



UNIVERSIDAD DE JAÉN  
*Escuela Politécnica Superior*

Trabajo Fin de Grado

# MODELADO MULTIDIMENSIONAL DE CHORRO DIESEL

Alumno: Álvaro Valera Albacete

Tutor: Prof. D. Fernando Antonio Cruz Peragón  
Dpto: Ingeniería Mecánica y Minera

**Septiembre, 2015**



Universidad de Jaén  
Escuela Politécnica Superior de Jaén  
Dpto. Ingeniería Mecánica y Minera

Don **Fernando Antonio Cruz Peragón**, tutor del Proyecto Fin de Carrera titulado: **MODELADO MULTIDIMENSIONAL DE CHORRO DIESEL**, que presenta **Álvaro Valera Albacete**, autoriza su presentación para defensa y evaluación en la Escuela Politécnica Superior de Jaén.

Jaén, Septiembre de 2015

El alumno:

Álvaro Valera Albacete

El tutor:

Fernando Antonio Cruz Peragón

## ÍNDICE

|   |    |
|---|----|
| <b>1. INTRODUCCIÓN</b> .....  | 4  |
| <b>1.1. Motivación</b> .....  | 4  |
| <b>1.2. Objetivos</b> .....   | 6  |
| <b>1.3.1. El sistema de inyección</b> .....                               | 6  |
| <b>1.3.1.1. Clasificación de los sistemas de inyección</b> .....          | 7  |
| <b>1.3.1.3. Características de la tobera de inyección</b> .....           | 16 |
| <b>1.3.2. Parámetros descriptivos del proceso de inyección</b> .....      | 18 |
| <b>1.3.2.1. Parámetros característicos del flujo interno</b> .....        | 18 |
| <b>1.3.2.2. Descripción del chorro de combustible</b> .....               | 28 |
| 1.3.2.2.1. Regímenes de atomización.....                                  | 29 |
| 1.3.2.2.2. Mecanismos de atomización de la vena líquida .....             | 31 |
| 1.3.2.2.3. Comportamiento de una gota. Atomización secundaria .....       | 33 |
| <b>1.3.2.3. Parámetros característicos del chorro</b> .....               | 34 |
| <b>1.3.3. Antecedentes</b> .....  | 41 |
| <b>1.3.3.1. Resumen del estado del arte</b> .....                         | 41 |
| <b>1.3.3.2. Modelos multidimensionales del flujo toberas</b> .....        | 45 |
| 1.3.3.2.1. Método equilibrio homogéneo (HEM) .....                        | 45 |
| 1.3.3.2.2. Método de volumen fluido (VOF).....                            | 47 |
| <b>1.3.3.3. Modelos multidimensionales de chorro de combustible</b> ..... | 49 |
| 1.3.3.3.1. Método de la fase discreta (DPM) .....                         | 50 |
| <b>2. METODOLOGÍA</b> .....   | 57 |
| <b>2.1. Introducción</b> .....  | 57 |
| <b>2.2. Modelado computacional del flujo cavitante</b> .....              | 58 |
| <b>2.2.1. Ecuaciones fundamentales</b> .....                              | 58 |
| <b>2.2.1.1. Ecuaciones de gobierno</b> .....                              | 58 |
| <b>2.2.1.2. Modelo de turbulencia</b> .....                               | 62 |
| <b>2.2.1.3. Modelo de cavitación</b> .....                                | 63 |
| <b>2.2.2. Puesta a punto del modelo</b> .....                             | 64 |
| <b>2.2.2.1. Definición del dominio computacional</b> .....                | 64 |
| <b>2.2.2.2. Parámetros iniciales y condiciones de contorno</b> .....      | 69 |
| <b>2.2.2.3. Esquemas y algoritmos de cálculo</b> .....                    | 71 |
| <b>2.2.3. Parámetros a cuantificar en el post-procesamiento</b> .....     | 72 |
| <b>2.3. Modelado computacional del chorro de combustible</b> .....        | 74 |
| <b>2.3.1. Modelo de la fase continua. Método de Euler</b> .....           | 74 |

|          |  |     |
|----------|--|-----|
| 2.3.1.1. | <i>Ecuaciones de gobierno</i> .....  | 74  |
| 2.3.1.2. | <i>Modelo de turbulencia</i> .....   | 76  |
| 2.3.1.3. | <i>Modelo para reacciones químicas</i> .....   | 78  |
| 2.3.1.4. | <i>Modelos termofísicos</i> .....  | 79  |
| 2.3.2.   | <i>Modelo de la fase líquida. Método de Lagrange</i> .....   | 81  |
| 2.3.2.1. | <i>Ecuaciones de gobierno</i> .....  | 81  |
| 2.3.2.2. | <i>Modelo para las fuerzas de arrastre</i> .....   | 83  |
| 2.3.2.3. | <i>Modelo de atomización primaria</i> .....  | 84  |
| 2.3.2.4. | <i>Modelo de atomización secundaria</i> .....  | 85  |
| 2.3.2.5. | <i>Modelo de inyección</i> .....   | 87  |
| 2.3.3.   | <i>Interacción entre las fases Euler-Lagrange</i> .....  | 89  |
| 2.3.3.1. | <i>Acoplamiento “líquido-gas”</i> .....  | 89  |
| 2.3.3.2. | <i>Acoplamiento “gas-líquido”</i> .....  | 90  |
| 2.3.3.3. | <i>Formulación de las ecuaciones de Lagrange</i> .....   | 91  |
| 2.3.4.   | <i>Puesta a punto del modelo</i> .....   | 94  |
| 2.3.4.1. | <i>Definición del dominio computacional</i> .....  | 94  |
| 2.3.4.2. | <i>Parámetros iniciales y condiciones de contorno</i> .....  | 96  |
| 2.3.4.3. | <i>Esquemas y algoritmos de cálculo empleados</i> .....  | 99  |
| 2.3.5.   | <i>Parámetros a cuantificaren el post-procesamiento</i> .....  | 100 |
| 3.       | <b>RESULTADOS COMPUTACIONALES</b> .....  | 100 |
| 3.1.     | <i>Resultados del modelo de flujo cavitante</i> .....  | 100 |
| 3.2.     | <i>Resultados del modelo de chorro</i> .....   | 108 |
| 4.       | <b>CONSLUSIONES Y DESARROLLOS FUTUROS</b> .....  | 114 |
| 4.1.     | <i>Conclusiones</i> .....  | 114 |
| 4.2.     | <i>Trabajos futuros</i> .....  | 118 |
|          | <b>ANEXO I: Post-procesado de la inyección del chorro para una presión de descarga de 50 bar</b> ..... | 119 |
|          | <b>ANEXO II: Descripción del software empleado</b> .....   | 120 |
|          | <b>II.A. Estructura interna de OpenFOAM</b> .....  | 120 |
|          | <b>II.B. Métodos de discretización e interpolación</b> .....   | 124 |
|          | <b>II.C. Esquemas y algoritmos de resolución</b> .....   | 129 |
|          | <b>BIBLIOGRAFÍA</b> .....  | 132 |
|          | <b>RECURSOS WEB</b> .....  | 133 |

# 1. INTRODUCCIÓN

## 1.1. Motivación

Hoy en día los automóviles y vehículos pesados están considerados como la principal fuente de contaminación ambiental. Este hecho lleva preocupando a los organismos internacionales desde los años 70 aproximadamente hasta el punto en el que se han establecido una serie de límites en cuanto a las emisiones contaminantes originadas por los motores de combustión. Estas exigencias que han ido aumentando con los años debido al aumento exponencial en cuanto al uso de vehículos, han puesto a las empresas de fabricantes en la obligación de invertir en investigación y en el desarrollo de nuevas tecnologías para que los motores que se fabriquen cumplan estos estándares.

Esta conciencia medioambiental se suma a la antigua exigencia de reducir el consumo específico de combustible que, con mayor frecuencia y debido al aumento del precio de los carburantes, está siendo una de las características más demandadas por el usuario a la hora de adquirir un nuevo vehículo. A la vista del marco actual, los investigadores del sector han aumentado su actividad científica centrándose en estos dos retos fundamentales:

- Mejorar la eficiencia de los motores de combustión reduciendo el gasto de combustible.
- Disminuir las emisiones de productos contaminantes para preservar el medio ambiente.

Según citan los autores Carlos Fenollosa [2005] y Javier Salvador [2007], se ha logrado incrementar en los últimos años casi un 30 % la eficiencia de los motores, en especial los motores Diesel. También se ha visto a lo largo de los últimos años, como los motores han ido reduciendo las emisiones de HC, CO, NO<sub>x</sub> y partículas hasta unos niveles casi del 90%. Una tendencia de esta reducción se puede observar en la figura 1.1, donde muestra los niveles que la normativa europea ha ido implantando a lo largo de los últimos 30 años.

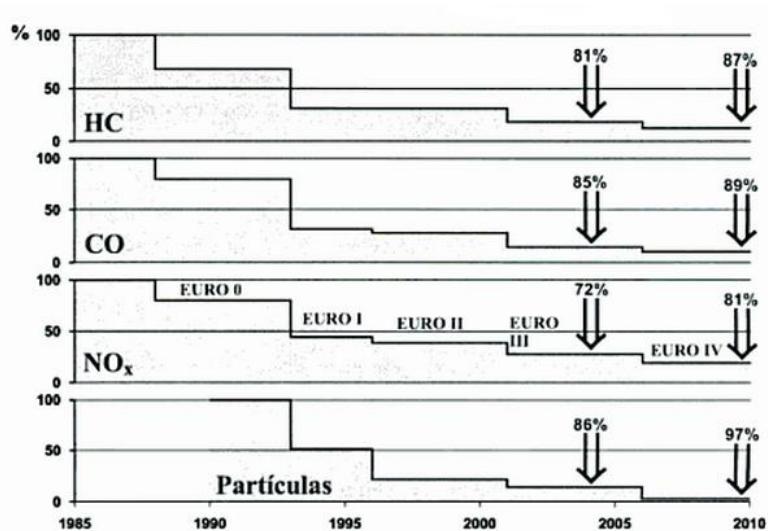


Figura 1.1. Histórico de la normativa europea sobre emisiones contaminantes

La reducción de contaminantes y partículas está íntimamente relacionado con el consumo de combustible (especialmente en el caso del CO) y se debe principalmente a la mejora del conocimiento y comprensión de los mecanismos involucrados en el proceso de combustión. El desarrollo y mejora de sistemas de inyección de combustible entre otros (EGR, sobrealimentación, etc.) son los causantes de que se hayan logrado estos niveles de eficiencia. Y es que una de las partes más críticas e importantes en el proceso de combustión son los sistemas de inyección de combustible.

De la geometría de los inyectores de descarga dependen las características del flujo en el interior y a la salida de los mismos. Estas características son determinantes para los fenómenos de atomización del chorro y mezclado del combustible con el aire; requisito indispensable y de cuya calidad depende el rendimiento de la combustión y, como consecuencia, de la formación de contaminantes.

La utilización de simulaciones y modelos CFD que caractericen el flujo interno y posterior formación del chorro, resultan una herramienta eficaz, a la vez que compleja, para facilitar y mejorar el proceso de diseño de estos sistemas. Para el desarrollo de estas herramientas de simulación y modelado exige un profundo conocimiento de los fenómenos físico-químicos que se producen en el interior de los motores.

## **1.2. Objetivos**

Los objetivos que se plantean en este proyecto son los siguientes:

Por exigencias académicas, la realización de este trabajo sirve para la obtención del título académico de Grado en Ingeniería Industrial de la especialidad de Mecánica.

Por otro lado, y como objetivo más específico, se pretende hacer de este proyecto una metodología de trabajo, empleando un modelo CFD con un software libre y gratuito, para el estudio y caracterización de los mecanismos que entran en juego en el proceso de inyección de combustible. De forma que este trabajo sirva como herramienta base en el uso y comprensión de este tipo de software para posibles trabajos futuros. Y por qué no, hacer una pequeña contribución al conocimiento actual de la inyección de combustible. El camino hacia el diseño de nuevos y mejorados sistemas es largo, lento y tedioso, pero resulta más sencillo y rápido gracias al aporte continuo de información y conocimientos entre diferentes investigadores y trabajadores del sector.

## **1.3. Revisión bibliográfica**

En este apartado se ha querido incluir previamente una breve explicación del papel que juega la inyección de combustible en los motores, así como una descripción de los diferentes tipos de sistemas que existen actualmente. Para la redacción teórica de este apartado se ha basado en las referencias [10], [12] y [21].

Posteriormente, se muestra una revisión del estado del arte de los diferentes artículos y trabajos realizado por diferentes autores de la bibliografía que han servido como fuente de conocimiento y base para la realización de este trabajo.

### **1.3.1. El sistema de inyección**

El sistema de inyección es el encargado de la entrega de combustible en los cilindros del motor para el funcionamiento del mismo. En el caso de los motores de encendido provocado, la mezcla aire-combustible podía hacerse tanto en los colectores de admisión como en el interior del cilindro (inyección

directa de gasolina), de manera que el tiempo para la formación de la mezcla es el correspondiente a la etapa de admisión y compresión, siendo en algunos casos específicos durante la etapa de compresión únicamente. En el caso de los motores de encendido por compresión, existe una estrecha relación entre el proceso de formación de mezcla y la combustión, tanto es así, que resulta difícil establecer una barrera que diferencie ambos procesos. Esto es debido a que el combustible es inyectado a alta presión durante el corto periodo de tiempo en el que el cilindro se encuentra en el punto muerto superior, una vez que el aire está comprimido. Podemos resumir algunas de las particularidades en cuanto al proceso de formación de mezcla en MEC frente a los MEP.

- La inyección comienza en un punto perfectamente definido y con una ley definida de forma que el proceso de combustión se desarrolle con las mínimas emisiones contaminantes y un rendimiento elevado, acotándose los gradientes de presión debidos a dichos fenómenos.
- En este tipo de motores la cantidad de aire con la que trabaja el motor no cambia sustancialmente al cambiar la carga, cosa que no ocurre en los MEP, aunque sí varía el dosado notablemente.
- Como decíamos antes, el tiempo para formar la mezcla impone limitaciones importantes al motor y exigencias al sistema de inyección. Así, el régimen de giro de en los MEC está limitado, entre otras razones, por el tiempo necesario para la inyección, atomización, mezcla con el oxidante y combustión.

En un sistema de inyección se suelen distinguir 2 partes físicas según el rango de presión: baja presión (1-3 bares) donde encontramos el depósito, los filtros de combustible, la bomba de cebado, el regulador de presión y las líneas de baja presión, y la parte de alta presión (100-1800 bares, o más, dependiendo del sistema en cuestión), donde se genera la presión la presión requerirle en función del sistema empleado.

#### **1.3.1.1. Clasificación de los sistemas de inyección**

Los sistemas de inyección se pueden clasificar en función de cuatro características distintas:

### a) Según el modo de inyección

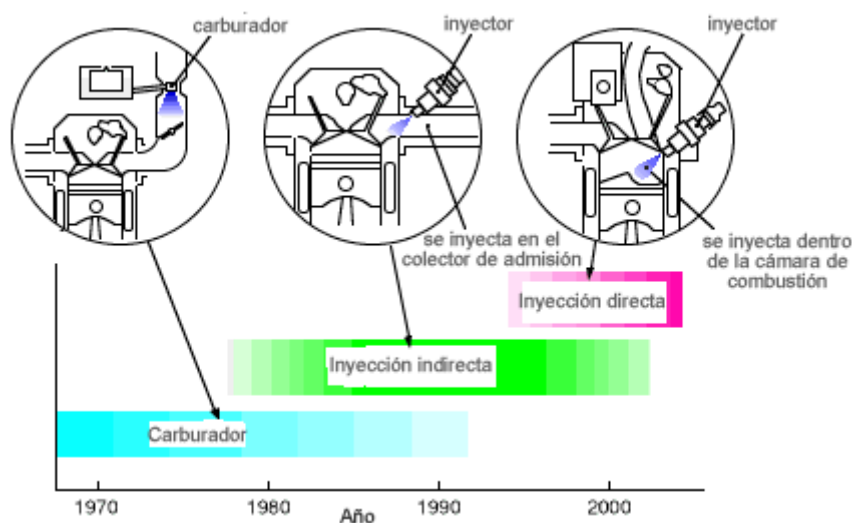
#### Inyección indirecta (IDI)

En los sistemas de inyección indirecta el aire cobra mayor importancia debido a que es el encargado de generar los campos difusivos y convectivos necesarios para la mezcla, siendo el sistema de inyección de combustible menos determinante. El aire es confinado en una pre-cámara adicional al volumen muerto, generando un movimiento de torbellino. Dentro de ese aire se inyecta el combustible y gracias a esas turbulencias generadas se produce la mezcla aire-combustible. El rango de presiones esta entre los 200 y 400 bares.

#### Inyección directa (DI)

En estos sistemas el chorro de combustible es el responsable del proceso de mezcla. Para ello se inyecta a elevadas presiones (hasta los 1800 bares) de manera que el combustible quede finamente atomizado y convenientemente repartido a fin de garantizar una adecuada mezcla. Además, los inyectores son más complejos en el caso de sistemas IDI, equipados con toberas de varios orificios de diámetros entre 0.12 y 0.25 mm.

La tendencia actual en cuanto al uso de los sistemas de inyección está claramente a favor de la inyección directa. En la figura 1.2 vemos como a partir del año 2000 aproximadamente, los sistemas IDI han dejado de ser los sistemas más usados, viéndose superados por los sistemas DI.



**Figura 1.2. Tendencia en el uso de sistemas de inyección en los últimos años**

Esta tendencia se ve justificada por los bajos niveles de consumo de combustible y elevados rendimientos que ofrecen los sistemas DI frente a los IDI, fruto de sus menores pérdidas de calor debido a la menor relación superficie/volumen y de las elevadas presiones de inyección requeridas. Por otro lado, esto conlleva a una mayor complejidad en cuanto funcionamiento interno del sistema ID y de las geometrías internas de las toberas, encareciendo los costes de producción y desarrollo de estos sistemas.

Por este motivo se han llevado a cabo numerosas investigaciones en este campo de la inyección dejando a un lado el desarrollo de los sistemas IDI. Este desarrollo ha propiciado una continua evolución y mejora de los sistemas como que se ha visto traducida en: continua elevación de la presión de inyección (hasta los 1800 bares), aumento del número de orificios de las toberas así como la disminución de los diámetros de los orificios (para producir una atomización más homogénea del chorro), empleo de inyecciones múltiples, etc.

**b) Según el número de inyectores****Monopunto**

Hay solamente un inyector, que introduce el combustible en el colector de admisión, después de la mariposa de gases. La ECU controla la inyección y la bomba de combustible. Es la más usada en vehículos turismo de baja cilindrada que cumplen normas de anti-polución.

**Multipunto**

Hay un inyector por cilindro (ver figura 1.3). La inyección es controlada también por la ECU y puede ser del tipo IDI o DI. Es la que se usa en vehículos de media y alta cilindrada, con anti-polución o sin ella. Debido a que emplea un inyector por cilindro, la presión aumenta con respecto al monopunto, y como consecuencia, el enriquecimiento de la mezcla aire-combustible.

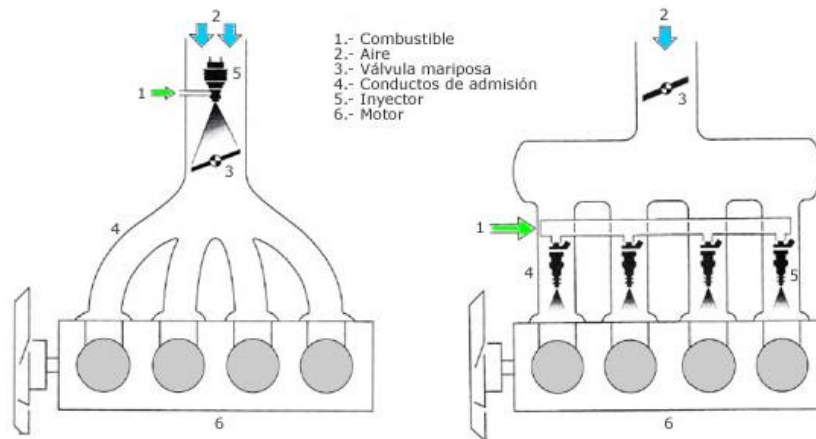


Figura1.3. Inyección monopunto (izquierda) y multipunto (derecha)

### c) Según el número de inyecciones

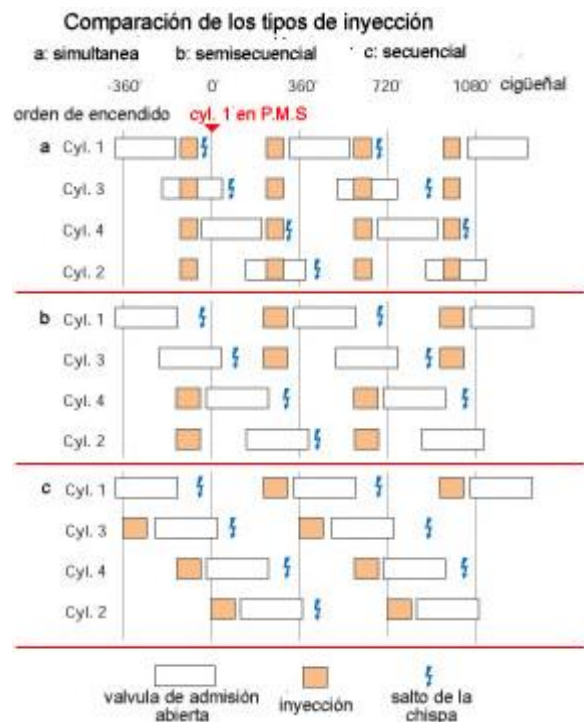
#### Inyección continua

Los inyectores introducen el combustible de forma continua en los colectores de admisión, previamente dosificada y a presión, la cual puede ser constante o variable.

#### Inyección intermitente

Los inyectores introducen el combustible de forma intermitente, es decir, el inyector abre y cierra según recibe órdenes de la ECU. La inyección intermitente se divide a su vez en tres tipos:

- *Inyección secuencial*: el combustible es inyectado en el cilindro con la válvula de admisión abierta, es decir; los inyectores funcionan de uno en uno de forma sincronizada, inyectando el combustible justamente cuando va a ser quemado. De esta forma se optimiza el uso del mismo.
- *Inyección semisequencial*: el combustible es inyectado en los cilindros de forma que los inyectores abren y cierran de dos en dos.
- *Inyección simultánea*: el combustible es inyectado en los cilindros por todos los inyectores a la vez, es decir; abren y cierran todos los inyectores al mismo tiempo.



**Figura 1.4. Diagrama de la secuencia de inyección**

#### ***d) Por su características de funcionamiento***

##### Inyección mediante accionamiento mecánico

En estos sistemas se dosifica en forma continua el combustible según un sensor de caudal de aire aspirado por el motor. Para inyectar en cada cilindro en el momento preciso, un sistema de levas acciona una bomba de émbolos que impulsa el combustible hasta los inyectores que se abren al ser vencidos por la presión constante del fluido.

##### Inyección electromecánica

Son una variante de los sistemas mecánicos y funcionan de manera similar, pero estos incluyen un sistema de control electrónico (ECU), capaz de modificar el caudal de combustible enviado a los inyectores, adoptándolos a las diferentes condiciones de funcionamiento. La presión del combustible sobre el émbolo de control permanece constante y es igual a la presión del sistema.

##### Inyección electrónica

En estos sistemas el combustible es introducido en el motor por medio de inyectores electromagnéticos, cuyas aperturas son gobernadas por un

sistema electrónico de control, que adapta los tiempos de inyección a las distintas fases de funcionamiento, en función de la información enviada a la ECU por medio de una serie de sensores acoplados al motor.

Todas las inyecciones actualmente usadas en automoción pertenecen a uno de todos los tipos anteriores.

### **1.3.1.2. Sistemas de inyección directa**

Debido a su importancia actual en el mercado del automóvil, y por ser objeto de estudio en este proyecto, se ha querido dedicar una apartado a los principales sistemas de inyección más usados hoy día.

#### Sistemas de acción directa (*rotary pump*)

Estos sistemas utilizan la tecnología más tradicional de los motores Diesel, basada en bomba rotativa. En este caso, es la bomba de alta presión encargada de dosificar el combustible que se requiere introducir en la cámara de combustión. La bomba suministra el combustible al inyector a través de conductos (líneas de inyección) a una presión que depende del régimen de giro de la bomba, y que no es constante a lo largo de todo el proceso de inyección. El movimiento del inyector en la tobera que da paso a la inyección de combustible en el cilindro está gobernado por la propia presión del combustible, que ejerce una fuerza sobre el asiento de la aguja del inyector, venciendo así la acción de un muelle situado en el inyector (fuerza de pretensión).

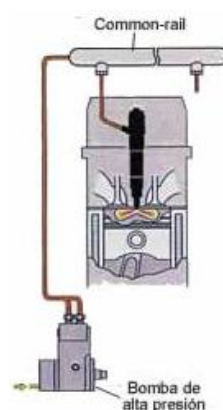


**Figura 1.5. Sistema inyección con bomba rotativa**

Existen algunos inconvenientes de este tipo de sistemas que merecen la pena nombrar como son: el propio funcionamiento de la bomba, que no permite mantener una presión constante a lo largo de todo el proceso de inyección, cambiando además, con el punto de funcionamiento del motor, y como consecuencia de esto, el punto de inicio de la inyección también se ve modificado por las condiciones de funcionamiento del motor, lo que obliga a equipar la bomba con elementos para poder calarlo respecto de una posición determinada del pistón. Su utilización hoy día es cada vez menor, viéndose sustituidos por los sistemas *Common Rail* y *unit injector*.

### Sistemas de acumulación (*Common Rail*)

Este tipo de sistemas el inyector es el encargado de la dosificación de combustible, además de su atomización. La bomba de alta presión tiene como función únicamente aumentar la presión del combustible y mantenerla constante. La apertura del inyector puede estar gobernada mecánica o electrónicamente. En los sistemas mecánicos, la entrega de combustible disminuye con el aumento del régimen de giro. Esto lleva a que estos sistemas se empleen fundamentalmente en motores estacionarios, con un régimen de giro constante. Los sistemas de apertura por acción electrónica existen desde el año 1991 pero fue en 1995 cuando empezaron a desarrollarse en automóviles sistemas fiables y a un coste razonable.



**Figura 1.6. Sistema de inyección Common Rail**

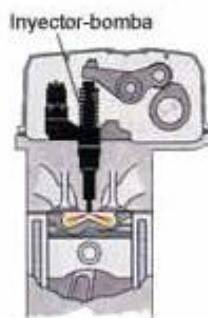
Este tipo de sistemas poseen una serie de ventajas frente a los sistemas tradicionales:

- Control del punto de inicio y de la duración de la inyección
- Alta precisión en la cantidad de combustible inyectada (160-200 MPa).
- Presión de inyección independiente del régimen del motor.
- Presión de inyección prácticamente constante a lo largo de la inyección.
- Posibilidad de descomponer la inyección en 2 o más etapas (inyección piloto o múltiple) con el fin de disminuir la combustión premezclada, para controlar las emisiones de óxidos de nitrógeno y el ruido de la combustión, en el caso de la inyección piloto.

Desde el año 1998 el sistema *Common Rail* ha experimentado un fuerte crecimiento, siendo de los sistemas más utilizados en la actualidad. Aproximadamente un 60% de los motores que se producen en el mundo disponen de este tipo de sistemas.

#### Sistema inyector bomba (*unit injector*)

Al igual que el sistema *Common Rail*, se trata de un sistema de acumulación, por lo que inyector es el encargado de la dosificación y atomización del combustible. Este sistema se fija directamente en la culata del motor combinando la bomba de inyección y la tobera en una única unidad (ver figura 1.7). El inyector es accionado por el árbol de levas del motor; bien directamente, o mediante seguidores y articulaciones. Cada inyector-bomba tiene su propia válvula solenoide de alta velocidad que controla el inicio y el final de la inyección.



**Figura 1.7. Sistema inyección Inyector-bomba**

Cuando la válvula solenoide está abierta, el inyector-bomba fuerza el combustible hacia el retorno, al tiempo que se llena la cámara de bombeo

durante la carrera de admisión del pistón y, cuando está cerrada, el combustible es forzado hacia el cilindro del motor, cuando se supera la presión de tarado del inyector, mientras que se permite un cierto flujo de retorno durante la carrera de entrega del pistón. El inicio de la inyección está definido por el punto de cierre de la válvula solenoide, mientras que la cantidad de combustible inyectada, a su vez, por el tiempo de cierre (tiempo durante el que la válvula solenoide permanece cerrada). La válvula solenoide se acciona por una ECU (Unidad de Control Electrónico), en base a los datos de su mapa interno. Esto permite programar tanto el inicio como el final de la inyección de forma que sea independiente de la posición del pistón en el cilindro del motor.

En los sistemas inyector-bomba se pueden alcanzar presiones de hasta 160 MPa. Estas altas presiones junto con el control electrónico en base a mapas de datos, hacen que se reduzca considerablemente los niveles de emisiones contaminantes del motor Diesel. Estas características hacen que este tipo de sistemas sean muy utilizados en la actualidad, aunque menos extendido que los sistemas *Common Rail*, con un 10% de la producción total de motores.

Una variante del sistema inyector-bomba que merece la pena destacar es el denominado *unitpump*. Se trata de un sistema modular de alta presión. Desde el punto de vista del control, funciona de forma similar al sistema *unit injector*, y alcanza presiones de inyección de igual magnitud. Emplea una bomba de inyección para cada cilindro, que es accionada por el árbol de levas. El uso de una válvula solenoide de alta velocidad, accionada electrónicamente, permite que tanto el inicio de la inyección como la cantidad de combustible inyectada sean ajustados con precisión en cada cilindro. Al igual que el sistema *unit injector*, este sistema registra los parámetros más importantes del motor y los traduce en un óptimo inicio de la inyección y en una óptima cantidad de combustible inyectada para unas condiciones de funcionamiento dadas. A diferencia del sistema *unit injector*, este sistema dispone de una línea corta de entrega de alta presión que une la bomba de alta presión con el inyector.

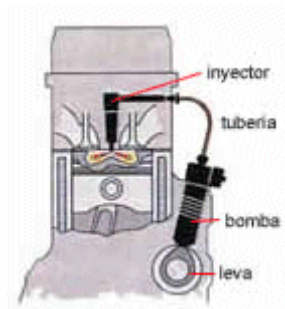


Figura 1.8. Sistema inyección unit pump

Esta configuración modular, a diferencia del diseño compacto, permite un amplio rango de requerimientos de instalación diferentes.

### 1.3.1.3. Características de la tobera de inyección

Para que pueda operar una tobera, esta es montada dentro de un portainyector que es el que contiene el resto de elementos mecánicos. El conjunto de la tobera está formado por la tobera propiamente dicha y la aguja contenida en su interior, los cuales están situados en la parte inferior del portainyector. En la figura 1.9 se puede ver un esquema donde se describen las distintas partes del portainyector.



Figura 1.9. Esquema de la estructura portainyector estándar

El muelle de compresión en el cuerpo de soporte presiona, a través del perno de presión, sobre la aguja del inyector. La tensión previa de este muelle

determina la presión de apertura del inyector. La presión de apertura puede ajustarse mediante una arandela de compensación (tensión previa del muelle de compresión).

El recorrido del combustible conduce a través de la varilla-filtro (1) desde el taladro de entrada (2) en el cuerpo de soporte (16), hacia el disco intermedio (4) y, desde allí, a través del cuerpo del inyector (10), hasta el asiento del cuerpo de la tobera (8). En el proceso de inyección se levanta la aguja del inyector (7) debido a la presión de inyección. El combustible es inyectado por los agujeros de inyección (9) en la cámara de combustión. La inyección ha concluido cuando la presión de inyección ha disminuido en tal medida que el muelle de compresión (12) presiona otra vez la aguja del inyector contra su asiento. El comienzo de la inyección es controlado a través de la presión. El caudal de inyección depende esencialmente de la duración de inyección.

Dependiendo si el inyector entra recto o inclinado en la cámara de combustión, tendremos dos tipos de toberas:

- Simétrica. Para el caso en el que entra recto. Todos los orificios tienen el mismo ángulo de inclinación respecto al eje de la tobera.
- Asimétrica. Para el caso inclinado. Los ángulos de inclinación de los orificios respecto al eje de la tobera deben de ser corregidos para que los chorros sean simétricos respecto al eje del cilindro. Por consiguiente, cada orificio tendrá un ángulo diferente.

En función del número de orificios:

- Monorificio. Contiene solamente un orificio, que puede ser paralelo al eje de la tobera o no.
- Multiorificio. La tobera puede estar constituida por un número entre 2 y 8 orificios.

Cuando la aguja está apoyada en su asiento, en la parte baja de la tobera queda atrapado un volumen de combustible. Dependiendo de la forma de este volumen (ver figura 1.10) podemos diferenciar tres tipos de toberas:

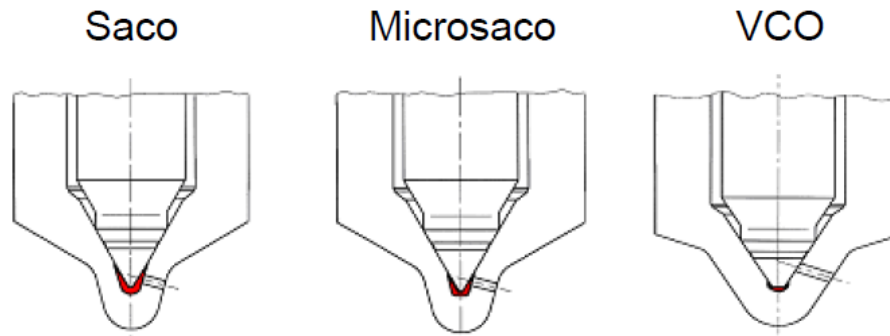


Figura 1.10. Diferentes configuraciones de toberas.

- Saco: posee un volumen relativamente grande que siempre está en contacto con los orificios.
- Microsaco: al igual que el anterior, el volumen atrapado siempre está en contacto con los orificios de salida, pero en este caso el volumen es más pequeño.
- VCO: en este caso los orificios están en el asiento de la aguja, de forma que quedan atrapados cuando la aguja está cerrada.

### 1.3.2. Parámetros descriptivos del proceso de inyección

#### 1.3.2.1. Parámetros característicos del flujo interno

Uno de los parámetros más influyentes sobre el posterior desarrollo del chorro y que, al mismo tiempo, recoge información sobre los fenómenos que acontecen en el interior de los orificios, es el coeficiente de descarga. Este se define como el cociente entre el caudal másico real  $\dot{m}_f$  y frente al máximo teórico  $\dot{m}_{teo}$ .

$$C_d = \frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_{teo}} \quad (1.1)$$

Para evaluar el caudal teórico consideramos la ecuación de Bernoulli entre un punto aguas arriba del orificio (i) y otro justo a la salida del orificio (b). Suponiendo nulas las pérdidas al igual que la velocidad del fluido aguas arriba, se obtiene:

$$\frac{p_i}{\rho_f} = \frac{p_b}{\rho_f} + \frac{1}{2} u_{teo}^2 \quad (1.2)$$

Donde:

$p_i$  = presión aguas arriba

$p_b$  = presión aguas abajo

$\rho_f$  = densidad del fluido

Si despejamos de esta ecuación la velocidad y tenemos en cuenta la caída de presión en el orificio como  $\Delta p = p_i - p_b$  nos queda la velocidad máxima teórica, o también conocida como velocidad de Bernoulli.

$$u_{teo} = \sqrt{2\Delta p / \rho_f} \quad (1.3)$$

Suponiendo que no existe cavitación, el combustible ocupará toda la sección de salida de modo que el caudal teórico vendrá dado por:

$$\dot{m}_{teo} = A_o \rho_f u_{teo} \quad (1.4)$$

Donde:

$A_o$  = sección geométrica de salida

Pudiendo expresar el coeficiente de descarga en términos de presión como:

$$C_d = \frac{\dot{m}_f}{A_o \sqrt{2\rho_f \Delta p}} \quad (1.5)$$

Este coeficiente se puede desdoblar en dos coeficientes. Uno que tenga en cuenta la reducción de área debida a la existencia de vapor, y otro que cuantifique las pérdidas de velocidad:

$$C_v = \frac{u_{ef}}{u_{teo}} \quad (1.6)$$

$$C_a = \frac{A_{ef}}{A_o} \quad (1.7)$$

$$C_d = C_v C_a \quad (1.8)$$

Donde:

$u_{ef}$  = velocidad efectiva

$A_{ef}$  = área efectiva

$C_a$  = coeficiente de contracción geométrica

$C_v$  = coeficiente de velocidad

En los sistemas de inyección, es habitual utilizar para la caracterización del mismo la presión en el acumulador, ya que las pérdidas entre este y el orificio son menores del 10%, estas pérdidas son debidas a las pérdidas de calor producidas por la fricción entre el combustible y las paredes del inyector (Javier Salvador [2007]). Si asumimos esta hipótesis, tanto el coeficiente de descarga como el coeficiente de velocidad o de área tendrán en cuenta no sólo las pérdidas en el orificio, sino que también las pérdidas en todo el sistema de inyección.

Para determinar, tanto la velocidad efectiva como el área efectiva a partir del gasto másico y del flujo de cantidad de movimiento del fluido, se emplea un método descrito por Payri *et al.* [2011].

Se compara dos situaciones: un caso más complejo y real (figura 1.11), en el que se considera la presencia de burbujas provenientes de la cavitación, de manera que el perfil de densidad a la salida se ve afectado, al igual que el perfil de velocidad, como consecuencia de las paredes; otro caso simplificado (figura 1.11b) en el que se considera un flujo equivalente, que fluye a través de un área efectiva de inyección, con una densidad constante e igual a la del líquido, y una velocidad efectiva uniforme a lo largo de la sección efectiva.

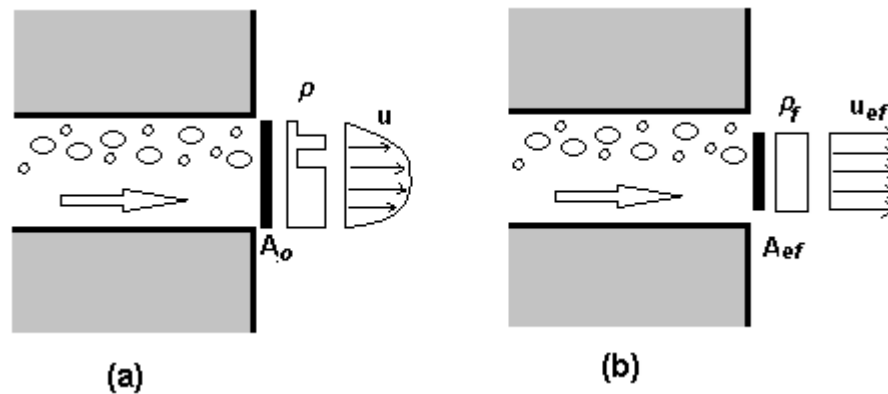


Figura1.11 Representación del flujo a la salida de la tobera. (a) Situación Real. (b) Situación equivalente simplificada.

Quedando el flujo másico, en función de las variables características del flujo como:

$$\dot{m}_f = \int_{A_o} \rho \cdot u \cdot dA = A_{ef} \cdot \rho_f \cdot u_{ef} \quad (1.9)$$

Y el flujo de cantidad de movimiento, de la forma:

$$\dot{M}_f = \int_{A_o} \rho \cdot u^2 \cdot dA = A_{ef} \cdot \rho_f \cdot u_{ef}^2 \quad (1.10)$$

Combinando las ecuaciones anteriores se puede obtener otra expresión, tanto de la velocidad efectiva como del área efectiva, a partir de los valores de flujo másico y de cantidad de movimiento instantáneo:

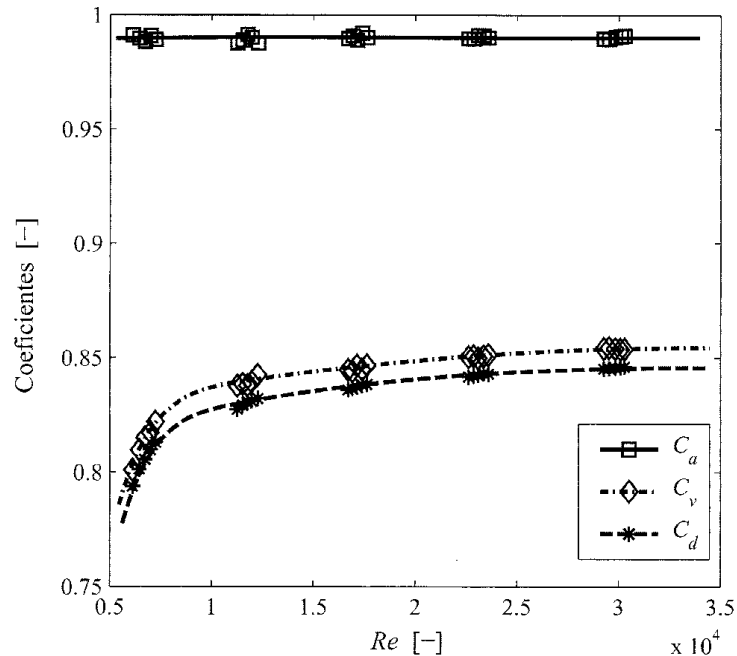
$$u_{ef} = \frac{\dot{M}_f}{\dot{m}_f} \quad (1.11)$$

$$A_{ef} = \frac{\dot{m}_f^2}{\rho_f \cdot \dot{M}_f} \quad (1.12)$$

Una vez determinados la velocidad y el área efectiva, podemos cuantificar los parámetros característicos del flujo interno en toberas de inyección visto anteriormente.

En la figura1.12 se presenta la evolución de los coeficientes de

descarga, de área y de velocidad, para una tobera cónica en condiciones de no cavitantes, donde el coeficiente de descarga, depende del salto de presión, o más bien del número de Reynolds.



**Figura 1.12. Coeficientes de descarga, velocidad y área frente al número de Reynolds**

En esta gráfica se observa un crecimiento asintótico del coeficiente de descarga hasta un valor máximo de 0,85 que en general depende de la geometría. El coeficiente de descarga depende del nivel de turbulencia en el interior del orificio, de manera que para bajos valores de  $Re$ , éste aumenta considerablemente. En estas condiciones del flujo, donde el coeficiente es muy sensible a las variaciones del número de Reynolds, el flujo tiene un carácter laminar. En cuanto al resto de coeficientes, el coeficiente de área toma un valor próximo a la unidad, algo característico de los flujos no cavitantes. Además vemos como el comportamiento del coeficiente de velocidad es similar al de descarga.

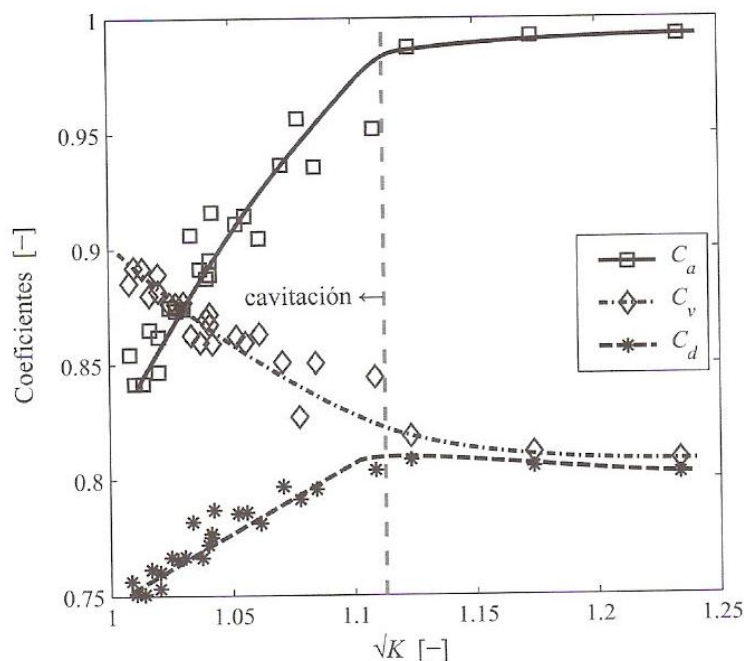
Para el flujo en el interior de una tobera en condiciones cavitantes, es conveniente representar los coeficientes del flujo en función del número de cavitación  $K$ . Este parámetro se define como:

$$K = \frac{p_i - p_{vap}}{p_i - p_b} \tag{1.13}$$

Siendo:

$p_{vap}$  = presión de vapor del combustible

Este número adimensional representa la relación entre la presión de inyección y la presión de descarga, que se opone a la salida del fluido. Una descripción de la evolución de los coeficientes frente al número de cavitación se puede apreciar en la siguiente figura:



**Figura 1.13. Comportamiento de los coeficientes de descarga, velocidad y área frente al número de cavitación para distintas presiones de inyección.**

Con esta tendencia se puede apreciar el número de cavitación crítico para un determinado salto de presión, de manera que si seguimos aumentando el salto de presión (o lo que es lo mismo disminuir el número de cavitación) la intensidad de la cavitación aumenta. El comportamiento en la zona no cavitante muestra valores altos y prácticamente constantes de los coeficientes. Teniendo en cuenta el comportamiento antes descrito, esto indicaría que el flujo en el interior de los orificios es turbulento y el coeficiente de descarga apenas experimenta crecimiento con la disminución del parámetro  $\sqrt{K}$ . En la zona no cavitante, el coeficiente de área toma valores cercanos a la unidad ya que toda

la sección del orificio está ocupada por la fase líquida, siendo los valores de coeficientes de velocidad próximos a los del coeficiente de descarga.

Otro modelo unidimensional que es capaz de reproducir gran variedad de datos experimentales es el propuesto por Schmidt [1997]. En él, se plantea la ecuación de Bernoulli para un orificio con presencia de vapor tal y como se parecía en la figura 1.14.

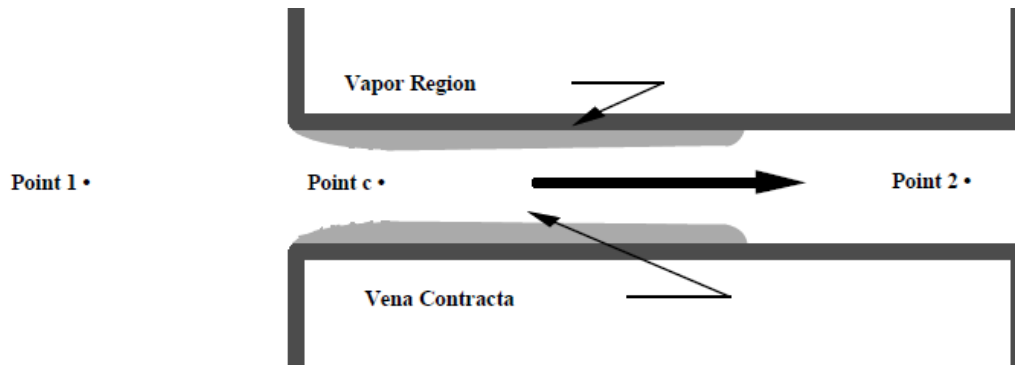


Figura 1.14 Representación del fenómeno de cavitación en tobera axi-simétrica

La contracción de la entrada reduce el área efectiva de paso de flujo, y como consecuencia, se produce un incremento de la velocidad, tal como describe la ecuación de continuidad. La conservación de la cantidad de momento predice que la aceleración del líquido a través de la vena contracta provoca una bajada de presión estática en la zona de la garganta de la tobera (ver figura 1.14). El flujo pasaría a través de una fracción de área transversal denotada como  $C_c$ . Esta fracción es un parámetro dependiente de la geometría y que fue estimado con un valor de  $\pi/(\pi + 2)$ , es decir, en torno a 0,61 y 1, variando con la geometría. Este parámetro se puede equiparar al coeficiente de área definido en la ecuación (1.7).

Podemos hacer la suposición de que no existe variación de velocidad radial en la zona de contracción. Además, la densidad de la fase líquida se supone constante y que la transferencia de masa entre la fase líquida y la fase de vapor, es despreciable. Así, la masa que atraviesa el orificio se puede expresar como:

$$\dot{m}_f = \rho_f \cdot A_{ef} \cdot u_c \quad (1.14)$$

Por otro lado, podemos asumir que no existen pérdidas en el flujo entre el punto 1 y el punto c, ya que debido al vapor no existen esfuerzos cortantes en la zona de la pared. También asumimos que la presión en el punto c, donde existe tanto fase de vapor como fase líquida, es igual a la presión de vapor. Con estas suposiciones podemos escribir la ecuación de Bernoulli entre los puntos 1 y c tal que:

$$p_1 = p_{vap} + \frac{1}{2} \cdot \rho_f \cdot u_c^2 \quad (1.15)$$

Si combinamos las ecuaciones (1.14) y (1.15) obtenemos el flujo másico a través del orificio:

$$\dot{m}_f = C_c \cdot A_o \cdot \sqrt{2 \cdot \rho_f \cdot (p_1 - p_{vap})} \quad (1.16)$$

Una característica clave de esta ecuación es que el flujo másico depende principalmente de la presión aguas arriba y de la presión de vapor. El hecho que el flujo dependa de la diferencia de presiones ( $p_1 - p_{vap}$ ), en condiciones de cavitación, es indicativo de que el orificio está colapsado, bajo estado de choque. Y ya se ha demostrado experimentalmente (Schmidt [1997]) que se produce un choque en venturis bajo condiciones de cavitación, por lo que el modelo no parece tan alejado de los resultados experimentales.

Si cogemos una expresión del coeficiente de descarga del flujo  $C_d$  en condiciones cavitantes tal que:

$$C_d = \frac{\dot{m}_f}{A_o \cdot \sqrt{2 \cdot \rho_f \cdot (p_1 - p_2)}} \quad (1.17)$$

Y lo combinamos con la ecuación (1.16), se llega a la siguiente expresión para el coeficiente de descarga:

$$C_d = C_c \cdot \sqrt{\frac{p_1 - p_{vap}}{p_1 - p_2}} \quad (1.18)$$

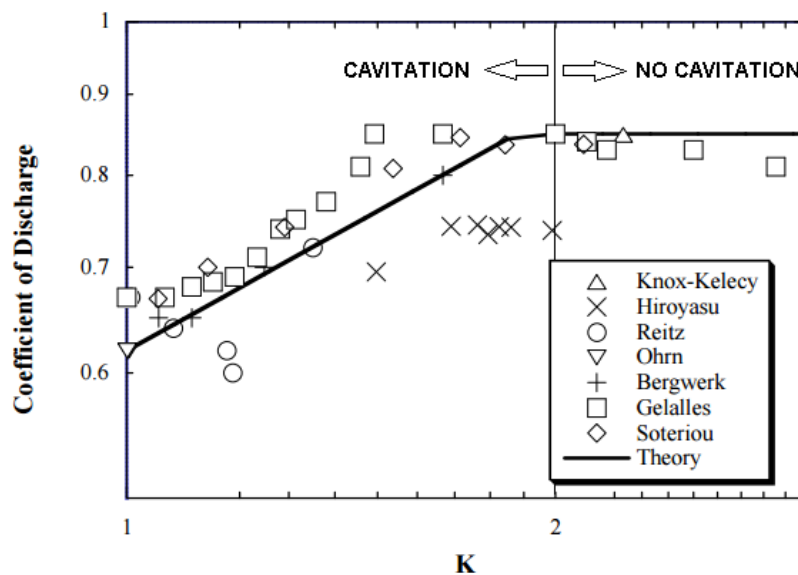
La relación bajo la raíz es el parámetro adimensional  $K$  definido en la ecuación (1.13). De manera que podemos escribir el coeficiente de descarga

en función de este parámetro como:

$$C_d = C_c \cdot \sqrt{K} \quad (1.19)$$

Tal y como hemos visto en la figura 1.13, la ecuación (1.18) predice que, para altas presiones de inyección y bajas presiones de descarga obtendremos un coeficiente de descarga pequeño. Cuando no existe cavitación,  $K$  aumenta, y así lo hace el coeficiente de descarga.

Cuando la cavitación desaparece, las hipótesis establecidas dejan de cumplirse, y este análisis deja de ser válido, y  $C_d$  no es necesariamente una función de  $K$ . Schmidt [1997] recopiló varios de los resultados obtenidos para el coeficiente de descarga, tal como se puede apreciar en la figura 1.15 de forma similar a la figura 1.13.



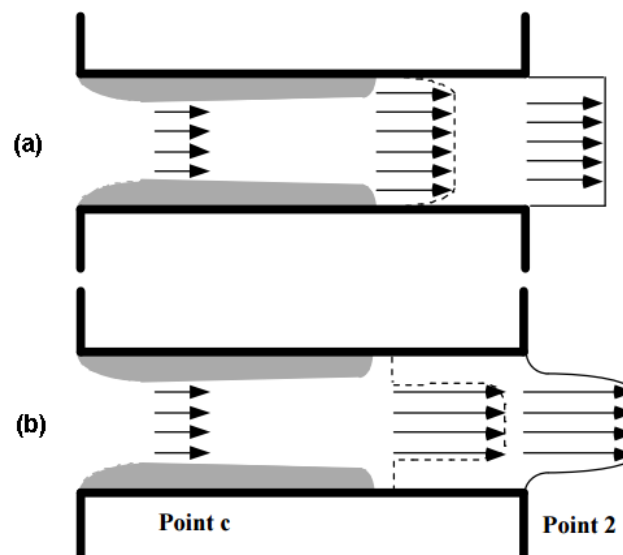
**Figura 1.15 Comparación de datos experimentales con la predicción teórica referentes al coeficiente de descarga por diferentes autores. Por Schmidt [1997].**

Los resultados mostrados en la figura 1.15 fueron obtenidos bajo condiciones estacionarias, con diferentes tipos de fluidos y con orificios de diferente tamaño. Como se puede apreciar, muchos de los datos colapsan con el comportamiento predicho por el modelo unidimensional, aunque la mayoría de ellos, se encuentran por la parte de arriba de la curva teórica. Curiosamente esto concurre para los orificios con entrada redondeada, y por tanto con coeficiente de descarga mayor.

En cuanto a la velocidad a la salida de la tobera, se suele considerar un perfil uniforme sobre toda el área de la salida e igual a la velocidad mayor en toda la sección, según la ecuación:

$$u_0 = \frac{\dot{m}_f}{\rho_f \cdot A_o} \quad (1.20)$$

Esta aproximación se conoce como *Slug flow exit condition*, es frecuentemente utilizada en la literatura sobre pulverización. Esta suposición se fundamenta en una pérdida importante de momento debido a la fricción con las paredes, y proporciona el valor más pequeño para la cantidad de momento a la salida, mientras que la suposición de Schmidt [2007] proporcionaría el máximo valor posible, donde los esfuerzos cortantes son nulos.



**Figura1.16. Esquema de las características del flujo a la salida. (a) Representación del modelo “SlugFlowExitCondition” donde se considera el esfuerzo cortante como responsable del cambio en el perfil de velocidad desde el punto c al punto 2. (b) Representación del modelo “Zero Wall Shear” donde se desprecian las pérdidas por esfuerzos cortantes del flujo con respecto a la pared.**

Para representar el flujo a la salida Schmidt realizó un análisis integral sobre la superficie de control en la contracción (punto c) cumpliendo con el principio de conservación de la masa. Como resultado obtuvo para la velocidad efectiva de salida:

$$u_{ef} = \frac{(2 \cdot C_c \cdot p_1 - p_2 + (1 - 2 \cdot C_c) \cdot p_v)}{C_c \cdot \sqrt{2 \cdot \rho \cdot (p_1 - p_v)}} \quad (1.21)$$

Y para el área efectiva:

$$A_{ef} = \frac{2 \cdot C_c^2 \cdot (p_1 - p_v)}{(2 \cdot C_c \cdot p_1 - p_2 + (1 - 2 \cdot C_c) \cdot p_v)} \cdot A_o \quad (1.22)$$

Para un análisis previo, debemos conocer el valor de  $C_c$ . Este valor se podría calcular  $C_c$  usando la ecuación (1.19) o empleando un valor teórico 0.6 (Schmidt [1997]).

### 1.3.2.2. Descripción del chorro de combustible

Cuando el combustible es inyectado en el cilindro y penetra con el gas ambiente, el primer fenómeno que tiene lugar es la atomización de la vena líquida (ver figura 1.18). En este proceso se distinguen dos etapas: la primera conocida como atomización primaria, que consiste en la rotura de la vena líquida en gotas, y la atomización secundaria, que consiste en la disgregación de las gotas ya existentes en gotas más pequeñas.

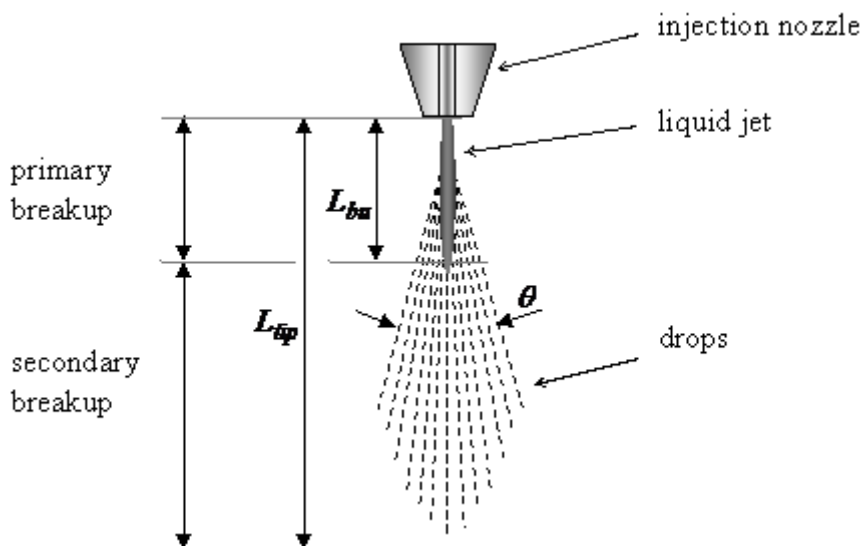


Figura 1.17. Esquema del proceso de atomización del chorro de combustible

También puede ocurrir que las gotas choquen entre sí aumentando su diámetro, conocido como coalescencia. De este modo, al final del proceso se obtiene una distribución de tamaño de gotas más o menos heterogénea. El

proceso de atomización es importante ya que favorece el proceso físico de mezcla entre el gas ambiente y el combustible. Otro fenómeno que común que favorece el proceso de mezcla es el denominado englobamiento de aire; este fenómeno es fruto de la compresión en el cilindro previo a la inyección y es el mecanismo mediante el cual el chorro inyectado, al interactuar con el gas ambiente, hace entrar este mismo gas dentro de la periferia del propio chorro. Este hecho tiene como consecuencia un crecimiento del grosor del chorro, una deceleración del mismo y una reducción de su densidad.

### 1.3.2.2.1. Regímenes de atomización

Según los autores del libro [10], se puede dividir la atomización en un proceso de hasta cuatro etapas de acuerdo con el número de Reynolds.

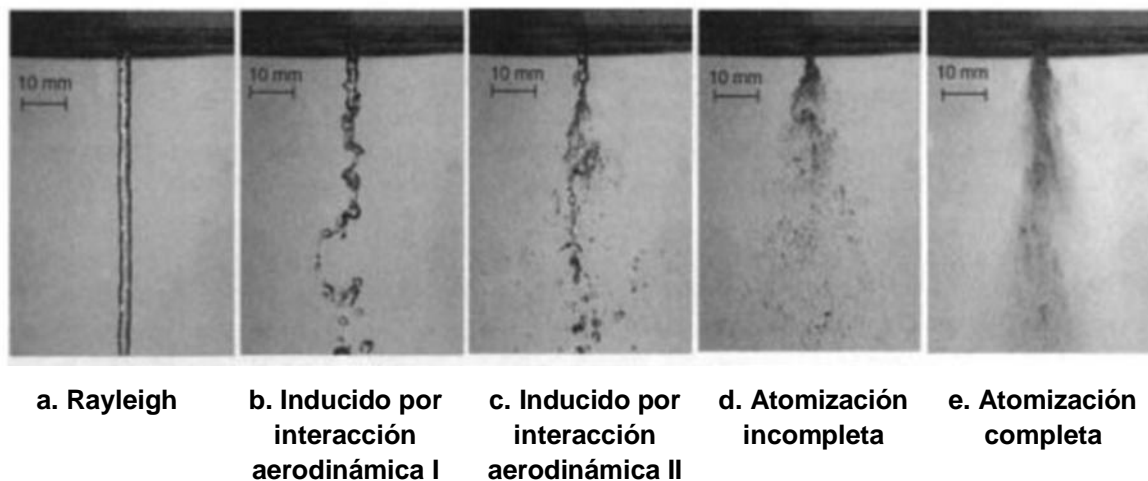


Figura 1.18. Regímenes de atomización

#### Régimen de Rayleigh

Rayleigh propuso que la atomización de la vena líquida se debe al predominio de las fuerzas de tensión superficial. Dándose lugar en condiciones de velocidad de inyección bajas, del orden de 10 m/s de magnitud, se crean deformaciones radiales axi-simétricas por la interacción entre perturbaciones iniciales entre la superficie del chorro y las fuerzas de tensión superficial. Estas deformaciones aumentan hasta el punto en el que la vena líquida rompe en gotas de diámetro uniforme de alrededor de 2 veces el diámetro del orificio.

#### Primer Régimen inducido por interacción aerodinámica

Conforme la velocidad de inyección aumenta, la velocidad relativa entre la vena líquida y el gas ambiente también se incrementa. Debido a esto el efecto de las fuerzas aerodinámicas cobra importancia frente a las fuerzas de tensión superficial. Dentro de este rango, cuando las velocidades son bajas, se amplifican las inestabilidades axi-simétricas debidas a la tensión superficial. En estas condiciones se puede apreciar un chorro con bulbos importantes y se traduce en una atomización más rápida, con la generación de gotas de diámetro del mismo orden de magnitud que la vena líquida. Por el contrario, para velocidades altas, las fuerzas aerodinámicas cobran importancia frente a las de tensión superficial. Se puede apreciar un chorro con una sección relativamente uniforme (ver figura 1.18.b) que oscila alrededor de su eje de simetría inicial. Con esta oscilación, el chorro adquiere una forma helicoidal, alargándose. La disminución de la sección de la vena líquida provoca la atomización del carburante.

#### Segundo régimen inducido por la interacción aerodinámica

Si aumentamos la velocidad, podemos ver como la superficie de la vena líquida se cubre de oscilaciones de pequeña escala generadas por la turbulencia a la salida del inyector pero también, y en gran medida, por la interacción aerodinámica. Estas perturbaciones transversales se ven amplificadas por las fuerzas aerodinámicas hasta llegar a la separación de gotas de combustible (ver figura 1.18.c). La distancia entre el inyector y el inicio de la separación de gotas, que denominábamos, longitud vena intacta, es función de la velocidad de inyección. El diámetro de estas gotas es del orden de la longitud de onda de las perturbaciones.

#### Régimen de atomización

En el régimen de atomización, la separación de las gotas ocurre cada vez más cerca del orificio a medida que aumenta la velocidad de inyección. A partir de una cierta velocidad, la atomización empieza justo en la salida del orificio. Podemos observar entonces un cambio en el comportamiento global del chorro que marca el inicio del régimen de atomización. No existe una clara discontinuidad respecto al régimen anterior pero debido a que las velocidades son más elevadas, otros mecanismos como la cavitación, o la turbulencia, comienzan a aparecer en estas condiciones. En la figura anterior se observa el

aspecto representativo del comportamiento real del chorro (ver figura 1.18.d y 1.18.e). En ellas se ha distinguido entre un régimen de atomización incompleta, con una mayor longitud de rotura y menor ángulo del chorro, y un régimen de atomización completa, muy similar, pero con una menor longitud de rotura y mayor ángulo del chorro.

Muchos resultados experimentales muestran que los principales regímenes de atomización en el que se encuentra el chorro de Diesel no evaporativo (y no reactivo) en condiciones normales de funcionamiento son el segundo régimen de atomización inducido por interacción aerodinámica y el denominado régimen de atomización, siendo este último mucho más frecuente e importante conforme aumenta la presión de inyección y disminuye el diámetro de la tobera.

#### **1.3.2.2.2. Mecanismos de atomización de la vena líquida**

Se cree que la atomización primaria es debida a la superposición de diversos mecanismos independientes que, en función de las condiciones de inyección, cobran más o menos importancia.

##### Ruptura debido a inestabilidades aerodinámicas

El crecimiento de las perturbaciones inestables en la superficie del chorro puede verse incrementado por la mayor velocidad relativa entre el líquido y el gas ambiente. En ese caso, el mecanismo que controla el segundo régimen inducido por interacción aerodinámica se reproduce: las inestabilidades de las ondas de alta frecuencia presentes en la superficie de la vena, causadas por variaciones locales de presión en el gas y en el líquido, forman finos ligamentos. El diámetro de la vena líquida va disminuyendo a medida que se aleja del inyector en razón de esta pérdida de líquido. Los ligamentos se rompen por la acción de las fuerzas de tensión superficial y/o la interacción aerodinámica con el gas ambiente. A medida que va aumentando la velocidad de inyección, la tasa de atomización y el ángulo de apertura del chorro calculado son menores, poniendo de manifiesto que existen otros efectos importantes que influyen, favoreciendo el proceso de atomización. Además, la teoría aerodinámica no tiene en cuenta la influencia de la geometría de la tobera, la cual tiene un efecto importante en el caso de la inyección

Diesel. Por tanto no podemos explicar el fenómeno de atomización del chorro Diesel teniendo en cuenta únicamente las inestabilidades en la superficie de la vena líquida.

### Turbulencia

La turbulencia es otra de las causas principales de la atomización. La turbulencia se genera en el sistema de inyección, particularmente en el orificio del inyector. Las velocidades turbulentas radiales en este tramo están contenidas por las paredes del inyector. A la salida de este, la componente radial de las fluctuaciones turbulentas expulsa combustible fuera de la vena líquida, provocando la atomización. Este mecanismo permite explicar la atomización de chorros inyectados en el vacío y para los cuales no existe interacción aerodinámica con el ambiente. Además este mecanismo es ajeno a las grandes variaciones de comportamiento del chorro en función de la densidad del gas, lo cual nos dice que no es el único mecanismo de la atomización.

### Cavitación

La influencia de la cavitación sobre la atomización del chorro Diesel puede ser de dos tipos. Por un lado la aparición de cavitación suele provocar la separación del flujo respecto a la pared del orificio. Esta separación y posterior contacto del flujo contra la pared provocan un incremento de la turbulencia que, como se ha visto, incrementa la atomización. Por otro lado, la presencia de burbujas de vapor en el combustible hace que ya en la salida del orificio estemos en presencia de un flujo bifásico, como describiremos más adelante. Las discontinuidades en el líquido facilitan la división del chorro en ligamentos y en gotas. En el caso de temperaturas elevadas, la dilatación de estas burbujas de vapor crea esfuerzos radiales que conducen también a la atomización de la vena líquida. Más adelante veremos que la cavitación depende, en gran parte, de la geometría del orificio de descarga y de las condiciones de operación, de modo que variaciones muy pequeñas pueden modificar mucho estas zonas de baja presión.

### Modificación del perfil de velocidad

Los esfuerzos viscosos debidos a la presencia de la pared del orificio

desaparecen provocando que el combustible cerca de la superficie de la vena líquida se acelere. Por tanto obtendremos un perfil de velocidades modificado dentro del flujo justo a la salida del orificio. Esta modificación producida por la aceleración puede producir inestabilidades que favorezcan la atomización.

Esta modificación de la velocidad produce perturbaciones en la superficie del líquido que pueden favorecer la atomización. En el caso de un flujo laminar en el orificio, el perfil de velocidades corresponde a un flujo de Poiseuille. Al desaparecer las paredes, este perfil se transforma en un perfil uniforme. Si la cantidad del movimiento se conserva, esta reorganización del perfil supone una disminución de la energía cinética de la vena líquida. Esta disipación de energía cinética se traduce en la generación de velocidades radiales que provocan la atomización.

#### **1.3.2.2.3. Comportamiento de una gota. Atomización secundaria**

Una vez atomizada gran parte de la vena líquida, las gotas generadas interactúan con el aire ambiente (atomización secundaria) y entre ellas mismas (coalescencia). Esta doble interacción conduce a variaciones significativas del diámetro medio de las gotas. La atomización de una gota está controlada principalmente por las fuerzas aerodinámicas y las de tensión superficial, además de las fuerzas viscosas que tienden a incrementar las perturbaciones originadas por las primeras; luego la atomización ocurre cuando las fuerzas aerodinámicas igualan a las de tensión superficial.

A la hora de cuantificar el proceso de atomización secundaria en los chorros Diesel, el principal problema que se plantea es como determinar la velocidad relativa aire/gota local.

El proceso de coalescencia está muy presente en los casos donde existe una gran dispersión de gotas y una alta concentración de combustible. Estos dos factores aumentan la probabilidad de choque entre gotas. En muchos de los modelos de chorros Diesel revisados ([6], [7], [8]) se calcula la probabilidad de choque para definir una tasa de coalescencia, en función de la velocidad relativa entre las gotas y su ambiente.

Una vez atomizado el chorro por completo, el siguiente fenómeno que ocurre es la evaporación de las gotas que se encuentran a elevada

temperatura fruto de la compresión previa. El intercambio energético con el aire englobado y la difusión térmica y másica en la interfase entre la gota y el gas, son los dos fenómenos que controlan la evaporación. Sin embargo, en el proceso de combustión, los procesos de difusión térmica másica asociados a la evaporación del combustible líquido son más rápidos, y por lo tanto de menor importancia que los de mezcla, estando el proceso de evaporación controlado principalmente por la mezcla. Con este resultado, se establece que no existe diferencias significativas entre el desarrollo del chorro Diesel y el desarrollo de un chorro gaseoso, pudiéndose reducir a un problema global de mezcla entre el combustible y el aire. Esto es de gran interés para los investigadores del sector, ya que les permite aplicar los conocimientos derivados del estudio gaseoso.

### 1.3.2.3. Parámetros característicos del chorro

Si se realiza un análisis dimensional de los parámetros que intervienen en el proceso de atomización primaria: densidad del aire, velocidad de inyección, densidad del combustible, viscosidad, tensión superficial, etc. De acuerdo con el teorema Pi de Buckingham, podemos caracterizar el problema físico mediante tres parámetros adimensionales.

El primero es la relación entre la densidad del fluido  $\rho_f$  y la del aire circundante  $\rho_a$  de la forma:

$$\frac{\rho_a}{\rho_f} \quad (1.23)$$

El número de Reynolds, que representa el cociente entre las fuerzas de inercia y las fuerzas viscosas en el interior de la vena líquida, y se calcula a partir de la ecuación:

$$Re = \frac{\rho_f u_{ef} D_{ef}}{\mu_f} \quad (1.24)$$

Donde:

$u_{ef}$  = velocidad efectiva

$D_{ef}$  = diámetro efectivo del orificio

$\mu_f$  = viscosidad dinámica

Y por último, el número de Weber, que sirve para cuantificar la importancia relativa de la inercia del fluido, que contribuirá al proceso de atomización de la vena líquida, frente a su tensión superficial que se opondrá a la rotura de la misma:

$$We = \frac{\rho_f u_{ef}^2 D_{ef}}{\sigma_f} \quad (1.25)$$

Siendo:

$\sigma_f$  = tensión superficial del fluido

Si comparamos los números descritos anteriormente, se puede comparar la importancia relativa de los efectos que determinan el proceso de atomización; mediante el número de Taylor,  $Ta$ , y el número de Ohnesorge,  $Oh$ :

$$Ta = \frac{Re}{We} = \frac{\sigma_f}{\mu_f u_{ef}} \quad (1.26)$$

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu_f}{\sqrt{\rho_f u_{ef} \sigma_f}} \quad (1.27)$$

Podemos analizar el comportamiento del chorro en función de los tres números adimensionales planteados para ver qué efectos predominan en la formación del mismo y determinar en qué regímenes de atomización se encuentra, bajo unas condiciones de operación determinadas. En la figura 1.19 se puede ver este comportamiento simplificado en función de los números  $Oh$  y  $Re$  solamente, para un cociente de densidades fijo.

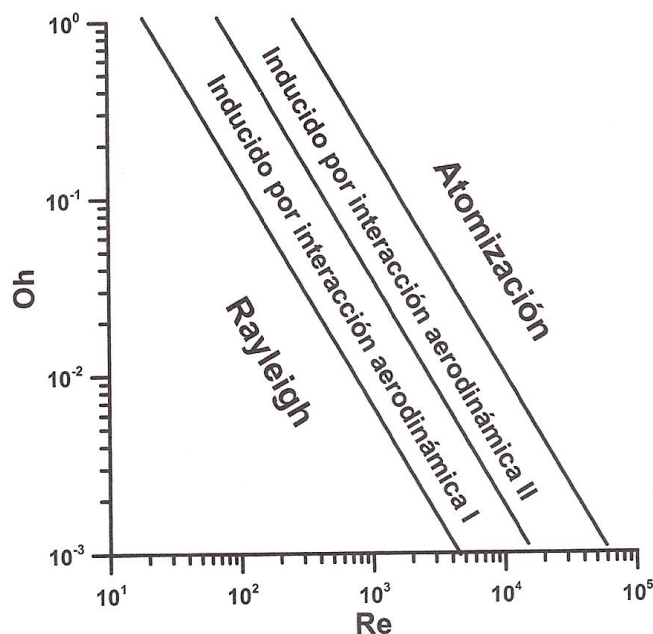


Figura 1.19. Regímenes de atomización en función de Oh y Re para un cociente de densidades fijo.

Se ha comprobado analíticamente que la atomización del chorro de combustible pasa a ser mucho más importante conforme mayor es la velocidad de salida del chorro. Aunque los mecanismos que provocan la ruptura de la vena líquida no son totalmente conocidos. A pesar de los numerosos estudios experimentales realizados, no existe por el momento una teoría que explique todos los comportamientos observados.

Para caracterizar el chorro Diesel normalmente se consideraran dos puntos de vista: a nivel macroscópico con características geométricas básicas, y microscópico, con características internas.

La descripción macroscópica del chorro corresponde con su forma externa y su estructura. En la figura 1.20 podemos ver una simplificación de la forma del chorro caracterizada por un cono divergente de un cierto ángulo  $\theta$ , un frente de chorro ovalado, y una penetración instantánea  $(t)$ . El chorro de combustible se representa con un eje de simetría, pero en condiciones reales de operación el chorro no es simétrico.

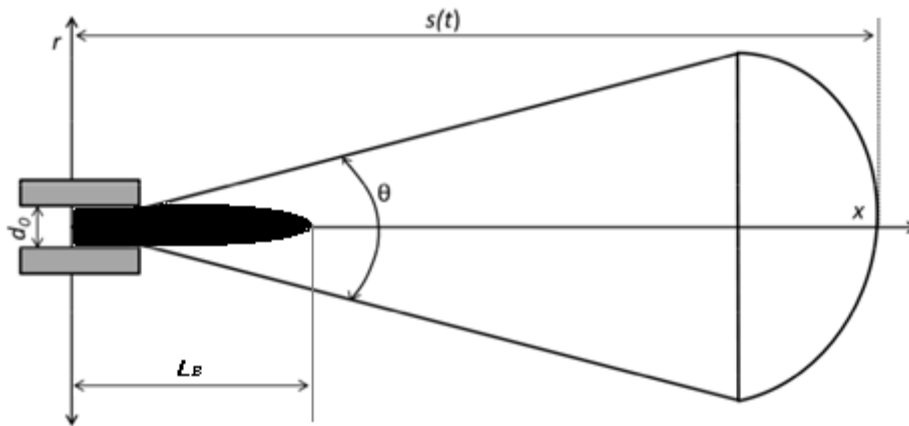


Figura 1.20. Estructura simplificada del chorro de combustible

- **Penetración**

Se define como la distancia que recorre el frente del chorro en el seno del gas, y es un parámetro de suma importancia en el estudio del chorro Diesel, ya que determina en gran medida el proceso de mezcla, como su choque contra la pared interior del pistón. Depende fundamentalmente de la cantidad de movimiento instantánea del chorro a la salida del orificio y de su ángulo de apertura. En la literatura se proponen diferentes ecuaciones empíricas o semiempíricas para su estimación en función de diversos parámetros (presión de inyección, velocidad de salida, densidad ambiente, geometría del orificio, tiempo, etc). Estos establecen que existe una dependencia temporal de la penetración, con la raíz cuadrada del tiempo, además de la dependencia geométrica y de la diferencia de presiones a las que está sometido el orificio. Considerando la conservación del flujo de cantidad de movimiento en la dirección axial del chorro podemos obtener la siguiente ley [Payri] para la penetración instantánea:

$$S(t) \propto \rho_a^{-0.25} \Delta p^{0.25} D_{ef}^{0.5} \tan^{-0.5} \left( \frac{\theta}{2} \right) t^{0.5} \quad (1.29)$$

Donde:

$\Delta p$  = diferencia de presión entre la entrada y salida del inyector

$t$  = tiempo de inyección

$D_{ef}$  = diámetro efectivo

$\theta$  = ángulo de chorro

Para el caso de un chorro Diesel evaporativo, la penetración del chorro

Diesel se puede ver reducida hasta un 20% en relación con el chorro no evaporativo, aunque esta diferencia se ve reducida conforme se incrementa la densidad del gas ambiente.

En condiciones reactivas debe existir un incremento en la penetración del chorro debido a la liberación de calor que provoca un aumento importante del volumen específico en el seno del mismo.

Como consideración final, la temperatura del gas ambiente puede afectar indirectamente a la penetración total en el caso del chorro evaporativo o reactivo a través de la variación de densidad asociada a la diferencia de temperatura en el seno del chorro.

- **Ángulo de apertura del chorro**

Es el ángulo theta que forman las dos rectas que se ajustan al contorno del chorro. Al igual que la penetración, depende de la geometría del inyector y de las condiciones operativas de la inyección, así como de las propiedades del combustible y de las condiciones ambientales donde se inyecta. En el proceso de atomización, el chorro Diesel se abre a la salida del orificio y se mantiene constante el ángulo tras un pequeño intervalo de tiempo. De acuerdo con los resultados experimentales, Schmidt [1997] propone una relación entre el ángulo de chorro y la relación entre densidades de la forma:

$$\tan(\theta/2) \propto \left(\frac{\rho_a}{\rho_f}\right)^{0.19} \quad (1.30)$$

En general, podemos asumir que la densidad del gas ambiente es un parámetro controlante tanto en condiciones evaporativas como no evaporativas, cuya influencia se puede cuantificar por medio del valor del exponente, asumiendo la densidad del combustible constante. También ha quedado demostrado que la viscosidad del combustible y la presión de inyección prácticamente no afectan al desarrollo del ángulo ([6], [14]).

- **Longitud de rotura**

La longitud de la vena líquida, conocida también como longitud intacta o de rotura, resulta un parámetro interesante debido a su estrecha relación con el

proceso de atomización primaria. La longitud de rotura depende principalmente de la velocidad de inyección. En la figura 1.21 podemos ver una curva del comportamiento de este parámetro.

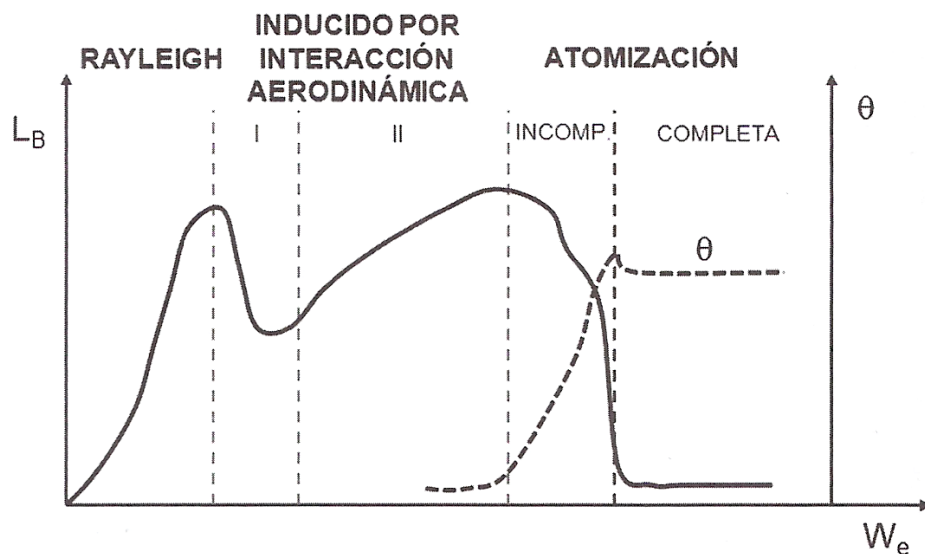


Figura 1.21. Longitud de rotura y ángulo de chorro en función del número de Weber

En esta figura se muestra las variaciones que experimenta la longitud de rotura en función del régimen de atomización. En cuanto al ángulo de chorro vemos como no existe para los regímenes de Rayleigh y primer régimen inducido por interacción aerodinámica. Podemos decir que una variación de la velocidad supone simultáneamente una variación del comportamiento fluido-dinámico del flujo y su estructura interna. La curva muestra subidas y bajadas, dando a entender que los mecanismos que entran en juego no son únicos, sino que es una combinación de ellos los que influyen en el comportamiento del chorro.

- **Volumen de Aire englobado**

Este parámetro da información de la concentración global de combustible y permite cuantificar el proceso de mezcla aire-combustible. En el libro de Payri [2011] se ponen de manifiesto la dependencia del aire englobado con diferentes parámetros del sistema de inyección (diámetro del orificio, presión, etc.) y del ambiente, en este caso, de la cámara de combustión (densidad del aire, temperatura, velocidad del aire).

Desde el punto de vista microscópico se determinan los siguientes

parámetros característicos del chorro Diesel:

- **Distribuciones de diámetros de las gotas**

El tamaño de las gotas de combustible depende de los diferentes procesos físicos y mecanismos que tienen lugar en el proceso de inyección. Los diámetros de las gotas de combustible presentan una gran variabilidad espacial y temporal, debido a las características transitorias del proceso de inyección. Para la caracterización de la distribución de diámetros se utiliza un diámetro medio característico, siendo el más utilizado el diámetro medio aritmético y el diámetro medio de Sauter (SMD). El SMD puede interpretarse como el diámetro de las gotas de un chorro mono-disperso que tuvieran la misma relación volumen/superficie del chorro poli-disperso considerado.

$$D_s = \frac{1}{\sum_i \frac{f_i}{d_i}} \quad (1.31)$$

Donde:

$f_i$  = variable escalar para la fase dispersa

$d_i$  = tamaño discreto de la burbuja.

El SMD está relacionado con la ley de frenado de las gotas de combustión y también con la tasa de evaporación. Muchos investigadores [salvador] observaron el comportamiento del diámetro medio Sauter (SMD) frente a la velocidad de inyección y vieron como este cae rápidamente sobre una línea recta en un gráfico log-log para una boquilla dada. Sin embargo cada boquilla tenía su propia línea distinta.

- **Distribución de velocidades y concentraciones de las gotas de combustible**

Su estimación permite conocer cómo tiene lugar el proceso de mezcla aire-combustible a nivel microscópico. Los perfiles de velocidad y de fracción másica transversal al eje del chorro son isomorfos y además presentan un aspecto gaussiano. Numerosos estudios experimentales demuestran que en la región del chorro desarrollada, en la zona suficientemente alejada de la tobera, la velocidad axial y la fracción másica de combustible en el chorro se ajustan a un perfil exponencial (Nordin [2002]). Para mayor detalle sobre las ecuaciones que rigen este comportamiento ver referencias [10],[8].

### **1.3.3. Antecedentes**

#### **1.3.3.1. Resumen del estado del arte**

Al principio, las teorías de la ruptura de partículas de spray se basaban únicamente en la interacción entre el chorro de combustible y el ambiente en el que es inyectado. Más tarde, como la importancia de inyector se hizo evidente, los modelos de pulverización incluyeron factores empíricos para tener en cuenta el efecto de la tobera. Por desgracia, la interacción entre la atmósfera y la pulverización sigue siendo poco clara, así como la contribución relativa de la boquilla a los mecanismos de atomización. El papel de la tobera de pulverización es un tema complejo de tratar e hizo que muchas de las investigaciones sobre inyección se centraran exclusivamente en el flujo interno de las toberas. Los principales problemas y dificultades a la hora de abordar estudios, tanto experimentales como estudios teóricos, sobre el flujo en el interior de las toberas se debe fundamentalmente a los siguientes factores:

- Las dimensiones de los conductos de descarga de las toberas son de longitudes características extremadamente pequeñas, en torno a milímetros, y diámetros que rondan las décimas de milímetro.
- El flujo que atraviesa los conductos lleva asociado altas velocidades debido a los altos gradientes de presión a los que están sometidos las toberas. Estas velocidades pueden llegar a ser de varios cientos de metros por segundo.
- Bajo ciertas condiciones de operación, el flujo en los orificios puede ser bifásico debido al fenómeno de cavitación. Esto hace que el estudio computacional mediante modelos numéricos resulte aún más complejo.

Una vez que se entienda el comportamiento del fluido a través de los orificios de inyección, el estudio de los procesos de atomización y preparación de la mezcla del chorro se pueden convertir en problemas fácilmente abordables. Sin embargo, los detalles de la dinámica del fluido en el interior de las toberas han llegado a constituir un campo de investigación en sí mismo.

Entre mucha de la bibliografía revisada ([14], [10], [1], [6], [15]) se

establecen una serie de conclusiones referentes que nos ayudará a comprender mejor el comportamiento del flujo en el interior de la tobera.

En todos los estudios observados, el parámetro de flujo sobre el que se centran las investigaciones es el coeficiente de descarga, pues resulta un parámetro fundamental en la caracterización de la tobera y posterior formación del chorro.

Se ha comprobado en numerosos casos que bajo condiciones no cavitantes, el coeficiente de descarga aumenta con el número de Reynolds de forma asintótica hasta un valor máximo (sobre 0,8). También se demostró que tanto esta tendencia como el valor máximo del coeficiente de descarga, varían dependiendo de la geometría empleada. Se observó como las toberas que presentan menos restricción al flujo, es decir cónicas y con mayor nivel de hidro-erosión, presentan coeficientes de descarga mayores. Además, para este tipo de toberas, la dependencia del coeficiente de descarga con el número de Reynolds se produce para valores muy altos de éste.

Un fenómeno del que advierten en muchos estudios realizados, es el conocido como *hydraulic flip*. Este fenómeno es similar a la cavitación con algunas diferencias. Se produce cuando, debido a la separación de la capa límite a la entrada del orificio, el gas situado en la cámara de descarga, aguas abajo del orificio, remonta aguas arriba ocupando el espacio entre la pared del orificio y la vena líquida, dando lugar a unas características del flujo interno y del chorro un tanto particulares como aumento de la penetración del chorro y una disminución de la atomización del mismo. Este fenómeno no es común en los orificios típicos de la inyección Diesel

Otro fenómeno comúnmente apreciado en los experimentos realizados en toberas es el denominado *supercavitación*. Este término lo describen como un estado en que la cavitación se encuentra suficientemente desarrollada para extenderse a lo largo de todo el orificio hasta la salida. Además observaron como el fenómeno de *supercavitación* se producía acompañado con un incremento considerable en el ángulo de chorro. Este fenómeno se observa con frecuencia en los estudios de Schmidt [1997] y Arcoumanis *et al.* [2007].

Algunos de estos trabajos numéricos emplearon modelos físicos de flujos viscosos e incompresibles sin tener sin tener cuenta modelos de cavitación. En sus resultados obtuvieron unas diferencias menores al 7% en cuanto a los modelos de turbulencia empelados (laminar,  $k-\epsilon$ , RNG  $k-\epsilon$  y SpalartAll-Maras) siendo los modelos  $k-\epsilon$  y RNG  $k-\epsilon$  los más próximos a los resultados experimentales [15], aunque otros autores[12] subrayan que el modelo  $k-\epsilon$  tiende a sobreestimar ligeramente los flujos máxicos en la simulación de las toberas. De estos resultados concluyeron que los efectos turbulentos eran muy pequeños para aquellos flujos donde no se producía la cavitación, poniendo de manifiesto un comportamiento transitorio entre el régimen laminar y turbulento, viéndose claramente la estrecha relación entre los efectos turbulentos y las condiciones que propiciaban el fenómeno de cavitación.

En condiciones cavitantes, se observa como la ley de crecimiento del coeficiente de descarga se trunca a partir de un valor crítico, produciéndose una disminución progresiva. Schmidt [1997] y Salvador [2007] comprobaron que este descenso significativo en el coeficiente de descarga estaba originado por el fenómeno de cavitación.

En cuanto al número de cavitación crítico, se estableció ([12], [14]) que este depende de la geometría de la tobera. En general las toberas con menores niveles de radios de redondeo y menor nivel de conicidad son las más propensas a desarrollar cavitación. Por otro lado, se ha demostrado, tanto analíticamente como experimentalmente, la dependencia del número de cavitación con la presión de inyección, o más generalmente con el número de Reynolds. Las tendencias observadas son que éste parámetro disminuye con el incremento del número de Reynolds. Además, los estudios de Schmidt [1997], Salvador [2007] y Arcoumanis *et al.* [2007] sirvieron para caracterizar la cavitación como un fenómeno transitorio y multidimensional, pues se apreciaba como la zona de propagación de la nube de burbujas generada era caótica, variaba temporalmente y carecía de simetría.

En cuanto a la influencia de la inclinación del orificio de la tobera sobre el comportamiento del chorro, Schmidt y Corradini [2001] llegaron a la conclusión

de que para oficios más favorablemente situados (con menor inclinación respecto al eje del inyector) el tiempo de comienzo de la inyección es menor que para los situados menos favorablemente. En cuanto a las características del chorro, los orificios con menor inclinación presentaban un aspecto del chorro poco rugoso, con ángulos de apertura menores y penetraciones mayores con relación a los situados con mayor inclinación.

Otra relación importante es la influencia de la cavitación sobre el comportamiento macroscópico del chorro. En muchos de los estudios revisados se concluye que la cavitación origina un incremento considerable del ángulo del cono del chorro. Además, con el apoyo de análisis teóricos combinados con los resultados del coeficiente de descarga obtenidos se llega a la conclusión de que la cavitación va acompañada de un aumento del coeficiente de velocidad  $C_v$  y una disminución del coeficiente de contracción  $C_d$ . En los análisis también se destaca la importancia del parámetro  $C_v$  en el proceso de preparación de la mezcla combustible aire, y por lo tanto en la rapidez y eficiencia de la combustión. Bajo condiciones no cavitantes, el menor valor de ángulo del chorro observado es compensado por el mayor valor de  $C_v$  siendo el fenómeno de preparación de la mezcla combustible-aire similar al de la tobera bajo condiciones cavitantes. Mientras que para una tobera bajo condiciones de cavitación desarrollada, el incremento del ángulo y del coeficiente  $C_v$  en la tobera propician una mejor preparación de la mezcla.

En el marco del cálculo computacional, Salvador [2007] establece la conclusión de que los modelos computacionales tienen a sobreestimar ligeramente el caudal másico frente a los resultados experimentales, siendo algo más desproporcionados los modelos axi-simétricos que los modelos 3D, los cuales se aproximan mejor a los valores de flujo másico. En cuanto a la determinación de las condiciones de presión críticas, se ha observado que los valores del número de cavitación crítico obtenido computacionalmente son inferiores a los reales. En cualquier caso, las diferencias observadas en ambos tipos de validación son está entre el 5-8%. En algunos de los estudios revisados se han empleado modelos axi-simétricos ([12], [14]) para la caracterización de toberas multiorificio. Esta simplificación conlleva diferencias entre los modelos reales y los axi-simétricos, referidos sobre todo a la

influencia de la inclinación del orificio respecto al eje de la tobera que afecta al flujo interno y a las condiciones críticas de cavitación, en cambio las diferencias presentadas referidas al caudal másico entre el modelo real y axi-simétrico son despreciables.

Además, los estudios realizados para diferentes geometrías, han puesto en evidencia el potencial de la conicidad del orificio y el radio de acuerdo a la entrada del mismo, en la reducción o inhibición del fenómeno de cavitación, siendo estos parámetros geométricos los más importantes. También se ha llegado a la conclusión de que la disminución de la longitud del orificio potencia del fenómeno de cavitación.

### **1.3.3.2. Modelos multidimensionales del flujo toberas**

En este capítulo veremos algunos de los modelos de flujo multifásico más empleados para la simulación de toberas de inyección como son el modelo HEM y el conocido VOF. Ambos métodos tratan ambas fases como una mezcla continua en la que partículas de vapor o burbujas están disueltas en la primera fase, de manera que resuelve un único conjunto de ecuaciones de gobierno introduciendo una condición adicional: ya sea densidad adimensionalizada (HEM) o la sumatoria de todas las fracciones de volumen (VOF). Las fases pueden interactuar en términos de fuerzas de arrastre y de sustentación, pero también en términos de transferencia de calor y masa.

Estos modelos se encuentran dentro de un marco Euleriano, con el que consideramos un flujo multifásico miscible con valores de densidades muy diferentes (generalmente líquido y vapor). Este tipo de análisis mediante formulación Euleriana implica que cada posición en el espacio y en cada instante, tiene asociado un valor numérico de una cierta magnitud. Por ejemplo, un campo de velocidades  $\mathbf{U}(x, y, z, t)$  definido en todo el dominio computacional, establece diferentes valores de velocidad para cada celda y para cada instante de tiempo.

#### **1.3.3.2.1. Método equilibrio homogéneo (HEM)**

Schmidt [1997] desarrolló un nuevo modelo a partir del modelo de Delannoy y Kueny, los cuales consideraron densidad como función única y exclusiva de la presión. Como característica más importante, los autores

consideraron la compresibilidad del fluido (figura 1.22) de forma que por encima de la presión de vapor, el tratamiento del fluido era como líquido incompresible, y para presiones por debajo de la presión de vapor, se consideraba al flujo como vapor incompresible.

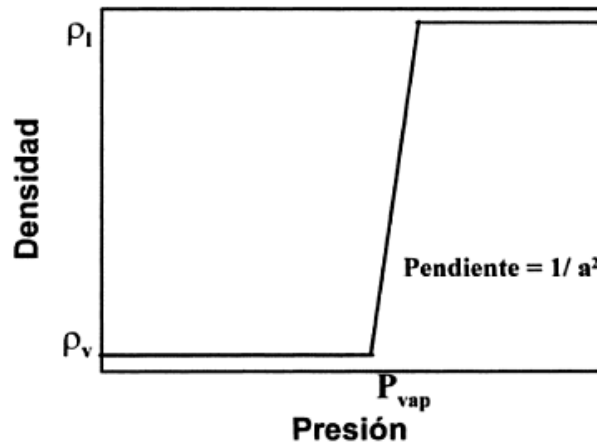


Figura 1.22. Ecuación barotrópica de estado por Delannoy y Kueny

Schmidt argumentó que los otros modelos que trataban la fase líquida como incompresible presentan una discontinuidad importante en el cálculo de la velocidad en el momento del colapso de las burbujas. Incluyendo la compresibilidad en la fase líquida, esta discontinuidad desaparece. Su modelo incorpora una ecuación barotrópica de estado en la que incluye la compresibilidad de ambas fases. Esta ecuación se obtiene a partir de la ecuación clásica de compresibilidad isentrópica:

$$a^2 \frac{D\rho}{Dt} = \frac{DP}{Dt} \quad (1.32)$$

Considerando que ambas fases se encuentran en equilibrio termodinámico y perfectamente mezcladas se tiene:

$$dp = a^2 \cdot d\rho \quad (1.33)$$

Donde:

$a$  = velocidad del sonido

Esta velocidad se encuentra definida en las bibliotecas de openfoam de la forma:

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{(\alpha \cdot \rho_V + (1 - \alpha) \cdot \rho_L) \cdot \left( \frac{\alpha}{\rho_V \cdot a_V^2} + \frac{(1-\alpha)}{\rho_L \cdot a_L^2} \right)}} \quad (1.34)$$

Siendo:

$a_V$  = velocidad del sonido de la fase de vapor.

$a_L$  = velocidad del sonido en la líquida.

$\alpha$  = fracción de volumen líquido

Y en cuanto a la fracción de volumen viene dada por:

$$\alpha = \frac{\rho - \rho_L}{\rho_V - \rho_L} \quad (1.35)$$

Al asumir velocidades de sonido constantes para el líquido y el vapor, se puede integrar numéricamente la presión como una función de la fracción de volumen:

$$p = p_L^{sat} + p_{VL} \cdot \log \left[ \frac{\rho_V \cdot a_V^2 \cdot (\rho_L + \alpha \cdot (\rho_V - \rho_L))}{\rho_L \cdot (\rho_V \cdot a_V^2 - \alpha \cdot (\rho_V \cdot a_V^2 - \rho_L \cdot a_L^2))} \right] \quad (1.36)$$

Donde  $p_{VL}$  es un parámetro de las propiedades del fluido:

$$p_{VL} = \frac{\rho_V \cdot a_V^2 \cdot \rho_L \cdot a_L^2 \cdot (\rho_V - \rho_L)}{\rho_V^2 \cdot a_V^2 - \rho_L^2 \cdot a_L^2} \quad (1.37)$$

Así que la presión viene dada por una función analítica de la densidad que es lineal para el líquido o vapor puro y se da por la ecuación (1.37) en la zona de líquido/vapor. Este resultado es una variante de los modelos HEM, pero además es capaz de resolver los efectos de ondas de compresión en la fase líquida. Los resultados en condiciones extremas de altas presiones resultaron ser satisfactorias y además lograron resolver los problemas de estabilidad presentados en los modelos anteriores. Este modelo se creó para flujos rápidos y con orificios de pequeñas dimensiones, como es el caso de las toberas de inyección Diesel.

### 1.3.3.2.2. Método de volumen fluido (VOF)

Muchos de los cálculos de flujos bifásicos se han realizado mediante la técnica del seguimiento de interfase entre líquido y el vapor, *tracking*. El

concepto básico del método VOF es la definición de una magnitud escalar  $\alpha$  no dimensional, que representa la fracción de volumen en la celda de la malla ocupado por la fase continua, que es por ejemplo la fase líquida. Por lo tanto, para  $\alpha = 1$ , la celda de la malla está completamente llena de líquido mientras que para  $\alpha = 0$ , la celda se encuentra completamente llena de gas (fase dispersa). En el método VOF, la suma de los volúmenes fraccionales para todas las 'n' fases es igual a la unidad:

$$\sum_{\alpha=1}^n \left( \frac{V_{\alpha}}{V_T} \right) = 1 \quad (1.38)$$

De esta forma, cualquier celda que contenga un valor comprendido entre  $0 < \alpha < 1$  significa que ambas fases coexisten, y por tanto, en dicha celda se encuentra la interfaz en esa región (ver figura 1.23).

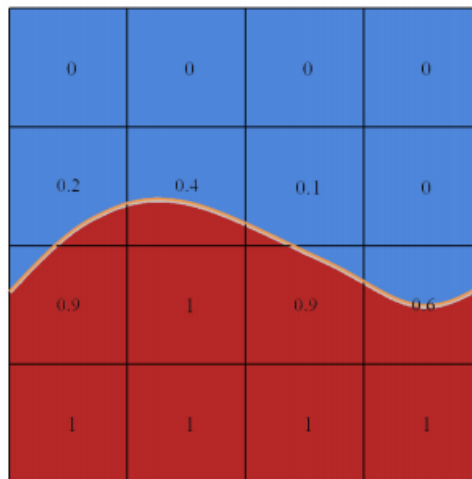


Figura 1.23. Aproximación del método VOF (rojo volumen líquido y azul vapor).

El valor  $\alpha$  varía rápidamente en la frontera del líquido, al igual que ocurre con la densidad adimensionalizada  $\rho$  del modelo anterior. Pero la principal diferencia de este método con respecto al HEM está en que  $\alpha$  marca una frontera en el cálculo de forma que éste no va más allá del dominio limitado por la función, en cambio  $\rho$  no.

Numéricamente es inviable trabajar con magnitudes discontinuas en la interfaz, para evitar la aparición de oscilaciones se suaviza la transición entre fases definiendo las magnitudes físicas del fluido para todo el dominio computacional de la forma:

$$\mu_m = (1 - \alpha)\mu_v + \alpha\mu_l \quad (1.39)$$

$$\rho_m = (1 - \alpha)\rho_v + \alpha \rho_l \quad (1.40)$$

Siendo:

$\mu_m$  = viscosidad de la mezcla

$\rho_m$  = densidad de la mezcla

Y los subíndices  $v$  y  $l$  son los correspondientes a la fase de vapor y líquido respectivamente. De igual modo, la velocidad viene dada por:

$$\mathbf{u} = (1 - \alpha)\mathbf{u}_v + \alpha \mathbf{u}_l \quad (1.41)$$

De forma que satisfaga la ecuación de continuidad  $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ .

Un requisito indispensable para el método VOF es asegurarse de que la interfaz entre fases no se encuentra dispersa en cada una de las celdas de la malla de modo que la convección y difusión a través de los de las caras del volumen de control sean equilibradas y balanceadas con los términos fuente dentro del propio volumen de control. Para ello se emplea un término convectivo adicional definido como compresión artificial, y se utiliza para realizar la compresión de la interfaz hasta otra más fina. Este término no afecta a la solución, solamente define el flujo de  $\alpha$  en la dirección normal a la interfaz. Kärholm [] emplea un modelo implementado en OpenFOAM en el que incorpora en la ecuación de transporte este término denominado, velocidad artificial:

$$\mathbf{U}_c = \min[C_\alpha |\mathbf{U}|, \max(|\mathbf{U}|)] \frac{\nabla \alpha}{|\nabla \alpha|} \quad (1.42)$$

Y esta velocidad artificial se rige por el factor de compresión  $C_\alpha$ .

Como principales ventajas del método (VOF) podemos decir que es conservativo, y permite analizar flujos que experimentan cambios topológicos (formación y coalescencia de burbujas). Es fácil de implementar y permite la resolución de las pequeñas escalas (SGS). Este método es uno de los más utilizados por diversos autores ([1], [6] y [12]).

### **1.3.3.3. Modelos multidimensionales de chorro de combustible**

Otra forma de analizar el flujo es mediante un modelo basado en la formulación de Lagrange. Este tipo de análisis se basa resumidamente en el

seguimiento de una única partícula, mediante su vector de estado, a través de todo el dominio computacional para cada intervalo de tiempo. La descripción de Lagrange permite un seguimiento fácil de las superficies libres y las interfaces entre los diferentes materiales.

#### **1.3.3.3.1. Método de la fase discreta (DPM)**

Uno de los modelos más empleados para la simulación de sprays es el modelo de partícula discreta (DPM) como el que emplea NiklasNordin [2002] y que está implementada en OpenFOAM [4], [5].

Es modelo que emplea una combinación de los enfoques Euler-Lagrange, en donde el aire circundante (gas) se trata como un continuo resolviendo las ecuaciones de Navier-Stokes promediadas en tiempo (Euler), mientras que la fase dispersa (líquido) se resuelve realizando un seguimiento de un gran número de partículas, burbujas, o gotitas a través del campo fluido calculado (Lagrange). El modelo DPM explica el efecto de la turbulencia en las trayectorias de las partículas. Esta dispersión turbulenta puede ser modelada a través de DPM ya sea con el modelo estocástico de seguimiento o con el modelo de nube de partículas.

El enfoque de seguimiento estocástico representa las variaciones locales de las propiedades de flujo como la temperatura o la concentración. Cada trayectoria de la partícula que se libera (ver figura 1.24a), desde un punto de vista de un seguimiento estocástico, atraviesa el dominio de forma independiente y contrarresta las propiedades de flujo de fluido de cada celda, ya que rastrea a través. Es necesario un gran número de intentos o intentos estocásticos para lograr una muestra estadísticamente significativa. Y esto es también una función de la densidad de la cuadrícula. Si no se realizan suficientes intentos pueden aparecer problemas de convergencia. Es particularmente importante introducir un gran número de intentos estocásticos cuando se trabaja con cálculos DPM acoplados.

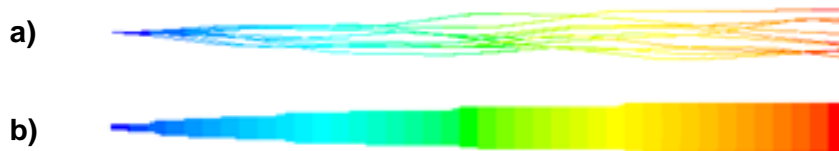


Figura 1.24. a) Seguimiento estocástico b) Seguimiento de nube de partículas

El seguimiento de nube de partículas por el contrario, los promedios de las variaciones locales en sus propiedades de flujo, como la temperatura. Un aspecto de seguimiento de la nube es que sólo puede tener un diámetro de partícula por la nube. Por lo que para modelar una distribución de la nube de partículas, se tiene que introducir un gran número partículas, del mismo modo con el seguimiento estocástico. El software OpenFOAM tiene implementado un modelo de pulverización del líquido mediante seguimiento de la nube de partículas basado en la discretización de lo que se denomina *parcels* o 'paquetes' de partículas, cada uno de los cuales se describen por medio de las coordenadas de Lagrange y se resuelven realizando un seguimiento de su posición en el tiempo.

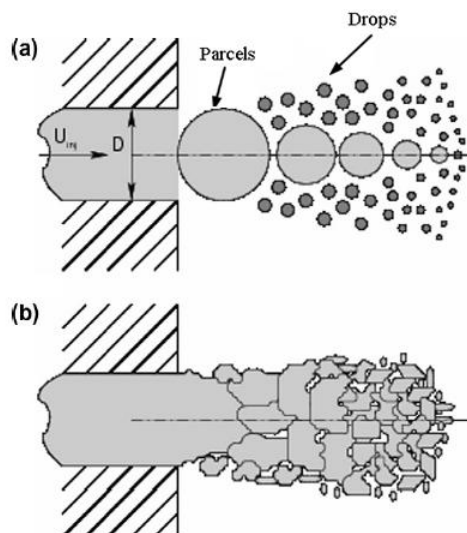


Figura 1.25. Esquema de la atomización del chorro de combustible. a) Aproximación de Lagrange. b) Modelo real

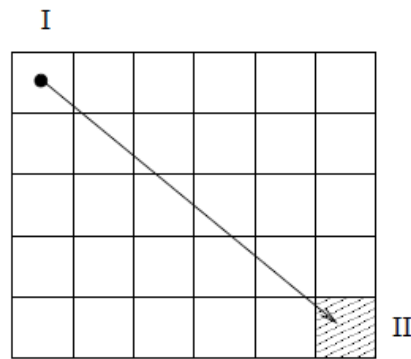
Estos paquetes se conforman en cualquier número de gotas, cada uno de los cuales se considera idéntico, dependiendo de los valores establecidos

por el usuario. Cada de estos paquetes están sujetos a los mismos procesos que constituyen el chorro Diesel: la atomización, rotura de gotas, colisión de partículas, evaporación, transferencia de calor y turbulencia, entre otros. Esto requiere un gran número de sub-modelos que funcionan de forma conjunta para describir de una forma más detallada los procesos descritos anteriormente. El método DDM posee la ventaja de no necesitar un modelo de atomización primaria pues con este método se representa directamente un estado en el que las gotitas (no ligamentos) se han formado a partir de un núcleo de líquido diámetro igual al diámetro del inyector definido por el usuario.

El seguimiento del conjunto de partículas es una operación fundamental para establecer en qué celda se está operando. Actualmente existen dos algoritmos principales que se emplean para realizar dicho seguimiento: el algoritmo *Lose-Find* (LF) y el algoritmo *Face-To-Face* (F2F).

El algoritmo LF desplaza el paquete de partículas a lo largo de su trayectoria  $\mathbf{u}_p \Delta t$  sin tener en cuenta la malla, y luego encuentra la celda a la que pertenece realizando una búsqueda del paquete. El algoritmo de búsqueda comienza buscando el paquete en la misma celda de partida (donde es más probable que se encuentre), si el paquete no se encuentra en la misma celda, significa que el paquete se ha trasladado a otra nueva celda. Entonces el algoritmo busca en las celdas vecinas, hasta que el paquete es encontrado. Si no es encontrado, se ampliará el número de celdas vecinas donde buscar, hasta que abarque todo el dominio computacional. Sin embargo, buscar en todo el dominio es bastante costoso computacionalmente hablando y debe evitarse.

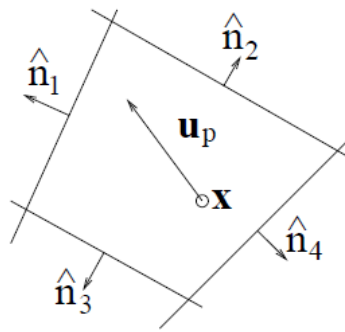
Para un código implícito, en la que el paso de integración es mucho más largo, este procedimiento es inapropiado, ya no que hay ninguna verificación de que el paquete pasa por cada una de las celdas a lo largo de su trayectoria. En la figura 1.25 se ve como un paquete puede moverse de la posición I hasta la posición II durante un solo paso de tiempo, saltándose así varias celdas entre medias.



**Figura 1.25. Posible movimiento del paquete de partículas para un paso de tiempo demasiado largo.**

Esta posible situación es inaceptable por motivos de estabilidad y de precisión debido a que el algoritmo LF distribuye la fuente de la parcela para una sola célula durante el paso de tiempo completo. Esto limita el paso de integración y la ventaja de usar un código implícito disminuye por tanto.

El algoritmo F2F requiere solamente una búsqueda que se realiza después de que el paquete sea introducido en el dominio computacional. A partir de entonces no hay necesidad de buscar de nuevo (si el algoritmo de seguimiento es lo suficientemente robusto). Este método incluye una comprobación de estabilidad mediante el seguimiento del paquete que comienza desde el centro de la celda al que pertenece, en vez de la posición de la partícula. Esto se realiza para asegurar que las partículas que podrían estar cerca del borde de la celda se encuentren adecuadamente rastreadas (incluso si están parcialmente fuera de la celda). Supongamos una parcela en el interior de una celda (figura 1.26), con una posición  $x$  y una velocidad  $u_p$  determinada. La celda es definida por los vectores unitarios normales a las caras  $\hat{n}_i$  y un punto arbitrario,  $c_i$  (normalmente es el centroide de la celda).



**Figura 1.26. Descripción de una paquete contenido en una celda**

El paquete no abandonará la celda actual durante el paso de integración si  $\lambda_i > 1$  para todo  $i$ , donde:

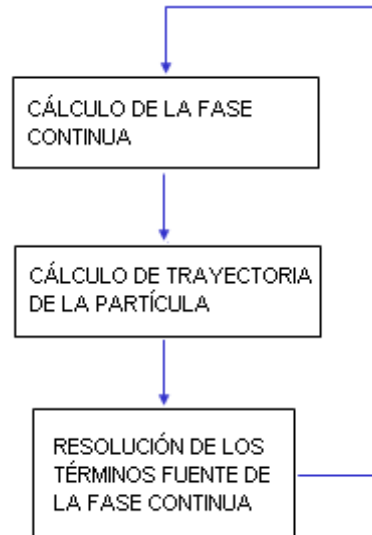
$$\lambda_i = \frac{(\mathbf{c}_i - \mathbf{x}) \cdot \hat{\mathbf{n}}_i}{(\mathbf{u}_p \Delta t) \cdot \hat{\mathbf{n}}_i} \quad (1.43)$$

Si el paquete no cambia de celda, todos los términos fuente de Lagrange en las ecuaciones de Euler se pueden calcular, y finalmente el paquete es desplazado al punto final de su trayectoria.

Sin embargo, si  $\lambda_i < 1$ , el paquete alcanza la cara  $i$  y es movido entonces por el tiempo  $\lambda \Delta t$  hasta su nueva posición  $\mathbf{x}_{new} = \mathbf{x}_{old} + \lambda \mathbf{u}_p \Delta t$ . Luego se calculan los términos fuente para la celdilla  $i$  y el paquete ahora pertenece a la celda vecina de la cara  $i$ . Este procedimiento se repite hasta que el paquete es movido durante todo el paso de integración  $\Delta t$ . Esto asegura que el paquete recorra cada celda por la que pasa, calculando los términos fuente para cada una de ellas, mejorando la predicción de transferencia de masa, momento y energía.

Como mencionábamos anteriormente, en el método DPM se discretiza y se resuelven por separado las ecuaciones de gobierno para las formulaciones de Euler y Lagrange. Todas estas ecuaciones incorporan para cada una de ellas un término fuente que representa la interacción entre ambas fases. Para la fase líquida, se emplean las ecuaciones de momento, continuidad y energía para partículas junto con los modelos de atomización primaria, atomización

secundaria, fuerzas de arrastre y colisión de partículas. La resolución de estas ecuaciones se lleva a cabo siguiendo un orden establecido, considerando ambas fases por separado.



**Figura 1.26. Procedimiento general para la resolución de las fases Euler-Lagrange**

Una vez definidas las ecuaciones a resolver para cada una de las fases, una parte clave de este método es la implementación de la fase líquida con una formulación de Lagrange en un marco de trabajo Euleriano y viceversa, esto es lo que se conoce como acoplamiento. En los sistemas de formación de chorro tenemos acoplamiento de dos vías entre la fase discreta y la fase continua. La fase fluida influye en las partículas a través de la fricción, la turbulencia y la transferencia de momento. Y las partículas influyen en la fase de líquido a través de términos fuente. Podemos tener una transferencia de masa, una transferencia de momento, así como una transferencia de energía entre las fases.

Dos estrategias de solución son posibles para el cálculo acoplado:

- Permitir para el acoplamiento entre el flujo más cerca dispersa y continua por:
  - Aumentar el bajo factor de relajación para la fase discreta
  - Disminuir número de cálculos de la fase continua entre los

cálculos de trayectoria a menos de 3 ciclos.

- Reducir los factores de relajación en virtud de la fase continua
- Desacoplar el flujo de la fase dispersa y continua:
  - Reduciendo el factor de relajación para la fase discreta
  - Incrementar el número de cálculos de fase continua entre los cálculos de trayectoria a más de 15.

Para suavizar términos fuente de partículas como se mencionó anteriormente, se aumenta el número de trayectorias de las partículas o intentos.

Uno de los mayores problemas asociados con el método DDM es el modelado de flujo cerca de la boquilla, en condiciones próximas al inyector. En esta región se forma un núcleo de líquido, o vena contracta, a partir de la cual se separa en ligamentos dando lugar a las gotas que se evaporan y se mezclan con el ambiente, en cambio, el modelo DPM asume la dispersión del flujo en gotas esféricas de líquido, dando lugar a una representación no tan exacta del proceso físico real. Además para el uso de este tipo de modelos discretos, se recomienda mantener una fracción de volumen menor del 10%. La razón de esto se debe a que el modelo de fase discreta no tiene en cuenta todas las interacciones partícula-partícula. Si estuviera en una fracción de volumen muy superior al 10%, entonces la influencia de la interacción entre partículas puede convertirse en un factor significativo que pudiera afectar la exactitud de sus resultados. Por otro lado, la carga de masa puede ser muy grande, en exceso de 100%.

Los errores producidos en las simulaciones de chorros no siguen la regla común de CFD, la cual indica que al disminuir el número de celdas computacionales, este error se incrementa [Kärrholm]. En cambio, el error de discretización tiene un mínimo para un tamaño de malla específico, debido a la relación entre el líquido (paquetes de Lagrange) y el gas (celdas Eulerianas). Este error mínimo se determina en base a los resultados obtenidos por diferentes tamaños de malla comparándolos con datos experimentales y

determinar cuál es el más adecuado. Por lo tanto, las simulaciones de spray son más sensibles a la malla que otras simulaciones CFD, ya que un aumento o disminución en el número de celdas puede aumentar o disminuir la calidad de los resultados. Si algunas de estas dependencias con la malla se pudieran reducir, sería de gran valor para los estudios actuales sobre simulaciones de spray.

## **2. METODOLOGÍA**

### **2.1. Introducción**

CFD son las abreviaciones de *Computational Fluid Mechanics*, en aspectos generales, se refiere al cálculo y solución de una aproximación finita de las ecuaciones de Navier-Stokes mediante métodos numéricos. Estas ecuaciones son resueltas en un dominio espacial de interés; por ejemplo el cilindro de un motor, la forma de un coche, o el interior de un inyector Diesel. Estos dominios espaciales se dividen en varias celdas pequeñas o volúmenes de control. La suma de todos los volúmenes de control, denominado malla computacional, proporciona una aproximación finita del dominio espacial. Casi todos los problemas de CFD emplean las ecuaciones básicas que rigen la dinámica de fluidos, las cuales se fundamentan en los principios de conservación:

- Ecuación de conservación de la masa o de continuidad.
- Ecuación de conservación de la cantidad de movimiento.
- Ecuación de conservación de la energía.

El cálculo de las dos primeras es indispensable, pues son las que rigen la teoría de la mecánica de fluidos. La tercera ecuación proviene de la teoría de la termodinámica. A parte de estas tres ecuaciones, la implementación de un modelo CFD que permita la discretización y resolución de estas ecuaciones, requiere de otros muchos sub-modelos que ayuden a describir de una forma más precisa el problema físico en cuestión, y obtener una solución lo más

próxima a la solución real posible.

Los dos modelos en cuestión que se emplean en este trabajo para el estudio de la inyección de combustible están implementado en el software OpenFOAM (*Open Field Operation and Manipulation*). En el apartado A del Anexo II viene una descripción general de la estructura del software empleado.

## **2.2. Modelado computacional del flujo cavitante**

Para el estudio del flujo cavitante en el interior de la tobera, se ha utilizado un código CFD basado en el método de volúmenes finitos para flujos multifásicos. Este código se encuentra implementado en las librerías del OpenFOAM bajo el nombre *interPhaseChangeFoam*. Una breve descripción del código se puede ver en la web [16], o en el interior del diccionario `applications/solvers/multiphase/interPhaseChangeFoam/interPhaseChangeFoam.H`:

*"Solver for 2 incompressible, isothermal immiscible fluids with phase-change (e.g. cavitation). Uses a VOF (volume of fluid) phase-fraction based interface capturing approach. The momentum and other fluid properties are of the "mixture" and a single momentum equation is solved. The set of phase-change models provided are designed to simulate cavitation but other mechanisms of phase-change are supported within this solver framework. Turbulence modelling is generic, i.e. laminar, RAS or LES may be selected."*

### **2.2.1. Ecuaciones fundamentales**

#### **2.2.1.1. Ecuaciones de gobierno**

Debido a la física que concierne la el fenómeno de cavitación en el proceso de inyección, debemos considerar el flujo en la tobera como una mezcla de aire y combustible, de modo que las ecuaciones fundamentales van a ser modificadas para resolver un flujo bifásico. Para este tipo de flujos, disponemos de una incógnita más de lo habitual: además de la presión y de la

velocidad, tendremos que determinar la posición de la interfaz líquido/vapor. Para resolverlo, además de las ecuaciones de continuidad y de momento, se emplea la ecuación de transporte de la fase  $\alpha$ , que define el movimiento de la interfaz.

### Ecuación de continuidad

Podemos escribir la ecuación de conservación de la masa para un flujo bifásico, considerando la densidad de la mezcla  $\rho_m$  de la forma:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{U}) = 0 \quad (2.1)$$

Como se verá más adelante, esta densidad se determina a partir de la fracción de volumen.

### Ecuación de momento

La ecuación de conservación de momento que se implementa en el código es dada a partir de la expresión:

$$\frac{\partial \rho_m \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{U} \mathbf{U}) = \rho_m \mathbf{g} + \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \sigma k \nabla \alpha \quad (2.2)$$

Donde:

$\boldsymbol{\sigma}$  = tensor de esfuerzos

$\sigma$  = coeficiente de tensión superficial

$k$  = curvatura local de la superficie definida como:

$$k = -\nabla \cdot \frac{\nabla \alpha}{|\nabla \alpha|} \quad (2.3)$$

En nuestro caso consideramos el fluido de trabajo como un fluido Newtoniano, de modo que el tensor de esfuerzos se escribe de la forma:

$$\boldsymbol{\sigma} = -p_m \mathbf{I} + \mu_{eff} [\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T] + \lambda (\nabla \cdot \mathbf{U}) \mathbf{I} \quad (2.4)$$

Siendo:

$\mathbf{I}$  = tensor identidad

$p_m$  = presión mecánica

La presión puede expresarse en términos de presión termodinámica y viscosidad como:

$$p_m = p - \lambda(\nabla \cdot \mathbf{U}) \quad (2.5)$$

Y  $\mu_{eff}$  es la viscosidad efectiva que considera, tanto la viscosidad del fluido  $\mu$  como la viscosidad turbulenta  $\mu_t$ , mediante la expresión:

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad (2.6)$$

Si asumimos  $\lambda = 2/3\mu$ , y teniendo en cuenta la ecuación (2.5) podemos escribir la ecuación (2.4) como:

$$\boldsymbol{\sigma} = -p\mathbf{I} + \mu_{eff}[\nabla\mathbf{U} + (\nabla\mathbf{U})^T] + \left[-\frac{2}{3}\mu + \lambda\right](\nabla \cdot \mathbf{U})\mathbf{I} \quad (2.7)$$

En muchos casos, el último término puede ser despreciado quedando la expresión:

$$\boldsymbol{\sigma} = -p\mathbf{I} + \mu_{eff}[\nabla\mathbf{U} + (\nabla\mathbf{U})^T] \quad (2.8)$$

Sustituyendo la ecuación (2.8) en la ecuación (2.2) obtenemos la expresión de la cantidad de momento lineal para fluidos Newtonianos:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \mathbf{U}) = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot [\mu_{eff}[\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T]] + \sigma k \nabla \alpha \quad (2.9)$$

La presión termodinámica  $p$  puede también escribirse como:

$$p = p - \rho(\mathbf{g} \cdot \mathbf{h}) + \rho(\mathbf{g} \cdot \mathbf{h}) = p_{rgh} + \rho(\mathbf{g} \cdot \mathbf{h}) \quad (2.10)$$

Donde  $p_{rgh}$  es la presión total, excluyendo la presión hidrostática. Esta es la variable a resolver por el código implementado en *interPhaseChangeFoam*. Una expresión para el gradiente de presiones puede escribirse como:

$$\nabla p = \nabla p_{rgh} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{g} \cdot \mathbf{h} \nabla \rho \quad (2.11)$$

Sustituyendo este gradiente de presiones en la ecuación (3.11) e introduciendo la nueva presión definida  $p_{rgh}$  obtenemos la expresión final a resolver en el

código interno del *solver* para la conservación de la cantidad de movimiento lineal.

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \mathbf{U}) = -\nabla p_{rgh} - \mathbf{g} \cdot h \nabla \rho + \nabla \cdot [\mu_{eff} [\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T]] + \sigma k \nabla \alpha \quad (2.12)$$

### Ecuación del transporte de masa

La ecuación de transporte de fase (fase líquida) ya implementada en el *solver* es la siguiente:

$$\frac{\partial (\alpha \rho_l)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \rho_l \mathbf{U}) + \nabla \cdot [\alpha (1 - \alpha) \mathbf{U}_c] = R_c - R_e \quad (2.13)$$

Como se mencionó anteriormente, esta ecuación incluye un término convectivo adicional situado entre corchetes que se define como compresión artificial, donde  $\mathbf{U}_c$  se determina mediante la ecuación (1.42). Este término solamente actúa en la interfaz líquido/vapor debido a la presencia del producto de las fracciones de volumen  $\alpha(1 - \alpha)$ , que hace nulo este término en las demás regiones del fluido. La magnitud de esta velocidad artificial  $\mathbf{U}_c$  se rige por el factor de compresión  $C_\alpha$  que se define en el archivo `$FOAM_CASE/system/fvSolution` como `cAlpha`. Un valor  $C_\alpha$  de '0' indica que no hay compresión de la interfaz, mientras que un valor de '1' indica compresión normalizada. Una compresión mejorada se puede lograr definiendo un valor superior a '1', sin embargo no se recomienda.

Para la resolución de la ecuación del transporte, OpenFOAM emplea el método MULES (*Multi Dimensional Universal Limiter with Explicit Solution*) para asegurar la acotación de la fracción de la fase líquida. Este método fue desarrollado por Henry Weller, de forma general, consiste la corrección de los flujos de fracción de volumen de forma iterativa, a partir del campo de velocidad. Esta corrección se consigue limitando la fracción de fase localmente, en una celda específica, para aquellos casos en los que  $\alpha$  cae por debajo de cero o se pone encima de la unidad. Las ecuaciones para ambos modos se describen como:

### Ecuación de la energía

Para el modelo del flujo cavitante no se considera la ecuación de la energía en los cálculos, pues se manejará la hipótesis de que no existen variaciones importantes de temperatura, es decir, se considerará un flujo isoterma. Esta hipótesis no se aleja mucho la mucho realidad ya que en el proceso de inyección los fenómenos de transferencia de energía no son muy importantes y se deben, fundamentalmente, a un calentamiento del fluido debido a la fricción con las paredes, y que está controlada mediante la refrigeración continua del combustible no inyectado y necesario para el control y funcionamiento del sistema de inyección.

### 2.2.1.2. Modelo de turbulencia

Según viene en la descripción del solver *interPhaseChangeFoam*[16], existen tres tipos de modelos de turbulencia que vienen ya implementados por defecto: modelo laminar, modelo tipo RAS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*), y modelo tipo LES (*Large Eddy Simulación*). Se ha decidido usar el modelo de turbulencia *OneEquation Eddy Viscosity Model*, del tipo LES, el cual está basado en un modelo típico de una ecuación de transporte que es resuelta para la energía cinética turbulenta  $k$ :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla k - \nabla(v_{eff} \nabla k) = P_k - \varepsilon \quad (2.14)$$

Donde  $P_k$  es la tasa de generación definida como:

$$P_k = -\overline{u_i u_j} \nabla U \quad (2.15)$$

La tasa de disipación de energía  $\varepsilon$  :

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{\Delta} \quad (2.16)$$

Se ha definido una viscosidad efectiva  $v_{eff}$ , que tiene en cuenta la viscosidad turbulenta  $v_{sgs}$  y la viscosidad del fluido  $\nu$ , que por definición se toma como:

$$v_{eff} = \nu + v_{sgs} \quad (2.17)$$

Y la viscosidad turbulenta,  $v_{sgs}$ , se determina a través de la energía cinética turbulenta  $k$  y el parámetro empírico  $c_k$  mediante:

$$\nu_{sgs} = c_k k^{1/2} \Delta \quad (2.18)$$

El parámetro  $\Delta$  es una escala de longitud medida desde la pared. Este parámetro describe de forma lineal, por un lado; el incremento de la disipación de energía  $\varepsilon$ , y por otro lado; la disminución de la viscosidad turbulenta  $\nu_t$ , conforme se aproximan a la misma.

Este modelo de turbulencia se puede ver implementado en los diccionarios *oneEddyEq.H*, y en cuanto a los parámetros, se encuentran definidos en el diccionario `$FOAM_CASE/constant/LESProperties`.

### 2.2.1.3. Modelo de cavitación

A la derecha de la ecuación 3.15 encontramos término de transferencia de masa neta entre la fase de vapor y la fase líquida  $R_c - R_e$ , cuya expresión depende del modelo de transferencia de masa establecido. En el código *interPhaseChangeFoam* vienen implementados tres modelos distintos de transferencia de masa que son: modelo de Merkle, Kunz y SchnerrSauer. Para nuestro caso hemos utilizado el modelo de Kunz:

$$\begin{cases} R_e = \left( \frac{C_v}{\frac{1}{2} U_\infty^2 t_\infty} \right) \frac{\rho_v}{\rho_l} \alpha \min [0, p - p_v] \\ R_c = \left( \frac{C_c}{t_\infty} \right) \rho_v \alpha^2 [1 - \alpha] \end{cases} \quad (2.19 \text{ y } 2.20)$$

Donde:

$p_v$  = presión de vapor

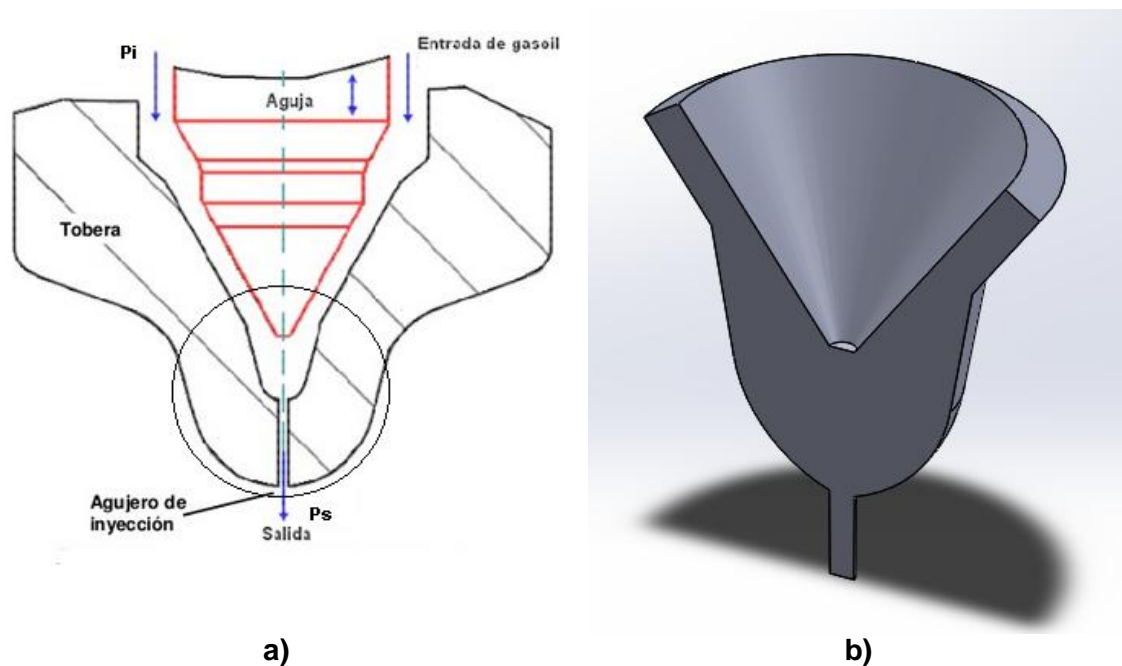
$p$  = presión del fluido

Y  $C_v$ ,  $C_c$ ,  $U_\infty$ ,  $t_\infty$  son constantes empíricas definidas en el diccionario `$FOAM_CASE/constant/transportProperties`. El modelo de transferencia de masa de Kunz está basado en el trabajo de Merkle *et al.* con una variación que corresponde con el comportamiento del fluido cerca del punto de transición líquido/vapor. La destrucción de líquido, o creación de vapor  $R_e$ , se modela para ser proporcional a la cantidad por la cual, la presión está por debajo de la presión de vapor. Y la destrucción de vapor  $R_c$ , se basa en una función polinómica de tercer orden, de la fracción de volumen  $\alpha$ .

## 2.2.2. Puesta a punto del modelo

### 2.2.2.1. Definición del dominio computacional

A lo largo del trabajo se han probado diversas geometrías de tobera, puesto que no se ha partido de ningún modelo experimental. Finalmente se decidió por una tobera tipo mono-orificio tal y como se describe en la figura 2.1a.



**Figura 2.1. Geometría interna de una tobera mono-orificio a) Esquema general b) Volumen de la tobera de estudio**

El dominio de cálculo (figura 2.1b) ha sido reducido a la parte baja de la tobera, donde se presentan las mayores caídas de presión y velocidades más altas debido a la reducción de la sección. La condición de presión impuesta a la entrada del dominio no es exactamente la presión existente aguas arriba del asiento de la aguja, sin embargo se ha comprobado en numerosos estudios que las pérdidas de carga en el tramo entre el rail y la entrada  $P_i$  son despreciables frente a las que se producen en el asiento de la aguja. Estas pérdidas se deben principalmente a las pérdidas de calor por fricción entre el fluido y las paredes.

Debido a las grandes limitaciones que respecta al procesador utilizado

para los cálculos, se escogió realizar un modelo 2D axi-simétrico para simplificar la geometría real 3D y reducir el costo computacional considerablemente.

En la figura 2.1 se pueden observar las dimensiones de la geometría final seleccionada para el mallado. Se optó por relación longitud/diámetro de tobera igual a 0.65, similares a la geometría estudiada por Schmidt [1] para poder comparar resultados posteriormente.

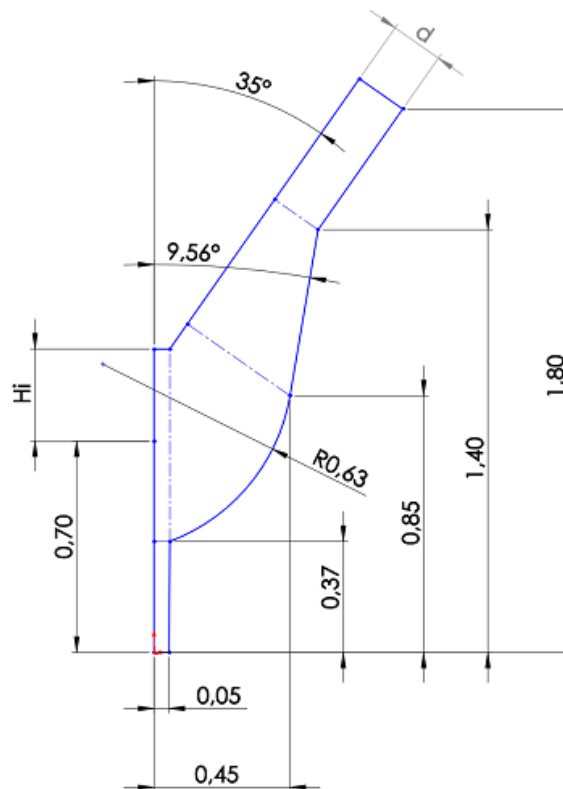


Figura 2.2. Plano de la geometría seleccionada (longitudes en mm)

En la figura 2.2 se observa el parámetro  $H_i$  que corresponde con el levantamiento de la aguja, el parámetro  $d$ , que es la distancia que separa la pared de la aguja con el asiento del inyector y que determina la sección de entrada del flujo. Ambas magnitudes están relacionadas a través del ángulo de la aguja de la forma:  $d = H_i \sin 35^\circ$ .

Cabe destacar que, desde un principio se consideró la posibilidad de emplear una malla dinámica para caracterizar el movimiento vertical de la aguja durante la inyección. De forma que el modelo leyera la curva de inyección

como parámetro de entrada y reconstruyera la malla computacional para un levantamiento  $H_i$  de la aguja en el instante considerado. Aunque el software *OpenFOAM* posee librerías ya compiladas para *solvers* con movimientos de malla tales como *simpleDyMFoam* o *cavitatingDyMFoam*, desafortunadamente no se pudo conseguir configurar nuestro modelo para un mallado dinámico debido a numerosos problemas relacionados con la programación C++ del modelo. Además, existen muy pocos, o casi ningún, estudio CFD sobre inyección en el que se empleen este tipo de modelo con malla dinámica.

Aun así se ha querido realizar la simulación empleando un mallado “cuasidinámico” que aproxime el movimiento de la malla y poder analizar así como afecta este levantamiento sobre el proceso de inyección.

Como aproximación al movimiento de la aguja, en vez de emplear una malla fija con un levantamiento máximo de la aguja, se decidió por dividir el periodo de inyección en 6 intervalos de tiempo a los que se asignaron 3 tipos de malla, con diferente levantamiento de aguja  $H_i$ . De forma que la curva que describe el levantamiento de aguja se ha aproximado se puede aproximar tal y como se observa en la siguiente figura.

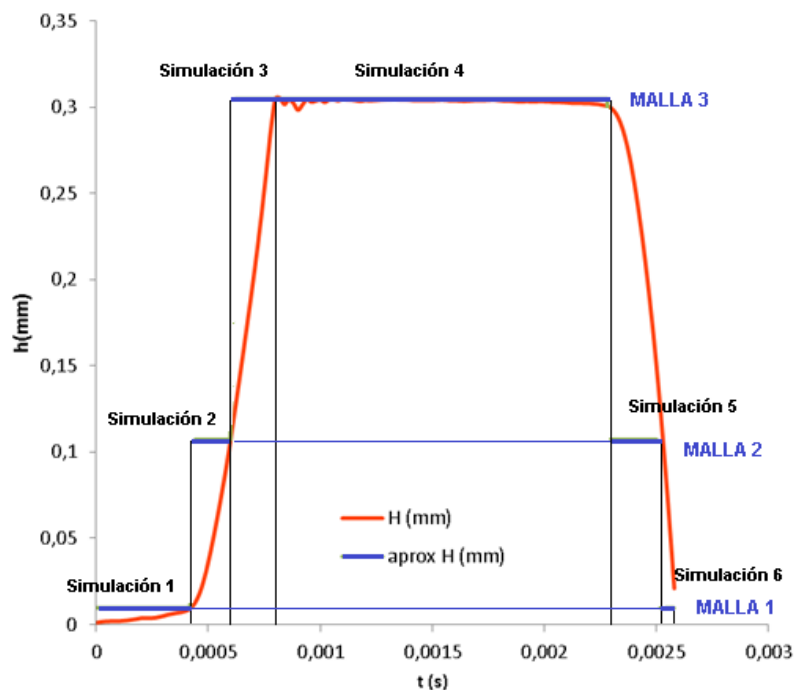


Figura 2.3. Curva de la presión de inyección real (rojo) y simplificada (azul)

En la figura 2.4 podemos apreciar las 3 mallas empleadas en el estudio del inyector. El mallado está constituido por 14900 celdas hexaédricas por igual para los 3 casos. Nótese, que el hecho de poseer el mismo número de celdas para distintas geometrías, conlleva a un ensanchamiento de las celdas. Esto puede no ser muy correcto en cuanto a la solución de las ecuaciones fundamentales para un volumen de celda dado, pudiendo alterar de esta forma la solución obtenida. El motivo de mantener el mismo número de celdas en cada simulación está en que, para las simulaciones 2, 3, 4, 5 y 6 se han ido establecidos como condiciones iniciales, los campos de velocidad y de presión obtenidos en la simulación anterior. Y para ello era necesario mantener constante el número de celdas en cada simulación.

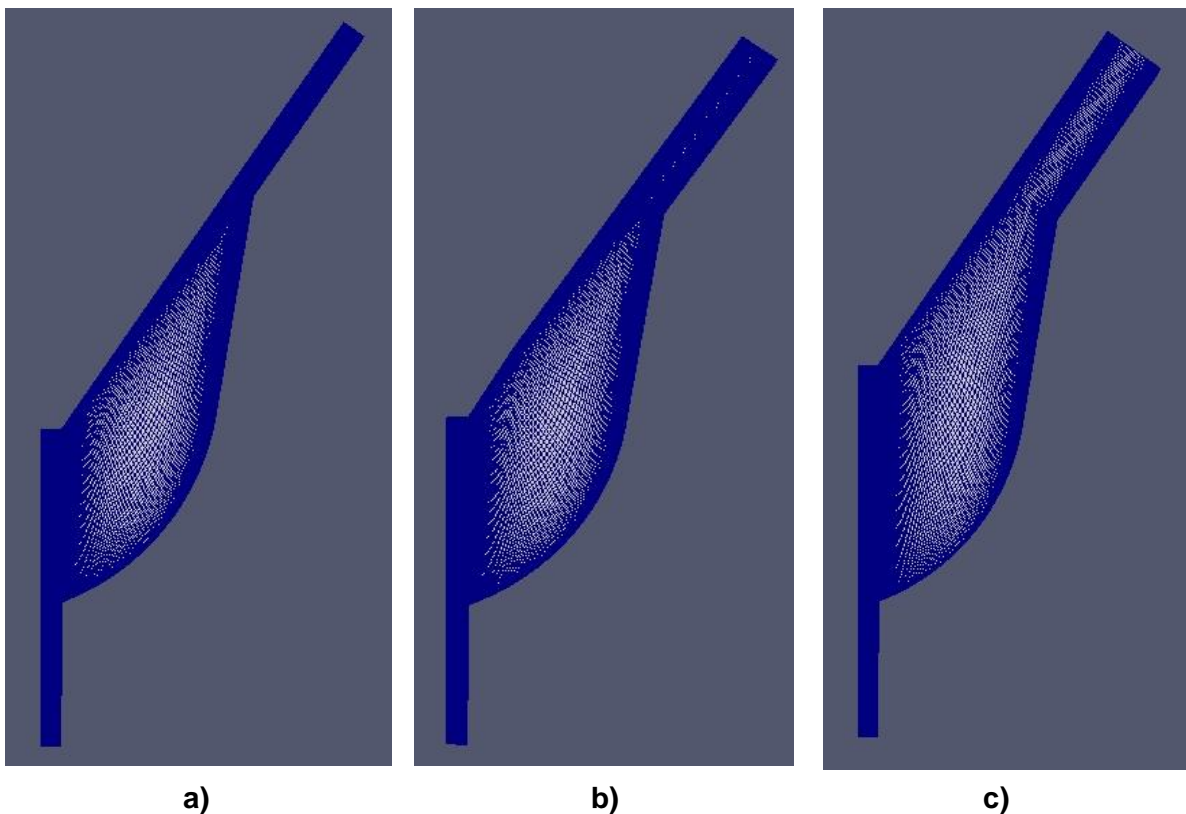
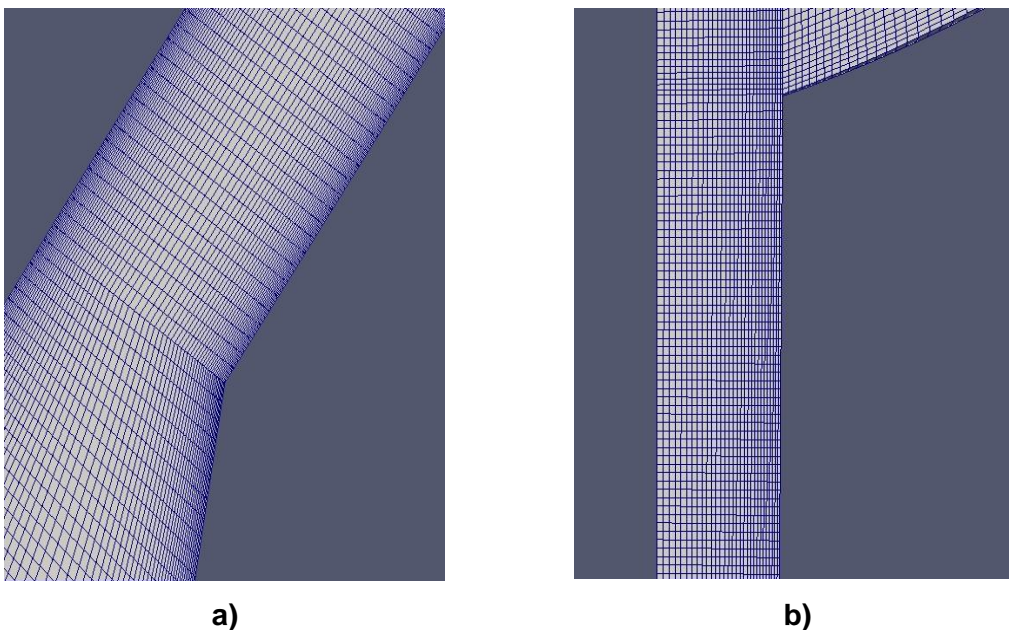


Figura 2.4. Mallado computacional del modelo 2D axi-simétrico a) Malla 1 ( $h=0.0093\text{mm}$ ) b) Malla 2 ( $h=0.107\text{mm}$ ) c) Malla 3 ( $h=0.305\text{mm}$ )

La herramienta empleada para el mallado ha sido *bockMesh* que incorpora el propio software OpenFOAM. La malla se define por el usuario a partir del diccionario `$FOAM_CASE/constant/polyMesh/blockMeshDict`, donde se definen una serie de puntos o coordenadas que forman la geometría. La

herramienta *blockMesh* lee este diccionario y construye bloques rectangulares a partir de los puntos definidos y genera la malla a partir de celdas hexaédricas (figura 2.5).

Hay partes del dominio en las que se presentan elevados gradientes o cambios en las variables que se están estudiando, por ello se hace necesario aplicar un refinamiento de la malla para reducir el tamaño de la celda. Estas regiones son las paredes del inyector, y principalmente, las paredes de la tobera de salida, donde se produce el fenómeno de cavitación debido al desprendimiento de la capa límite.



**Figura 2.5. Refinamiento del mallado computacional a) Paredes del inyector b) Zona de cavitación**

Se ha intentado, en la medida de lo posible, realizar un mallado completamente estructurado y con las celdas orientadas en la dirección del flujo, ya que queda demostrado que para el método de volúmenes finitos, las mallas estructuradas y orientadas al flujo presentan menos problemas de estabilidad durante el proceso de convergencia (Salvador [2007]).

Una vez que se define la geometría y estructura de la malla se utilizará en la simulación, es necesario establecer el nivel de calidad de la misma en cuanto al número de celdas para que los resultados sean suficientemente precisos, sin tener que recurrir a costes de tiempo excesivamente altos.

El estudio consiste en emplear mallas en las que se incrementa

gradualmente el número de celdas computacionales. Tras una serie de simulaciones, se analizan los resultados referidos a un parámetro característico (coeficiente de descarga, velocidad a la salida, etc.) para ver a partir de qué malla, el resultado permanece constante, o con una variación menor en torno a un 0.5%, dependiendo del criterio del autor. La sensibilidad o independencia de malla varía de acuerdo a factores como el modelo, esquemas de cálculos empleados.

En este trabajo se optó por no realizar dicho estudio debido a la falta de tiempo ya que el costo computacional de simulación era bastante alto en sí, quedando pendiente para trabajos posteriores. Aun así, se ha querido dedicar un apartado en hablar sobre esta metodología que resulta fundamental previo a cualquier estudio numérico que se realice en CFD y que muchos autores no comentan en sus publicaciones.

#### **2.2.2.2. Parámetros iniciales y condiciones de contorno**

##### **Parámetros de control**

Se ha establecido para cada una de las seis simulaciones realizadas un paso de tiempo  $\Delta t$  de  $1e-08$  s, y un número de Courant máximo igual a 5. Ambos valores se establecen en el diccionario `$FOAM_CASE/system/controlDict`.

##### **Condiciones iniciales**

Para la primera simulación se establece para todo el dominio una presión igual 1 bar y una velocidad de 0 m/s, puesto que partimos del reposo, para la simulación 1. Para todas las demás simulaciones, se introduce los campos de presiones y de velocidad (valor numérico en cada una de las celdas del dominio computacional) obtenido en el último instante de tiempo de la simulación anterior. De esta forma se pretende dar una continuidad de ambas magnitudes a lo largo de todas las simulaciones con el fin mejorar la precisión en los resultados.

##### **Condiciones de contorno**

Los límites definidos en nuestro problema son: *inlet*, para la entrada del fluido, *outlet* para la salida, *walls*, donde estableceremos las condiciones de pared para la velocidad propia de un problema de fluidos y *front&back*, donde

se impone la condición de problema 2D axial en las dos superficies planas que se juntan en un eje de simetría formando un ángulo de  $5^\circ$  entre sí.

En los inyectores de combustible, el parámetro fundamental que controla la inyección es la presión en el rail. De modo que para llevar a cabo los cálculos, basta con establecer unos valores de presión a la entrada y a la salida, que son los datos conocidos por el usuario:

- **Inlet:** se introduce una tabla con los valores de presión (en  $\text{N/m}^2$ ) medidos acumulador del raíl a lo largo del tiempo de inyección en el (figura 2.6). De esta forma, el modelo establece un nuevo valor para cada instante de tiempo, e interpola linealmente entre los valores anterior y posterior para los instantes de tiempo intermedios.

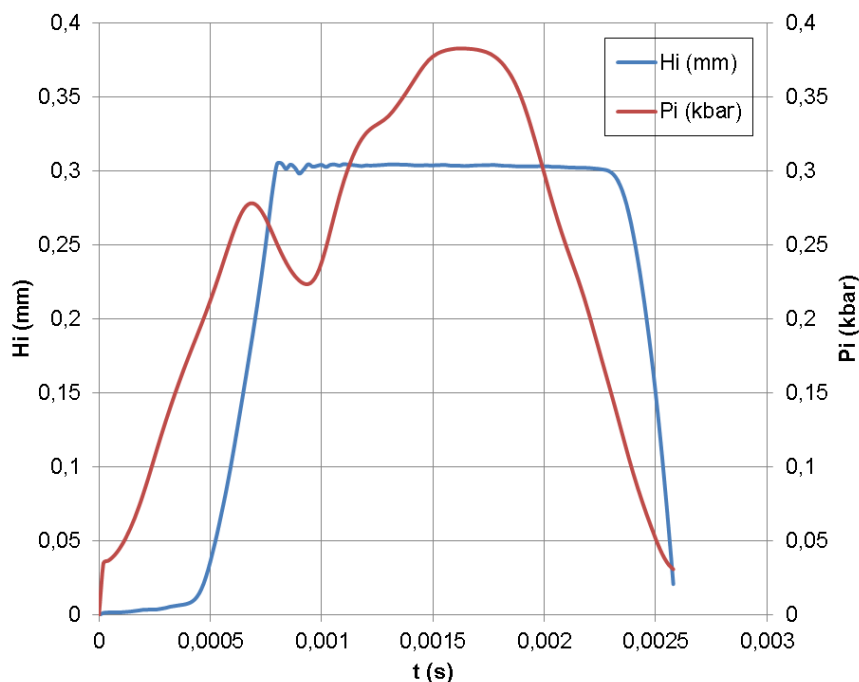


Figura 2.6. Curva real de presiones de un inyector UnitPump medida experimentalmente

- **Outlet:** suponemos que el aire en el interior del cilindro se encuentra a una presión igual a la presión atmosférica, por lo que se le asigna un valor fijo de 1 bar.

En cuanto a la velocidad, partimos del supuesto de que el fluido se encuentra en reposo, tanto en el acumulador del raíl como en interior de la tobera, y adquiere una velocidad constante y normal a la superficie de entrada.

En las paredes, como en cualquier problema de mecánica de fluidos, se impone que la velocidad es igual a 0.

En la tabla siguiente se resumen el tipo de condición de contorno que incorpora el software tanto para la velocidad como para la presión, en cada uno de los límites definidos:

|                       | VELOCIDAD                    |         | PRESIÓN              |              |
|-----------------------|------------------------------|---------|----------------------|--------------|
|                       | Tipo                         | Valor   | Tipo                 | Valor        |
| <b>Inlet</b>          | <i>zeroGradient</i>          | (0 0 0) | uniformTotalPressure | 'pinlet.dat' |
| <b>Outlet</b>         | <i>pressureInletVelocity</i> | -       | fixedValue           | 100000 Pa    |
| <b>Walls</b>          | <i>fixedValue</i>            | (0 0 0) | zeroGradient         | -            |
| <b>Front&amp;Back</b> | <i>wedge</i>                 | -       | <i>wedge</i>         | -            |

Tabla 2.1. Condiciones de contorno

### Fluido de trabajo

El fluido empleado en este estudio ha sido el diesel o gasoil líquido convencional n-heptano. Las propiedades físico-químicas necesarias para definir el flujo de trabajo en el modelo empleado, son la densidad, la viscosidad dinámica y la presión de vapor, tanto para la fase de vapor como para la fase líquida. El valor de las mismas se muestra en la siguiente tabla:

| Propiedad                     | Líquido | Gas                   |
|-------------------------------|---------|-----------------------|
| Densidad (kg/m <sup>3</sup> ) | 832     | 0.1361                |
| Viscosidad dinámica (kg/ms)   | 0.0065  | $5.956 \cdot 10^{-6}$ |
| Presión de vapor (Pa)         |         | $5.4 \cdot 10^3$      |

Tabla 2.2. Propiedades del gasoil convencional a 30°C (por PengKärholm et al, [2007])

Las propiedades del fluido son definidas en el diccionario `$FOAM_CASE/constant/transportProperties`. Cabe destacar que las simulaciones se hicieron para un flujo incompresible e isoterma, por lo que la densidad y temperatura establecidas permanecen constantes.

### 2.2.2.3. Esquemas y algoritmos de cálculo

Como se ha descrito previamente, el método de volúmenes finitos consiste en la discretización espacial y temporal de las ecuaciones integrales de conservación, y de las ecuaciones adicionales de los modelos de turbulencia en el caso de utilizarse. Existen varias alternativas para llevar a

cabo esta discretización, dando lugar a diferentes esquemas de cálculo.

Para linealizar y resolver las ecuaciones se ha utilizado un algoritmo tipo PISO, pues se pretende hacer un cálculo transitorio. Para la resolución de la variable  $\rho_rgh$  se ha utilizado el método GAMG, y para las variables  $k$  y  $\varepsilon$  se ha utilizado el método smoothSolver.

Las simulaciones realizadas son de carácter transitorio. Atendiendo a la discretización temporal de las ecuaciones, se ha optado por el esquema Euler implícito de primer orden de precisión:

Este esquema de interpolación temporal no requiere de ninguna condición de estabilidad, con lo que  $\Delta t$  puede tomar cualquier valor.

Atendiendo a la discretización espacial, se ha empleado esquemas de segundo orden tipo UPWIND (aguas arriba) para la divergencia y esquema de segundo orden tipo LINEAR (diferencia centrada) tanto para el término difusivo como el término laplaciano, limitado con un factor de corrección de 0.5 para este último caso.

Los esquemas de cálculos establecidos se encuentran definidos en el diccionario `$FOAM_CASE/system/fvScheme`.

### **2.2.3. Parámetros a cuantificar en el post-procesamiento**

El objetivo de nuestra simulación es poder cuantificar dichos parámetros de forma indirecta, es decir, empleando las ecuaciones descritas en el apartado 1.3.2.1 mediante los resultados obtenidos.

Para ello consideraremos dos variables fundamentales calculadas a lo largo de todo el tiempo de inyección y medidas en la sección de salida de la tobera: velocidad axial ( $u_y$ ) y fracción de volumen de combustible ( $\alpha$ ).

Una vez finalizada la simulación, se copiarán los valores de estas variables en formato VTK para cada intervalo de tiempo para después pasarlos a una tabla Excel, con la que se procederá al cálculo de los siguientes parámetros:

- Densidad( $\rho$ ):debido al fenómeno de cavitación, a la salida de la tobera se obtendrá un perfil de densidad no homogéneo (ver figura 1.11a). Este valor de densidad  $\rho$  se obtiene multiplicando el valor de la densidad constante del fluido  $\rho_f$  por la fracción de volumen de combustible  $\alpha$ .
- Flujo másico de combustible ( $\dot{m}_f$ ):una vez obtenida la densidad  $\rho$ , podemos determinar el flujo másico  $\dot{m}_f$  mediante la expresión integral de la ecuación (1.9). Para el diferencial de área  $dA$  se calcularán los diferenciales de superficie anulares  $dA^*$  correspondientes a cada nodo distribuido a lo largo del radio del orificio de salida. Posteriormente se han sumado los productos  $\rho u dA^*$  con los que se obtendrá el valor de la integral en toda la superficie de salida, para cada instante de tiempo.
- Flujo de cantidad de movimiento ( $\dot{M}_f$ ):para el flujo de cantidad de movimiento se procederá de igual forma que para el flujo másico, pero empleando la ecuación (1.10).
- Flujo másico de combustible teórico ( $\dot{m}_{teo}$ ):el flujo de masa teórico se calcula mediante la ecuación (1.4), a partir de la velocidad de Bernoulli (ecuación (1.3)), pues partimos de los datos experimentales de la presión de inyección para determinar  $\Delta p$ .
- Velocidad efectiva ( $u_{ef}$ ): se determina a partir de la ecuación (1.11).
- Área efectiva ( $A_{ef}$ ): se calcula mediante la ecuación (1.12).
- Coeficientes adimensionales ( $C_d, C_v, C_a$ ): una vez obtenido los valores de área y velocidad efectiva, podemos calcular los valores de los coeficientes de descarga, de velocidad y de área a partir de las ecuaciones (1.1), (1.6) y (1.7) respectivamente, a lo largo de todo el tiempo de inyección.
- Número de cavitación ( $K$ ): el número de cavitación  $K$  es otro parámetro a tener en cuenta. Este parámetro se obtiene a partir de la presión de inyección y la presión de vapor, mediante la ecuación (1.13).

## 2.3. Modelado computacional del chorro de combustible

Para el estudio del chorro Diesel se ha utilizado otro *solver* distinto al empleado para el modelado del flujo cavitante. Este nuevo código implementado en OpenFOAMse puede encontrar en las librerías del software como *sprayFoam*. Este *solver* está basado en el método DPM igual que empleado por Niklas Nordin [2002] introducido en el capítulo anterior. Este código trae implementado una serie de sub-modelos (ver tabla 2.3) que funcionan de forma conjunta para describir de una forma más detallada los procesos físicos que se dan lugar en la formación del chorro y que el usuario puede configurar o no en función de sus necesidades.

| Sub-Modelos              |  |
|--------------------------|--|
| <i>subCycles</i>         | Mínimo número de ciclos de Lagrange                    |
| <i>atomizaciónModel</i>  | Modelo de atomización primaria                         |
| <i>includeOscilation</i> | Deformación de la partícula                            |
| <i>breakupModel</i>      | Modelo de atomización secundaria                       |
| <i>injectorModel</i>     | Modelo para diferentes tipos de inyector               |
| <i>colisiónModel</i>     | Modelo de interacción entre partículas                 |
| <i>phaseChangeModel</i>  | Modelo de evaporación                                  |
| <i>heatTransferModel</i> | Modelo para la transferencia de calor entre partículas |
| <i>dispersiónModel</i>   | Modelo de dispersión de partículas                     |
| <i>dragModel</i>         | Modelo para las fuerzas de arrastre                    |
| <i>wallModel</i>         | Modelo de interacción entre paredes y partículas       |

Tabla 2.3. Lista de los diferentes sub-modelos que incorpora *sprayFoam*

En los siguientes apartados se presentan las ecuaciones fundamentales que empleadas para la resolución, tanto de la fase continua (gas) como para la fase discreta (líquido), así como los modelos empleados para nuestra simulación: modelo para las fuerzas de arrastre, atomización primaria, atomización secundaria y el modelo de inyección. También hablaremos del acoplamiento entre ambas fases, así como de los esquemas y algoritmos de cálculos empleados.

### 2.3.1. Modelo de la fase continua. Método de Euler

#### 2.3.1.1. Ecuaciones de gobierno

Los paquetes de partículas inyectados por el modelo de chorro

evolucionan en un dominio computacional de acuerdo al intercambio de masa, de cantidad de movimiento y de energía con la fase gaseosa continua. Las ecuaciones fundamentales de masa, momento y energía son resueltas para un flujo de gas compresible y de múltiples compuestos, utilizando una aproximación tipo RANS:

#### Ecuación de continuidad

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = \dot{\rho}_s \quad (2.21)$$

Donde:

$\dot{\rho}_s$  = término fuente para el intercambio de masa entre las fase de gas y la fase líquida.

#### Ecuación de transporte

$$\frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} Y_i) - \nabla \cdot (\mu_{eff} \nabla Y_i) = \dot{\rho}_{Si} + \kappa \mathbf{R} \mathbf{R}_i \quad (2.22)$$

Donde:

$Y_i$  = fracción de masa de cada especie  $i$

$\mathbf{R} \mathbf{R}_i$  = velocidad de reacción de la especie  $i$

$\dot{\rho}_{Si}$  = término fuente para el intercambio de masa entre especies

#### Ecuación de momento

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \mathbf{T} \mathbf{U}) = -\nabla p + \nabla \cdot \left[ \mu_{eff} \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T) \right] + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F}_s \quad (2.23)$$

Siendo:

$\mathbf{F}_s$  = término fuente para el intercambio de cantidad de movimiento entre las fase de gas y la fase líquida.

#### Ecuación de conservación de energía

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho h \mathbf{U}) - \nabla \cdot [(\alpha + \alpha_t) \nabla h] = \dot{Q}_s + \frac{\partial p}{\partial t} \quad (2.24)$$

Donde

$\dot{Q}_s$  = término fuente para el intercambio de energía entre las fase de gas y la fase líquida.

### 2.3.1.2. Modelo de turbulencia

Se ha decido utilizar un modelo de turbulencia  $k - \varepsilon$  estándar en donde el comportamiento cerca de los límites de pared no son tan importantes como las interacciones entre partículas para elevados números de Reynolds. Las dos ecuaciones para la obtención de la energía cinética turbulenta  $k$  y para la disipación de energía  $\varepsilon$  son respectivamente:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho k \mathbf{U}) - \nabla \cdot [(\alpha_k \mu_T + \mu) \nabla k] = 2\mu_T S - \frac{2}{3} \rho k \nabla \cdot \mathbf{U} - \rho \varepsilon \quad (2.25)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \varepsilon \mathbf{U}) - \nabla \cdot [(\alpha_\varepsilon \mu_T + \mu) \nabla \varepsilon] \\ & = C_1 2\mu_T S - \frac{2}{3} C_1 \rho \varepsilon \nabla \cdot \mathbf{U} - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - C_3 \rho \varepsilon \nabla \end{aligned} \quad (2.26)$$

Donde  $C_1, C_2, C_3, \alpha_k$  y  $\alpha_\varepsilon$  son constantes del modelo de turbulencia, y  $S$  es el módulo de la media del tensor de velocidad de deformación definido como:

$$S = \nabla \mathbf{U} : \text{dev}(\text{sym}(\nabla \mathbf{U})) \quad (2.27)$$

Y  $\mu_T$  representa la viscosidad turbulenta definida nuevamente por constante  $C_\mu$  expresada de la forma:

$$\mu_T = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.28)$$

No hay término fuente para la pulverización del líquido en las ecuaciones (2.25) y (2.26), por lo que la turbulencia no está directamente afectada por la presencia de partículas.

Para mejorar el rendimiento de las simulaciones de pulverización es limitar la escala de longitud de la turbulencia dentro de la fase de gas de pulverización para el diámetro del chorro con el fin de reducir la dependencia con malla. En la configuración de la simulación, el diámetro del inyector es

seleccionado y configurado en lugar del diámetro del chorro debido a que el diámetro del inyector es el parámetro que inicialmente establece la escala de longitud de la turbulencia. Este límite impuesto evita que la escala de longitud de turbulencia crezca, y además simplifica los cálculos, ya que el cálculo del diámetro del chorro en cada paso de tiempo sería muy costoso. Por lo tanto, la configuración del diámetro del inyector a priori resulta una buena aproximación.

La energía cinética turbulenta  $k$  gobierna la escala de las fluctuaciones turbulentas y  $\varepsilon$  el tamaño de los vórtices turbulentos. El límite es impuesto por lo tanto sobre  $\varepsilon$ , y la expresión para la escala de longitud turbulenta es definida como:

$$l_t = C_\mu \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (2.29)$$

Y en cuanto al límite impuesto sobre  $\varepsilon$  queda:

$$C_\mu \frac{k^{3/2}}{L_{sgs}} < \varepsilon \quad (2.30)$$

Donde  $L_{sgs}$  es establecido por el diámetro del inyector.

Esta restricción es impuesta una vez que las ecuaciones para  $k$  y  $\varepsilon$  son resueltas. Si la condición impuesta se aplica antes de resolver las ecuaciones, no se garantiza el cumplimiento de la ecuación (2.30). Esta modificación del modelo de turbulencia implica la suposición de que la ecuación para  $\varepsilon$  subestima la disipación cuando los paquetes de líquido se encuentran presentes en las celdas.

Las constantes del modelo se presentan resumidas en la siguiente tabla:

| $C_\mu$ | $\alpha_k$ | $\alpha_\varepsilon$ | $C_1$ | $C_2$ | $C_3$ |
|---------|------------|----------------------|-------|-------|-------|
| 0.09    | 1          | 1.3                  | 1.44  | 1.92  | -0.33 |

**Tabla 2.4. Constantes del modelo de turbulencia k- $\varepsilon$  (por Kärholm [2007])**

### 2.3.1.3. Modelo para reacciones químicas

El combustible empleado es n-heptano, cuyas propiedades han sido definidas en el modelo de cavitación. Aunque solamente se haya establecido un total de 5 especies y 1 reacción para el proceso de mezcla aire-combustible sin llegar a producirse combustión, se explicará brevemente las ecuaciones para una mezcla multicomponentes que implican reacciones químicas de la forma:

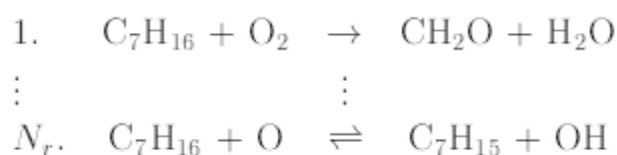


Figura 2.7. Extracto de un mecanismo cinética química

Resolver la química de este proceso conlleva resolver un largo sistema de ecuaciones de reacciones químicas, de forma que para cada reacción:

$$\sum_{i=1}^{N_s} S_{ij}^f [X_i] \rightleftharpoons \frac{k_j^f}{k_j^r} \sum_{i=1}^{N_s} S_{ij}^r [X_i], \quad j = 1, N_r \quad (2.31)$$

Siendo:

$S^f$  = matriz de coeficientes estequiométricos de avance

$S^r$  = matriz de coeficientes estequiométricos de retroceso

$k_j^f, k_j^r$  = constantes de velocidad de reacción

$[X_i]$  = concentración molar de la especie  $i$

La matriz de coeficientes estequiométricos consiste en  $N_s$  filas correspondientes a cada especie. Las columnas representan reacciones, formando la matriz  $N_s \times N_r$ . La velocidad de reacción  $k$  es en sí misma una función de la constante de Arrhenius:

$$k_j = A_j T^{\beta_j} e^{-\frac{E_{\alpha,j}}{RT}} \quad (2.32)$$

Ahora es posible escribir la ecuación de la velocidad de reacción de la reacción básica anterior. La velocidad de la formación de las especies  $[X_1]$  para

la reacción  $j$  se escribe como:

$$\left(\frac{d[X_1]}{dt}\right) = S_{1j}^r \left( k_j^f \prod_{i=1}^{N_s} [X_i]^{S_{1j}^f} - k_j^r \prod_{i=1}^{N_s} [X_i]^{S_{1j}^r} \right) \quad (2.33)$$

Esta ecuación se formula para cada especie incluida en el modelo químico, así como para cada reacción, dando resultado un sistema de ecuaciones  $N_s \times N_r$ . Finalmente, podemos escribir el término fuente que incorpora la ecuación de transporte de especies (2.22) de la forma:

$$RR_i = \frac{W_i}{\rho} \sum_{j=1}^{N_r} (S_{ij}^r - S_{ij}^f) \dot{\omega}_j \quad (2.34)$$

$$\dot{\omega}_j = k_j^f \prod_{i=1}^{N_s} [X_i]^{S_{1j}^f} - k_j^r \prod_{i=1}^{N_s} [X_i]^{S_{1j}^r} \quad (2.35)$$

#### 2.3.1.4. Modelos termofísicos

Los modelos termofísicos tienen que ver con la energía, el calor y las propiedades físicas. Estos sub-modelos se definen en el sub-diccionario *thermoType* dentro del diccionario *\$FOAM\_CASE/constant/thermophysicalProperties*. Un modelo termofísico se construye en OpenFOAM como un sistema presión-temperatura a partir del cual se calculan otras propiedades termodinámicas

##### **Modelo termofísico de la mezcla**

El modelo empleado para el cálculo de las demás propiedades termodinámicas es el modelo *hePsiThermo* que incorpora OpenFOAM en su biblioteca junto con otros muchos modelos [16]. Este modelo está basado en la compresibilidad  $\psi = (RT)^{-1}$  siendo  $R$  la constante de los gases ideales y  $T$  la temperatura.

##### **Modelo de transporte**

El modelado de transporte evalúa la viscosidad dinámica  $\mu$ , la

conductividad térmica  $\kappa$  y difusividad térmica  $\alpha$  (para la energía interna y la entalpía de las ecuaciones). El modelo de transporte empleado se denomina *Sutherland*, y calcula  $\mu$  como una función de la temperatura  $T$ :

$$\mu = \frac{A_s \sqrt{T}}{1 + T_s/T} \quad (2.36)$$

Siendo  $A_s$  y  $T_s$  coeficientes del modelo preestablecidos pro el código.

### **Modelo termodinámico**

El modelo termodinámico se refiere a la evaluación del calor específico  $c_p$  del que se derivan otras propiedades. De entre todos los sub-modelos que incorpora OpenFOAM, se ha escogido el sub-modelo *janaf* que determina  $c_p$  como función de la temperatura a partir de un conjunto de coeficientes preestablecidos en el código fuente del sub-modelo.

$$c_p = R \left[ \left( (a_4 T + a_3) T + a_2 \right) T + a_1 \right] T + a_0 \quad (2.37)$$

Esta función es válida entre dos límites establecidos, temperatura mínima  $T_l$  y una temperatura máxima  $T_h$ . Se especifican dos conjuntos de coeficientes, el primer conjunto es para temperaturas por encima de una temperatura  $T_c$  común (y por debajo de  $T_h$ ) y otro conjunto para las temperaturas por debajo de  $T_c$  (y por encima de  $T_l$ ). Además, se especifican dos constantes de integración,  $a_5$  y  $a_6$  (tanto para altas temperaturas como para bajas temperaturas) que se utilizan para evaluar la entalpía  $h$  y la entropía  $s$  respectivamente.

### **Ecuación de estado**

El software OpenFOAM incorpora varias expresiones para la ecuación de estado con la que determina el valor de la densidad a partir de las propiedades termodinámicas. Para este caso se ha escogido el modelo *perfectGas* cuya expresión se define como:

$$\rho = \frac{1}{RT} p \quad (2.38)$$

### **Tipo de variable para la energía**

El usuario debe también especificar la forma de energía que será utilizada en la solución de la energía: esta puede ser absoluta, donde el calor de formación  $\Delta h_f$  está incluido o sensible, donde no está incluido. Además debe de especificarse si la energía se cuantifica mediante la energía interna  $e$  o la entalpía. Se ha definido para esta simulación el tipo *sensibleEnthalpy* ya que es más fácil de operar cuando se trata de cambios debidos a reacciones químicas.

## **2.3.2. Modelo de la fase líquida. Método de Lagrange**

### **2.3.2.1. Ecuaciones de gobierno**

Las propiedades de cada paquete de partículas son determinadas para cada paso de tiempo resolviendo nuevamente las ecuaciones fundamentales de conservación.

#### Ecuación para la cantidad de movimiento de partículas

El movimiento de una partícula de Lagrange se determina a partir de la segunda ley de Newton de la forma:

$$m_d \frac{d\mathbf{u}_d}{dt} = -\frac{\pi D_d^2}{8} \rho_d C_D (\mathbf{u}_d - \mathbf{u}) |\mathbf{u}_d - \mathbf{u}| + m_d \mathbf{g} \quad (2.39)$$

Siendo:

$m_d$  = masa de la gota

$\mathbf{u}_d$  = velocidad de la gota

$\mathbf{u}$  = velocidad del aire circundante

$C_D$  = coeficiente de arrastre

$D_d$  = diámetro de la gota

$\rho_d$  = densidad de la gota

En esta ecuación no se consideran algunas de las fuerzas que actúan sobre las partículas (efectos de la masa añadida, presión, fuerza de Basset, efecto Magnus, etc...) las cuales son despreciadas debido a la gran diferencia entre densidades de las 2 fases. Según se aprecia en la ecuación, las únicas

fuerzas que afectan al momento son las fuerzas de fricción con el gas y la fuerza de la gravedad.

Al resolver la ecuación de movimiento (2.38) en la práctica se puede escribir en la forma:

$$\frac{d\mathbf{u}_d}{dt} = -\frac{\mathbf{u}_d - \mathbf{u}}{\tau_u} + \mathbf{g} \quad (2.40)$$

Siendo  $\tau_u$  el tiempo de relajación del momento definido como:

$$\tau_u = \frac{4}{3} \frac{\rho_d D_d}{\rho C_D |\mathbf{u}_d - \mathbf{u}|} \quad (2.41)$$

Donde:

$\rho$  = densidad del aire circundante

### Ecuación continuidad de partículas

La masa de la gotita  $m_d$  cambia a voluntad con el tiempo debido principalmente a la evaporación y a la rotura de gota que son los mecanismos de atomización primaria y secundaria respectivamente.

$$\frac{dm_d}{dt} = -\frac{m_d}{\tau_e} \quad (2.42)$$

El modelo considera las partículas totalmente esféricas, con lo que podemos utilizar el diámetro de la gota  $D_d$  como parámetro característico para la continuidad de la masa de la partícula.

$$\frac{dD_d}{dt} = -\frac{D_d}{3\tau_e} \quad (2.43)$$

Donde  $\tau_e$  es el tiempo de relajación de evaporación dado por:

$$\tau_e = \frac{m_d}{\pi D_d \mathcal{D} S h \rho_e \ln(1+B)}, \quad B = \frac{X_{v,s} - X_{v,\infty}}{1 - X_{v,s}} \quad (2.44)$$

### Ecuación de la energía de partículas

Las gotas líquidas reciben la energía del gas ambiente, la cual se

emplea en incrementar la temperatura del líquido y superar el calor latente de evaporación para evaporar el combustible. A menos que el aire este saturado con el vapor de combustible, la evaporación siempre tendrá lugar. La ecuación para la transferencia de calor a las partículas líquidas se escribe como:

$$m_d \frac{dh_d}{dt} = \dot{m}_d h_v(T_d) + \pi D \kappa Nu (T - T_d) f \quad (2.45)$$

Donde:

$\kappa$  = conductividad térmica

$T_d$  = temperatura de la gota

$T$  = temperatura del aire

$Nu$  = número de Nusselt

$$Nu = 2 + 0.6 Re^{1/2} Pr^{1/3} \quad (2.46)$$

$Pr$  = número de Prandtl

$$Pr = \mu \frac{c_p}{\kappa} \quad (2.47)$$

y  $f$  es un factor que corrige la tasa de intercambio de calor debido a la presencia de transferencia de masa:

$$f = \frac{z}{e^z - z}, \quad z = -\frac{c_{p,v} \dot{m}_d}{\pi D \kappa Nu} \quad (2.48)$$

Y todas las propiedades son evaluadas usando la temperatura de película  $T_f$ :

$$T_f = \frac{2T_d + T}{3} \quad (2.49)$$

### 2.3.2.2. Modelo para las fuerzas de arrastre

El modelo escogido para definir el coeficiente de arrastre es una función de Reynolds tal como:

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_d} \left( 1 + \frac{Re_d^{\frac{2}{3}}}{6} \right) & Re_d < 1000 \\ 0.44 & Re_d > 1000 \end{cases} \quad (2.50)$$

Siendo  $Re_d$  el número de Reynolds para las partículas definido como:

$$Re_d = \frac{\rho_d |\mathbf{u}_{rel}| r}{\mu_d} \quad (2.51)$$

### 2.3.2.3. Modelo de atomización primaria

Puesto que el propósito del enfoque de Lagrange es eliminar la necesidad de resolver la el chorro en el interior de la tobera. Esto se puede hacer mediante el uso de o bien un modelo de atomización o especificando el tamaño de los paquetes de partículas y el ángulo de pulverización constante, que puede ser visto como modelo de atomización muy simple.

Este último enfoque ha sido utilizado en el trabajo actual, ya que es a la vez más simple, más rápido. Sin embargo, usar un modelo de atomización es más correcto desde el punto de vista físico, pero cualquier ventaja de utilizar un modelo de atomización primaria se contrarresta por la incertidumbre en los modelos actuales de ruptura secundaria.

Para nuestro caso se ha asignado un ángulo  $\theta$  que se ha obtenido a partir de unas imágenes realizadas experimentalmente del mismo inyector en línea del cual se ha obtenido la curva de presiones de inyección. En cuanto al tamaño inicial de los paquetes de partículas se le asigna un diámetro igual al diámetro de inyector especificado en el modelo de inyector. Cuando estos paquetes experimentan una reducción de la masa en torno al 10% de su masa inicial, se transforman en nuevos paquetes de partículas de tamaño más pequeño. Estos paquetes se someten solamente al proceso de atomización primaria, no se evaporan y ninguna fuerza de arrastre actúa sobre ellos. El tamaño de estos paquetes se reduce según una función de densidad de probabilidad, tipo *Rosin-Rammler*, cuyos parámetros se especificarán más

adelante en el modelo de inyección. Para cada paquete de partículas, la cantidad de masa despojada se incrementa en cada paso de tiempo por la expresión:

$$\Delta m_{stripped} = \rho_l \frac{1}{6} \pi N_d (D^3 - D_o^3) \quad (2.52)$$

Donde:

$N_d$  = número de gotas en el paquete inyectado

$\rho_l$  = densidad del combustible líquido

$D_o$  = diámetro del paquete de partículas inicial

$D$  = diámetro del paquete de partículas posterior

#### **2.3.2.4. Modelo de atomización secundaria**

OpenFOAM contiene incorporado varios modelos de rotura de partículas que el usuario puede escoger. Dos de los modelos más usados y conocidos son los modelos Reitz KHRT (Kelvin-Helmholtz-Rayleigh-Taylor) y Reitz-Diwakar. Se ha comprobado en las simulaciones realizadas que el modelo KHRT muestra un gran número de inestabilidades. Por ello se ha escogido para nuestro trabajo el modelo Reitz-Diwakar que ha demostrado ser mucho más estable.

Este modelo propuesto distingue entre dos regímenes de ruptura que van en función de un número de Weber crítico. Independientemente del régimen de desintegración, se asume la siguiente expresión para la velocidad de reducción de radio de la partícula:

$$\frac{dr}{dt} = - \frac{(r - r_{stable})}{\tau_{bi}} \quad (2.53)$$

Donde:

$r$  = radio de la partícula previa a la rotura

$r_s$  = nuevo radio para la partícula estabilizada

$\tau_{bi}$  = tiempo característico de rotura

Este tiempo característico  $\tau_{bi}$  difiere para cada régimen de rotura:

- *bag breakup*

$$We_g > 6$$

Se produce después de la gotita se haya deformado en un disco delgado, y el centro de este disco es expulsado corriente abajo como una bolsa hueca fina. Las bolsas son las primeras en romper, formando un gran número de pequeñas gotitas, a partir de entonces el borde se rompe dando lugar a unas pocas gotas más grandes.

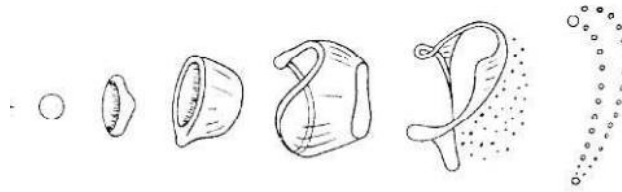


Figura 2.8. Representación del régimen bag breakup

Siendo el tiempo característico  $\tau_{b1}$  definido como:

$$\tau_{b1} = \pi \sqrt{\frac{\rho_l r^3}{\sigma}} \quad (2.54)$$

- *stripping breakup*

$$We_g / \sqrt{Re_g} > 0.5$$

Las gotitas se deforman en un disco delgado del cual una hoja delgada se extrae sucesivamente de la periferia de la gotita, que se rompe en pequeñas gotitas.



Figura 2.9. Representación del régimen stripping breakup

Siendo el tiempo característico para este caso  $\tau_{b2}$  :

$$\tau_{b2} = 20 \frac{r}{U} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (2.55)$$

Los números adimensionales  $Re_g$  y  $We_g$  se calculan de la forma:

$$Re_g = \frac{2Ur}{\nu_g} \quad (2.56)$$

$$We_g = \frac{\rho_g U_{rel}^2 r}{\sigma} \quad (2.57)$$

Donde:

$\nu_g$  = viscosidad dinámica del gas

$\rho_g$  = densidad del gas

$r$  = radio de partícula

$U_{rel}$  = velocidad relativa entre la partícula y el gas en la cámara.

### 2.3.2.5. Modelo de inyección

Dentro de la bibliotecas que incorpora *sprayFoamse* pueden escoger distintos modelos de inyección (mono-orificio cónico, cilíndrico, tipo VCO, etc.) que pueden ser configurados y orientados dentro de la cámara de combustión por el usuario en el sub-diccionario *injectionModel* que se encuentra dentro del diccionario *\$FOAM\_CASE/constant/sprayCloudProperties*.

Se ha optado por el modelo *coneNozzleInjection* por ser el que más por su similitud con la tobera ensayada y por su sencillez a la hora de configurar. Una vez escogido el tipo de inyector, el usuario define los parámetros de una función de densidad de probabilidad, tipo *Rosin-Rammler* para este caso, para la distribución del tamaño del conjunto de gotas. La función requiere de unos valores máximo y mínimos para el tamaño de las gotitas, además del ángulo del chorro que para nuestro caso es de  $\theta = 16$ .

| Parámetros    | Valor Numérico |
|---------------|----------------|
| $d_{min}$     | $10^{-6}$ m    |
| $d_{max}$     | $d_{nozzle}$   |
| $d_{mean}$    | $d_{nozzle}$   |
| $n$           | 3              |
| $\beta_{max}$ | 20             |

**Tabla 2.5. Constantes del modelo Rosin-Rammler**

La dirección de las gotitas que se inyectan en el dominio se calcula multiplicando el parámetro  $\beta_{max}$  y un número aleatorio entre 0 y 1. Este ángulo es el ángulo que hay entre la dirección el chorro y la dirección de las gotas inyectadas.

La velocidad de inyección del paquete de partículas se modela a partir de la diferencia de presión entre la presión de inyección aguas arriba del inyector, y la presión en el dominio:

$$U_i = C_d \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho_i}} \quad (2.58)$$

Donde:

$\rho_i$  = densidad del paquete de partículas inyectado

$C_d$  = coeficiente de descarga

$\Delta p$  = diferencia de presión aguas arriba y aguas abajo del inyector

Aunque para nuestro caso no se emplea la curva de presiones para el cálculo de la velocidad de descarga  $U_i$ . En su lugar, se le ha implementado la curva de flujo másico real inyectado para cada instante de tiempo obtenido del modelo de flujo cavitante directamente, por lo que el coeficiente de descarga será de 1. De esta forma modelo de inyección divide la masa correspondiente para cada paso de tiempo en el número de paquetes de partículas introducidos. El número de paquetes introducido por cada paso de tiempo es igual a:

$$N(t) = \max\left(1, \Delta t \frac{N_{tot}}{(t_{eoi} - t_{soi})}\right) \quad (2.59)$$

Donde:

$N_{tot}$  = número de paquetes especificado por el usuario

$\Delta t$  = paso temporal

$t_{eoi}$  = tiempo final de inyección

$t_{soi}$  = tiempo inicial de inyección

En nuestro caso se le ha asignado a  $N_{tot}$  un total de 50000000 paquetes por segundo.

### **2.3.3. Interacción entre las fases Euler-Lagrange**

#### **2.3.3.1. Acoplamiento “líquido-gas”**

Como se ha mencionado anteriormente, en la simulación del chorro, las partículas que representan el líquido se mueven en un marco euleriano fijo. Existen varios algoritmos que se usan para el seguimiento de estas partículas, en nuestro caso, definiremos los cuatro pasos que resumen el algoritmo que emplea el *OpenFOAM* denominado *Face-to-Face*:

1. Desplazamiento del paquete de partículas hasta alcanzar el límite de la celda o durante el intervalo de tiempo  $\Delta t$  si permaneciese en la misma celda.
2. Si el paquete cambia de celda, se calcula el tiempo que se tardó salir de la celda previa y actualiza las propiedades del paquete.
3. Se añade los cambios efectuados en el momento a la celda en la cual se ha introducido el paquete.
4. Si el paquete aún tiene tiempo para moverse, se vuelve al punto 1.

Este método incluye una comprobación de estabilidad mediante el seguimiento del paquete que comienza desde el centro de la celda al que pertenece, en vez de la posición de la partícula. Esto se realiza para asegurar que las partículas que podrían estar cerca del borde de la celda se encuentren adecuadamente rastreadas (incluso si están parcialmente fuera de la celda). Por otro lado, este método no puede “saltar” de una celda a otra, lo cual mejoraría la predicción de transferencia de masa, momento y energía.

### 2.3.3.2. Acoplamiento “gas-líquido”

El acoplamiento “gas-líquido” incluye el proceso de interpolación mediante el cual las magnitudes de gas conocidas en las células de Euler se estiman en los lugares donde se encuentran los paquetes de partículas. De esta forma, cada parcela experimenta un campo de velocidad continua dentro del dominio computacional de forma que la dependencia de la solución de la simulación con de la malla computacional se reduce.

El método más común y más fácil de interpolación es la ponderación de distancia inversa, donde la velocidad  $\bar{u}$  es evaluada usando los vértices o caras más cercanos:

$$\bar{u}(x) = \frac{1}{\sum \alpha_i} \sum_i (\bar{u}_i \alpha_i) , \quad \alpha_i = \frac{1}{\max(\delta, |x - c_i|)} \quad (2.60)$$

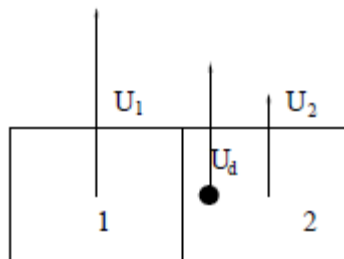
Siendo:

$x$  = posición del conjunto de partículas

$c_i$  = posición en la cual la velocidad  $\bar{u}_i$  es almacenada

$\delta$  = factor de seguridad para prevenirla división por cero

El uso de una velocidad interpolada también requiere cierta consideración al calcular el momento en la fase de gas. Si el paquete de partículas interactúa solamente con la celda en la que está, pueden surgir problemas fácilmente. Podemos considerar la situación de la figura 2.10, en la cual el paquete está en la celda 2.



**Figura 2.10 - Gradiente de velocidad del paquete de partículas y del campo de velocidad del gas**

La velocidad del paquete de partículas es  $U_d$  donde  $U_2 < U_d < U_1$ . La

velocidad interpolada en la posición del paquete puede ser, de esta forma, mayor que la velocidad del paquete. Esto significa que el paquete experimenta una aceleración incrementando su velocidad, y por lo tanto, va a ganar impulso que debe tomar de la fase de gas. Y puesto que el paquete solamente interactúa con la celda en la que se encuentra, se reducirá la cantidad de movimiento en dicha celda disminuyendo la velocidad de la fase de Euleriana. Esto resulta extraño, ya que en este caso se está transfiriendo el momento a un paquete de partículas desde la celda en la que está contenido y con un menor momento que el paquete en sí mismo. Este problema de concepto no resulta ser tan grave como para la transferencia de energía, de hecho, esta estrategia parece reducir la dependencia de la malla computacional.

Debido a la flexibilidad que ofrece la implementación en OpenFOAM, los cálculos para cada una de las fases se realizan estando totalmente desacoplados. Los cálculos para ambas fases se establecen, para cada instante de tiempo. La solución de la fase Euler se mantiene intacta en el instante de tiempo  $n$  y los paquetes de partículas avanzan uno por uno, hasta el instante de tiempo  $n + 1$ . Todos los términos fuente en la masa, cantidad de movimiento y la ecuación de la energía son así evaluados utilizando la información del instante  $n$ . Cuando la fase de Lagrange se ha resuelto, el cálculo euleriano se realiza utilizando los términos fuente de Lagrange del instante  $n + 1$ .

La realización de los cálculos de una manera totalmente acoplada no sólo sería más costoso desde el punto de vista computacional, sino que también es inestable, al menos para la cantidad de movimiento.

### **2.3.3.3. Formulación de las ecuaciones de Lagrange**

#### **Formulación de la ecuación de movimiento de partículas**

La velocidad instantánea  $\mathbf{u}$  que actúa sobre el conjunto de partículas, es desconocida. En términos de velocidad promedio  $\bar{\mathbf{u}}$  y de velocidad fluctuante  $\mathbf{u}'$  desconocida, podemos escribir la ecuación de movimiento como:

$$\frac{d\mathbf{u}_d}{dt} = -\frac{\mathbf{u}_d - (\bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}')}{\tau_u} + \mathbf{g} \quad (2.61)$$

Para la cual,  $\mathbf{u}'$  es modelada (incluyendo la evaluación de  $C_D$  y  $\tau_u$ ). Para obtener la velocidad del conjunto de partículas en el siguiente paso temporal, la ecuación anterior ha de integrarse, y puesto que el término a la derecha de la ecuación es desconocido, se supone como constante durante la integración. Por lo tanto:

$$\mathbf{u}_d(t_0 + \Delta t) - \mathbf{u}_d(t_0) = -(\mathbf{u}_d(t_0 + \Delta t) - (\bar{\mathbf{u}}_d(t_0) + \mathbf{u}')) \frac{\Delta t}{\tau_u} + \mathbf{g}\Delta t \quad (2.62)$$

La velocidad del conjunto del conjunto de partículas a la derecha de la ecuación (2.62) ha sido evaluada implícitamente, y la velocidad del gas explícitamente. Por lo tanto, la velocidad para el siguiente paso de tiempo se obtiene mediante:

$$\mathbf{u}_d(t_0 + \Delta t) = \frac{\mathbf{u}_d(t_0)\tau_u + \Delta t(\bar{\mathbf{u}}_d(t_0) + \mathbf{g}\tau_u)}{\Delta t + \tau_u} + \frac{\Delta t}{\Delta t + \tau_u} \mathbf{u}' \quad (2.63)$$

El efecto de dispersión también se presenta en el cálculo de la posición de la parcela incluyendo el término  $\mathbf{x}'$ , la cual se calcula explícitamente:

$$\mathbf{x}_d(t_0 + \Delta t) = \mathbf{x}_d(t_0) + \Delta t\mathbf{u}_d(t_0) + \mathbf{x}' \quad (2.64)$$

El propósito de incluir  $\mathbf{x}'$  y  $\mathbf{u}'$  es tener en cuenta la influencia de las fluctuaciones turbulentas aleatorias sobre el conjunto de partículas. La dispersión turbulenta es importante cuando la velocidad relativa es baja (para una partícula transportada por el aire). En el campo de aplicación del chorro Diesel, esto es de menor importancia, ya que la velocidad relativa es muy alta y el líquido se evapora rápidamente.

### **Formulación para la transferencia de masa y energía**

El desacoplamiento de los cálculos de las fases de Euler y Lagrange resulta más crítico para la ecuación de la energía. La restricción del paso de integración en los códigos implícitos CFD se debe principalmente a la energía de evaporación ya que con pasos de tiempo demasiado grandes puede dar temperaturas del gas negativas en la solución.

Como explicábamos anteriormente, determinar la temperatura en la

posición del paquete de partículas no puede realizarse mediante interpolación. Si nos fijamos en la figura 2.10, pero considerando los valores de temperatura  $T_2 < T_d < T_1$ , en lugar de la velocidad. Si interpolamos entre estos valores, podría resultar una temperatura del gas mayor que la temperatura de las partículas, por lo tanto, se estaría transfiriendo calor desde la celda (que está a menor temperatura que las partículas) hacia las partículas, violando así la segunda ley de la termodinámica.

Para ello es preferible emplear un método semi-implícito, especialmente para la evaporación, ya que esto evita que la masa (o diámetro) se conduzca a valores negativos. Por lo tanto, el nuevo diámetro para la partícula se obtiene mediante la expresión:

$$D^{n+1} = \frac{D^n}{1 + \left[\frac{\Delta t}{3\tau_e^n}\right]} \quad (2.65)$$

De igual modo, para determinar la temperatura nueva en la posición del paquete de partículas se emplea la siguiente forma semi-implícita:

$$T^{n+1} = \left(1 + \frac{f}{\tau_h}\right)^{-1} \left[ T_d + \Delta t \left( \frac{f}{\tau_h} T - \frac{h_v}{c_{l,d}\tau_e} \right) \right]^n \quad (2.66)$$

### **Formulación del modelo de pulverización**

El objetivo del modelo de atomización secundaria es reducir el tamaño característico del paquete de partículas debido a las fuerzas aerodinámicas. Modificar el modelo de ruptura es relativamente sencillo, ya que la transferencia de masa, calor y cantidad de movimiento dependen del tamaño de las gotas. Por lo tanto, mediante el control del tamaño de las parcelas, se puede influir tanto en la tasa de evaporación y la penetración del líquido, con un solo modelo.

La expresión para la velocidad con la que cambia el tamaño de la parcela primaria es discretizada usando un esquema implícito:

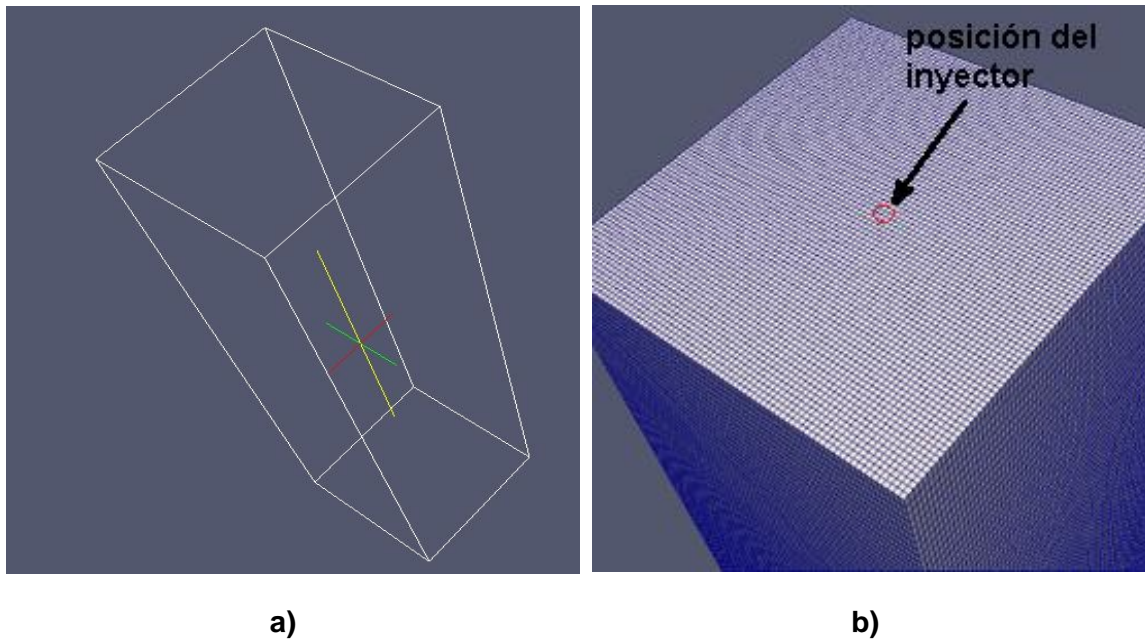
$$r^{n+1} = \left[ 1 + \frac{\Delta t}{\tau_{kh}} \right]^{-1} \left( r^n + \frac{\Delta t}{\tau_{kh}} r_c \right) \quad (2.67)$$

El tamaño del paquete secundario o hijo  $r_c$ , se utiliza para calcular la cantidad de masa despojada del paquete primario. Pero, puesto que la adición de una parcela cada paso de tiempo daría lugar a la dependencia del mismo y a una abundancia de pequeñas gotas, se establece un límite máximo para la cantidad de masa despojada, antes de introducir un nuevo paquete de partículas en los cálculos. Este suele ser un 5-10% de la masa del paquete primario. Si un nuevo paquete se introduce, el paquete secundario hereda el número estadístico de las gotas que contenía el paquete primario, pero su radio se ajusta a  $r_c$ .

### **2.3.4. Puesta a punto del modelo**

#### **2.3.4.1. Definición del dominio computacional**

El entorno en el que se desarrolla el chorro de combustible es el cilindro del motor. En el estudio de los parámetros macroscópicos, la geometría cobra menor importancia, a no ser que se quiera realizar un estudio dinámico de la compresión del pistón (no es nuestro caso). En nuestro estudio no se ha considerado la interacción del chorro con las paredes del cilindro. Pero sí se ha querido resaltar el aspecto asimétrico del desarrollo del chorro, de modo que la configuración de un modelo 3D ha sido necesaria. Por ello, se ha optado por simplificar del dominio computacional a un hexaedro (ver figura 2.11a) de dimensiones 0.02x0.02x0.15 m.



**Figura 2.11. a) Geometría de estudio b) Mallado uniforme mediante elementos hexaédricos**

La malla computacional está compuesta un total de 984150 celdas hexaédricas repartidas uniformemente a lo largo del dominio (ver figura 2.11b).

Para la inyección de combustible, se emplea un modelo de inyector paramétrico, definido en los apartados anteriores. Este inyector “virtual” no es más que una posición definida en el interior del dominio (ver figura 2.12b) por el cual se inyectaran los paquetes de partículas al modelo establecido. En nuestro caso, el inyector se ha definido en la pared en el centro de la superficie superior, de forma que inyecte los paquetes de partículas en la dirección  $y$  negativa, es decir, hacia abajo.

En cuanto al refinamiento de la malla computacional, como ya se ha mencionado anteriormente en el modelo DPM, no existe una relación directa entre el incremento del número de celdas y el aumento de la precisión de la solución obtenida. Si no que existe un número específico de celdas para el cual las discrepancias entre la solución del modelo y la solución real es mínima. Para ello se requiere de un estudio de convergencia de malla similar al mencionado en el modelo de cavitación. Pero por motivos que ya mencionados, se optó por no realizar dicho estudio.

### **2.3.4.2. Parámetros iniciales y condiciones de contorno**

#### **Parámetros de control**

Se ha establecido para cada una de las seis simulaciones realizadas un paso de tiempo  $\Delta t$  de  $2.5e-08$  s, y un número de Courant máximo igual a 0.3. Este intervalo de tiempo debe de ser mayor al paso de tiempo establecido para la resolución de las ecuaciones químicas definido en el diccionario `$FOAM_CASE/constant/chemistryProperties`. En este caso se le ha asignado el valor que el *solver* establecía por defecto,  $1e-07$  s.

#### **Condiciones iniciales**

En el modelo de flujo cavitante se estableció que la presión a la salida de la tobera era igual a la presión atmosférica que es la presión en la que se encuentra al aire del cilindro según las hipótesis establecidas. De igual forma se ha asignado una presión de 1 bar para todo el dominio y una velocidad igual a 0 m/s, pues este aire se encuentra en reposo desde un primer instante. En cuanto a las propiedades del aire circundante, se ha considerado una mezcla de  $O_2$  y  $N_2$  con unas proporciones iniciales de 0.234 y 0.766 respectivamente para todo el dominio computacional. En cuanto a la temperatura ambiente, se optó por dejar el valor que el modelo trae por defecto que es de 800 K. Este valor de temperatura no se corresponde con el estado real del gas (aire) que se encuentra a 1 bar de presión. Este valor se justifica debido a problemas de divergencia en los valores residuales observados durante la simulación y que conducían valores negativos de temperatura en la solución. Aún no se han podido solucionar dicho problema.

#### **Condiciones de contorno**

La geometría empleada pretende simular una cavidad cerrada, sin ningún tipo de entrada o salida. Por ello el único límite definido en toda la geometría son las paredes del hexaedro a las cuales se le ha asignado un contorno tipo *Wall*.

#### **Parámetros de entrada del modelo de inyección**

Para el modelo de chorro, se establecen los siguientes parámetros de partida:

- **Tasa de inyección:** en la siguiente figura se puede ver la tasa de inyección obtenida en el modelo de flujo cavitante. Los valores de esta curva que representa el flujo másico real inyectado, se introduce como parámetro de entrada al sub-modelo de inyección seleccionado. Estos datos se introducen en una matriz de dos columnas: tiempo de inyección (s) y flujo másico (kg/s).

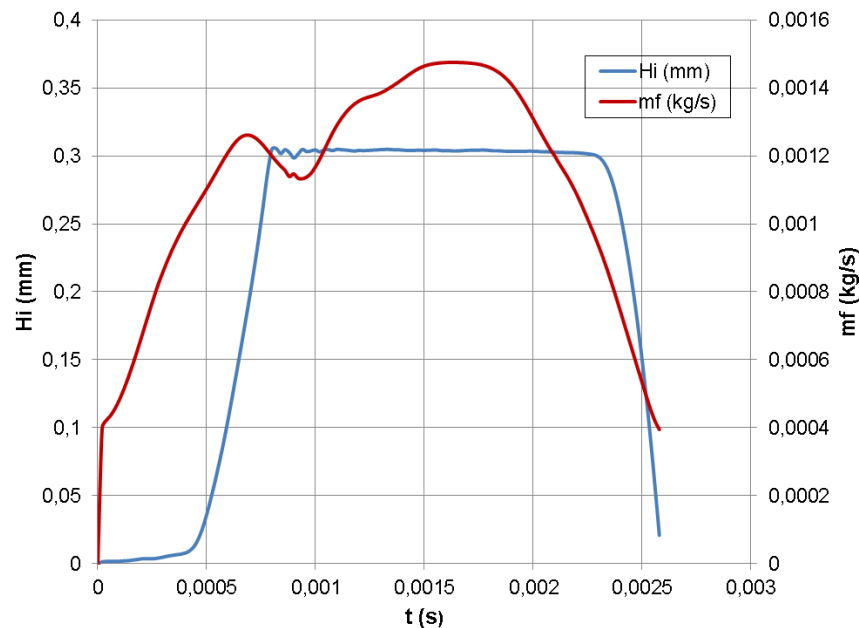


Figura 2.12. Tasa de inyección resultado del modelo de flujo cavitante

- **Ángulo de chorro:** el modelo de atomización primaria que viene implementado en *sprayFoam* utiliza como parámetro de entrada el ángulo de chorro, que para este caso es de  $32^\circ$ . Este valor de  $\theta$  se obtiene a partir de unas imágenes tomadas del mismo estudio experimental realizado para un inyector en línea que descarga a una cámara con aire a 1 bar.
- **Coefficiente de descarga:** el modelo de inyección empleado requiere de la definición de un coeficiente de descarga para considerar las pérdidas dadas en un inyector real debidas al fenómeno de cavitación. Para este caso se ha definido un coeficiente igual a la unidad, pues el flujo másico empleado para este modelo es el flujo real que atraviese el orificio bajo condiciones de cavitación.

- **Diámetro del orificio:** el diámetro establecido para este modelo es de 0.1 mm, igual al diámetro de la tobera estudiada en el modelo anterior. Con este parámetro se define el tamaño inicial del paquete de partículas inyectado, el cual va reduciendo su tamaño según el modelo de atomización descrito.

### Parámetros termodinámicos

El fluido de trabajo para este caso sigue siendo el gasoil convencional n-Heptano (C<sub>7</sub>H<sub>16</sub>). Para este modelo existen varios esquemas de reacción en fase gaseosa y que se establecen con la simulación. Estos van desde un esquema de reacción con 5 especies y una reacción a un esquema de reacción que implica 300 reacciones y 56 especies. Esta información se encuentra dentro del diccionario `$FOAM_CASE/constant/thermophysicalProperties`, junto con los modelos termofísicos definidos anteriormente. Los elementos y las especies que entren en juego en las reacciones para la fase gaseosa se pueden ver en la siguiente tabla. Estos se especifican en el fichero `$FOAM_CASE/chemkin/chem.inp`:

| ELEMENTOS   |                |                |                 |                  |
|---|----------------|----------------|-----------------|------------------|
| H   | O              | C              | N               | AR               |
| ESPECIES  |                |                |                 |                  |
| C <sub>7</sub> H <sub>16</sub>  | O <sub>2</sub> | N <sub>2</sub> | CO <sub>2</sub> | H <sub>2</sub> O |
| REACCIONES  |                |                |                 |                  |
| C <sub>7</sub> H <sub>16</sub> + 11 O <sub>2</sub> → 7 CO <sub>2</sub> + 8 H <sub>2</sub> O |                |                |                 |                  |

Tabla 2.6. Elementos y compuestos que aparecen en el proceso de mezcla

También se definen dentro del mismo fichero el valor de los coeficientes requeridos para la ecuación (2.32).

| Coeficientes |          |                      |
|--------------|----------|----------------------|
| <i>A</i>     | <i>β</i> | <i>E<sub>α</sub></i> |
| 5.00e+08     | 0.0      | 15780.0!1            |

Tabla 2.7. Coeficientes para la velocidad constante de reacción

En el fichero `$FOAM_CASE/chemkin/therm.dat` se definen los valores de los coeficientes termodinámicos de la ecuación (2.37) para cada uno de los 5

elementos descritos en la tabla 2.6, así como las temperaturas límite  $T_l$ ,  $T_h$  y la temperatura media  $T_c$  cuyos valores son 200 K, 6000 K y 1000 K respectivamente. Estos coeficientes están distribuidos en una matriz de la siguiente forma:

- La fila 2 contiene los coeficientes  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2, a_3$  y  $a_4$  para el intervalo  $\{T_c, T_h\}$ .
- La fila 3 contiene los coeficientes  $a_5$  y  $a_6$  para el intervalo  $\{T_c, T_h\}$  y los coeficientes  $a_0$ ,  $a_1$  y  $a_2$  para el intervalo  $\{T_l, T_c\}$ .
- La fila 4 contiene los coeficientes  $a_3$ ,  $a_4, a_5$ , y  $a_6$  para el intervalo  $\{T_l, T_c\}$ .

### 2.3.4.3. Esquemas y algoritmos de cálculo empleados

Para la resolución del sistema de ecuaciones EDO que resulta del modelo de reacciones, el software OpenFOAM incorpora el algoritmo SEULEX que emplea el método Euler-implícito para la resolución de dicho sistema.

En cuanto al algoritmo de resolución de ecuaciones lineales del código *sprayFoam*, se ha vuelto a emplear un método segregado e implícito, basada en el algoritmo de acoplamiento de la presión-velocidad PISO. Con los siguientes métodos de resolución de las distintas variables: smoothSolver para  $U$ ,  $k$  y  $\varepsilon$ ; DILUDBiCG para las especies ( $C_7H_{16}$ ,  $O_2$ , ...) y GAMG para la presión  $p$ .

Para la divergencia se han empleado tanto esquemas de segundo orden tipo UPWIND y tipo LINEAR. En cuanto al término laplaciano, se ha establecido un esquema tipo LINEAR ORTHOGONAL que incorpora OpenFOAM.

En el apartado B y C del Anexo II viene un resumen de todos esquemas de discretización y métodos de cálculo disponibles con la nomenclatura que emplea OpenFOAM, así como una breve descripción de la formulación matemática de los mismos.

Los esquemas de cálculos establecidos se encuentran definidos en el diccionario `$FOAM_CASE/system/fvScheme`.

### **2.3.5. Parámetros a cuantificaren el post-procesamiento**

Para el caso del modelo de chorro, no hemos querido entrar en detalle sobre los parámetros microscópicos y solamente hemos tenido en cuenta para la caracterización del chorro los siguientes parámetros macroscópicos: longitud de rotura ( $L_B$ ) y penetración máxima ( $S_{max}$ )

Por desgracia, la versión empleada no incorpora una función que devuelva valores numéricos de estos parámetros con la solución de la simulación. Esta función debe ser desarrollada por el propio usuario y no es de la competencia de este trabajo. Para poder hacer una estimación de estos parámetros, se han escogido optado por analizar las imágenes obtenidas para unos determinados instantes de tiempo a lo largo del tiempo de inyección.

## **3. RESULTADOS COMPUTACIONALES**

Al configurar dos modelos por separado, se ha distinguido los resultados obtenidos en la simulación en dos apartados diferentes. Cabe destacar el tiempo de cálculo empleado por la estación de cálculo para cada uno de los modelos.

Para realizar ambas simulaciones se ha empleado un Notebook nivel de usuario con un único procesador Intel® Core(TM)2Duo @2.26GHz con sistema operativo 63-bit Ubuntu 12.04 LTS. El tiempo de cálculo empleado para el modelo de cavitación ha sido de 10115 s (2 h 38' 35'') y para el modelo de chorro se necesitó un tiempo de 29095 s (8 h 4' 55'') puesto que se trata de una simulación 3D y el dominio contiene un elevado número de celdas.

### **3.1. Resultados del modelo de flujo cavitante**

En la siguiente figura se han representado las imágenes obtenidas de la variable *alpha* que representa la fracción de volumen líquido del fluido. Como ya se predecía, la cavitación se produce en las zonas más críticas de la tobera que es a la entrada del orificio, donde la capa límite se desprende de la superficie de la pared. Este desprendimiento se produce por los elevados

gradientes de velocidad sobre geometrías pronunciadas, que provoca una disminución de la presión hasta los valores de presión de vapor. Se han representado los primeros instantes de tiempo en los cuales el flujo comienza a cavitarse, que son prácticamente desde el instante 0,01 ms. Esta cavitación presenta un aspecto suave y sin vorticidades, viéndose claramente diferenciada la interfaz entre líquido/vapor. Esto puede deberse al modelo de turbulencia empleado, que tiende a suavizar los vórtices producidos.

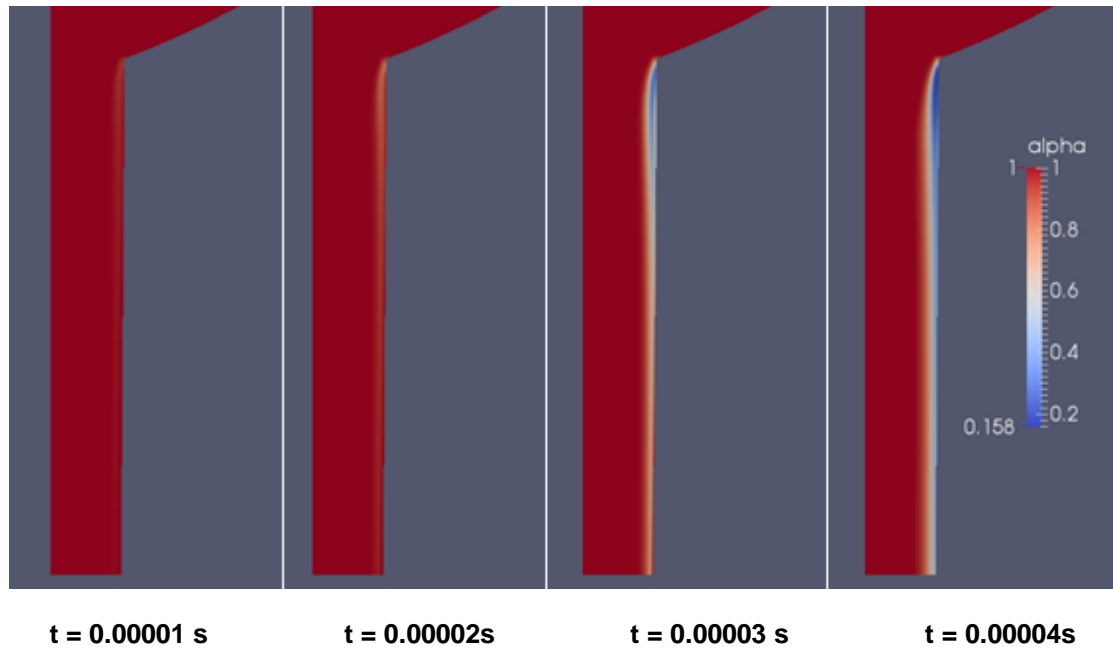
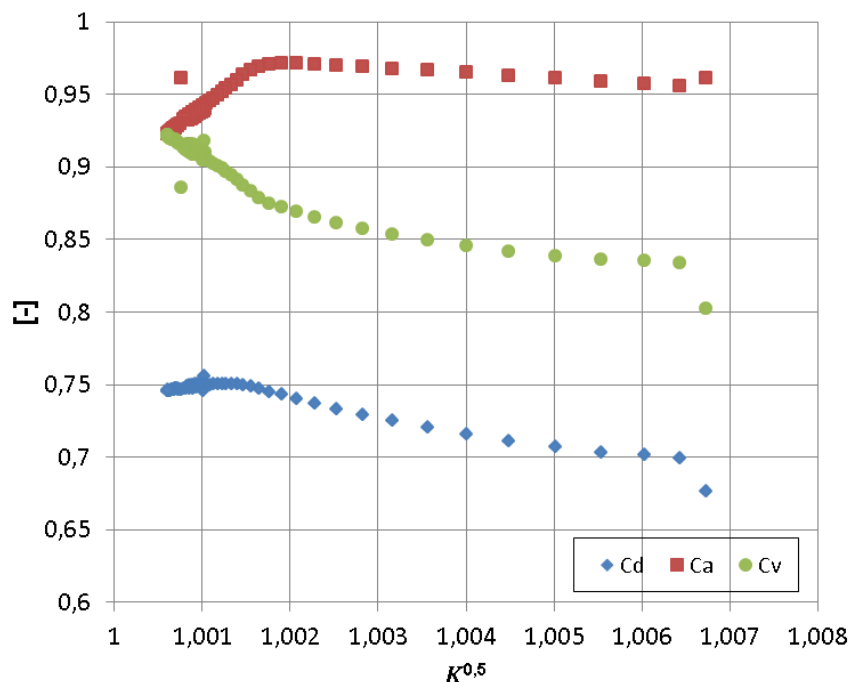


Figura 2.13. Fracción de volumen de fluido al inicio de la cavitación

Durante todo el proceso de inyección se aprecia el fenómeno al que denominamos anteriormente como supercavitación, que se da cuando la nube de vapor se desarrolla completamente a lo largo de todo el orificio de salida, comenzando en la zona más cercana al radio de entrada, donde la presión es menor a la presión de saturación del combustible,  $5,4 \cdot 10^3$  Pa.

En la siguiente figura se ha representado el coeficiente de descarga  $C_d$  junto con los coeficientes de velocidad  $C_v$  y de contracción de área  $C_a$ , frente al número de cavitación  $K$ , medido a partir de la presión de inyección experimental dada como condición de contorno a la entrada de la tobera.

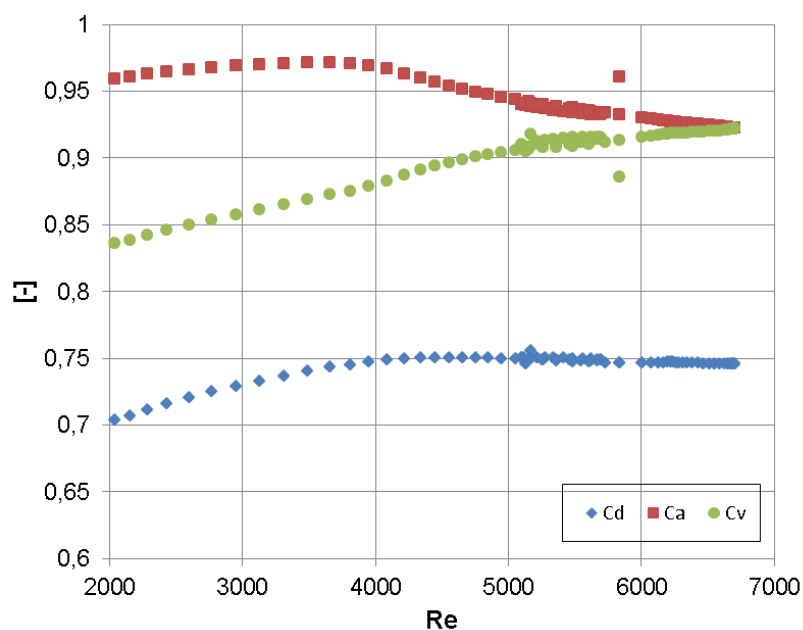


**Figura 2.14. Resultado numérico de los coeficientes en función del número de cavitación desde el inicio de la inyección hasta el levantamiento máximo de la aguja.**

Este número adimensional  $K^{0.5}$  se vuelve ligeramente mayor a la unidad para presiones de inyecciones muy altas, como es en nuestro caso. La evolución de este coeficiente muestra desde valores de  $K^{0.5}$  altos para presiones de inyección pequeñas (inicio de la inyección) y valores de  $K^{0.5}$  pequeños para presiones de inyección máximas (mitad del proceso de inyección). Es decir, la curva según el proceso de inyección evolucionaría de derecha a izquierda hasta la presión máxima, y volvería a los valores de  $K^{0.5}$  más altos, cuando la curva de presión desciende. Estos resultados se encuentran próximos a la unidad, lo que indica que para todas las medidas de presión realizadas, la tobera sufre los efectos de cavitación, desde el primer instante hasta el final de la inyección, ya que en ningún momento se alcanza el número de cavitación crítico  $K_{crit} \approx 1.12$ . Tal y como predice la ecuación (1.19), para las toberas cavitantes el coeficiente de descarga experimental muestra una disminución suavizada, aunque permanece casi constante para aquellos valores mínimos de  $K^{0.5}$ , donde la diferencia de presiones  $\Delta p$  es mayor. El coeficiente de velocidad  $C_v$ , al contrario que el de contracción  $C_a$ , experimenta una clara disminución conforme aumenta  $K^{0.5}$ . Esto da a entender que para  $\Delta p$  elevados, la velocidad efectiva se vuelve más próxima a la velocidad teórica,

que aumenta conforme disminuyen los esfuerzos cortantes debido a la cavitación en las paredes. En cambio la sección de salida efectiva disminuye respecto a la sección geométrica debido a que la cavitación se vuelve más pronunciada, disminuyendo el área de paso del fluido. Al igual que ocurre en la figura 1.13, destaca la aglomeración de puntos en los valores de  $K^{0.5}$  más bajos. Esto nos dice que los valores de los coeficientes sufren una menor variación en su tendencia para valores de presión elevados. Aunque esta tendencia se observa mejor representando los coeficientes en función del número de Reynolds (figura 2.15). Nótese que las tendencias obtenidas de los coeficientes son muy distintas a las observadas en la figura 1.12, las cuales corresponden a una tobera no cavitante. En la figura 2.15 podemos ver como los coeficientes crecen linealmente hasta un valor de Reynolds de 4000 y posteriormente el coeficiente de descarga permanece casi constante, tal y como se describe en la figura 1.12, propio de los flujos turbulentos en toberas.

Debido al aumento de cavitación, el coeficiente de área disminuye fuertemente por la presencia del vapor y el coeficiente de velocidad aumenta, aunque sin llegar a compensar la caída del primero. Este incremento en el coeficiente de velocidad se ve justificado por la disminución de la fricción al existir vapor a lo largo de la pared de los orificios.



**Figura 2.15. Resultado numérico de los coeficientes en función del número de Reynolds desde el inicio de la inyección hasta el levantamiento máximo de la aguja.**

En la figura 2.16 se ha querido representar el campo de presiones absolutas en el instante  $t=0.00162s$  del inicio de la inyección, donde la presión suministrada por la bomba inyectora es máxima. En estas imágenes se observa como el saco de la tobera permanece a una presión uniforme igual a la presión de entrada de 38.3 MPa, mientras que a la entrada del orificio, la presión comienza a descender hasta la hasta la valores de presión de 0,1 MPa impuesta a la salida como condición de contorno. Esta disminución de la presión se produce a expensas de un aumento de la velocidad (figura 2.17) producido por la contracción del flujo tal y como predice la ley de continuidad.

Observando el campo de presiones se puede predecir donde tendrá lugar la formación de burbujas. En este caso, se aprecia claramente como en la esquina de la entrada del orificio se forman los contornos de presión más bajos, cayendo por debajo de la presión de saturación del combustible, prolongándose a lo largo del orificio hasta la salida del mismo. Estos contornos de presión adquieren una forma similar a los estudios CFD realizados por Schmidt [1997] y Javier Salvador [2007].

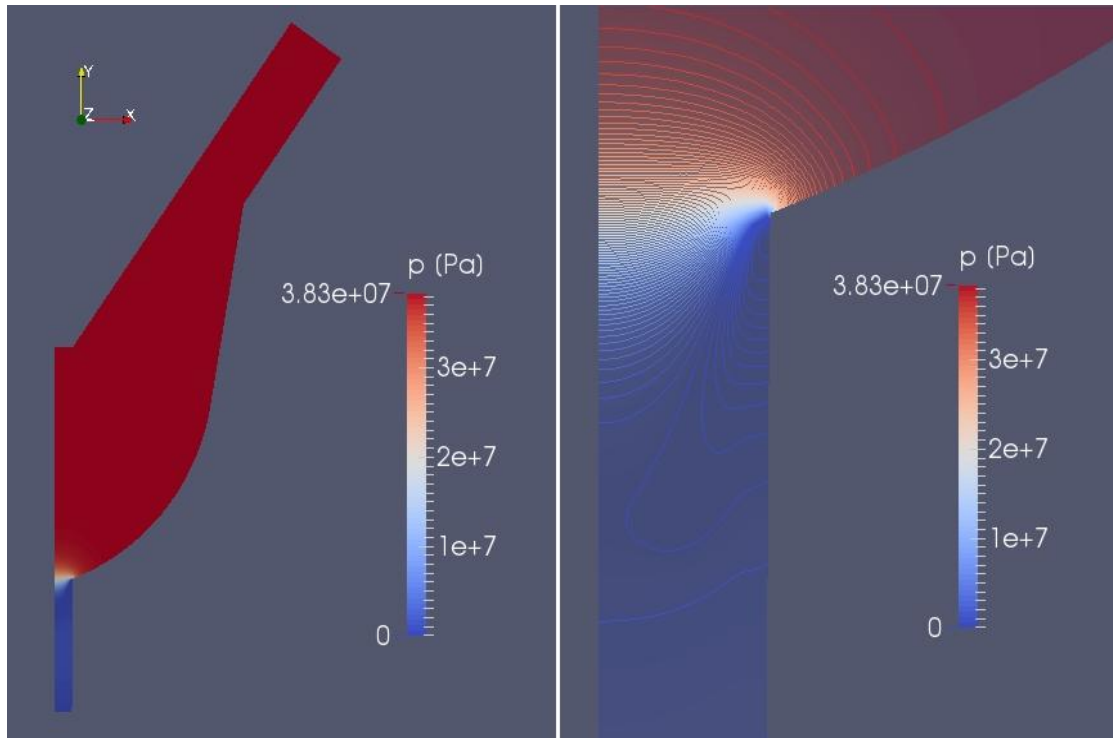


Figura 2.16. Campo de presiones para el instante  $t=0.00162s$

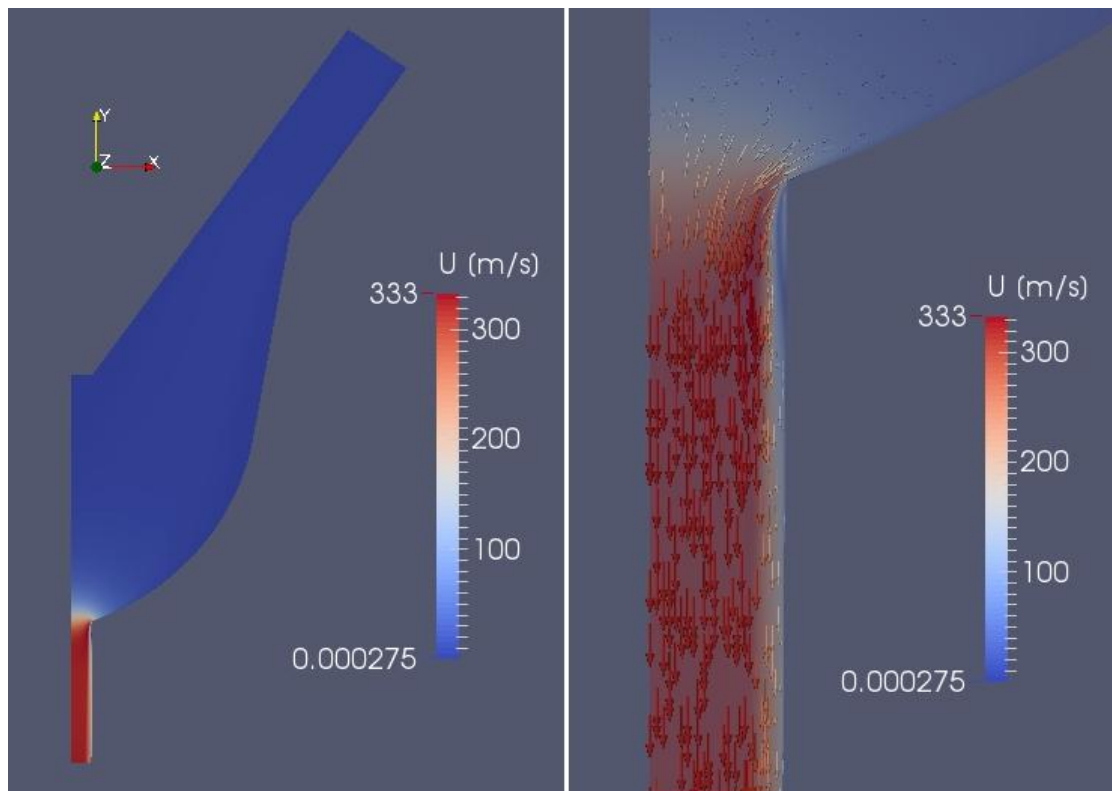
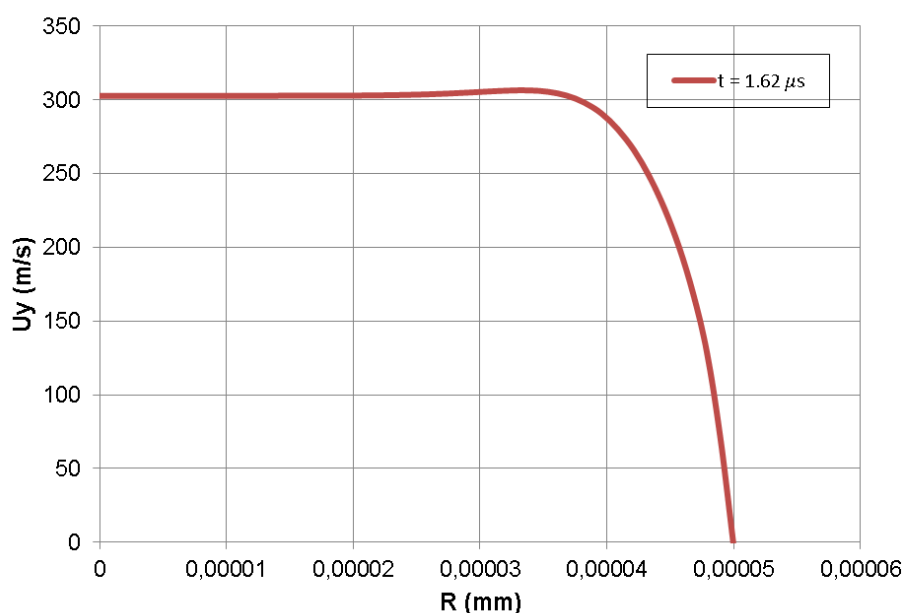


Figura 2.17. Campo de velocidades para el instante de tiempo  $t=0.00162s$

En cuanto al campo de velocidad se observa un comportamiento acorde con el campo de presión obtenido. La mayor parte del dominio permanece a unas velocidades muy bajas en relación al orificio de salida y aumenta conforme se acerca a la contracción. Observando el campo de vectores, se advierte de la reducción de la sección del orificio que atraviesa el flujo que se cuantifica mediante el área efectiva  $A_{ef}$ . Esta reducción se ve más pronunciada a la entrada del orificio donde la velocidad es nula en la zona más próxima a la pared, y se prolonga hasta la salida.

El perfil de velocidad a la salida de la tobera muestra un perfil de carácter turbulento (figura 2.18). En la zona próxima a la pared la velocidad sufre un descenso brusco hasta el valor 0 (valor establecido en el contorno), mientras que en la zona intermedia donde la velocidad es máxima, el frente de velocidad toma un valor medio de 330 m/s a través de casi toda la sección. Este perfil corresponde con el mismo instante de tiempo representado en las imágenes anteriores donde la presión de inyección es máxima.

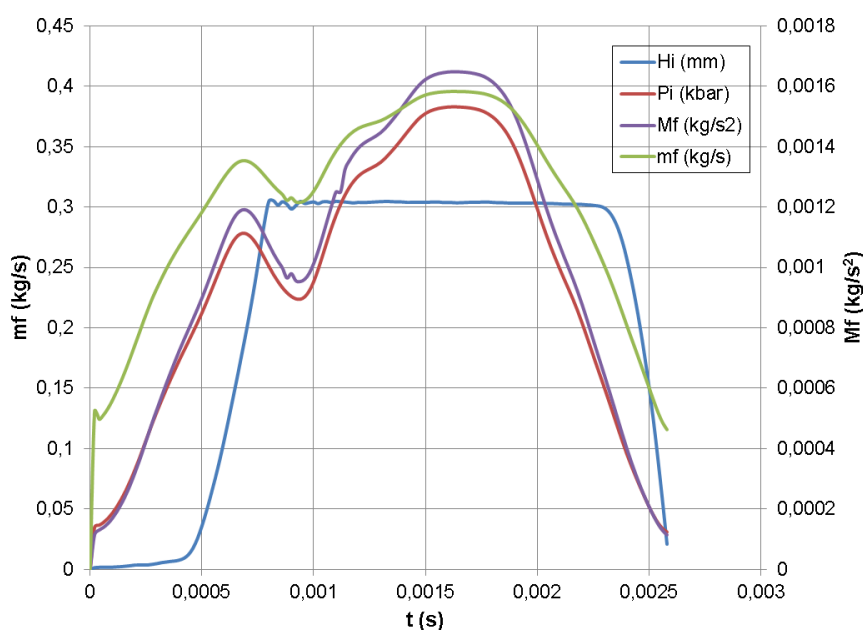


**Figura 2.18.** Perfil de velocidad en el instante  $t=0.00162s$  a la salida de la tobera

La tasa de masa inyectada por unidad de tiempo es el parámetro que se ha empleado como condición de entrada en el modelo de chorro. Este flujo representado en la figura 2.19 experimenta un comportamiento similar a la

curva real de presión empleada a como parámetro de entrada (figura 2.6), pero para valores máximos de presión, la proporción de masa inyectada respecto a presión de inyección disminuye. Por el contrario, la el flujo de cantidad de movimiento aumenta en proporción con la presión de inyección para valores máximos de esta. Este resultado pone de manifiesto la necesidad de diseñar nuevos sistemas de inyección que alcance gradientes de presión cada vez más elevados, ya que con ello se lograría un doble objetivo: aumentar el flujo de cantidad de movimiento para favorecer la posterior atomización y mezclado de aire-combustible, y por otro lado disminuir el gasto másico de combustible.

En el inicio de la inyección se observa una fuerte pendiente en el flujo másico debido a que la presión evoluciona desde una valor 0 hasta 3 MPa de manera casi instantánea, donde el levantamiento de la aguja es casi inapreciable. La veracidad de esta tendencia resulta dudosa, y puede afectar a la cantidad de masa inyectada, y a la caracterización del coeficiente de descarga. Al igual ocurre al final de la inyección, donde la curva del flujo másico finaliza en valores distintos de 0, lo cual puede hacer pensar que la tasa de inyección no está bien definida, obteniendo una cantidad de masa total inyectada errónea.



**Figura 2.19. Comparación de los parámetros característicos: flujo másico, flujo de cantidad de movimiento y presión de inyección durante todo el proceso de inyección.**

En la siguiente tabla se resumen los resultados obtenidos tras el análisis de las diferentes curvas de flujo másico, flujo de cantidad de movimiento, y los coeficientes de descarga, contracción y velocidad promediados.

| $\dot{m}_f$ (kg/s)    | $\dot{M}_f$ (kg/s <sup>2</sup> ) | $C_d$  | $C_a$  | $C_v$  |
|-----------------------|----------------------------------|--------|--------|--------|
| $3,105 \cdot 10^{-6}$ | $6,51 \cdot 10^{-4}$             | 0,7449 | 0,9404 | 0,9031 |

**Tabla 2.8. Resumen parámetros obtenidos**

El gasto másico total de la tobera durante el proceso de inyección es un 24,07% menor si lo comparamos con el flujo teórico obtenido de la ecuación (1.4). Esta diferencia pone de manifiesto la importancia de considerar el fenómeno de cavitación como un factor importante a la hora de caracterizar el flujo de una tobera de inyección de combustible. Estos parámetros fundamentales sirven para caracterizar numéricamente el comportamiento de una tobera de inyección determinada.

### **3.2. Resultados del modelo de chorro**

El software OpenFOAM permite visualizar a través de la herramienta *paraview* los campos de Euler y Lagrange superpuestos y apreciar la atomización de las partículas al contacto con el aire circundante (figura 2.20). Para la observación de la formación del chorro se ha optado por representar en la fase Euleriana la fracción de vapor de combustible y en cuanto a la fase de Lagrange, se ha representado el diámetro de los paquetes de partículas que representa la fase líquida. De esta forma se puede distinguir claramente en un mapa de mezcla aquellas partes del chorro que están completamente atomizadas, de la parte líquida.

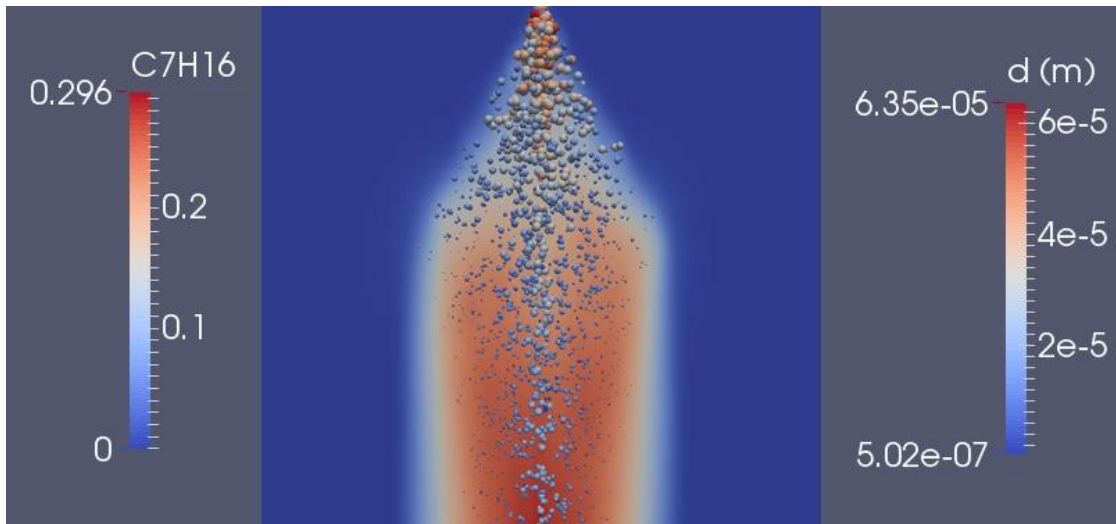


Figura 2.20. Visualización de las partículas de Lagrange sobre el campo Euleriano

En la siguiente figura se han recopilado diferentes imágenes en distintos intervalos de tiempo para ver la evolución del chorro en la cámara de combustión. En estas imágenes encontramos un chorro poco atomizado y con una gran penetración de la vena líquida. Esta penetración máxima  $S_{max}$  es igual a la penetración de la vena líquida  $L_B$ , pues el frente de chorro está constituido por partículas líquidas y adquiere una forma de flecha en vez de una forma ovalada, tal y como se describe en la figura 1.20. Esta característica es propia de los líquidos atomizados en un ambiente en condiciones próximas a las condiciones atmosféricas.

En la figura 2.20 también se observa como ángulo inicial de inyección deja de mantenerse constante a poca distancia del inyector. Este ángulo ha sido asignado como parámetro de entrada en modelo de atomización primaria, pero no evoluciona acorde con el chorro, que tiene a una forma más alargada y con un ángulo mucho menor. Esto pone en duda la utilizada del modelo empleado, ya que establecer un ángulo determinado a priori puede generar soluciones inciertas a la hora de predecir el chorro.

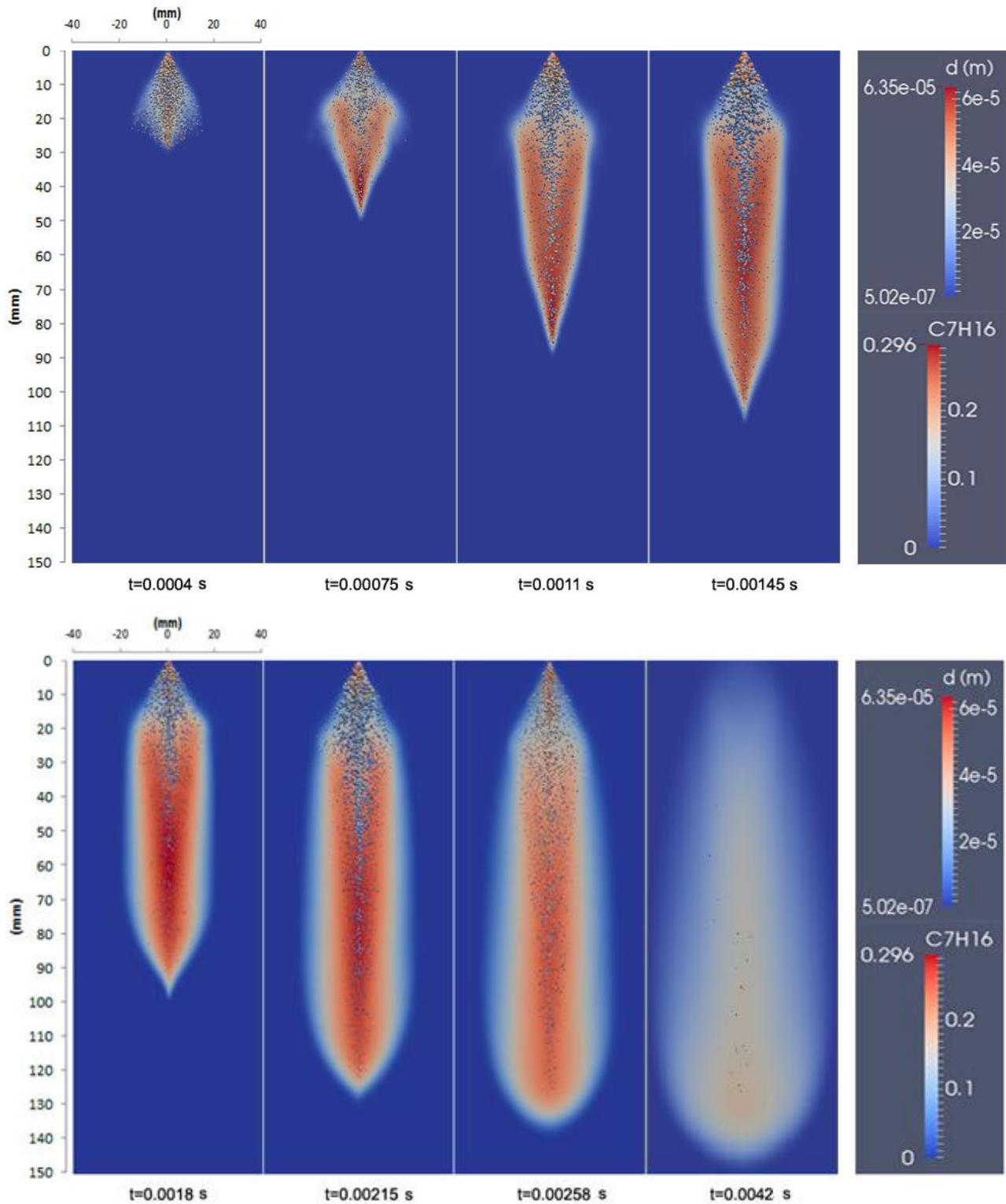


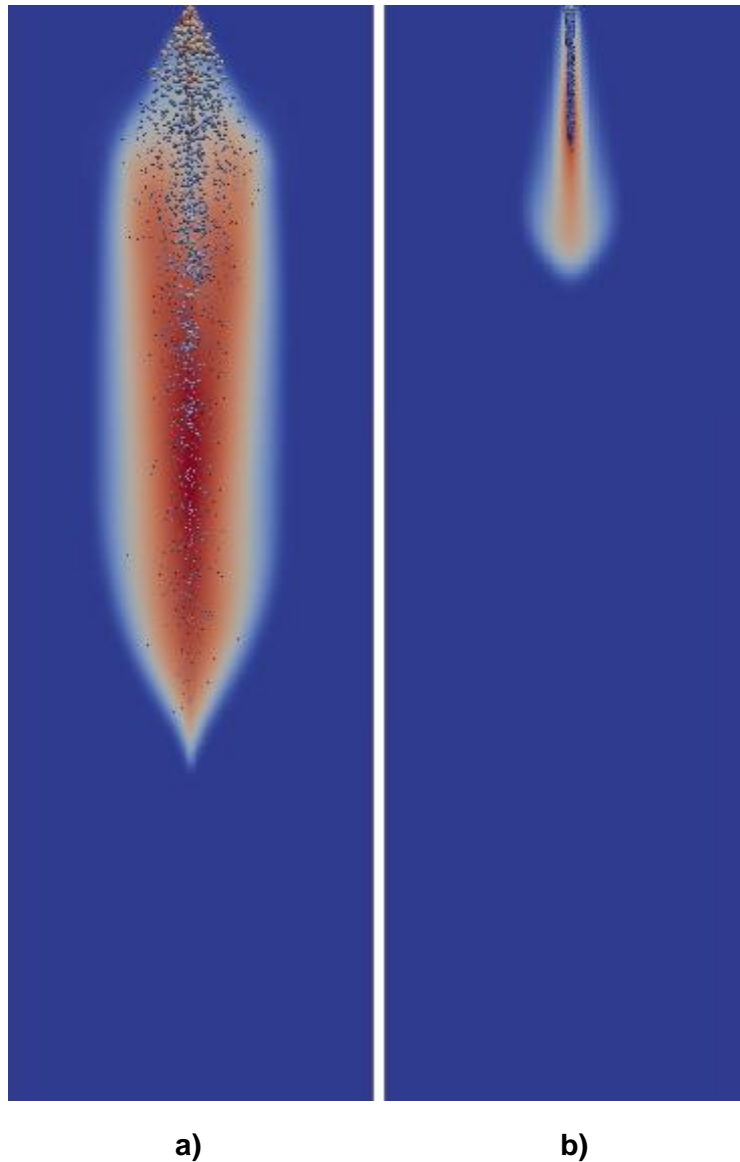
Figura 2.21. Desarrollo del chorro de combustible durante todo el proceso de inyección

Además, se ha incluido en los fotogramas el instante de tiempo para el cuál el líquido se atomiza por completo. Este tiempo representa un 131% del tiempo del ciclo de inyección para atomizar el combustible completamente. Se

puede apreciar la estela que deja el combustible una vez atomizado por completo como conforma una frente de chorro ovalado, similar al de la figura 1.20.

A raíz de los resultados de la simulación del chorro, se decidió realizar otra simulación empleando el mismo modelo, con los mismos parámetros de configuración, pero variando la presión de descarga en el cilindro a un valor de presión de 50 bar, para aproximar a las condiciones reales de compresión de un cilindro de motor. Los chorros atomizados bajo condiciones reales de operación (del orden de 10 veces la presión atmosférica) presentan características geométricas similares a la de la figura 1.20. En la figura 2.22 se muestra una comparación entre los dos resultados obtenidos.

Existe una gran diferencia entre los mapas de mezcla de ambos. La penetración máxima de vapor del chorro descargando a 50 bar de presión es mucho menor que la descarga a 1 bar. La longitud de la vena líquida de la figura 2.22b es mucho más pequeña y adquiere una forma longitudinal y menos dispersa. En cambio en la figura 2.22a se observan las partículas de líquido mucho menos atomizadas y más dispersas.



**Figura 2.22. Comparación del mapa de mezcla en el instante  $t=0.0018s$  para a) Presión de descarga a 1 bar b) Presión de descarga a 50 bar.**

En el Anexo I se muestra las imágenes del transitorio de la inyección del chorro descargando a 50bar de presión, para los mismos instantes de tiempo que la figura 2.21.

Para la penetración del chorro se han observado los distintos instantes de tiempo sobre una escala ajustada al dominio computacional y se ha determinado visualmente el avance del chorro de combustible (figura 2.23). Además, se han representado junto con la tendencia descrita por la ecuación (1.29).

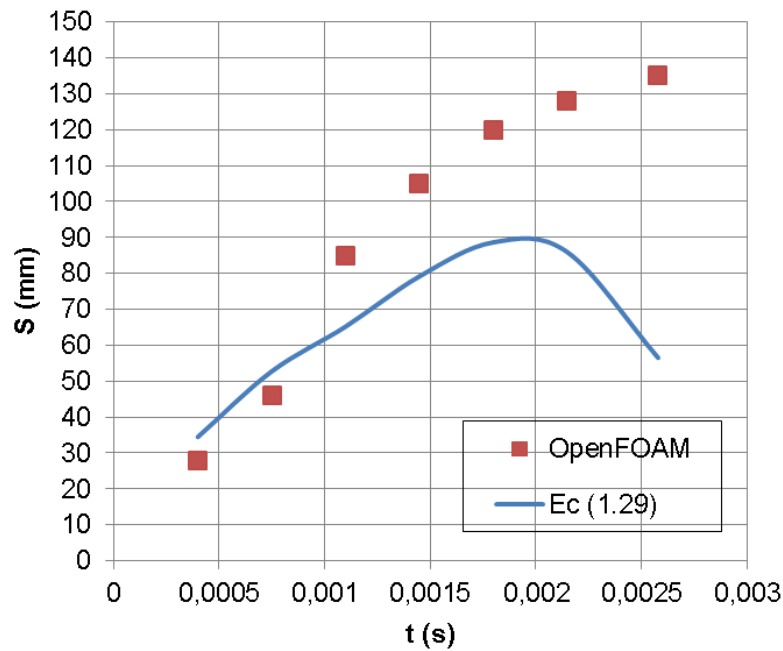


Figura 2.23. Penetración máxima del chorro de combustible

Otro aspecto de interés en la formación del chorro es la recirculación del gas en el interior de la cámara de combustión, que afecta a la formación del chorro en lo que se denomina como *englobamiento*. Esta recirculación se ha representado en la figura 2.24 mediante el campo vectorial de velocidad de la fase Euleriana, junto con la distribución de partículas líquidas.

Se puede ver como el gas recorre el interior de la cámara de combustión a una velocidad aproximada de 2-4 m/s, que es relativamente baja si la comparamos con la velocidad de inyección del chorro que llega a los 138 m/s en el interior del mismo.

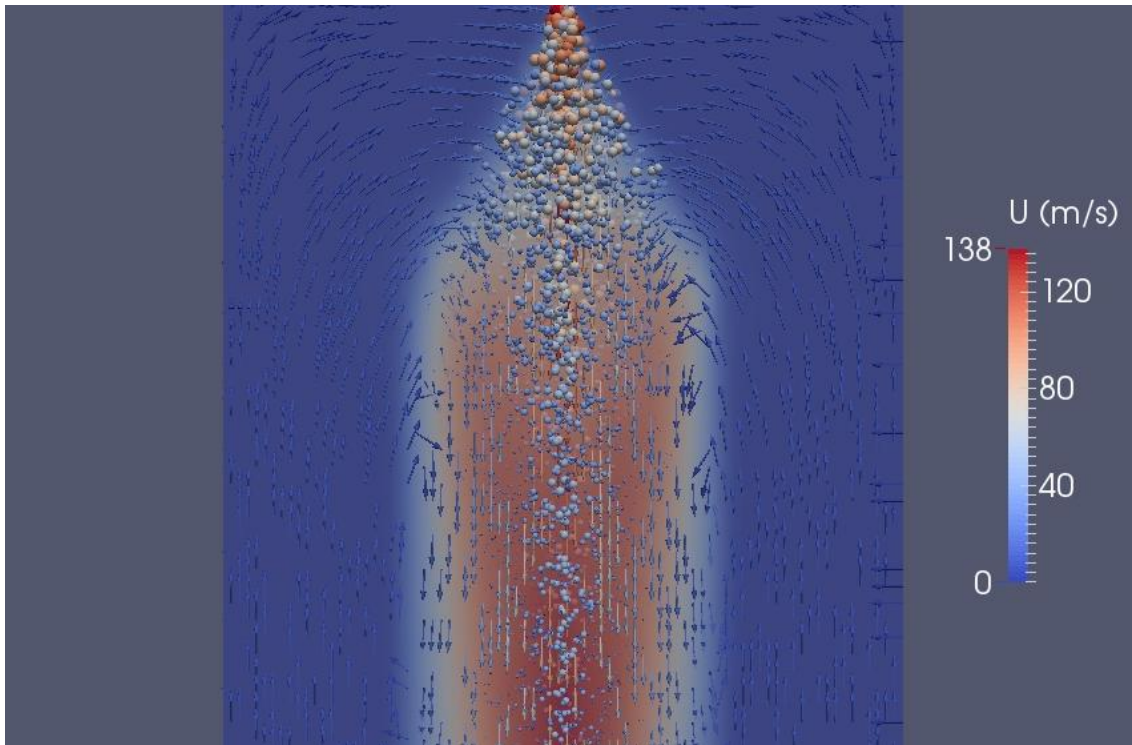


Figura 2.24. Recirculación del aire circundante representado por el campo vectorial de la velocidad en la fase Euler

## 4. CONCLUSIONES Y DESARROLLOS FUTUROS

### 4.1. Conclusiones

A raíz del trabajo realizado se establecen una serie de conclusiones que se detallan a continuación. Estas conclusiones se han dividido en función del tipo de contexto (modelado matemático, resultados y metodología).

Dentro del marco del modelado matemático se ha concluido en lo siguiente:

- En un principio, se optó por emplear un modelo HEM implementado en el código *cavitatingFoam*, pero este mostraba problemas de divergencia de la solución y no se conseguía completar la simulación. Después de semanas de intentos se optó por utilizar un modelo que emplea la técnica VOF. Finalmente esta técnica ha resultado ser más estable y versátil para el cálculo de flujos multifásicos, con especial

atención en el fenómeno de cavitación.

- A la vista de los resultados obtenidos, el modelo de turbulencia predice bastante bien el flujo en el interior del orificio, aunque sería conveniente probar distintos modelos de turbulencia y validar posteriormente con resultados experimentales.
- En cuanto al modelo de chorro, se ha comprobado el gran potencial del método DDM para la generación de un mapa detallado del proceso de mezcla aire-combustible; aunque se han advertido algunas deficiencias en cuanto al mecanismo de atomización primaria que emplea el modelo, referido a la inyección de paquetes con un determinado ángulo preestablecido que resulta poco efectivo cuando queremos predecir la formación del chorro, haciéndose necesaria la implementación de un modelo no-paramétrico para la atomización primaria.
- La larga experiencia recogida durante este trabajo en el empleo del software OpenFOAM para el modelado de inyección de combustible ha demostrado ser una herramienta de cálculo potente y mucho más versátil que otros códigos CFD comerciales. Esta versatilidad se debe a la posibilidad de implementar modelos personalizados, por ser un software de código abierto. A su vez, éste ofrece un amplio abanico de modelos pre-establecidos que el usuario puede configurar según los requerimientos del problema en cuestión. Por contrapartida, la capacidad que ofrece OpenFOAM para modelar se ve limitada por los conocimientos del usuario, pues al contrario que los códigos comerciales, el uso de este software de código abierto requiere de conocimientos intermedios de programación C++ para el uso, configuración e implementación de modelos CFD pre-establecidos, y conocimientos avanzados de programación para la implementación de modelos propios CFD personalizados.

En cuanto a los resultados obtenidos de la simulación realizada:

- El mapa de cavitación ha resultado acorde con el campo de presiones y de velocidad obtenido, ofreciendo una visión precisa del desarrollo de este fenómeno.
- Los valores de los coeficientes de descarga, velocidad y contracción de flujo parecen estar acordes a los valores observados en la bibliografía. Aunque la tendencia de estos a lo largo del proceso de inyección no resulte del todo aclaratorio, sí nos muestra una tendencia propia de los flujos turbulentos donde los valores de los coeficientes se muestran independientes de Reynolds; pues para el caso del coeficiente de descarga, permanecía invariable para altos números de Reynolds.
- A la hora de implementar o configurar un modelo CFD es fundamental validar con algún tipo de resultado experimental, una vez obtenido los resultados numéricos, para establecer la utilidad y precisión del modelo en posteriores aplicaciones industriales. En este trabajo no se ha dispuesto de ningún tipo de dato experimental referente a la inyección, a parte de la curva de presión empleada como parámetro de entrada en la tobera. Por ello, no se puede establecer como solución correcta los valores de flujo másico y flujo de cantidad de movimiento.
- De los resultados obtenidos por el modelo de chorro, cabe destacar que la visualización del mapa de mezcla resulta atractivo y práctico a la hora de caracterizar y validar la formación de la mezcla, pero no nos permite realizar un análisis numérico fiable y preciso de la penetración del chorro, así como de la cantidad de masa evaporada en un instante determinado, e incluso obtener unos valores de flujo de cantidad de movimiento.
- A la vista de las enormes diferencias observadas en cuanto a la forma macroscópica del chorro y la cantidad de partículas atomizadas en las simulaciones realizadas para diferentes presiones de descarga, se obtiene la conclusión de que la presión (y demás propiedades termodinámicas del aire en el interior de la cámara) resulta ser un factor

determinante en la caracterización del chorro, tanto de forma experimental como de forma computacional.

Referido a la metodología empleada se ha establecido las siguientes conclusiones:

- El empleo de diferentes mallados, para diferentes levantamientos de aguja ha resultado ser una buena aproximación para obtener una curva de flujo de masa inyectada en una simulación transitoria. Aunque para obtener una valores de los parámetros de flujo y caracterizar una tobera, basta con realizar diferentes simulaciones estacionarias para diferentes valores de presión y obtener una función promediada de dichos parámetros.
- Para comprender mejor el comportamiento del flujo al inicio y al final de la inyección, se requiere de un mallado móvil, pues los intervalos de tiempo en el inicio en el que la aguja se levanta del asiento de la tobera es muy pequeño, y se ve fuertemente influenciado por los altos gradientes de presión. Para ello se requiere de información mucho más precisa de los valores de presión y/o flujo másico para esos instantes de tiempo extremadamente cortos,
- El empleo de una geometría 2D axi-simétrica resulta muy práctica a la hora de caracterizar toberas mono-orificio, pues disminuye en gran medida el coste computacional.
- El tratamiento de datos mediante una hoja de cálculo Excel ha resultado ser una tarea larga y tediosa por la cantidad de datos procesados, sobre todo para los cálculos de flujo másico, flujo de cantidad de movimiento y demás coeficientes. El empleo de herramientas como Matlab pueden facilitar este tratamiento y procesar los datos de una forma más rápida y eficaz.

## 4.2. Trabajos futuros

A continuación, se exponen algunas ideas con la finalidad de encauzar posibles trabajos futuros relacionados con la mejora de los modelos empleados, o para la caracterización y compresión del flujo en toberas, así como del proceso de mezcla aire-combustible.

- Por un lado se destacaría la implementación de un modelo CFD que empleara una malla móvil, con el fin de comprender mejor la transición de la aguja al despegarse del asiento de la tobera y ver la influencia de este proceso en la caracterización del flujo.
- Otra vía de trabajo sería la implementación de un modelo CFD que emplee un método discreto de partículas (DDM) para la caracterización del flujo cavitante y la formación del chorro, en vez de emplear dos modelos distintos. Esto permitiría conocer mejor el comportamiento de las burbujas generadas en el orificio cavitante pudiendo apreciar con más detalle la disgregación de la vena líquida a la salida de la tobera sin la necesidad de emplear dos modelos completamente diferentes.
- En cuanto a la caracterización de la tobera de inyección, en este trabajo se ha estudiado una tobera mono-orificio estándar. La aplicación de este modelo para diferentes geometrías podría ser otra línea de trabajo.
- Relativo al modelo de chorro, quedan aún por emplear una gran variedad de sub-modelos que podrían mejorar la caracterización del proceso de mezcla; así como el uso de modelos de combustión. Además, resultaría interesante emplear una simplificación axi-simétrica en la geometría de estudio y estudiar las posibles discrepancias con el modelo 3D.

## ANEXO I: Post-procesado de la inyección del chorro para una presión de descarga de 50 bar

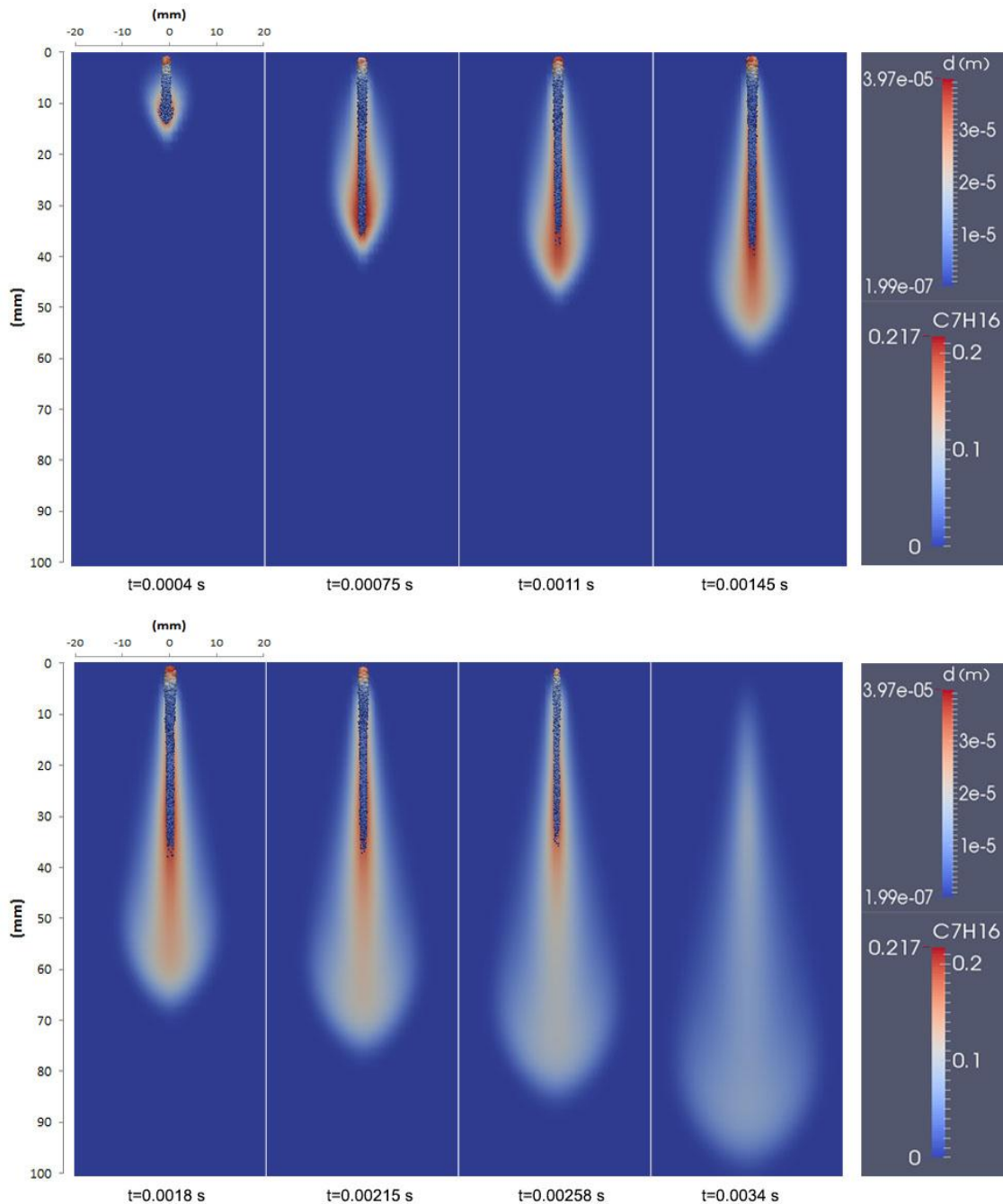


Figura I.1. Desarrollo del chorro de combustible durante la inyección completa de combustible

Nótese que la escala de la figura I.1. ha sido ajustada, de forma diferente a las imágenes de la figura 2.21. para una mejor visualización del mismo, debido al tamaño del chorro.

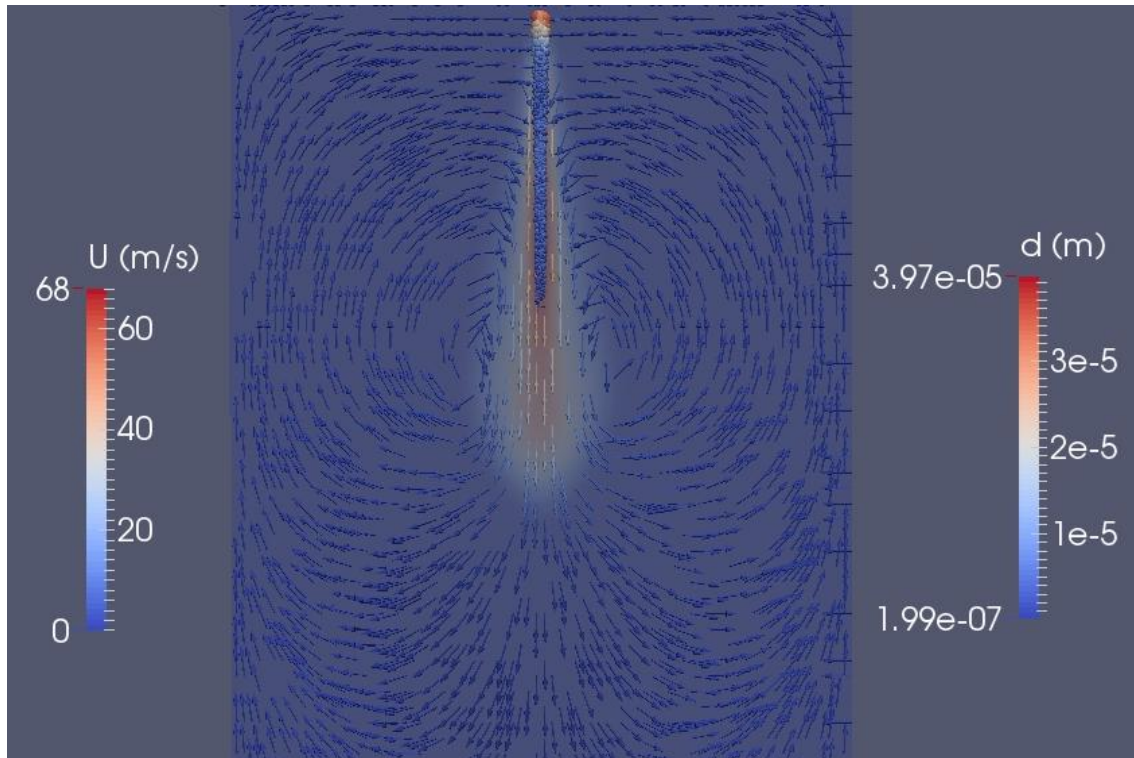


Figura I.2. Campo vectorial de velocidad del aire circundante

## ***ANEXO II: Descripción del software empleado***

### ***II.A. Estructura interna de OpenFOAM***

OpenFOAM (*Open Field Operation and Manipulation*) es un herramienta de simulación numérica basada en esquemas de volúmenes finitos. Esta herramienta se compone generalmente de una biblioteca de utilidades de cálculo para diferentes tipos de problemas físicos, principalmente orientada para la simulación numérica en mecánica de fluidos (CFD). Es un código de software libre (con acceso, por tanto, al código fuente) programado en C++ y producido por OPENCFD LTD [16]. Un esquema de la estructura del software se muestra en la siguiente figura:

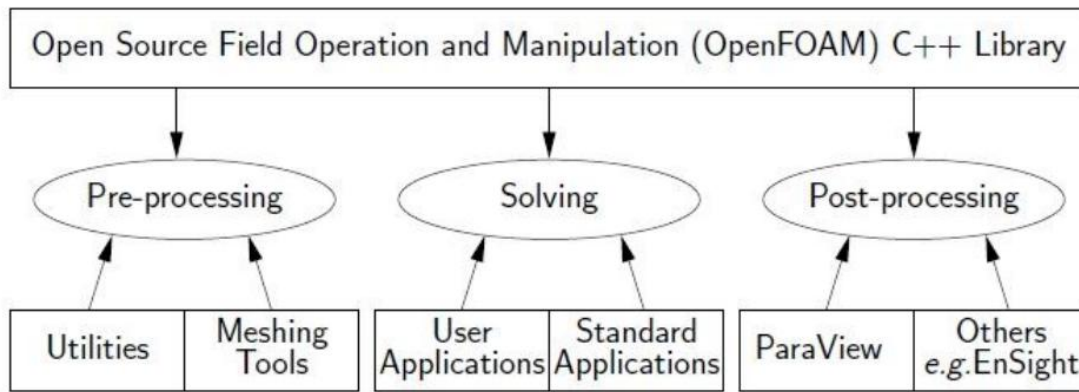


Figura II.1. Estructura general del software OpenFOAM

Al ser esta herramienta una biblioteca de C++, se utiliza principalmente para crear ejecutables, conocidos como aplicaciones (ver figura II.2). Todo el conjunto de bibliotecas pre-compiladas en las que está dividido el software se vinculan dinámicamente durante la compilación de los solucionadores y utilidades. Estas bibliotecas se suministran del código fuente de modelos físicos, de forma que los usuarios puedan crear por su cuenta, o modificar los modelos ya existentes.

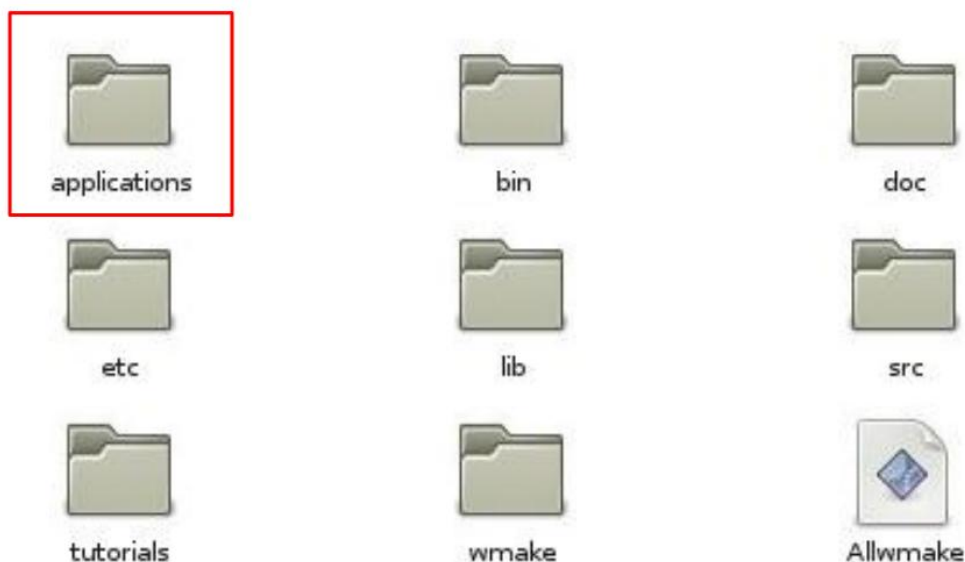


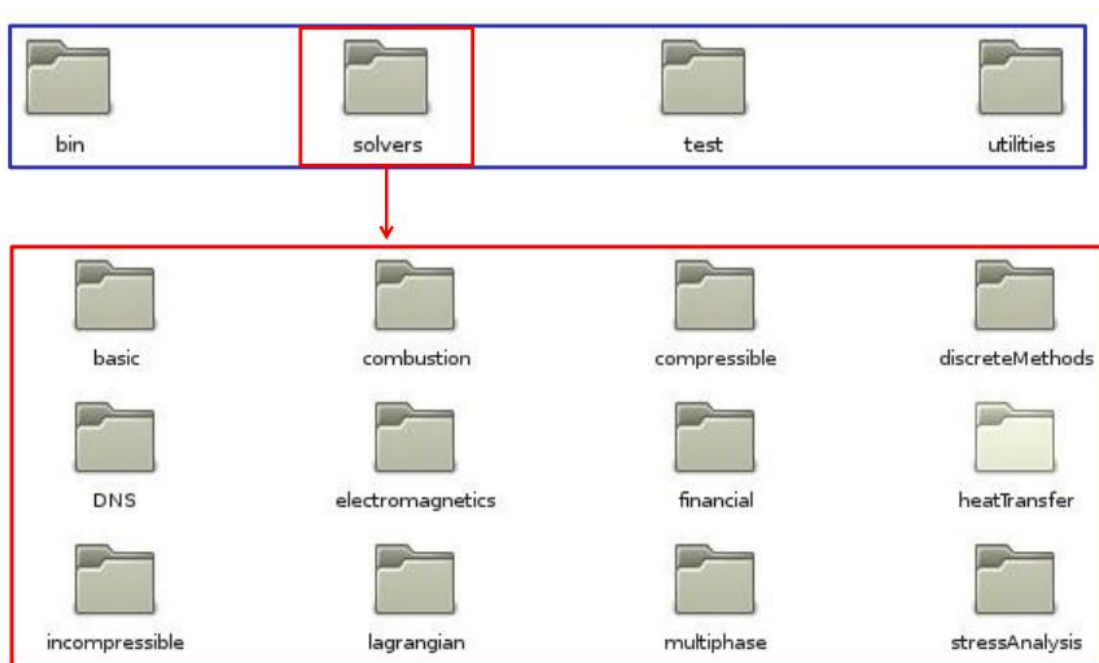
Figura II.2. Directorio de aplicaciones, dentro de la carpeta principal del software

Las aplicaciones se dividen en dos categorías principales:

- Solvers: en los que cada uno de ellos está diseñado para resolver un tipo

de problema específico en la mecánica de fluidos computacional (ver figura II.3). OpenFOAM es capaz de resolver tanto flujos sencillos como complejos (incluyendo flujos turbulentos, fenómenos de transferencia de calor y reacciones químicas), así como problemas en otros campos (como problemas electromagnéticos) o problemas de elementos mecánicos (análisis tensión-deformación).

- Utilities: con las que realizan tareas de pre-procesamiento y post-procesamiento simples, lo que involucra principalmente la manipulación de datos y cálculos algebraicos.



**Figura II.3. Directorio con los solucionadores para problemas específicos de CFD**

Tal y como se ve en la figura II.4, los directorios de cada caso se dividen en *constant*, *system* y *0*. En el directorio *0* se definen las variables a resolver junto con sus condiciones de contorno y las condiciones iniciales. En el directorio *constant* se definen las propiedades de transporte, constantes como la gravedad, características de los modelos de turbulencia, etc. En el directorio *system*, generalmente hay tres archivos que debe contener independientemente del caso:

1. controlDict: es el diccionario donde se le indica al caso el tiempo inicial, el

final, el intervalo de tiempo, cada cuanto tiempo graba la solución, si la solución la graba comprimida, etc

2. fvSolution: es el diccionario que contiene los métodos de resolución y las tolerancias para cada una de las ecuaciones a resolver en el problema.

3. fvSchemes: es el diccionario que contiene los esquemas de interpolación para cada uno de los operadores de las ecuaciones definidas en el *solver*.

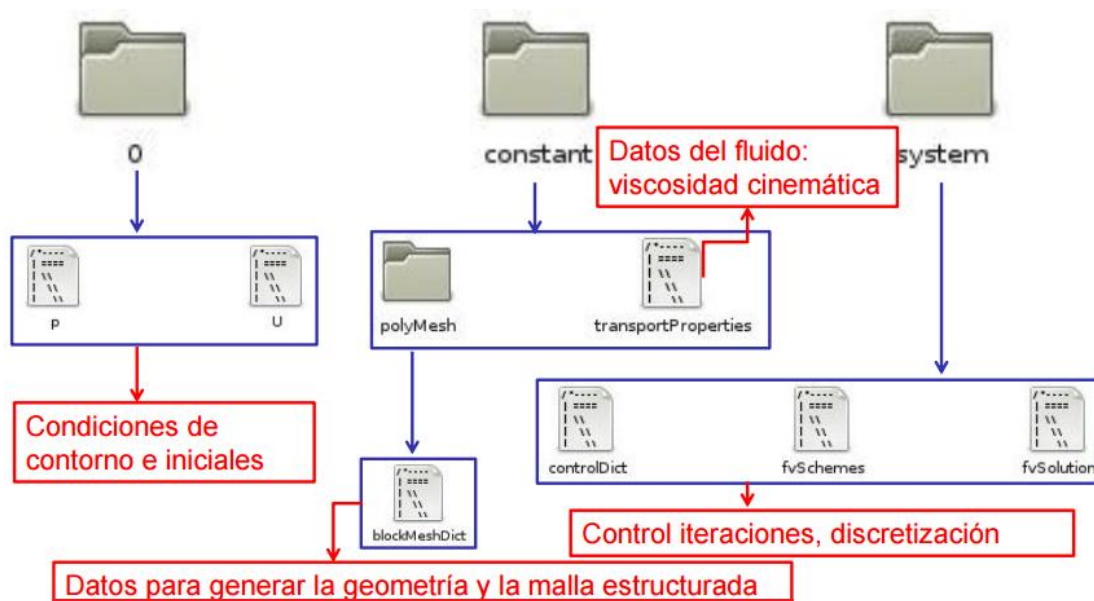


Figura II.4. Esquema general del directorio de un caso.

OpenFOAM dispone de una herramienta para el post-procesamiento de las simulaciones denominado ParaView, con el que podemos visualizar los campos físicos de presión, velocidad y fracción de combustible en todo el dominio computacional, así como representar por separado variables en determinadas zonas de interés. Esta herramienta dispone de una interfaz tal y como aparece en la figura II.5 con la que manipular los resultados de forma sencilla e intuitiva.

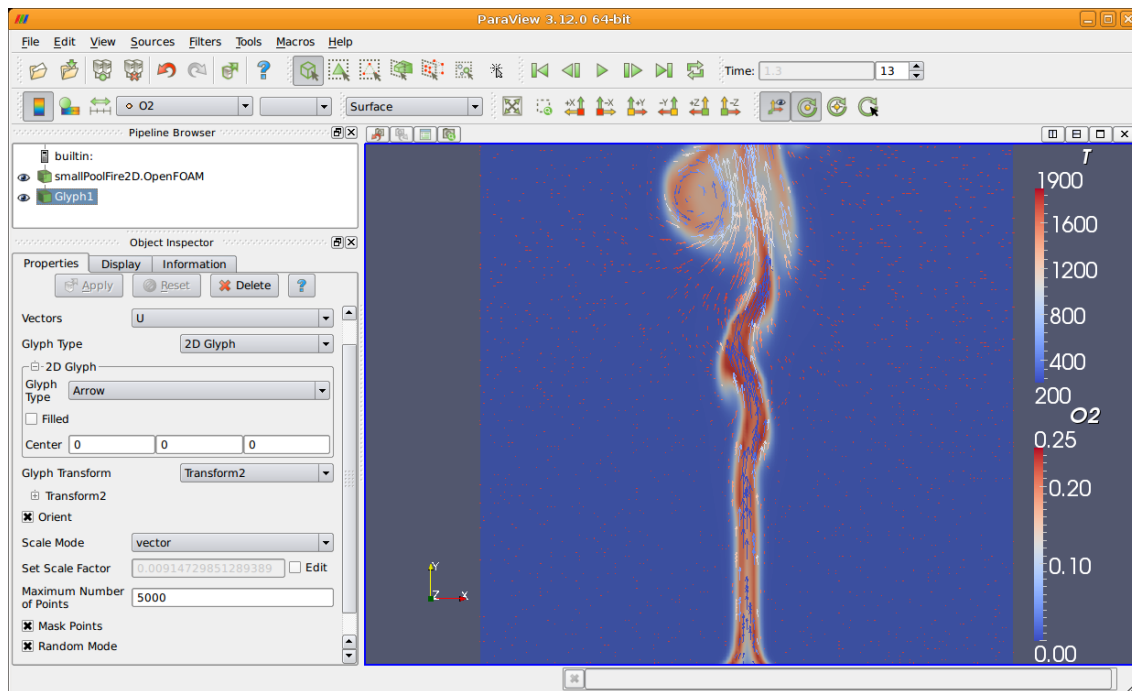


Figura II.5. Entorno de ParaView

## II.B. Métodos de discretización e interpolación

En la web oficial de OpenFOAM [16] y demás recursos de la bibliografía:[11], [17], [20] se puede encontrar la descripción de los distintos tipos de discretización e interpolación que emplea el software.

| Formulación en OpenFOAM     | Expresión matemática  |
|-----------------------------|---|
| <i>interpolationSchemes</i> | Interpolación entre punto y punto $(\phi)_f$  |
| <i>snGradSchemes</i>        | Componente de gradiente normal a la cara de la celdilla $\nabla^T$                                  |
| <i>gradSchemes</i>          | Gradiente $\nabla$  |
| <i>divSchemes</i>           | Divergencia $\nabla$  |
| <i>laplacianSchemes</i>     | Laplaciana $\nabla^2$   |
| <i>timeScheme</i>           | Primera y segunda derivada parcial temporal: $\frac{\delta}{\delta t}, \frac{\delta^2}{\delta^2 t}$ |
| <i>fluxRequired</i>         | Variables que requieren generación de flujo   |

Tabla II.1. Términos matemáticos usados en OpenFOAM

| <b>Esquemas de interpolación (<math>(\phi)_f</math>)</b>                                    |   |
|---|---|
| <u>Esquemas centrados</u>   |   |
| <i>Linear</i>   | Interpolación lineal (diferenciación centrada)              |
| <i>cubicCorrection</i>  | Interpolación cubica  |
| <i>midPoint</i>   | Interpolación lineal con ponderación simétrica              |
| <u>Esquemas convectivos hacia la dirección del flujo (UPWIND)</u>                           |   |
| <i>upwind</i>   | Diferencia centrada   |
| <i>linearUpwind</i>   | Diferenciación lineal                                       |
| <i>skewLinear</i>   | Linear con corrección no ortogonal                          |
| <i>QUICK</i>  | Diferenciación cuadrática                                   |
| <b>Métodos de segundo orden antidispersivos, esquemas TVD (Total Variation Diminishing)</b> |   |
| <i>limitedLinear</i>  | Diferenciación lineal con limitador                         |
| <i>vanLeer</i>  | Limitador de van Leer                                       |
| <i>MUSCL</i>  | Limitador MUSCL   |
| <i>limitedCubic</i>   | Limitador cubico  |
| <i>SFCD</i>   | Diferenciación centrada                                     |
| <i>Gamma <math>\psi</math></i>  | Diferenciación Gamma  |
| <b>Esquemas para gradientes normales a superficies (<math>\nabla^T</math>)</b>              |   |
| <i>corrected</i>  | Diferencia centrada   |
| <i>uncorrected</i>  | Diferenciación lineal                                       |
| <i>limited<math>\psi</math></i>   | Linear con corrección no ortogonal                          |
| <i>bounded</i>  | Diferenciación cuadrática                                   |
| <i>fourth</i>   | De cuarto orden   |
| <b>Esquemas de discretización para <i>gradSchemes</i> (<math>\nabla</math>)</b>             |   |
| <i>Gauss &lt;interpolationScheme&gt;</i>  | Integración gaussiana, segundo orden                        |
| <i>leastSquares</i>   | Método de segundo orden basado en mínimos cuadrados         |
| <i>fourth</i>   | Método de cuarto orden basado en mínimos cuadrados          |
| <b>Esquemas de interpolación usados en <i>divSchemes</i> (<math>\nabla \cdot</math>)</b>    |   |
| <i>linear</i>   | Segundo orden, no acotado                                   |
| <i>skewLinear</i>   | Segundo orden, no acotado, corrección no ortogonal          |
| <i>cubicCorrected</i>   | Cuarto orden, no acotado                                    |
| <i>upwind</i>   | Primer orden, ajustado hacia la dirección de flujo          |
| <i>linearUpwind</i>   | Primer/Segundo orden, ajustado hacia la dirección del flujo |
| <i>QUICK</i>  | Primer/Segundo orden, acotado                               |
| <i>TVD schemes</i>  | Primer/Segundo orden, acotado                               |
| <i>SFCD</i>   | Primer/Segundo orden, acotado                               |
| <i>NVD schemes</i>  | Primer/Segundo orden, acotado                               |

| Esquemas de discretización para $ddtSchemes(\frac{\delta}{\delta t}, \frac{\delta^2}{\delta^2 t})$ |   |
|--|---|
| <i>Euler</i>   | Primer orden, no acotado e implícito          |
| <i>CrankNicholsonψ</i>   | CrankNicholson                                |
| <i>backward</i>  | Segundo orden hacia atrás e implícito         |
| <i>steadyState</i>   | No se tiene en cuenta los términos temporales |

Tabla II.2. Tipos de discretización para los distintos esquemas

A continuación se describen algunas expresiones utilizadas [6] para la formulación de los siguientes términos matemáticos:

▪ **Término laplaciano**

$$\int_V \nabla \cdot (\Gamma \nabla \phi) dV = \int_S dS \cdot (\Gamma \nabla \phi) = \sum_f \Gamma_f S_f (\nabla \phi)_f \quad (II.1)$$

La discretización del gradiente de superficie es implícita cuando la longitud del vector  $\mathbf{d}$  entre el centro de la celda de interés  $P$  y el centro de una celda vecina  $N$  es ortogonal al plano de la cara, por ejemplo, paralelo a  $S_f$ :

$$S_f \cdot (\nabla \phi)_f = |S_f| \frac{\phi_N - \phi_P}{|\mathbf{d}|} \quad (II.2)$$

Para el caso de una malla no ortogonal, se introduce un término adicional y es evaluado mediante la interpolación del gradiente del centro de celda (figura III.1)

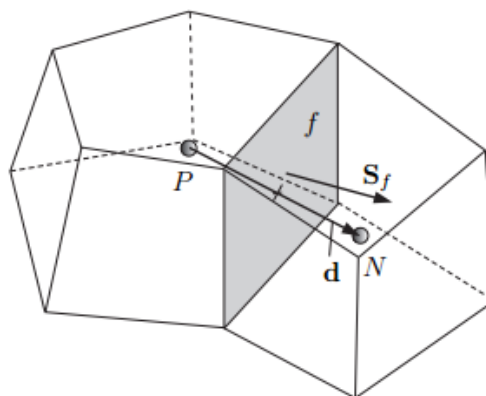


Figura III.1. Parámetros en discretización de volumen finito

▪ **Término convectivo**

$$\int_V \nabla \cdot (\rho U \phi) dV = \int_S d\mathbf{S} \cdot (\rho U \phi) = \sum_f \mathbf{S}_f \cdot (\rho U \phi)_f \phi_f = \sum_f F \phi_f \quad (\text{II.3})$$

El valor de la variable de campo  $\phi_f$  se evalúa usando distintos esquemas:

- *Central differencing* (CD):

$$\phi_f = f_x \phi_P + (1 - f_x) \phi_N \quad (\text{II.4})$$

Donde  $f_x \equiv \overline{fN}/\overline{PN}$  siendo  $\overline{fN}$  la distancia entre  $f$  y el centro de la celda  $N$ , y  $\overline{PN}$  la distancia entre los centros  $N$  y  $P$ .

- *Upwind differencing* (UD):

$$\phi_f = \begin{cases} \phi_P & \text{para } F \geq 0 \\ \phi_N & \text{para } F < 0 \end{cases} \quad (\text{II.5})$$

- *Blended differencing* (BD):

$$\phi_f = (1 - \gamma)(\phi_f)_{UD} + \gamma(\phi_f)_{CD} \quad (\text{II.6})$$

- **Derivada temporal de primer orden**

La derivada temporal de primer orden se integra un volumen de control de la forma:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \phi dV \quad (\text{II.7})$$

El término se discretiza mediante la diferenciación en el tiempo utilizando la notación:  $\phi^n \equiv \phi(t + \Delta t)$  para el paso de tiempo que se está resolviendo,  $\phi^0 \equiv \phi(t)$  que se almacena en el paso anterior y  $\phi^{00} \equiv \phi(t - \Delta t)$  almacenado a partir de un paso de tiempo anterior a la última.

- *Euler implicit*:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \phi dV = \frac{(\rho_P \phi_P V)^n - (\rho_P \phi_P V)^0}{\Delta t} \quad (\text{II.8})$$

- *Backward differencing*:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \phi dV = \frac{3(\rho_P \phi_P V)^n - 4(\rho_P \phi_P V)^0 + (\rho_P \phi_P V)^{00}}{2\Delta t} \quad (\text{II. 8})$$

- **Derivada temporal de segundo orden**

La segunda derivada en el tiempo se integra en un volumen de control y es linealizada como sigue:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} dV = \frac{(\rho_P \phi_P V)^n - 2(\rho_P \phi_P V)^0 + (\rho_P \phi_P V)^{00}}{\Delta t^2} \quad (\text{II. 9})$$

Esta es de primer orden de exactitud en tiempo.

- **Divergencia**

El término divergencia que se describe en esta sección es estrictamente un término explícito que se distingue del término de convección descrito anteriormente.

$$\int_V \nabla \cdot \phi dV = \int_S dS \cdot \phi = \sum_f S_f \cdot \phi_f \quad (\text{II. 10})$$

- **Gradiente**

El término gradiente es un término explícito que se puede evaluar de diversas formas:

- *Gauss integration:*

$$\int_V \nabla \phi dV = \int_S dS \phi = \sum_f S_f \phi_f \quad (\text{II. 11})$$

- *Least squares method:*

La discretización se lleva a cabo calculando previamente el tensor  $\mathbf{G}$  en cada punto  $P$ .

$$\mathbf{G} = \sum_N \omega_N^2 \mathbf{d} \mathbf{d} \quad (\text{II. 12})$$

Donde  $\omega_N = 1/|\mathbf{d}|$  es una función de ponderación. El gradiente se calcula luego como:

$$(\nabla\phi)_P = \sum_N \omega_N^2 \mathbf{G}^{-1} \cdot \mathbf{d}(\phi_N - \phi_P) \quad (\text{II.13})$$

- *Surface normal gradient:*

El gradiente normal a la superficie  $\mathbf{n}_f \cdot (\nabla\phi)_f$  se evalúa en las caras de las celdas usando el esquema:

$$(\nabla\phi)_f = \frac{\phi_N - \phi_P}{|\mathbf{d}|} \quad (\text{II.14})$$

## II.C. Esquemas y algoritmos de resolución

Existen diferentes métodos para la resolución de ecuaciones lineales que el usuario puede escoger para cada matriz de ecuaciones generada:

| Nombre                | Descripción   |
|-----------------------|---|
| <i>PBiCG</i>          | Resuelve gradientes biconjugadosprecondicionados para matrices asimétricas        |
| <i>PCG</i>            | Resuelve gradientes conjugados precondicionados para matrices simétricas          |
| <i>GAMG</i>           | Resuelve mediante “multi-grid” algebraico geométrico                              |
| <i>smoothSolver</i>   | Resuelve usando un homogeneizador para matrices tanto simétricas como asimétricas |
| <i>diagonalSolver</i> | Resuelve matrices diagonales simétricas y asimétricas                             |

Tabla II.3. Resolución de sistemas lineales

Las diferentes estrategias de resolución descritas en la tabla III.3 se llevan a cabo dentro de un ciclo de cálculo que describe los algoritmos de resolución. Estos algoritmos pueden ser de dos tipos: SIMPLE (*Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations*) o PISO (*Pressure Implicit with Splitting of Operator*). Éstos evalúan soluciones iniciales para la presión y velocidad, corrigiéndola hasta converger ambas con la tolerancia introducida (*residualControl*).

El algoritmo PISO se utiliza para flujos transitorios y requiere más de una corrección. Se trata de un método no iterativo y consiste en un paso predictor y dos pasos correctores y está diseñado para satisfacer conservación de la masa utilizando pasos predictor-corrector. La secuencia de operaciones que lleva a cabo es la siguiente:

1. Establece las condiciones de contorno, definiendo un campo inicial de presiones.
2. Resuelve la ecuación de momento discretizada para calcular un campo de velocidades intermedia.
3. Calcula los flujos de masa en las caras de las celdas.
4. Resuelve la ecuación de presión.
5. Corrige los flujos de masa en las caras de las celdas.
6. Corrige las velocidades a partir del nuevo campo de presión.
7. Actualización de las condiciones de contorno.
8. Se repite desde el paso 3 para un número prescrito de veces.
9. Se aumenta el paso de tiempo y se repite desde el paso 1.

El algoritmo SIMPLE se utiliza para flujos estacionarios y realiza una corrección solamente. Éste emplea un procedimiento de suposición y corrección para encontrar el campo de presión que da lugar a un campo de velocidad que satisfaga simultáneamente la ecuación de continuidad y de momento. Simple es un algoritmo iterativo que sigue la siguiente pasos para la actualización de la solución:

1. Establece las condiciones de contorno
2. Calcula los gradientes de velocidad y presión.
3. Resolver la ecuación de momento discretizada para calcular el campo de velocidad intermedia.
4. Calcula los flujos de masa no corregidas en las caras de las celdas.
5. Resuelve la ecuación de corrección de presión para producir valores de la corrección de la presión en las celdas.
6. Actualización del campo de presión:  $p^{k+1} = p^k + RF \cdot p'$  donde  $RF$  es un factor de subrelajación de las ecuaciones de presión.
7. Actualización de las correcciones de presión límite  $p'_b$ .
8. Corrige el flujo de masa de las caras:  $\dot{m}_f^{k+1} = \dot{m}_f^* + \dot{m}'_f$ .
9. Corrige la velocidad en las celdas:  $\mathbf{u}^{k+1} = \mathbf{u}^* - (V \nabla p') / \mathbf{a}_p^v$  donde  $\nabla p'$  es el gradiente de las correcciones de presión,  $\mathbf{a}_p^v$  es el vector de coeficientes centrales para el sistema lineal discretizada que representa

la ecuación de velocidad y  $V$  es el volumen de la celda.

#### 10. Actualización de la densidad debido a los cambios de presión.

Una de las limitaciones de los algoritmos SIMPLE o SIMPLEC es que tras resolver la ecuación de corrección de presión, las nuevas velocidades y el correspondiente flujo no satisface el balance de cantidad de momento. El algoritmo PISO, por su parte, realiza dos correcciones adicionales: por proximidad y por oblicuidad. Tras cada ciclo del algoritmo PISO, las velocidades corregidas están más cerca de cumplir las ecuaciones de continuidad y de momento. El algoritmo PISO generalmente da resultados más estables y lleva menos tiempo de CPU, pero no es adecuado para todos los procesos.

Los factores de subrelajación descritos en el diccionario *relaxingFactors* se emplean con el fin de mejorar la estabilidad computacional. Debido a que la ecuación de presión es susceptible de divergir se introduce un parámetro durante el proceso iterativo. El valor óptimo del coeficiente de subrelajación de cada ecuación depende del caso que esté resolviendo, del tipo de malla, de la intensidad y características de las no linealidades del sistema, etc. Los valores de estos coeficientes suelen estar comprendidos entre 0.3 y 0.7. Un valor cercano a la unidad acelera el proceso iterativo, pero puede causar problemas de divergencia de la solución.

## **BIBLIOGRAFÍA**

- [1] Arcoumanis, C., Giannadkis, E., Gavaises, M. [2007] “Modelling of cavitation in diesel injector nozzles” Publicación científica del Journal of Fluid Mechanics, 616, pp. 153-193.
- [2] Fenollosa, C. [2005] “Modelado fenomenológico del proceso de combustión por difusión diesel” Colección CMT Temas Avanzados En Motores De Combustión Interna.
- [3] González Querubín, E. A. [2008] “Modelado computacional del flujo en el interior de una tobera mono-orificio de un inyector diesel” Trabajo para la obtención del título Ingeniero Mecatrónico por la Universidad de Santo Tomás, dirigido por Raúl Payri Marín.
- [4] Guía del Usuario OpenFOAM, The open source CFD toolbox. Febrero 2014.
- [5] Guía de Programación OpenFOAM, The open source CFD toolbox. Febrero 2014.
- [6] Kärholm, F. P. [2008] “Numerical Modelling of Diesel Spray Injection, Turbulence Interaction and Combustion” Tesis doctoral presentada para la obtención del Grado en Doctor de Filosofía por la Universidad de Chalmers.
- [7] Martínez-Bazán, C. [1999] “On the breakup of an air bubble injected into a fully developed turbulent flow (Part 1. Breakup frequency)” Memoria para la obtención del grado de Doctor en Filosofía de las Ciencias en la Universidad de California.
- [8] Niklas Nordin, P. A. [2002] “Complex Chemistry Modeling of Diesel Spray Combustion” Memoria para la obtención del grado de Doctor en Filosofía de las Ciencias en la Universidad de Chalmers.
- [9] Onno Ubbink [1997] “Numerical prediction of two fluid systems with sharp interfaces” Memoria para la obtención del grado de Doctor en Filosofía de las Ciencias en la Universidad de Londres.

[10] Payri, F., Desantes, J. M. [2011] “Motores de combustión interna alternativos” Universidad Politécnica de Valencia.

[11] RamiBoutassghount [2014] “Documentación y simulación numérica de problemas eólicos con aplicación docente e industrial” Memoria para la obtención del Grado en Ingeniería Mecánica, dirigido por Patricio Bohórquez Rodríguez de Medina, por la Universidad de Jaén.

[12] Javier Salvador [2007] “Influencia de la cavitación sobre el desarrollo del chorro Diesel” Colección CMT Temas Avanzados En Motores De Combustión Interna.

[13] Sánchez Gámez, Adnrés [2012] “Modelo CFD para la simulación de la inyección en un motor Diesel” Memoria para la obtención del título Ingeniero Técnico Industrial, dirigido por Aguilar Sutil, J.S. por la Universidad de Jaén.

[14] Schmidt, D. P. [1997] “Cavitation in Diesel Fuel InjectorNozzles” Tesis doctoral presentada para la obtención del Grado en Doctor de Filosofía de las ciencias en la Universidad de Wisconsin.

[15] TommasoLucchini, GianlucaD’Errico, Daniele Ettore [2011 ]”Numerical investigation of the spray–mesh–turbulence interactions for high-pressure, evaporating sprays at engine conditions” Publicación científica de International Journal of Heat and Fluid Flow 32 (2011) 285–297.

## **RECURSOS WEB**

[16] Página web oficial de OpenFOAM:

<http://www.openfoam.com/>

[17] Wiki no oficial sobre OpenFOAM:

[http://openfoamwiki.net/index.php/Main\\_Page](http://openfoamwiki.net/index.php/Main_Page)

[18] Curso CFD con OpenFOAM de la Universidad de Chalmers:

[http://www.tfd.chalmers.se/~hani/kurser/OS\\_CFD\\_2009/](http://www.tfd.chalmers.se/~hani/kurser/OS_CFD_2009/)

[19] CFD Online: Recursos relativos a dinámica de fluidos computacional:

<http://www.cfd-online.com/>

[20] Foro de discusión sobre OpenFOAM en CFD Online:

<http://www.cfd-online.com/Forums/openfoam/>

[21] Página web de mecánica sobre automoción:

<http://www.aficionadosalamecanica.net/diesel-sistemas.htm>