

**Lezione 1-3 Principi di atomizzazione di getti  
liquidi, teoria del break-up e principi di  
distribuzione di gocce**

## 1.1 Generalità

La trasformazione di una struttura liquida in spray ed altri tipi di dispersioni fisiche di particelle in un ambiente gassoso riveste importanza in diversi processi industriali e presenta molte altre applicazioni in agricoltura, meteorologia e medicina.

Gli spray sono impiegati nell'utilizzo di prodotti chimici in agricoltura, nella nebulizzazione di vernici, nell'essiccamento di solidi umidi, nei processi dell'industria alimentare, nel raffreddamento dei reattori nucleari, nella dispersione dei carburanti per la combustione, e molte altre applicazioni.

Il processo di atomizzazione è quello nel quale un getto o una lamina liquida viene disintegrata in goccioline, o dall'energia cinetica posseduta dal liquido, o per effetto dell'esposizione ad alte velocità relative con l'aria o il gas, o in fine come risultato dell'energia meccanica applicata esternamente attraverso un dispositivo rotante o vibrante. A causa della natura casuale del processo di atomizzazione lo spray risultante è affetto da un ampio spettro di diametri goccia.

In un processo di combustione l'atomizzare ha la necessità di aumentare la superficie di interfaccia liquido-gas al fine di migliorare l'efficienza dello scambio di calore, la quantità di moto tra le due fasi e, dunque, dell'intero processo per cui la riduzione nel diametro medio delle gocce del combustibile comporta alti tassi di rilascio volumetrico di calore, accensione più facile e minori concentrazioni allo scarico di emissioni inquinanti.

In altre applicazioni, invece, come la nebulizzazione in campo agricolo, bisogna evitare la formazione di piccole gocce in quanto la loro velocità iniziale è bassa e quindi, in certe condizioni meteorologiche, possono essere trasportate dal vento **Errore. L'origine riferimento non è stata trovata.**

## 1.2 Il fenomeno dell'atomizzazione

La rottura di una struttura liquida (goccia, getto, lamina) avviene in genere per l'instaurarsi all'interfaccia tra liquido e gas di oscillazioni ondose che, in particolari condizioni, possono amplificarsi fino a portare alla disgregazione della struttura stessa o, comunque, favoriscono il distacco di porzioni di liquido da essa. Al fine di promuovere tali oscillazioni e l'instaurarsi di un regime di atomizzazione viene utilizzata energia cinetica. Tale energia cinetica può essere quella tenuta dal getto liquido stesso o posseduta dalla corrente gassosa che interagisce con esso. Altro sistema è quello di fornire energia meccanica, per mezzo di dispositivi vibranti o in movimento.

In tale processo le forze capillari, legate alla tensione superficiale, e le forze inerziali, dovute alla velocità relativa tra le due fasi, sono la causa dell'instaurarsi delle oscillazioni, mentre la viscosità tende a ridurre le instabilità della struttura liquida, ritardandone la sua disgregazione, e incrementando

le dimensioni delle strutture formate. In tal senso i parametri che intervengono in tale processo sono sostanzialmente la tensione superficiale ( $\sigma$ ), la densità del mezzo ( $\rho$ ) e la sua viscosità ( $\mu$ ) **Errore. L'origine riferimento non è stata trovata..**

### 1.3 Tensione superficiale ed energia superficiale

Le forze di attrazione reciproca delle molecole (forze capillari) sono considerate la causa dell'insorgere della tensione superficiale.

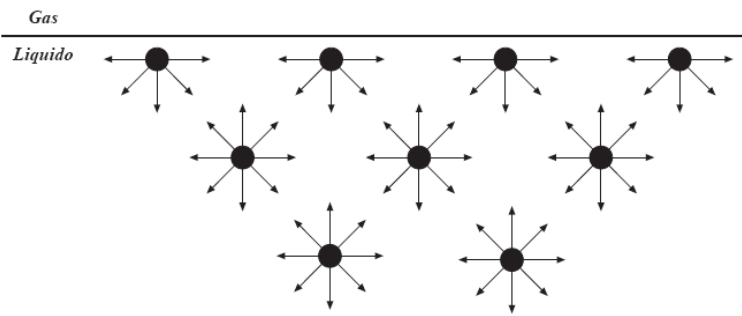
Uno schema esemplificativo di tali forze è rappresentato nella **Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-1.

Con una sostanza, ferma, che presenti sia la fase liquida che la fase aeriforme. La superficie di interfaccia tra queste due fasi può essere considerata come una terza fase a sé stante in quanto le sue proprietà sono diverse sia dalla fase liquida che da quella aeriforme. Una ideale fotografia dello strato microscopico della superficie mostra che le molecole in esso presenti sono sottoposte a forze la cui risultante non è nulla, contrariamente alle molecole situate all'interno della massa liquida.

Infatti una molecola del liquido lontana dalla superficie di discontinuità è attirata da tutte le molecole nel suo intorno. L'insieme delle forze è disposto isotropicamente per cui la sua risultante è nulla. Al contrario una molecola sulla superficie di discontinuità viene attratta solo dalle molecole all'interno del liquido, in quanto l'attrazione esercitata dalla fase gassosa è trascurabile.

Ciò fa sì che la forza risultante non è nulla, ma è perpendicolare alla superficie rivolta verso il liquido. Quindi lo strato superficiale è sottoposto ad una tensione e tende a contrarsi alla minima superficie possibile, compatibilmente con i vincoli di volume del contenitore, di massa del materiale e di forze esterne quali la gravità. Questa tensione può essere rappresentata in vari modi, tra i quali il più utilizzato è quello di definirla come la forza, esercitata nel piano della superficie, per unità di lunghezza.

Il discorso non cambia se al posto della fase gassosa della stessa sostanza sia presente una seconda fase liquida oppure una fase gassosa ma di un'altra sostanza, ad es. acqua (liquida) ed aria **Errore. L'origine riferimento non è stata trovata..**



**Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-1: Forze di coesione molecolare

In tutti i casi, la tensione superficiale tende a ridurre la superficie di interfaccia liquido-gas, e perciò si oppone ai cambiamenti della geometria della struttura liquida iniziale. Nelle applicazioni che riguardano la combustione, l'atomizzazione viene adoperata per la massimizzazione del rapporto superficie/volume della massa liquida di combustibile, per cui la tensione superficiale è la forza, per unità di lunghezza, da vincere affinché si verifichi la frammentazione delle strutture liquide.

#### 1.4 Forze coinvolte nel fenomeno dell'atomizzazione

Come già detto in precedenza, il meccanismo di rottura di una goccia, o di un getto o di una lamina liquida, è legato all'instaurarsi di perturbazioni oscillatorie (onde superficiali) all'interfaccia liquido-gas.

Queste oscillazioni sono di piccola ampiezza, rimanendo confinate nello spazio di una lunghezza d'onda, ma sono dispersive, ovvero la loro velocità di propagazione dipende dalla loro lunghezza d'onda. Ciò fa sì che, in dipendenza dalla geometria del sistema e delle proprietà del liquido, alcune oscillazioni possano propagarsi amplificandosi ed altre, invece, si attenuino a causa degli effetti dissipativi (generalmente dovuti alla viscosità).

E' possibile, in prima approssimazione, ricavare informazioni sulle caratteristiche di tali oscillazioni da una semplice analisi dimensionale delle forze in gioco.

Le forze per unità di volume agenti all'interno del liquido in tale fenomeno, in assenza di forze esterne, sono:

— Forze capillari:

dovute alla tensione superficiale che genera una pressione capillare  $\sigma/L$  ed una forza capillare:

$$F_c = \sigma/L^2 . \quad (0.1)$$

Come già detto in precedenza, l'azione della tensione superficiale è quella di ridurre al minimo, compatibilmente con determinati vincoli, la superficie della struttura liquida; laddove

l'atomizzazione incrementa la superficie stessa. La tensione superficiale (e quindi la forza capillare) si oppone perciò ai cambiamenti di geometria della superficie di interfaccia liquido-gas.

— Forze gravitazionali:

che generano una forza:

$$F_g = \rho g . \quad (0.2)$$

Le forze gravitazionali sono prevalenti per quanto riguarda gocce o getti liquidi in caduta libera; al crescere invece della velocità iniziale con cui viene lanciata la goccia o il getto liquido nell'ambiente circostante, la forza gravitazionale diviene sempre meno influente nel fenomeno della atomizzazione.

— Forze viscosose:

che tendono a smorzare le oscillazioni e generano un forza:

$$F_v \propto \frac{\mu V}{L^2} . \quad (0.3)$$

La viscosità è un'altra proprietà del liquido che si oppone all'atomizzazione; ciò è dovuto alla dissipazione di energia che è tanto più alta quanto maggiore è la viscosità. Al crescere della viscosità, inoltre, aumenta il gradiente di velocità, e ciò ha l'effetto di ridurre le instabilità indotte dalle forze esterne sulla goccia e/o sul getto, ritardandone la frammentazione in strutture più piccole.

— Forze di inerzia:

dovute alla velocità relativa gas-liquido e che genera una forza:

$$F_i \propto \frac{\rho_l V^2}{L} . \quad (0.4)$$

Il termine  $\rho_l V^2$  che compare nella forza d'inerzia (di natura aerodinamica) è direttamente proporzionale all'energia cinetica per cui al crescere di essa cresce proporzionalmente anche la forza d'inerzia, il che promuove l'atomizzazione della struttura liquida.

In tali espressioni,  $L$  rappresenta una dimensione caratteristica della struttura liquida considerata e  $V$  la velocità con cui si muove l'oscillazione ondosa **Errore. L'origine riferimento non è stata trovata..**

## 1.5 Gruppi adimensionali di interesse

In generale vi sono due tipi di atomizzazione in uno spray, un'atomizzazione primaria, in prossimità dell'ugello, ed una secondaria, che consiste nell'ulteriore frammentazione delle gocce a valle dell'ugello.

Le forze principali, (forze per unità di superficie) agenti sul liquido durante la frammentazione sono inerziali ( $\rho V^2$ ), viscosi ( $\mu V/L$ ) e dovute alla tensione superficiale ( $\sigma/L$ ), dove  $L$  è un'adeguata dimensione caratteristica. La loro importanza viene indicata dai seguenti gruppi dimensionali:

- il numero di Reynolds,  $\rho V L / \mu$ , che rappresenta il rapporto tra le forze inerziali e quelle viscosi
- il numero di Weber,  $\rho V^2 L / \sigma$ , che rappresenta il rapporto tra le forze aerodinamiche e quelle dovute alla tensione superficiale

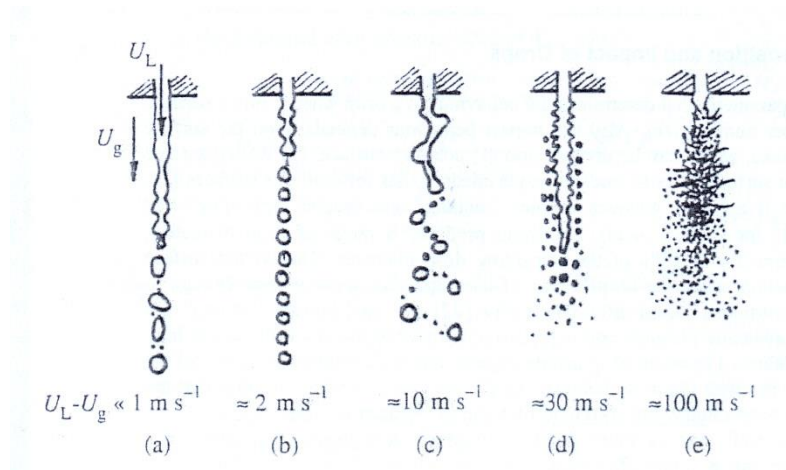
In genere, per ciò che concerne la frammentazione di colonne o lamine liquide, nel numero di Weber la densità che compare è quella del liquido stesso ( $We_l$ ), laddove se ci riferiamo invece alla frammentazione di gocce iniettate in un ambiente gassoso, la densità cui ci si riferisce è quella del gas ( $We_g$ ).

Il numero di Reynolds, essendo definito come rapporto tra forze inerziali e forze viscosi, permette di definire il regime di moto del fluido: a bassi valori di esso il regime di moto è laminare, ovvero esiste, a livello macroscopico, una corrente fluida ordinata con traiettorie ben definite.

Ad alti valori di  $Re$ , invece, il moto è detto turbolento, cioè non è possibile definire una direzione privilegiata del moto né tantomeno delle traiettorie costanti nel tempo e nello spazio. Il moto turbolento, quindi, è indice di una maggiore facilità nel disgregare una struttura liquida.

Per quanto riguarda il numero di Weber, al crescere di esso le forze aerodinamiche prevalgono su quelle dovute alla tensione superficiale, e si instaurano così le condizioni favorevoli alla disgregazione del liquido: per riassumere possiamo affermare che alti valori dei numeri di Reynolds e Weber promuovono un'atomizzazione più rapida e fine.

In **Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-2 è rappresentato il flusso all'esterno di un ugello, al variare della velocità relativa aria-liquido: al crescere di essa, crescono sia il numero di Weber che il numero di Reynolds, con conseguente miglioramento della qualità dell'atomizzazione, ovvero con gocce sempre più piccole e con una dispersione più uniforme di esse.



**Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-2: Diversi regimi di atomizzazione al variare della velocità di sbocco

Un ulteriore parametro è  $Z = \mu / (\rho \sigma L)^{1/2}$ , detto numero di Ohnesorge (Oh), che rappresenta il rapporto tra le forze viscosi e quelle dovute alla tensione superficiale **Errore. L'origine riferimento non è stata trovata.** Tale rapporto è di grande utilità per lo studio dei getti liquidi in quanto la frammentazione di essi dipende dal campo di moto (laminare o turbolento o di transizione) della struttura liquida e dall'azione stabilizzante della tensione superficiale; per cui il numero di Ohnesorge raggruppa due delle variabili fondamentali nello studio dell'atomizzazione di un liquido che sono la viscosità e la tensione superficiale.

## 1.6 Meccanismi di Rottura di Gocce

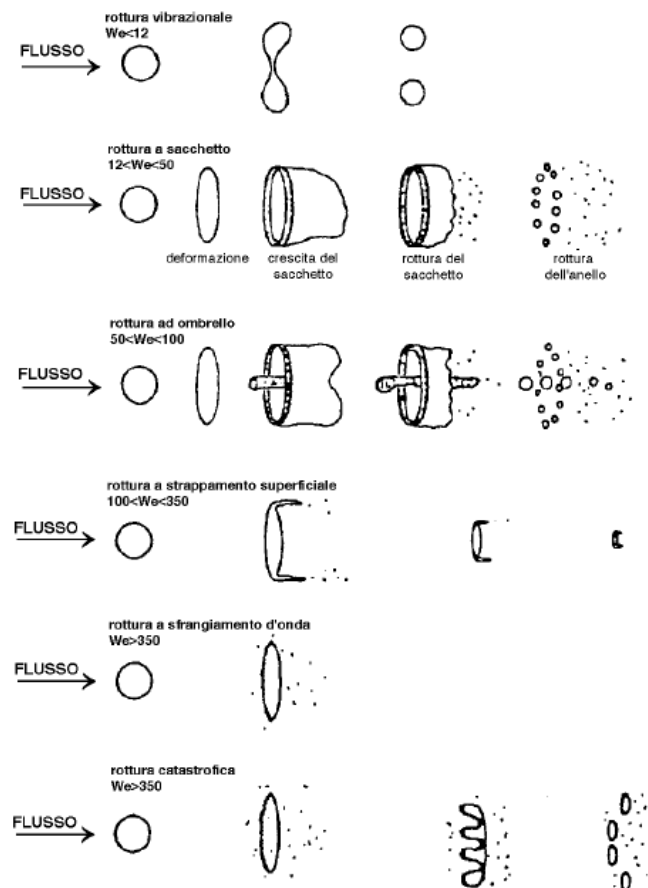
I primi studi riguardanti l'atomizzazione si occupavano di indagare le cause che generavano la rottura di getti liquidi a sezione circolare (ad es. quello di un rubinetto) e la frammentazione delle gocce in un ambiente gassoso, il quale può essere fermo o presentare un particolare regime di moto.

Si ritiene opportuno, in letteratura, partire dall'indagine della rottura di gocce per chiarezza espositiva dei concetti che vengono poi ripresi nell'analisi della frammentazione dei getti.

Alla base del meccanismo di rottura delle gocce c'è, infatti, la creazione di distribuzioni disuniformi di pressioni sulle gocce, a causa della pressione dinamica dell'aria. Tali distribuzioni di pressioni sulle gocce possono generare fenomeni di instabilità tali da frammentare le gocce stesse, e la modalità con cui queste si frammentano dipende dall'entità delle diverse forze in gioco. Appare, dunque, almeno in prima istanza utile presentare i vari meccanismi di rottura utilizzando come variabile controllante il numero di Weber ( $We_g$ ) delle gocce poiché esso rappresenta il rapporto tra forze aerodinamiche che provocano la rottura e la forza stabilizzante dovuta alla tensione superficiale.

In **Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-3 sono illustrati i cinque principali meccanismi di rottura di gocce di liquido che sono stati osservati in ambiente gas, per mezzo di tecniche ottiche (fotografia ultraveloce, “shadowgraph”) **Errore. L'origine riferimento non è stata trovata..**

Come si può notare dall'immagine, il caso indicato è quello di una goccia iniettata in un ambiente gassoso fermo.



**Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-3: Modalità di rottura in funzione del numero di Weber

Come era facile aspettarsi, dalla figura possiamo notare che al crescere della velocità relativa liquido-aria, e quindi al crescere del numero di Weber, la frammentazione diviene più rapida e produce goccioline sempre più piccole, con modalità d'urto via via sempre più esplosive.

Inoltre è possibile notare che se  $We$  è minore di 12, la rottura non avviene a causa della sola interazione liquido-aria, ma in realtà avviene in tempi più lunghi per effetto della propagazione di un'onda vibrazionale dall'elevata lunghezza d'onda.

Ciò anticipa il concetto di “numero di Weber critico”, che risulta di grande interesse nello studio dei fenomeni di atomizzazione.

## 1.7 Weber critico

Così come suggerito dall'osservazione dei meccanismi di rottura, è possibile individuare un numero critico di  $We_g$  al di sotto del quale la rottura della goccia non è osservabile su tempi significativi per le applicazioni pratiche. Per valori del numero di Weber inferiori a quello critico,  $We_g^c$ , la rottura delle gocce non è impossibile ma, se si verifica, non è dovuta all'azione diretta della corrente d'aria bensì a fenomeni di instabilità della goccia eventualmente indotti dall'interazione con l'aria.

E' possibile definire il numero di Weber critico (in cui compare la densità del gas,  $We_g^c$ ) come quel valore di  $We_g$  tale che le forze aerodinamiche, che tendono a frammentare la goccia, uguagliano le forze capillari (dovute alla tensione superficiale) che si oppongono a variazioni della forma della goccia.

Possiamo indicare la forza aerodinamica agente sulla goccia come

$$F_a = C_d S \frac{\rho_g v^2}{2} \quad (0.5)$$

dove:

- $C_d$  è il coefficiente di resistenza aerodinamica
- $S$  è la superficie della goccia
- $\rho_g$  è la densità del gas
- $v$  è la velocità relativa goccia-aria

In una goccia perfettamente sferica la forza dovuta alla tensione superficiale è pari a  $\pi D \sigma$ ; possiamo allora scrivere la condizione di equilibrio tra le forze aerodinamiche e le forze capillari come segue:

$$C_d \pi \frac{D^2}{4} \frac{\rho_g v^2}{2} = \pi D \sigma . \quad (0.6)$$

da cui si ricava che in tali condizioni di equilibrio si ha:

$$We_g^c = \frac{\rho_g v^2 D}{\sigma} = \frac{8}{C_d} . \quad (0.7)$$

Questa relazione è ovviamente valida allorquando sia possibile scrivere il bilancio tra le forze nella forma della (0.2).

Se il numero di Weber è superiore a quello critico, allora la forza aerodinamica supera quella dovuta alla tensione superficiale per cui la goccia viene frammentata; viceversa per  $We < We_g^c$  la goccia non presenta frammentazione.

La determinazione del valore di  $We_g^c$  è stata oggetto di numerosi lavori sperimentali. In linea generale il valore di  $We_g^c$  è funzione delle caratteristiche del flusso gassoso e delle proprietà dei mezzi. In linea di massima per velocità nell'ordine delle decine di metri al secondo e mezzi poco viscosi il valore di  $We_g^c$  è un numero tra 10 e 20 **Errore. L'origine riferimento non è stata trovata.**

## 1.8 Relazione di Brodkey

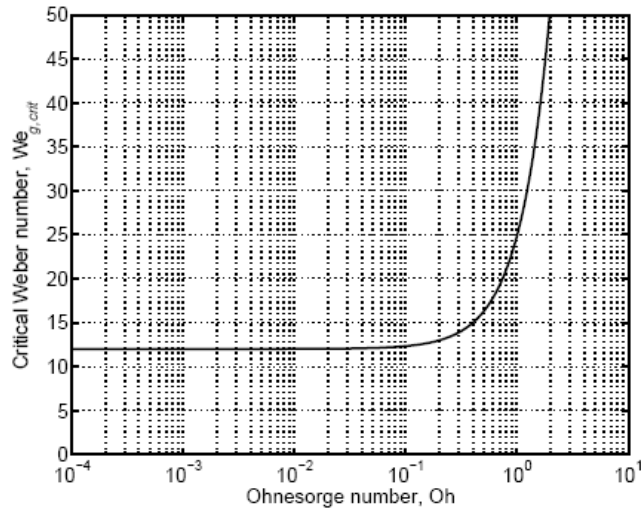
La tensione superficiale non è l'unica proprietà del liquido che si oppone all'atomizzazione, ma bisogna considerare anche la viscosità la quale indica l'entità del gradiente di velocità all'interno di un liquido sottoposto a forze esterne.

Per tener conto quindi sia della viscosità che della tensione superficiale, sono state proposte delle formulazioni in presenza di diversi regimi di moto dell'ambiente gassoso (gas fermo, corrente gassosa, gas in moto turbolento), oppure delle correlazioni tra i diversi parametri dimensionali in gioco.

Lo strumento più utile in questo senso risulta essere la correlazione sperimentale di Brodkey, la quale pone in corrispondenza il valore del numero critico di Weber ed il valore del numero  $Z$  di Ohnesorge.

Tale correlazione è riportata nel grafico di **Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato. -4 il quale si presenta composto da un tratto rettilineo, di pendenza quasi nulla, per numeri di Ohnesorge che vanno da 0 a 0,1. In tale tratto il liquido si comporta come non viscoso, per cui l'effetto del numero di Ohnesorge, ovvero della viscosità, è trascurabile ed il numero di Weber critico è costante. Per  $0,1 < Oh < 1$ , si osserva un tratto crescente a rapido aumento della pendenza; in tale tratto il numero di Weber necessario alla frammentazione (cioè il  $We_g^c$ ) non è molto elevato, ma cresce rapidamente per effetto dell'aumento della viscosità.

Per valori di  $Oh > 1$  il legame  $We_g^c - Oh$  torna ad essere approssimativamente lineare, ma una pendenza molto elevata, ovvero ad un piccolo aumento di  $Oh$  (e quindi della viscosità) deve accompagnarsi un grande aumento di  $We_g^c$ .



**Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-4: Correlazione di Brodkey

La correlazione di Brodkey si può esprimere in forma analitica come:

$$We_g^c = 12(1 + 1,077Oh^{1.6}) \quad (0.8)$$

Dall'osservazione del grafico possiamo quindi riassumere che il numero di Weber critico è circa 12 per numeri di Ohnesorge inferiori a 0.1 dopodiché, al crescere di  $Oh$  cresce rapidamente  $We_g^c$ .

Se  $Z$  è alto, ovvero se la viscosità assume valori sempre più grandi, la rottura della goccia diviene sempre più difficile ed infine è praticamente impossibile **Errore. L'origine riferimento non è stata trovata.**

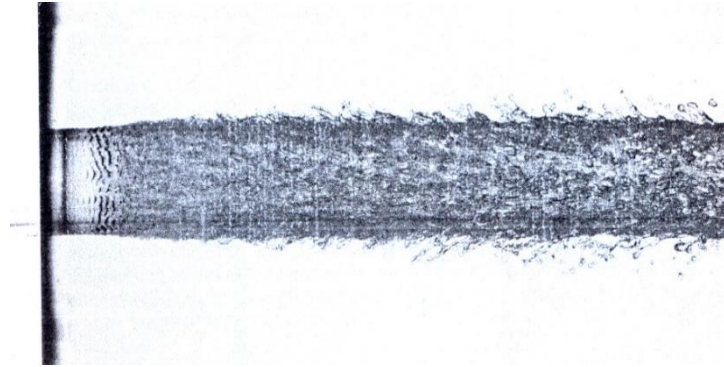
## 1.9 Meccanismi di Rottura di strutture liquide

La prima struttura liquida studiata è stata il getto cilindrico che fuoriesce da una tubazione a sezione circolare. In seguito, per esigenze legate agli impieghi tecnologici degli spray, sono stati realizzati atomizzatori (ugelli) in grado di produrre un getto a forma di lamina piana (per le applicazioni in agricoltura) od a forma di superficie conica (ad es. per la combustione nei bruciatori industriali).

Gli studi, per questi tre tipi di strutture, sono stati rivolti alla comprensione del fenomeno dell'atomizzazione; al calcolo della distanza, rispetto dal foro di uscita dell'ugello, alla quale avviene la frammentazione del liquido; alla formulazione di equazioni per il calcolo delle dimensioni delle gocce come ad es. il diametro medio di esse, oppure il diametro medio di Sauter (definito come il diametro che possiede lo stesso rapporto superficie/volume dell'intera distribuzione delle gocce e per questo utilizzato soprattutto nell'ambito della combustione).

## 1.10 Atomizzazione di un getto liquido

Un getto liquido iniettato in un ambiente gassoso è sempre soggetto a rottura, anche se non si può propriamente parlare di atomizzazione se i frammenti liquidi non sono molto più piccoli del diametro dell'ugello di iniezione.



**Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-5: mostrano l'instabilità delle onde di superficie di un getto d'acqua

Le forze che entrano in gioco nei meccanismi di rottura sono associate alla pressione capillare e statica del liquido, alla pressione statica del gas ed alle forze di trascinamento superficiale dovute alla resistenza aerodinamica di attrito. Questi sforzi superficiali sono legati alla fluidodinamica di entrambe le fasi e dipendono fortemente, oltre che dall'energia cinetica, anche dai regimi che si determinano all'interno dell'ugello. In particolare sono influenti la presenza dei campi turbolenti e di cavitazione che dipendono fortemente dalle geometrie interne dell'ugello.

La formulazione di modelli teorici che non prevedono la presenza di queste ultime componenti (turbolenza e cavitazione) permette una presentazione dei meccanismi in forma semplificata per avere dei punti di riferimento non dipendenti dalla specificità degli ugelli.

Molte soluzioni linearizzate (e non) sono reperibili in letteratura. Quelle di maggiore interesse pratico sono le due condizioni limite (regime di Rayleigh e di Ranz-Taylor) in cui il parametro  $\alpha = \pi D/\lambda$  (perimetro del getto diviso la lunghezza d'onda delle oscillazioni) soddisfa una delle due condizioni:

- 1)  $\alpha < 1$  Regime di Rayleigh
- 2)  $\alpha \gg 1$  Regime di Ranz-Taylor o di atomizzazione

Questi due casi si riferiscono rispettivamente a condizioni di bassi valori della velocità relativa nel regime di Rayleigh ed alti valori della velocità relativa nel regime di Ranz-Taylor (anche detto di atomizzazione).

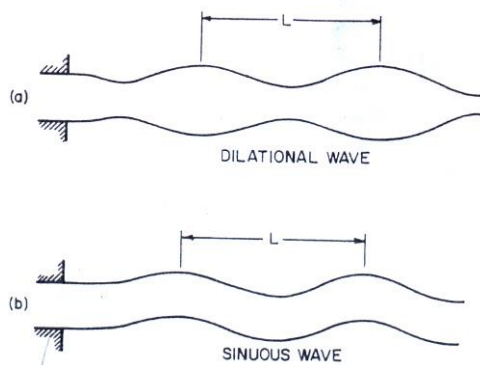
Rayleigh calcolò la differenza di energia superficiale del getto cilindrico tra il getto sottoposto ad oscillazioni disturbanti e la configurazione in deformata. Poi calcolò l'energia potenziale della colonna liquida disturbata (relativa al valore di equilibrio) come:

$$E_s = \frac{\pi\sigma}{2d}(\alpha^2 + n^2 - 1)b_n^2. \quad (0.9)$$

dove:

- $E_s$  è l'energia potenziale superficiale
- $d$  è il diametro del getto
- $b_n$  è la costante dell'espansione in serie di Fourier
- $\alpha$  è la lunghezza d'onda adimensionale  $2\pi/\lambda$
- $n$  è un intero positivo (incluso lo zero)

I disturbi possono essere classificati in simmetrici e non simmetrici, i primi presentano un'ondulazione della superficie esterna del getto simmetrica rispetto all'asse, mentre per i secondi vale il viceversa.



**Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-6: getto con distribuzione simmetrica e con formazione d'onda

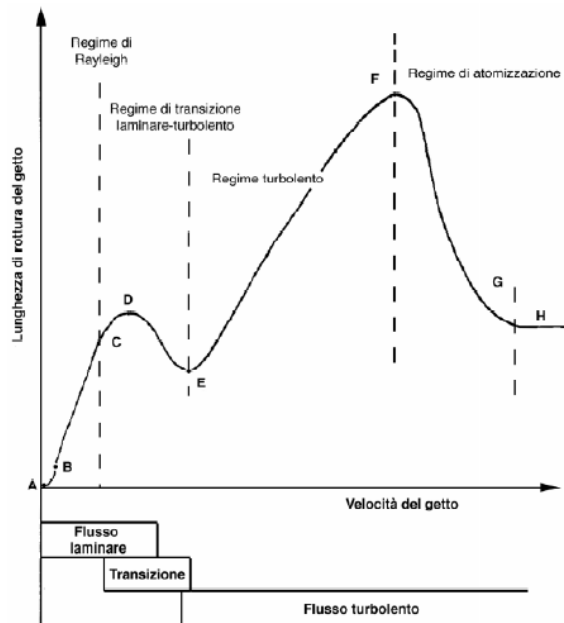
Dall'analisi di Rayleigh risulta che i disturbi non simmetrici sono sempre stabili, mentre le instabilità riguardano i disturbi di tipo simmetrico, e cioè con  $n=0$  ed  $\alpha < 1$  (che comporta  $\lambda > \pi d$ ).

Le conclusioni che possiamo quindi trarre dall'analisi proposta dal Rayleigh sono che tutti i disturbi con  $\alpha < 1$  sono instabili, e cioè tutte le lunghezze d'onda maggiori del diametro del getto portano all'atomizzazione. Inoltre, tra queste, le onde più instabili risultano essere quelle per cui  $\alpha = 1/2$ .

Le ipotesi dello studio di Rayleigh sono quelle di getto verticale sottoposto alla sola gravità, liquido non viscoso e getto in moto laminare. Malgrado ciò le conclusioni del suo studio hanno trovato

ampia accettazione in studi successivi, in qualità di valide approssimazioni **Errore. L'origine riferimento non è stata trovata.**

Ritornando alla distinzione tra regime di Rayleigh e di Ranz-Taylor, le gocce che si vengono a formare nel primo meccanismo sono prevalentemente di dimensioni maggiori del diametro del getto con alcune gocce satelliti generate da un meccanismo di rottura secondario.



**Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-7: Diagramma lunghezza di rottura del getto-velocità del getto

La **Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-7 riporta in ordinate la distanza dallo sbocco dell'ugello alla quale avviene la frammentazione del getto cilindrico, ed in ascisse la velocità del getto stesso allo sbocco dall'ugello.

Il tratto al di sotto del punto *B* corrisponde alla condizione di gocciolamento per cui è di scarso interesse. Il punto *B* corrisponde la velocità critica al di sopra della quale si passa dal gocciolamento al getto vero e proprio.

Nel tratto *BC* del grafico di **Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-7, la distanza alla quale avviene la rottura della colonna liquida cresce con la velocità iniziale del getto; tale tratto corrisponde proprio al regime di Rayleigh.

Il punto *D* è un massimo relativo del grafico: si è accettato che la causa risieda sia nel fatto che la resistenza dell'aria riveste improvvisa importanza a partire da questo punto, sia che iniziano a verificarsi delle turbolenze nel getto.

Il tratto *DE*, che corrisponde al passaggio da flusso laminare a turbolento, verifica una diminuzione della lunghezza di rottura al crescere della velocità, per la presenza di uno spettro di perturbazioni "forti" non previste dalla teoria linearizzata.

Il campo di rottura descritto dal tratto  $EF$  è quello di maggior difficoltà interpretativa perché oltre alle oscillazioni assialsimmetriche vengono eccitate anche quelle trasversali generando onde sinuose o elicoidali.

Al tratto  $FG$  corrisponde il secondo regime, detto di atomizzazione, precedentemente citato. In esso, più alte velocità favoriscono una crescita delle onde più veloce per cui si osserva una diminuzione della lunghezza di rottura. Fino al regime  $H$  in cui si raggiunge un asintoto orizzontale, ovvero la “lunghezza di rottura” è indipendente dalla velocità iniziale del getto **Errore. L'origine riferimento non è stata trovata.**

## 1.11 Atomizzatori- ugelli

I dispositivi che consentono l'atomizzazione dei liquidi sono denominati ugelli: questi hanno lo scopo di indurre i fenomeni di atomizzazione di cui si è parlato prima, e quindi è possibile affermare che tutti gli ugelli hanno lo scopo di massimizzare la velocità relativa tra il liquido da atomizzare ed una corrente gassosa in cui iniettare le gocce.

Gli impieghi degli ugelli possono essere differenti per cui esistono differenti categorie di ugelli a seconda del principio fisico che essi sfruttano per atomizzare il liquido e delle caratteristiche che il getto deve possedere. Ad esempio un ugello preposto per la combustione di un carburante deve massimizzare il rapporto superficie- volume delle gocce, in modo da massimizzare la superficie di scambio termico e quindi migliorare l'efficienza della combustione oltre che ridurre l'emissione di sostanze incombuste le quali risultano anche altamente inquinanti. Inoltre la combustione in un motore diesel richiede un getto all'incirca cilindrico, per ottimizzare la dispersione di gocce nel cilindro, laddove la combustione in un bruciatore industriale richiede la formazione di un getto di forma conica con un determinato valore dell'angolo al vertice del cono.

Per tali considerazioni è opportuno stilare una rapida classificazione degli ugelli maggiormente diffusi per poi approfondire il tipo di ugello che è stato adoperato in questo lavoro di tesi.

- Atomizzatori a pressione
- Atomizzatori rotativi
- Atomizzatori assistiti da aria
- Atomizzatori a colpo d'aria
- Altri

## 1.12 Caratteristiche degli spray

Nei paragrafi precedenti si è parlato del fenomeno fisico dell'atomizzazione e delle grandezze coinvolte, nonché delle forze responsabili della instabilizzazione di una struttura liquida che comporta la frammentazione della stessa in gocce, le quali possono presentare un diametro che è dello stesso ordine di grandezza della dimensione caratteristica dell'ugello (ad es. il foro di uscita), oppure la dimensione di tali gocce può essere di qualche ordine di grandezza inferiore rispetto a tale dimensione caratteristica.

In dipendenza quindi del diametro delle gocce, possiamo stabilire l'entità con cui è avvenuto il fenomeno dell'atomizzazione, ad esempio se le gocce sono molto piccole rispetto alla dimensione caratteristica dell'ugello, allora le forze favorevoli alla frammentazione del liquido sono state preponderanti.

Talvolta non è però necessario disporre di un'atomizzazione molto fine, perché lo scopo può essere quello di irrigare un campo oppure di spegnere un incendio, per cui la dimensione delle gocce richiesta da un ugello dipende dall'applicazione in cui viene impiegato. E' quindi necessario, in funzione della specifica applicazione, parlare delle caratteristiche geometriche di uno spray, quali la dimensione delle gocce, il pattern ovvero la forma globale dello spray, la penetrazione che consiste nella massima distanza che lo spray raggiunge in aria stagnante, e così via.

In tale paragrafo verranno quindi definite le caratteristiche atte a definire uno spray, lo studio di tali caratteristiche è essenziale per l'applicazione specifica a cui lo spray deve assolvere.

Ovviamente, in dipendenza del tipo di ugello, si ottiene uno spray le cui caratteristiche devono essere tali da eseguire una specifica funzione; infatti il liquido da atomizzare non può essere scelto arbitrariamente, ma dipende dall'applicazione (ad es. acqua per irrigare un campo, combustibile per alimentare i bruciatori, metallo fuso nell'industria siderurgica, etc.) allora l'ugello deve essere tale da conferire a quel liquido la conforme richiesta sotto forma di spray.

### **1.13 Distribuzioni di dimensioni delle gocce e diametri medi**

Il fenomeno dell'atomizzazione è un fenomeno dalla complessità fisica tale da comportare che le gocce formate non abbiano tutte la stessa dimensione, ovvero non abbiamo un'unica dimensione delle gocce ma una distribuzione statistica di diametri di esse.

Lo studio, quindi, della dimensione delle gocce in uno spray non può prescindere da un'analisi statistica della loro distribuzione.

Preso un numero  $N$  di gocce che, nel tempo  $T$ , passano attraverso un'area elementare  $\Delta A$  fissata nello spray.

La distribuzione del numero delle gocce è la *funzione di densità di probabilità*  $n(D)$  dei diametri delle gocce nella posizione di misura.

In genere  $n(D)$  è una funzione continua le cui dimensioni sono il reciproco di una lunghezza. Per definizione, se  $D_0$  e  $D_m$  sono il minimo ed il massimo valore del diametro di goccia riscontrato localmente, si ha

$$n(D) = \lim_{\substack{\Delta D \rightarrow 0 \\ N \rightarrow \infty}} \left\{ \frac{\text{Num.GocceTra}D - \Delta D / 2eD + \Delta D / 2}{N\Delta D} \right\} \quad (0.10)$$

da cui discende che

$$\int_{D_0}^{D_m} n(D)dD = 1 . \quad (0.11)$$

Analogamente, la distribuzione volumica  $v(D)$  è

$$v(D) = \lim_{\substack{\Delta D \rightarrow 0 \\ V \rightarrow \infty}} \left\{ \frac{\text{Vol.GocceTra}D - \Delta D / 2eD + \Delta D / 2}{V\Delta D} \right\} \quad (0.12)$$

dove  $V$  è il volume totale delle gocce misurate.

Si avrà anche per  $v(D)$  che

$$\int_{D_0}^{D_m} v(D)dD = 1 . \quad (0.13)$$

E' possibile mettere in correlazione le distribuzioni  $v(D)$  ed  $n(D)$  partendo dall'osservazione che il succitato  $V$  è il volume totale misurato delle gocce, ed arrivando infine alla relazione

$$v(D) = \frac{D^3 n(D)}{\int_{D_0}^{D_m} D^3 n(D)dD} \quad (0.14)$$

Un diametro medio generico è il seguente:

$$\bar{D}_{pq} \equiv \left\{ \frac{\int_{D_0}^{D_m} D^p n(D)dD}{\int_{D_0}^{D_m} D^q n(D)dD} \right\}^{\frac{1}{p-q}} \quad (0.15)$$

cioè il diametro espresso dalla (1.11) è basato su due funzioni di diametro delle gocce di ordine  $p$  e  $q$  rispettivamente.

Un esempio è il Diametro Medio di Sauter (o diametro medio volume/superficie).

Esso presenta  $p = 3$  e  $q = 2$  e perciò  $\bar{D}_{32}$  è un indice del rapporto del volume totale di gocce in uno spray e la superficie totale delle gocce stesse.

Per la caratteristica suddetta, il Diametro Medio di Sauter è il diametro generalmente utilizzato nelle applicazioni che riguardano la combustione, ed è perciò il parametro su cui sono state ricavate la maggior parte delle relazioni sperimentali.

Il Diametro Medio Aritmetico  $\bar{D}_{10}$  si calcola come segue:

$$\bar{D}_{10} = \int_{D_0}^{D_m} n(D)D^3 dD . \quad (0.16)$$

mentre il Diametro Medio Volumico è pari a

$$\bar{D}_{30} = \left[ \int_{D_0}^{D_m} n(D)D^3 dD \right]^{1/3} \quad (0.17)$$

dal quale è possibile calcolare il volume medio della singola goccia nello spray come  $\pi\bar{D}_{30}^3/6$ .

Preso adesso un campione di  $N$  gocce, in cui la goccia  $i$ -esima presenta un diametro pari a  $D_i$ ; in tal caso l'espressione generalizzata per il diametro medio diventa, per  $N$  sufficientemente grande,

$$\bar{D}_{pq} \equiv \left\{ \frac{\sum_{i=1}^N D_i^p}{\sum_{i=1}^N D_i^q} \right\}^{\frac{1}{p-q}} . \quad (0.18)$$

Di conseguenza, se volessimo conoscere ad esempio il Diametro Medio Volumico, esso sarà pari a

$$\bar{D}_{30} = \left\{ \sum_{i=1}^N D_i^3 / N \right\}^{1/3} . \quad (0.19)$$

Costruendo la distribuzione di volume cumulativa, mostrata in fig , è possibile calcolare il Diametro Mediano Volumico,  $D_{v0.5}$ , che corrisponde al diametro al di sopra ed al di sotto del quale vi è il 50% dello spray in volume.

Quest'ultimo è il parametro, relativo ai volumi, più utilizzato negli spray.

Vi è inoltre un crescente interesse verso l'ampiezza della distribuzione volumica, detta "span", per descrivere la dispersione delle dimensioni delle gocce

$$S = (D_{v0.9} - D_{v0.1}) / D_{v0.5} \quad (0.20)$$

La distribuzione di Rosin-Rammler fornisce una buona aderenza alle distribuzioni dei volumi delle gocce per gli spray della maggior parte degli ugelli di tipo "twin-fluid" ed a pressione. Essa dà

spesso un'aderenza piuttosto scarsa riguardo invece le distribuzioni del numero delle gocce o della superficie di esse.

Definiamo  $v_c(D)$  come la distribuzione cumulata del volume delle gocce il cui diametro è inferiore a  $D$ ; in tal modo  $100 \cdot (1 - v_c(D))$  sarà la percentuale, in volume, delle gocce il cui diametro è maggiore di  $D$ . Perciò si avrà  $v(D) = dv_c/dD$ .

La distribuzione di Rosin-Rammler è la seguente

$$1 - v_c(D) = \exp[-(D/\bar{D}_R)^{\alpha_R}]. \quad (0.21)$$

dove  $\bar{D}_R$  è un parametro di dimensione delle gocce, il “diametro medio di  $R-R$ ” ed  $\alpha_R$  è una misura della dispersione del diametro delle gocce.

La distribuzione di probabilità “Gaussiana”, o “Normale”, di una variabile  $y$  è  $\alpha\pi^{-1/2}e^{-\alpha^2 y^2}$ , dove la massima probabilità si verifica, per definizione di  $y$ , per  $y = 0$ .

La distribuzione Gaussiana è simmetrica e ciò la rende raramente valida sia per la distribuzione del numero delle gocce sia per quella volumica per la maggior parte degli spray (eccetto per certi ugelli speciali).

La distribuzione Gaussiana può però fornire un'aderenza per le distribuzioni dei diametri se si usa come variabile il logaritmo del diametro delle gocce, conducendo così alla cosiddetta Distribuzione Log-Normale.

Se definiamo

$$y = \ln(D/D_{v0.5})$$

la Distribuzione Log-Normale è

$$v(D) = \pi\alpha_{LN}^{-1/2}D_{v0.5}^{-1} \exp(-\alpha_{LN}^2 y^2). \quad (0.22)$$

con  $\sigma_{LN} = \sqrt{2}\alpha_{LN}$ .

E' da notare che il diametro di riferimento è il diametro mediano volumico  $D_{v0.5}$ .

La Distribuzione Log-Normale assume la simmetria della distribuzione volumica attorno al diametro mediano volumico se utilizziamo  $\ln(D/D_{v0.5})$  come ascissa e  $\sigma_{LN}$  è la deviazione standard della distribuzione  $y$ , ed è una misura dell'intervallo di dimensioni delle gocce.

La Distribuzione Log-Normale fornisce spesso una migliore aderenza per diametri di dimensioni più piccole rispetto alla distribuzione  $R-R$  **Errore. L'origine riferimento non è stata trovata.**

## 1.14 Proprietà degli spray

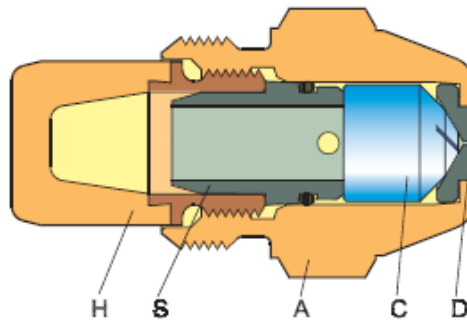
- *Dispersione.* La dispersione di uno spray può essere espressa quantitativamente se, ad ogni dato istante, il volume di liquido all'interno dello spray è noto. Secondo una definizione, il grado di dispersione può essere assunto come il rapporto tra il volume dello spray ed il volume del liquido contenuto in esso. Il vantaggio di una buona dispersione è che il liquido si mescola rapidamente col gas circostante, ed i conseguenti tassi di evaporazione sono perciò alti. In genere, i fattori che tendono ad incrementare l'angolo del cono dello spray tendono anche ad incrementarne la dispersione.
- *Penetrazione.* La penetrazione di uno spray può essere definita come la massima distanza che lo spray raggiunge quando viene iniettato in aria stagnante. Essa è governata dalla entità relativa di due forze opposte: (1) l'energia cinetica del getto liquido iniziale e (2) la resistenza aerodinamica del gas circostante. La velocità iniziale del getto è in genere alta, ma al procedere dell'atomizzazione la superficie d'interfaccia liquido-aria aumenta, e quindi l'energia cinetica del liquido viene gradualmente dissipata finché non si esaurisce: a questo punto la traiettoria delle goccioline è dettata dalla gravità e dagli spostamenti di aria. Uno spray compatto e stretto in genere avrà una penetrazione più elevata, mentre uno spray ben atomizzato con un angolo ampio, incontrando una maggiore resistenza dell'aria, tenderà a presentare una penetrazione minore.
- *Angolo del cono.* La difficoltà maggiore nella misura e nella definizione dell'angolo del cono sta nel fatto che il cono dello spray presenta i bordi curvi, a causa dell'effetto dell'interazione dell'aria con lo spray. Per superare questo problema, l'angolo del cono è spesso dato dall'angolo formato da due linee dritte disegnate a partire dal foro di sbocco fino ad intersecare i bordi dello spray ad una data distanza dalla faccia dell'ugello.
- *Pattern.* La simmetria del pattern prodotto dagli ugelli è una variabile importante in molte applicazioni pratiche. Nei processi di essiccamento tramite spray, ad esempio, un pattern asimmetrico può causare uno scarso mescolamento liquido-gas, che danneggia l'efficienza del processo e la qualità del prodotto. Il pattern è importante anche negli apparati per la combustione, sia di tipo domestico che industriale. Nelle camere di combustione delle turbine a gas, ad esempio, il combustibile deve essere distribuito uniformemente per raggiungere un'alta efficienza della combustione, basse emissioni di inquinanti, e lunga vita delle pale della turbina. Se la asimmetria dello spray non è grande, essa non può essere rilevata tramite l'ispezione visiva, quindi è preferibile una

determinazione quantitativa di essa, non solo nel progetto degli ugelli ma anche per il controllo di qualità in specifiche applicazioni **Errore. L'origine riferimento non è stata trovata.**

### 1.15 Ugelli del tipo pressure-swirl: principio fisico

Prima di illustrare l'algoritmo scelto per atomizzare un fluido ad alta viscosità, come può essere un olio minerale per la lubrificazione dei cambi, è bene illustrare con maggiore dettaglio il principio fisico alla base degli atomizzatori "a pressione", o a "camera di turbolenza" (dall'inglese swirl, turbolenza).

In **Figura** **Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-8** è riportata una rappresentazione dell'ugello di tipo pressure-swirl: con la lettera *H* è indicato il filtro attraverso il quale l'olio entra all'interno dell'ugello.



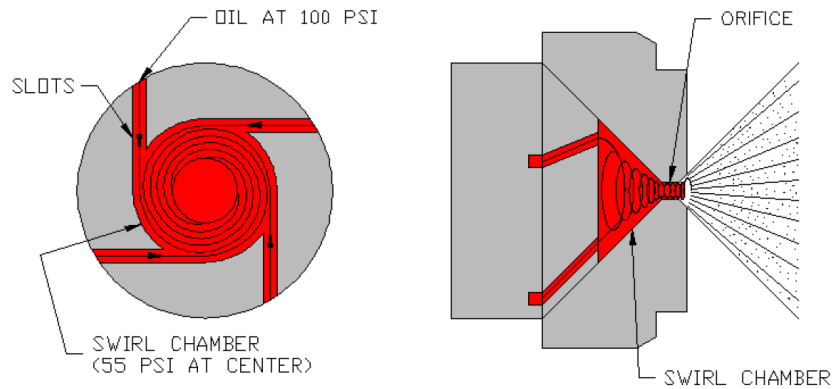
**Figura** **Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-8**: Spaccato dell'ugello

Con la lettera *S* è indicato il corpo cilindrico dentro il quale passa l'olio, esso è denominato O-ring holder in quanto su di esso si monta l'anello di guarnizione.

Il suddetto corpo cilindrico presenta sulla propria superficie laterale due fori diametralmente opposti (per questioni di simmetria), attraverso i quali l'olio esce fuori dal corpo cilindrico e bagna l'elemento *A*, l'involucro dell'ugello.

L'olio può così bagnare la superficie esterna dell'elemento *C* che è il cono dell'ugello; infatti esiste un gioco radiale tra *A* e *C* che consente all'olio di procedere verso l'orifizio d'uscita.

Olio però viene a intasarsi all'impatto con l'elemento *D*: l'olio in questo momento non riesce a passare perciò è costretto a infiltrarsi in tre scanalature presenti sul corpo *C*. In tal modo l'olio entra nella camera di turbolenza (di forma conica), oltre che con una componente della velocità diretta lungo l'asse dell'ugello, anche con una componente tangenziale della velocità; in tal modo l'olio crea un vortice all'interno della suddetta camera di turbolenza.

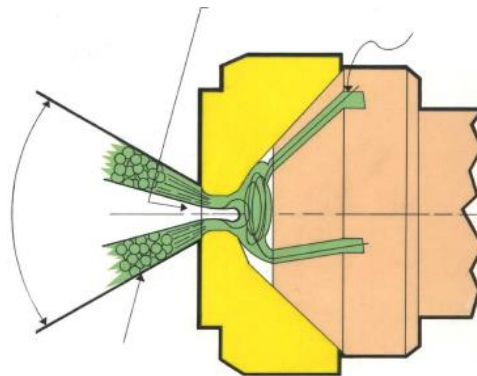


**Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-9: Illustrazione del moto dei filetti fluidi nell'ugello

Per effetto di tale vortice si crea una depressione al centro che aspira l'aria presente all'esterno, creando un nucleo centrale di aria prelevata dall'ambiente esterno.

Il nucleo centrale di aria fa sì che il moto verso il centro della camera delle particelle di olio sia impedito, costringendo così l'olio ad uscire dall'ugello sotto forma di membrana conica.

Per comprendere meglio il campo fluidodinamico all'intero della camera di turbolenza si veda la **Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-10.



**Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-10: Campo fluidodinamico

## 1.16 Teorema di Bernoulli

Il teorema di Bernoulli è di estrema importanza per quanto riguarda i fluidi incompressibili (ovvero in genere le sostanze nella fase liquida) per la propria semplicità e nel contempo per il significato fisico che esso riveste.

Tale teorema considera infatti le tre aliquote di energia in seno al fluido, ovvero l'energia cinetica, l'energia potenziale e l'energia di pressione; ed è, in effetti, un principio di conservazione dell'energia di un fluido incompressibile in moto stazionario.

Il teorema di Bernoulli è alla base dell'idraulica e dell'oleodinamica, in quanto consente di calcolare le proprietà di un filetto fluido in moto stazionario lungo un qualsiasi percorso, che in pratica

può essere una tubazione dritta o curva, un diaframma od un qualsiasi altro dispositivo in cui la sezione varia, compresi gli ugelli.

Per quanto riguarda il calcolo del fluido che scorre in un ugello del tipo pressure-swirl, però, è necessario rivedere la formulazione generale del teorema per evitare di commettere errori nel calcolo delle proprietà del fluido allo sbocco.

E' quindi necessario richiamare il suddetto teorema per poter poi applicarlo al caso di nostro interesse, ovvero allo studio del moto permanente in ugello di tipo pressure-swirl.

Il teorema di Bernoulli parte dall'equazione indefinita dell'equilibrio idrodinamico:

$$\rho(\vec{F} - \frac{\partial \vec{V}}{\partial t}) = \frac{\partial \vec{\Phi}_x}{\partial x} + \frac{\partial \vec{\Phi}_y}{\partial y} + \frac{\partial \vec{\Phi}_z}{\partial z} . \quad (0.23)$$

dove si indica con:

- $\Phi_i$  lo sforzo unitario sulla faccia di normale  $i$  di un generico elemento infinitesimo di fluido
- $F$  il campo di forze per unità di massa
- $\rho$  la densità, costante perché il fluido è incomprimibile
- $V$  il campo di velocità.

Nell'ipotesi di fluido perfetto, non sono presenti sforzi tangenziali, per cui possiamo scrivere che gli sforzi unitari sono:

$$\vec{\Phi}_x = p\vec{i}; \vec{\Phi}_y = p\vec{j}; \vec{\Phi}_z = p\vec{k} . \quad (0.24)$$

per cui la (0.19) si riscriverà come

$$\rho(\vec{F} - \frac{\partial \vec{V}}{\partial t}) = \nabla p \quad (0.25)$$

Inoltre si ipotizza che l'unico campo di forze agente sul fluido è il campo gravitazionale (ad esempio un fluido che scorre in una tubazione) per cui si ha

$$\vec{F} = -g\nabla z . \quad (0.26)$$

Combinando l'ultima espressione con la (0.21) si ottiene

$$\nabla(z + \frac{p}{\rho}) = -\frac{1}{g} \frac{d\vec{V}}{dt} . \quad (0.27)$$

L'ultima equazione ricavata viene poi proiettata lungo i tre assi della terna intrinseca; vediamo nel nostro caso la sola proiezione lungo la tangente alla traiettoria:

$$\frac{\partial}{\partial s} \left( z + \frac{p}{\rho} \right) = -\frac{1}{g} \frac{dV}{dt} . \quad (0.28)$$

ed, applicando la regola di derivazione euleriana, si ottiene in definitiva:

$$\frac{\partial}{\partial s} \left( z + \frac{p}{\gamma} \right) = -\frac{1}{g} V \frac{\partial V}{\partial s} - \frac{1}{g} \frac{\partial V}{\partial t} \quad (0.29)$$

Nell'ipotesi di regime stazionario si ha  $\frac{\partial V}{\partial t} = 0$ ; inoltre il termine  $V \frac{\partial V}{\partial s}$  è pari a  $\frac{1}{2} \frac{\partial V^2}{\partial s}$ , per cui la (0.25) diventa

$$\frac{\partial}{\partial s} \left( z + \frac{p}{\gamma} + \frac{V^2}{2g} \right) = 0 \quad (0.30)$$

la quale conduce alla seguente affermazione:

In un liquido non viscoso, a regime stazionario, sottoposto al solo campo gravitazionale, il trinomio

$$z + \frac{p}{\gamma} + \frac{V^2}{2g}, \quad (0.31)$$

si conserva costante lungo la tangente alla traiettoria.

Tale teorema afferma quindi che, lungo la tangente alla traiettoria, l'energia potenziale, l'energia di pressione e l'energia cinetica, si conservano.

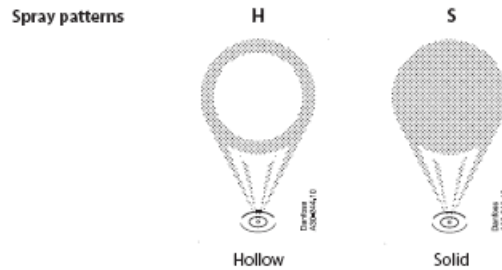
Da tale teorema si evince che il valore di  $V$  ricavabile dal trinomio suddetto è tangente alla traiettoria del fluido e quindi coincide col modulo del vettore velocità; per cui nel caso degli ugelli di tipo pressure-swirl, tale valore di  $V$  non va considerato come il modulo della componente assiale della velocità, ma come il modulo del vettore velocità, inclinato di un angolo  $\theta$  rispetto all'asse dell'ugello.

## 1.17 Influenza dello spessore della pellicola di liquido

Dalle suddette considerazioni si evince una delle peculiarità degli atomizzatori del tipo pressure-swirl: in corrispondenza della sezione di sbocco la sezione di passaggio dell'olio non è rappresentata da una circonferenza di diametro  $d_0$  (che è il diametro dell'orifizio) ma da una corona circolare il cui spessore è lo spessore  $t$  della pellicola di olio allo sbocco.

Lo spessore del film di olio è una delle caratteristiche essenziali di un atomizzatore in quanto esso influenza la velocità allo sbocco e quindi influenza la possibilità di atomizzare il liquido; inoltre lo spessore  $t$  rientra nella determinazione della grandezza geometrica caratteristica laddove per determinare i parametri adimensionali coinvolti quali il numero di Reynolds, di Weber e di Ohnesorge.

Lo spessore influenza altresì il pattern ovvero la forma del getto liquido e quindi l'impronta che il liquido lascia quando impatta su una superficie piana: in generale il tipo di ugello in questione dovrebbe presentare la forma di un cono cavo, detta "hollow cone", perciò dovrebbe lasciare sulla superficie di impatto un'impronta di forma anulare.



**Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-11: Tipi di patter

In realtà, per effetto della atomizzazione secondaria delle gocce che si formano, potrebbe verificarsi, ad una certa distanza dallo sbocco dell'ugello, un riempimento della regione cava del cono e manifestare così un pattern "a cono pieno", detto "solid cone", la cui impronta su una superficie di impatto è una circonferenza.

Lo spessore del film di liquido in corrispondenza della sezione di sbocco dipende dalle caratteristiche geometriche dell'ugello come si legge dalla seguente relazione:

$$\frac{(1-X)^3}{1+X} = 0.09 \left( \frac{A_p}{D_s d_0} \right) \left( \frac{D_s}{d_0} \right)^{0.5} \quad (0.32)$$

in essa  $A_p$  è l'area totale delle scanalature oblique di passaggio dell'olio nella camera di turbolenza;  $D_s$  è il diametro della camera stessa ed  $X$  è il rapporto tra l'area del nucleo di aria  $A_a$  allo sbocco e l'area dell'orifizio  $A_0$ . Siccome  $A_a$  dipende dallo spessore  $t$  del film di olio, la relazione (0.28) ci consente di ricavare  $t$  nota la geometria dell'ugello.

Tale relazione è quella che meglio soddisfa i risultati sperimentali fissate le condizioni operative secondo la MIL-C-7024II, ovvero densità del fluido pari a 765 kg/m<sup>3</sup>, pressione dell'ambiente pari a 1 bar e pressione all'ingresso del fluido di 0.69 Mpa.

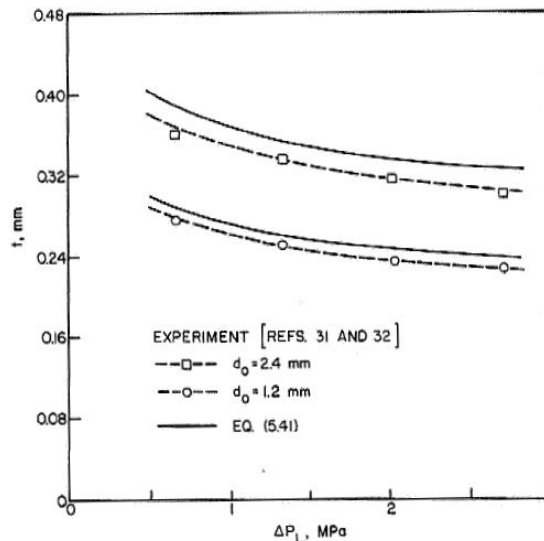
Tale relazione quindi non tiene conto delle proprietà del liquido, anzi ne trascura l'influenza nel calcolo dello spessore. Ma l'esperienza conferma che le proprietà del liquido influenzano significativamente lo spessore e quindi la portata, la velocità etc.

Per tenere in considerazione l'effetto della viscosità  $\mu$  e del salto di pressione imposto tra monte e valle dell'ugello  $\Delta p$  gli studiosi Risk e Lefebvre hanno ricavato la suddetta relazione teorica:

$$t^2 = \frac{1560 \dot{m}_L \mu_L}{\rho_L d_0 \Delta p_L} \frac{1+X}{(1-X)^2} \quad (0.33)$$

Dal momento che  $X$  dipende da  $t$ , per ricavare lo spessore  $t$  sono richieste delle procedure di tipo trial-and-error.

La (0.29) sovrastima leggermente i valori sperimentali di Kutty et alii in diagrammi del tipo  $t - \Delta p_L$  ma l'andamento dello spessore con il  $\Delta p$  è praticamente identico ai dati sperimentali, come è possibile verificare nella **Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-12.



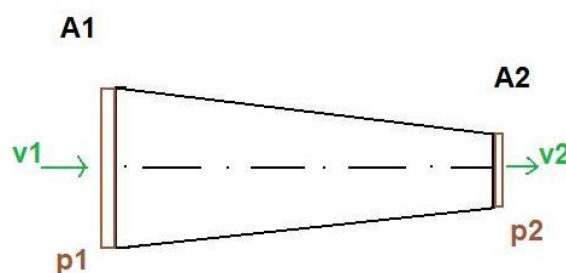
**Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-12: Variazione di spessore del film al variare di pressione e diametri dell'orifizio

La teoria e gli esperimenti mostrano entrambi che una maggiore caduta di pressione nell'ugello riduce lo spessore  $t$  secondo un andamento di tipo iperbolico, con un asintoto orizzontale.

### 1.18 Flow number

La sezione effettiva di sbocco del liquido è uno dei parametri fondamentali di un atomizzatore, come abbiamo appena detto riguardo lo spessore del film all'uscita dell'ugello.

Schematizzato un ugello come un tubo ideale convergente, le cui aree di ingresso e uscita siano  $A_1$  ed  $A_2$ , dove  $A_2 \ll A_1$  (come avviene quasi sempre).



**Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-13: Tubo convergente di tipo ideale

Applichiamo adesso l'equazione di Bernoulli tra le sezioni a monte e a valle dell'ugello, trascurando tutte le perdite di energia (perdite di carico e perdite per vorticità), trascurando le forze gravitazionali e assumendo che la velocità sia diretta lungo l'asse del tubo: si scriverà

$$\frac{p_1}{\rho} + \frac{v_1^2}{2} = \frac{p_2}{\rho} + \frac{v_2^2}{2} \quad (0.34)$$

In condizioni di regime stazionario la portata massica è costante e pari a

$$\dot{m} = \rho A v \Rightarrow v = \frac{\dot{m}}{\rho A} \quad (0.35)$$

per cui, trascurando  $v_1$  rispetto a  $v_2$  (in quanto  $A_2 \ll A_1$ ), sostituendo la seconda relazione nella prima e mettendo in evidenza il salto di pressione tra monte e valle si ha

$$\frac{\dot{m}^2}{2\rho A_2^2} = \Delta p \quad (0.36)$$

Il flow number è, nelle ipotesi suddette, il valore dell'area  $A_2$ :

$$FN = \frac{\dot{m}}{\sqrt{\rho \Delta p}} \quad (0.37)$$

Il flow number è dunque l'area effettiva di uscita del liquido in condizioni ideali di assenza di perdite, di velocità diretta lungo l'asse dell'ugello e trascurando le forze gravitazionali.

## 1.19 Discharge coefficient

Il discharge coefficient, ovvero il coefficiente di correzione della portata, è semplicemente il rapporto tra la portata massica reale e quella teorica che si avrebbe in assenza di:

- Perdite di carico distribuite
- Perdite di carico concentrate, ovvero perdite per vorticità (liquidi viscosi)
- Presenza del nucleo di aria, che rallenta la portata e riduce la sezione di uscita dal valore  $A_0$  al valore  $A_2$ .
- Presenza della componente tangenziale della velocità. Come è possibile vedere dalla **Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato.-9, il moto di una particella di liquido è approssimativamente elicoidale; ciò vuol dire che allo sbocco la particella presenterà due componenti della velocità, una assiale (che indicheremo con  $u$ ) e l'altra tangenziale. Siccome la portata è il flusso della quantità  $\rho \underline{V}$  attraverso l'area  $A$ , allora solo la componente  $u$  determina il valore della portata per cui  $\dot{m} = \rho A u$ .

Applichiamo adesso il teorema di Bernoulli ricordando che lo schema di riferimento è lo stesso di **Figura** Errore. Nel documento non esiste testo dello stile specificato. -13 eccetto che per il valore della sezione di uscita che sarà  $A_0$  e non  $A_2$ .

$$\frac{p_1}{\rho} + \frac{v_1^2}{2} = \frac{p_2}{\rho} + \frac{v_2^2}{2} \quad (0.38)$$

ricordando che stiamo assumendo  $v$  come diretta lungo l'asse dell'ugello.

Sostituendo l'espressione della portata nell'equazione di Bernoulli si ottiene, con lo stesso procedimento visto in precedenza

$$\frac{\dot{m}^2}{2\rho A_0^2} = \Delta p \quad (0.39)$$

da cui si ottiene in definitiva la portata teorica

$$\dot{m} = A_0 \sqrt{2\rho_L \Delta p_L} \quad (0.40)$$

per cui la portata reale si scriverà come

$$\dot{m} = C_d A_0 \sqrt{2\rho_L \Delta p_L} \quad (0.41)$$

dove  $C_d$  è il discharge coefficient.

Tale coefficiente è di fondamentale importanza per comprendere il rendimento dell'ugello; esso è inevitabilmente basso, per via delle ipotesi già citate.

Radcliffe dimostrò l'esistenza di una relazione univoca tra discharge coefficient e numero di Reynolds.

A bassi numeri di Reynolds l'effetto della viscosità è di inspessire il film fluido allo sbocco e quindi di incrementare il coefficiente di correzione della portata.

Comunque, per numeri di Reynolds maggiori di 3000, ovvero oltre la maggior parte dei normali intervalli di funzionamento, il discharge coefficient è praticamente indipendente dal numero di Reynolds.

## 1.20 Coefficiente di velocità

Tale coefficiente è definito come il rapporto tra la velocità reale del liquido che si ha a valle dell'ugello e quella teorica ricavabile sempre dall'applicazione del teorema di Bernoulli nelle condizioni in cui tutto il salto di pressione venga convertito in energia cinetica.

In realtà per effetto delle perdite l'energia effettivamente disponibile per la conversione in energia cinetica è minore per cui la velocità effettiva allo sbocco risulta inferiore di quella che si avrebbe in assenza di perdite. Inoltre non sono soltanto le perdite a rallentare la velocità allo sbocco

ma in generale c'è da considerare che una parte dell'aliquota di pressione che non è stata convertita è servita a spingere il liquido assialmente per fare in modo che esso uscisse dall'ugello. Si ipotizza generalmente che la pressione allo sbocco sia pari a quella dell'ambiente gassoso, ma non è detto che tale ipotesi a rigore sia verificata.

Applicando ancora Bernoulli si scrive

$$\frac{p_1}{\rho} + \frac{V_1^2}{2} = \frac{p_2}{\rho} + \frac{V_2^2}{2} \quad (0.42)$$

Da cui, trascurando come al solito la velocità d'ingresso  $V_1$  si ricava immediatamente il valore della velocità ideale allo sbocco

$$V_2 = \sqrt{2\Delta p / \rho} \quad (0.43)$$

Per cui, chiamando  $V$  la velocità effettiva allo scarico si ottiene

$$K_v = \frac{V}{\sqrt{2\Delta p / \rho}} \quad (0.44)$$

Questo coefficiente è di fondamentale importanza perché permette di calcolare la velocità reale all'uscita dell'ugello, la quale è il parametro fondamentale nella determinazione del regime di atomizzazione e della dimensione media delle gocce.





