación de la longitud de rotura adimensional en función del número de Weber, para los diferentes números de Bond, para la transición jetting->dripping.

En la figura 76 se ha analizado la longitud de rotura adimensional, en la transición de jetting->dripping, en función del número de Weber, para los distintos números de Bond estudiados en los apartados anteriores.

Al igual que para la transición de dripping->jetting, se aprecia una tendencia (en la mayoría de los casos), de un aumento de la longitud de rotura adimensional con el número de Weber, produciéndose la mayor variación para el valor del número de Weber crítico. Analizando un determinado número de Weber, se observa un aumento de la longitud de rotura con el número de Bond.

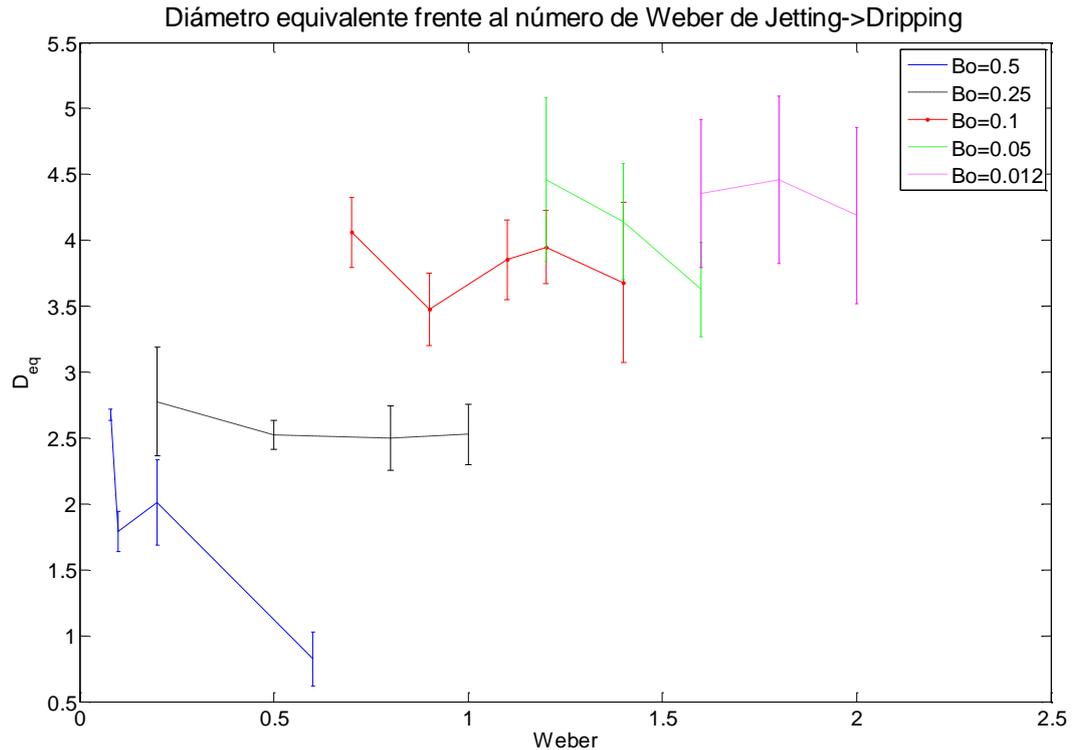


Figura 77. Representación del diámetro equivalente adimensional en función del número de Weber, para los diferentes números de Bond, para la transición jetting->dripping.

En la figura 77, se ha representado el diámetro equivalente adimensional, en función del número de Weber, para los diferentes números de Bond, en el caso de la transición dripping->jetting.

A la vista de la figura 77, no se aprecia una tendencia clara, con el número de Weber, aunque puede predecirse una disminución del tamaño de las gotas con el número de Weber.

Si se fija un número de Weber, parece clara la disminución del diámetro equivalente al aumentar el número de Bond.

Para ambas transiciones se aprecia de manera clara, un salto en las magnitudes cuando se tiene el número de Weber crítico. Por otra parte dicho número de Weber crítico, experimenta un descenso con el número de Bond, siendo siempre inferior en la transición de jetting->dripping, excepto para números de Bond suficientemente bajos, en los que el número de Weber crítico para ambas transiciones, es idéntico.

5.4. COMPARACIÓN CON CASOS ANTERIORES.

Como se comentó en secciones anteriores, anteriormente a este estudio se realizaron ensayos similares. En este caso, se ha comparado con el ensayo de Clanet y Lasheras (1998). Si se retoma su artículo (descrito en la sección 1.4) se observa que, al ser unos ensayos experimentales, los resultados difieren si se toma el radio interior o exterior de la aguja con la que se realiza el ensayo. En este caso para comparar los resultados obtenidos en este ensayo con los que obtuvieron Clanet y Lasheras, se han elegido los resultados que obtuvieron considerando el radio interno de la aguja, ya que es lo más parecido a lo que se ha considerado en este estudio, que es tomar una pared infinitamente delgada.

Los resultados obtenidos en este estudio en comparación con los obtenidos por Clanet y Lasheras, se recogen en la figura 78. Si se analizan solo los resultados obtenidos aquí, se puede apreciar la diferencia que existe en el número de Weber crítico, si se considera la transición de dripping a jetting y viceversa, fenómeno también apreciable en los resultados de Clanet y Lasheras.

Si se compara ahora los resultados de Clanet y Lasheras, con los obtenidos en estas simulaciones, se aprecia una ligera diferencia que parece aumentar con el número de Bond. Una de las posibles razones, puede ser que Clanet y Lasheras consideran un perfil de velocidad parabólico, mientras que en este ensayo se ha considerado un perfil uniforme.

Teniendo en cuenta la diferencia de perfil utilizado, los resultados obtenidos en este trabajo son bastante consistentes con los resultados experimentales obtenidos por Clanet y Lasheras. Por lo que los resultados obtenidos, pueden considerarse como aceptables, teniendo en cuenta que son las primeras simulaciones numéricas que recogen tanto la transición dripping->jetting como la transición jetting->dripping.

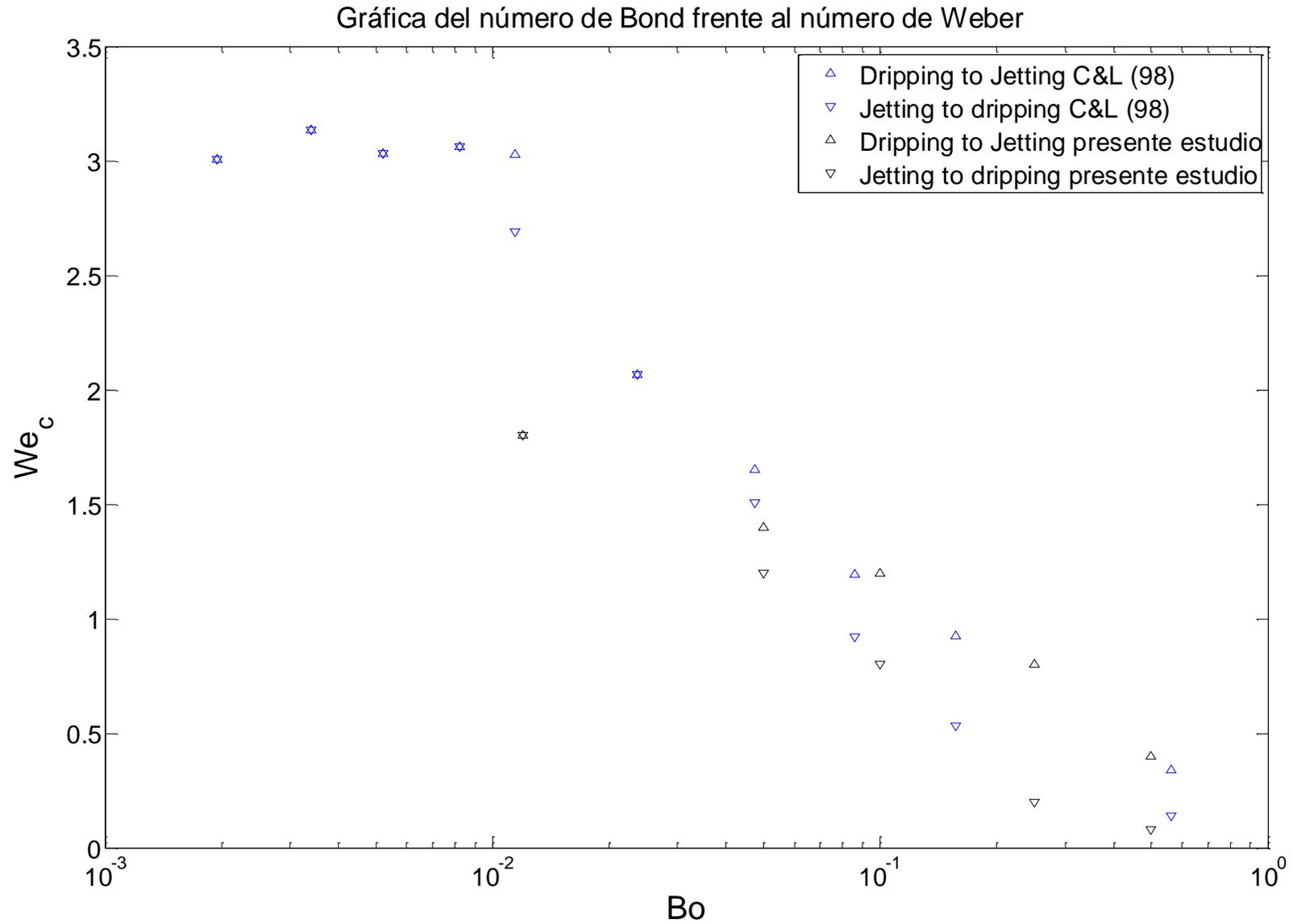


Figura 78. Representación de los resultados obtenidos frente a los resultados de Claret y Lasheras (1998).

6. CONCLUSIONES

Una vez finalizado el presente estudio, podemos dividir las conclusiones obtenidas en dos partes, primeramente analizando la parte sin influencia de gravedad y posteriormente resumiendo los resultados obtenidos en el caso de presencia de la gravedad.

Las simulaciones realizadas han quedado suficientemente validadas, tras el estudio del caso sin gravedad empleando un perfil de velocidad uniforme a la entrada, tras comparar los resultados obtenidos con la teoría de Rayleigh.

En la parte sin gravedad, los resultados más importantes obtenidos indican una mayor longitud de rotura para el caso de tener un perfil parabólico para la velocidad, en comparación del caso estudiado con perfil de velocidad uniforme a la entrada, concluyendo que el caso de perfil parabólico de velocidad a la entrada, se comporta de manera más estable.

Dentro del caso de influencia de la gravedad, se han distinguido dos regímenes: dripping y jetting. Los resultados obtenidos, señalan que en el régimen de dripping las gotas que se forman son de mayor tamaño que en el caso de jetting. También se ha observado que en el estado de dripping, no llega a formarse chorro, fenómeno que sí ocurre en el estado de jetting, produciéndose por tanto un aumento considerable de la longitud de rotura al pasar del estado de dripping a jetting.

Para el estudio de las transiciones dripping \rightarrow jetting y viceversa, se ha obtenido un menor número de Weber crítico en el caso de la transición de jetting \rightarrow dripping. Por otro lado la histéresis entre ambas transiciones aumenta con el número de Bond, llegando a anularse para un número de Bond en torno a 0.01.

Para todos los números de Bond estudiados, se ha apreciado un salto brusco en las magnitudes medidas (longitud de rotura y tamaño de las gotas) al llegar al número de Weber crítico. Además, si se fija un número de Weber, se observa una mayor longitud de rotura y un menor tamaño de las gotas al aumentar el número de Bond.

7. TRABAJOS FUTUROS

En este trabajo se ha analizado el comportamiento de la inestabilidad capilar, analizando la influencia del perfil de velocidad a la entrada y la influencia de la presencia de fuerzas másicas en el proceso de rotura de chorros.

Se propone para estudios posteriores, el análisis experimental en un laboratorio de los experimentos simulados en el presente trabajo mediante Fluent, sirviendo los resultados, para contrastar los resultados aquí obtenidos y también para resolver la incertidumbre que queda con el caso parabólico, a la vista de los resultados obtenidos experimentalmente por Blaisot y Adeline.

Además de un análisis experimental, se podría estudiar numéricamente, la influencia de la viscosidad, repitiendo los ensayos realizados empleando un líquido más viscoso, como la glicerina o un aceite de silicona.

8. REFERENCIAS

- [1] Blaisot J.B., Adeline S. "Instabilities on a free falling jet under an internal flow breakup mode regime". *International Journal of Multiphase Flow* 29, 629-653 (2003).
- [2] Cheong B. S., Howes T. "Capillary jet instability under the influence of gravity". *Chemical Engineering Science* 59, 2145-2157 (2004).
- [3] Clanet C., Lasheras J. C. "Transition from dripping to jetting". *Journal Fluid Mechanics* 383, 307-326 (1999).
- [4] Drazin. P.G. "Introduction to Hydrodynamic stability". Cambridge University Press (2002).
- [5] Dumouchel C. "On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams". *Experiments in Fluids* 45, 371-422 (2008).
- [6] Herrada M. A., Gañan A. M., Bluth B. "Liquid flow-focused by a gas: jetting, dripping and recirculation". *Physical Review E* 78, 036323 (2008).
- [7] Pan Y., Suga K. "A numerical study on the breakup process of laminar liquid jets into a gas". *Physics of Fluids* 18, 052101 (2006).
- [8] Philips S. D., Subramani H. J., Basaran O. A. "Dripping-Jetting transitions in a Dripping Faucet". *Physical Review Letters* 93(3) 034501 (2004).
- [9] Tutorial guide Fluent 6.3. (2006).
- [10] User guide Fluent 6.3. (2006).

9. ANEXOS

9.1. NOMENCLATURA

➤ VARIABLES

- p Presión. $[Pa]$
- ρ Densidad. $\left[\frac{kg}{m^3}\right]$
- U Velocidad media del chorro a la salida. $\left[\frac{m}{s}\right]$
- \vec{v} Vector velocidad. $\left[\frac{m}{s}\right]$
- μ Viscosidad. $\left[\frac{kg}{s \cdot m}\right]$
- σ Tensión superficial. $\left[\frac{N}{m}\right]$
- g Aceleración de la gravedad. $\left[\frac{m}{s^2}\right]$
- D Diámetro de la tobera. $[m]$
- a Radio de la tobera. $[m]$
- t Tiempo. $[s]$
- λ Longitud de onda. $[m]$
- L_b Longitud de rotura del chorro. $[m]$
- $\bar{\tau}'$ Tensor de esfuerzos viscosos. $\left[\frac{N}{m^2}\right]$
- Re Número de Reynolds. [adimensional]

- We Número de Weber. [adimensional]
- We_c Número de Weber crítico. [adimensional]
- Oh Número de Ohnesorge. [adimensional]
- Fr Número de Froude. [adimensional]
- Bo Número de Bond. [adimensional]

➤ SUBINDICES

- θ Coordenada acimutal.
- r,y Coordenada radial.
- x,z Coordenada axial.

9.2. JOURNAL

```
function journal(weber)
clear; clc; close all;

%Asignamos el caso al número de weber que hemos introducido
case_file = weber;

%Le damos nombre al Journal que vamos a crear
nombrearchivo = ['Journal.jou'];
%Guardamos en fid el comando para abrir ficheros
fid = fopen(nombrearchivo,'w');
%Introducimos en el Journal que antes de nada, lea el caso del cual
%queremos exportar los ficheros

%Los numeros tenemos que pasarlo a una cadena que entienda Matlab
c=num2str(12000);
nwe=num2str(webber);
fprintf(fid,[';READ CASE FILE\n']);
fprintf(fid,['/file/read-case we=',nwe,'-',c,' yes\n']);
fprintf(fid,[';\n']);
%Creamos un bucle para los 60 archivos de datos que hemos guardado
for i=1:60
    j=200*i;%Al multiplicar por 200, j irá de 200 a 12000 de 200 en 200
    data_file = j;
    data_str = num2str(data_file);
    c=num2str(12000);

    %Imponemos que si el numero de iteraciones es un numero de menos de cuatro
    %cifras añadimos ceros a la izquierda para que tenga siempre al menos
    %cuatro cifras
    if length(data_str) < 4,
        for i=1:4-length(data_str), data_str = ['0',data_str]; end
    end

    %Ahora guardamos la secuencia que nos importa los datos de fraccion masica
    %en codigo ascii para la iteracion j
    for time_step = case_file
        time_step_str = num2str(time_step);

        fprintf(fid,[';time_step_str, '-----\n']);
        fprintf(fid,[';\n']);
        %Guardamos en Journal que lea el archivo de datos para la iteracion j.
        fprintf(fid,['/file/read-data we=',time_step_str,'-',data_str,' yes\n']);
    end
end
```

```
fprintf(fid,[';\n']);  
%Indicamos como queremos que se llame el archivo exportado  
name_file = [time_step_str,'-',data_str,'.dat'];  
%Indicamos que exporte el fichero  
fprintf(fid,['file/export/ascii ', name_file, '\n']);  
fprintf(fid,['\n']);  
fprintf(fid,['no\n']);  
%Elegimos que exporte la fraccion masica de agua  
fprintf(fid,['agua-vof\n']);  
fprintf(fid,['q\n']);  
fprintf(fid,['no\n']);  
end  
end  
fclose('all');
```

9.3. TRATAMIENTO DATOS

Para trabajar con los datos que se han importado de Fluent y sacar conclusiones acerca de la distancia de rotura, tamaño de las gotas... se han procesado los datos importados con Matlab. El programa de Matlab que empleado es el siguiente:

```
function salida = procesadog(We,niter)

%Definimos los parametros del problema
diam = 0.0003089; %radio de la tobera
rho = 1000; %densidad del agua
sigma = 0.073; %tension superficial
uinf = sqrt(sigma*We/rho/diam); %velocidad en funcion del webber

% Leo el archivo ASCII exportado de Fluent
data_str=num2str(niter,8);

%si el numero de iteraciones es un numero con menos de 3 cifras, añado
%ceros a la izquierda
if length(data_str) < 8
    for i=1:8-length(data_str), data_str = [data_str,'0']; end
end
nombreach = [ int2str(We) '-' data_str ];

%Excluimos la cabecera del fichero
datos = dlmread([nombreach '.dat'],'',1,0);

%Eliminamos la primera y la última columna, quedándonos con los datos
%que queremos analizar
datos(:,1)=[];
datos(:,end)=[];
datos = sortrows(datos(datos(:,1)>3*diam,:),[1 2]);

%Calculamos el numero de nodos en cada eje

ny = length(find(abs(datos(:,1))-datos(1,1))<1e-6));
nx = floor(length(datos)/ny);

datos(nx*ny+1:end,:)=[];

nx = floor(length(datos)/ny);
ind = 1:ny:length(datos);

% Adimensionalizacion con los datos de entrada
```

```
datos(:,1)=datos(:,1)/diam;
datos(:,2)=datos(:,2)/diam;

% Construyo las matrices
valoresy = datos(1:ny,2);
valoresx = datos(ind,1);

%Relleno los vectores posición
salida.X = valoresx;
salida.R = valoresy;

%Inicializo la matriz que rellenare más abajo. Esto me dará la fraccion
%masica ya ordenada para ser tratada en Matlab.

salida.Y = zeros(ny,nx);

%Relleno los vectores con los datos que tengo
for i=1:nx-1
    salida.Y(:,i) = datos(ind(i):ind(i+1)-1,3);
end

salida.Y(:,nx) = datos(ind(nx):end,3);
salida.Nx = nx;
salida.Nr = ny;
salida.Index = ind;

%Cojo los valores para trabajar, tomando los puntos con fraccion masica 0.8
perfilraw=contourc(salida.X, salida.R, salida.Y, [0.8 0.8]);
A=size(perfilraw);
a = A(1,2);
salida.perfilraw=perfilraw;

%Creo otra matriz perfil, donde guardare los datos para fraccion masica
%0.8, una vez que los halla limpiado del ruido que trae la señal
perfil=zeros(2,10);

%Empleo un contador para rellenar la matriz perfil, ya que su tamaño es
%diferente al de la matriz que recoge los datos de entrada.
cont = 1;

%Le quito el ruido a la señal
filtro=0.01;
for j=1:a
```

```
if perfilraw(1,j)==0.8 || perfilraw(2,j)>2 || perfilraw(2,j)<filtro

else
    perfil(:,cont)=perfilraw(:,j);
    cont = cont+1;
end

end

%Ordeno los datos en x creciente
perfil=sortrows(perfil',1);
perfil=perfil';

%Elimino valores repetidos
perfil(:,diff(perfil(1,:))=0)=[];

salida.perfil=perfil;

%Localizo los puntos de rotura del chorro
rcorte = 0.06;
roturas = find(salida.perfil(2,:)<rcorte);
salida.roturas=roturas;

aux=perfil(1,salida.roturas);
auy=perfil(2,salida.roturas);
[t p]=size(aux);

%Pinto en rojo los puntos que están por debajo de rcorte
plot(salida.perfil(1,:),salida.perfil(2,:));
hold on
plot(aux(1,:),auy(1:,:),'ro');

cont2=1;
n=1;
aux2=0;
auy2=0;
vindices=0;
%voy a seleccionar los puntos frontera, dentro de todos los que pertenecen
%a rcorte
for i=1:(p-1)
    if abs(aux(1,i)-aux(1,i+1))>0.2
        %si cont2 es par
        if mod(cont2,2)==0
            cont2=cont2+1;
        end
    end
end
```

```
[m n]=size(aux2);
else%si cont2 es impar, estoy en la primera rotura o en el segundo
    %punto de la gota

    aux2(1,cont2)=aux(1,i);
    auy2(1,cont2)=auy(1,i);
    aux2(1,cont2+1)=aux(1,i+1);
    auy2(1,cont2+1)=auy(1,i+1);

    vindices(1,cont2)=roturas(i);
    vindices(1,cont2+1)=roturas(i+1);

    cont2=cont2+1;
    [m n]=size(aux2);

end
end

end

%Como el bucle va hasta p-1, tengo que considerar aparte el caso p

if aux2(1,n)==aux(1,p)
    aux2(1,n)=aux(1,p);
    auy2(1,n)=auy(1,p);
    vindices(1,cont2)=roturas(p);
else
    aux2(1,n+1)=aux(1,p);
    auy2(1,n+1)=auy(1,p);
    vindices(1,cont2+1)=roturas(p);
end

plot(aux2(1,:),auy2(1:,:), 'go');
hold off
[t p]=size(aux2);
salida.p=1;
%si p>2, tenemos más de un corte y por lo tanto se habrá formado al menos
%una gota. Si se forman gotas, calculo su volumen como un cuerpo de
%revolucion.
if p>2
    cont3=1;
    for j=2:2:(p-1)
```

```

Lgotas(cont3)=(aux2(j+1)-aux2(j));

if j==2

primeragota = [perfil(1,vindices(j):vindices(j+1));...
perfil(2,vindices(j):vindices(j+1))];

end

Vgotas(cont3)=trapz(perfil(1,vindices(j):vindices(j+1)),...
pi*perfil(2,vindices(j):vindices(j+1)).^2)+(Lgotas(cont3)*2*rcorte);
%Al volumen de la gota tengo que sumarle la parte de gota que queda
%por debajo del corte, que puede considerarse de forma rectangular

cont3=cont3+1;

end

salida.N_gotas=cont3-1;
salida.L_gotas=Lgotas;
salida.V_gotas=Vgotas;
salida.D_eq=(6*Vgotas/pi).^(1/3);
salida.primeragota=primeragota;
salida.vindices=vindices;
salida.Vfirst=Vgotas(1);
else
%si no se han formado gotas, p<=2
salida.p=0;
salida.N_gotas='no hay gotas';
salida.L_gotas='no hay gotas';
salida.Vfirst=0;

end

salida.L_chorro=aux2(1);

%TRANSFORMADA DE LA SEÑAL PARA HALLAR LA LONGITUD DE ONDA
xcolumna = perfil(1,1:roturas(1));
rcolumna = perfil(2,1:roturas(1));

%Muestreo la señal para poder trabajar con ella
xmuestreo = linspace(min(xcolumna),max(xcolumna),length(xcolumna));
rmuestreo = interp1(xcolumna,rcolumna,xmuestreo);

NFFT=length(xmuestreo);

```

```
WINDOW=NFFT;
NOVERLAP=0;
Dx=xmuestreo(2)-xmuestreo(1);
rmuestreo_m = rmuestreo - mean(rmuestreo);

%Hago la transformada de la señal
[Pf,veck] = pwelch(rmuestreo_m,WINDOW,NOVERLAP,NFFT,1/Dx);

salida.Pf = Pf;
salida.veck = veck;

figure(2);
plot(salida.veck,salida.Pf);

%Limpio el grafico de potencias, ya que solo nos interesa las frecuencias
%que dominan las inestabilidades

indveck = find(veck>0.05);

veck_f = veck(indveck);
Pf_f = Pf(indveck);

%Cojo la frecuencia dominante, que será la que me determine la longitud de
%onda de mi problema.
[Y I]=max(Pf_f);
lambda=1./(veck_f(I));
salida.lambda=lambda;
```