

## 5.1 CARACTERITZACIÓ DEL SISTEMA D'ATOMITZACIÓ

Un dels paràmetres més determinants en el funcionament dels sistemes venturi '*scrubber*' és la grandària de les gotes generades per qualsevol dels mètodes descrits en el capítol 2. Aquest paràmetre és responsable de la magnitud de l'àrea de transferència de matèria entre fases. En el sistema jet-venturi '*scrubber*', la dispersió del líquid és efectuada mitjançant l'ús d'un atomitzador, és a dir, un dispositiu mecànic que promou la desintegració del corrent del líquid en unitats individuals de grandària reduïda. En aquest capítol es descriuen els mecanismes bàsics que intervenen durant el procés d'atomització, tant si aquesta és produïda per algun tipus de mitjà mecànic o no, ja que ambdós casos tenen rellevància en el procés de transferència de matèria en sistemes venturi '*scrubber*'. Per altra banda també es descriuen els tipus

d'atomitzadors més usats a nivell industrial així com les tècniques de mesura de grandària de les gotes. A continuació es presenten la metodologia i les dades experimentals obtingudes en la caracterització de la distribució de grandàries de les gotes tot i variant el cabal de líquid emprat, així com l'angle de sortida de l'atomitzador.

### 5.1.1 INTRODUCCIÓ

La importància de la distribució de grandària de les gotes en estudis de transferència de matèria, es veu reflectida en la gran quantitat d'estudis que s'han portat a terme des de fa mots anys, per a la caracterització del funcionament dels sistemes venturi '*scrubber*'. El treball més àmpliament reproduït és el de Nukiyama i Tanasawa (1938), els quals derivaren un model empíric per avaluar el diàmetre generat en l'atomització de líquids de característiques variades en sistemes venturi '*scrubber*'. Aquest model ha sigut emprat com a document de base per gran quantitat d'investigadors. Així destaquen per la seva rellevància els treballs de Calvert (1970) sobre pèrdua de pressió en sistemes venturi '*scrubber*' i de Leith *et al.* (1985) sobre distribució de líquid al llarg del tub venturi. Ambdós consideren que les equacions empíriques determinades per Nukiyama i Tanasawa són aptes per a la caracterització del diàmetre mig de les gotes generades per mecanismes atomització relacionats amb l'efecte venturi.

Posteriorment, han aparegut veus discrepants a la metodologia emprada per Nukiyama i Tanasawa, traduint-se en una desconfiança generalitzada quan hom desitja obtenir una bona precisió en les prediccions de diàmetres. En aquest sentit, Boll *et al.* (1974) foren dels primers en adonar-se que les equacions empíriques utilitzades en aquell moment no eren prou acurades, de forma que varen dissenyar el seu propi mètode de mesura que serà comentat posteriorment. Són

destacables també els treballs efectuats per Azzopardi (1979, 1997), on presenta amplis estudis en el camp de la mesura de distribució de diàmetres en flux anular gas-líquid, així com una revisió actualitzada de tècniques de mesura de partícules en general. Altres autors que estudien la distribució de grandària de gotes en tubs venturi o similar són Roberts i Hill (1981), Leith *et al.* (1985) i Atay *et al.* (1987). Aquest últim constitueix l'únic treball publicat pel que fa a la caracterització del diàmetre de les gotes en un sistema jet-venturi '*scrubber*', essent doncs el més afí temàticament al present estudi. A més a més de la manca d'estudis relacionats amb aquest aspecte, també són escassos aquells que descriuen la influència de les propietats físiques del líquid atomitzat, essent la tensió superficial el paràmetre assenyalat com a més influent (Atkinson i Strauss, 1978).

El tipus de sistema venturi '*scrubber*' emprat condiciona el fenomen a estudiar. Així, considerant els modes d'operació descrits en el capítol 2.1, distingirem dos mecanismes d'atomització prou diferents:

?? Sistemes on l'atomització és produïda pel trencament d'un jet de líquid, o per l'arrossegament per part del gas del líquid que flueix per les parets (sistemes venturi '*scrubber*' tipus Pease-Anthony i d'aproximació humida respectivament).

?? Sistemes on existeix algun dispositiu mecànic de trencament del líquid en gotes, és a dir, un atomitzador (sistema jet venturi '*scrubber*').

Dins del primer grup existeixen treballs molt complets com els de Witte (1969), Sirignano (1993), Lin i Reitz (1998) i Lasheras *et al.* (1998). Tots ells coincideixen a assenyalar que el procés d'atomització és fruit només de la diferència de velocitats entre el líquid i el gas. Des d'un punt de vista fenomenològic, la desintegració del jet de líquid ve precedida per un

increment de la pressió estàtica i una transició cap a flux escumós. Aquest fenomen és anomenat '*mixing shock*' (Witte, 1969).

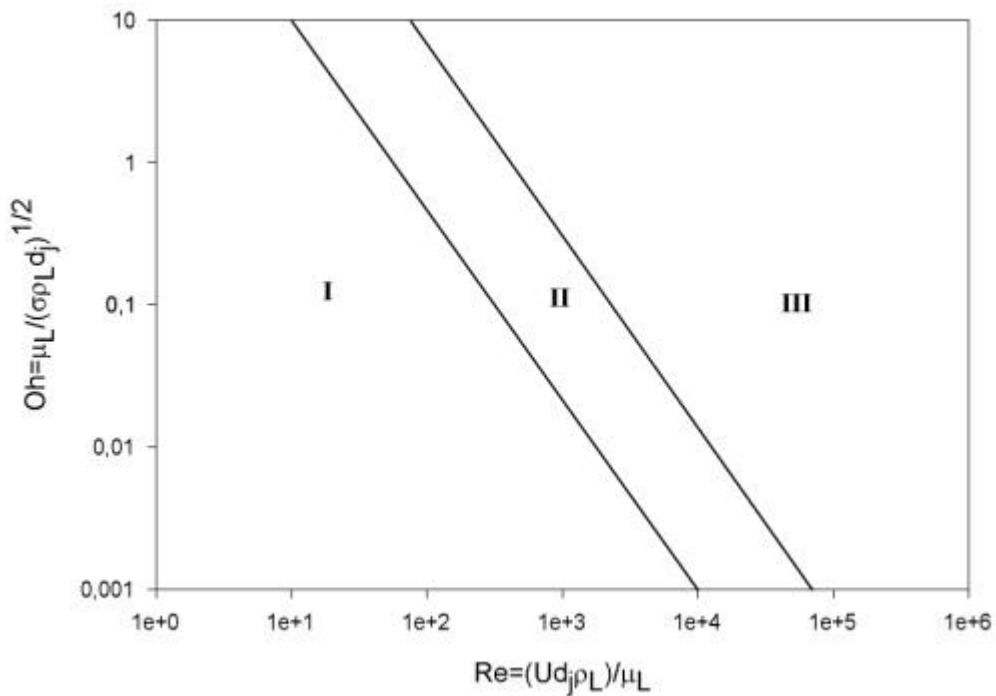
Pel que fa al segon grup, de major interès en aquest treball, són destacables els treballs més actuals referits a atomització mecànica de Carvalho i Heiter (1998), Nguyen i Rhodes (1998), Okamoto *et al.* (1998) i Snyder i Reitz (1998). En tots aquests estudis, el sistema d'atomització comporta la interacció de dos fluxos turbulents (líquid i gas) en configuració coaxial. D'especial interès són els treballs referents al tipus d'atomitzador utilitzat en el present estudi, corresponent a atomitzadors '*pressure-swirl*' (descrits posteriorment). Tot i que el camp d'aplicació d'aquests dispositius està centrat bàsicament en sistemes de combustió (injectors '*diesel*'), estudis actuals han demostrat la seva eficàcia en aplicacions on es requereix una capacitat (cabal) de líquid a atomitzar més elevada a menor pressió. En aquesta direcció, Brenya de la Rosa *et al.* (1992) investigaren les característiques aerodinàmiques de l'esprai sotmès a camps turbulents, mentre que Dumouchel *et al.* (1993) varen modelitzar el flux del fluid a atomitzar a l'interior de l'atomitzador, predient el perfil de velocitat a la sortida, assenyalant que aquest és el principal factor que condiciona el grau d'atomització. Altres treballs estan relacionats amb la influència dels paràmetres geomètrics de l'atomitzador en la seva eficàcia quan actua a elevades pressions (Yule i Widger, 1996), mentre que Couto *et al.* (1997) plantegen un procediment numèric per a caracteritzar la distribució de la grandària de les gotes basat en el diàmetre mitjà de Sauter. Altres estudis han intentat millorar l'eficiència d'aquest atomitzador emprant, per exemple, generadors de vibracions elèctriques (Takahashi i Schmoll, 1995). Els possibles avantatges que se'n deriven no semblen justificar, però, els costos addicionals que porten associats.

### 5.1.1.1 ATOMITZACIÓ I ESPRAIS

L'atomització consisteix en el procés de generació de gotes. Aquest procés comença tot i forçant el pas d'un líquid a través d'un orifici. Les condicions del fluid a atomitzar poden portar a diferents tipus d'atomització (Lefebvre, 1989). En general es descriuen tres possibles règims d'atomització pel flux co-corrent d'un gas i d'un líquid (figura 5.1.1), on:

- I) Mecanisme de formació de Rayleigh, gotes de mida uniforme.
- II) Formació d'oscil·lacions en el líquid, gran quantitat de grandàries.
- III) Atomització completa a curta distància de l'orifici de descàrrega.

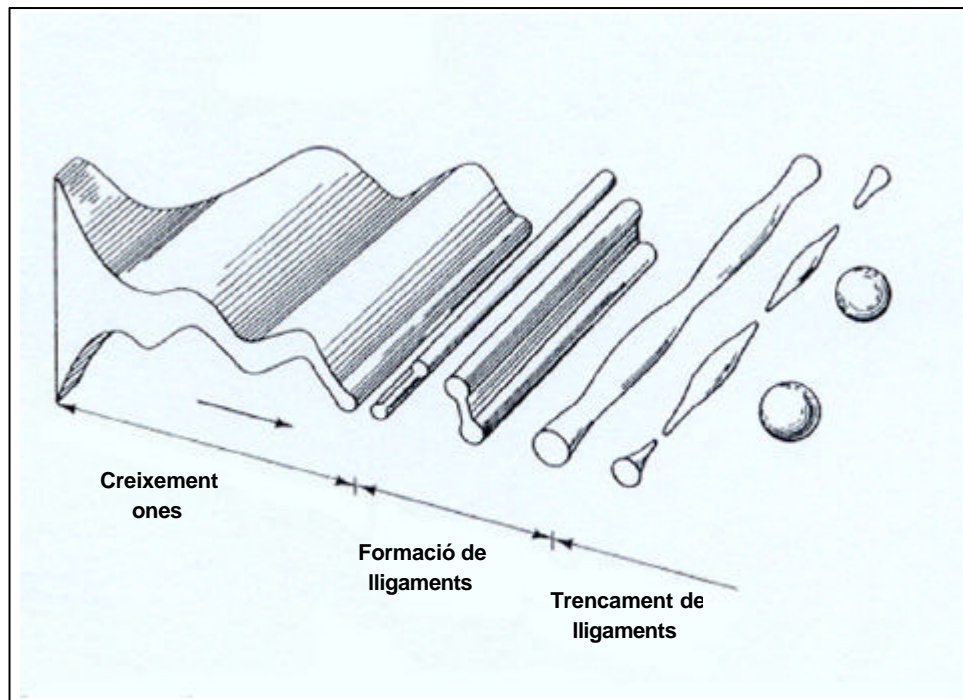
El nombre de Reynolds descriu la relació entre forces inercials i viscoses, mentre que el nombre d'Ohnesorge és, de fet, el quocient del mateix nombre de Reynolds i el nombre de Webber, i s'ha adoptat com a indicador de la inestabilitat del jet o pel·lícula de líquid.



**Figura 5.1.1:** Règims d'atomització en funció del nº de Reynolds i del nº d'Ohnesorge.

L'energia potencial del líquid (mesurada com a pressió del líquid per a atomitzadors hidràulics, o bé pressió de l'aire i l'aigua en atomitzadors de dos fluids), juntament amb la geometria de l'atomitzador provoca la descomposició del líquid en petits fils o lligaments (Dombrowski i Johns, 1963). Aquests lligaments es trenquen posteriorment en unitats més petites, anomenades gotes o partícules líquides (figura 5.1.2).

Aquest trencament es produeix en el moment en què les forces de tensió superficial són superades (Lefebvre, 1989). Així doncs com més baixa és la tensió superficial del líquid, menor és el diàmetre mig de la gota produït (Atkinson i Strauss, 1978). La viscositat juga un paper d'inhibidor del creixement d'inestabilitats i generalment retarda el procés de desintegració. Generalment això provoca que el procés d'atomització es produeixi posteriorment, aigües avall, on les velocitats relatives són inferiors, per la qual cosa les gotes formades presenten diàmetres superiors.



**Figura 5.1.2:** Trencament d'una pel·lícula de líquid (Dombrowski i Johns, 1963).

En sistemes venturi *'scrubber'*, on generalment les conduccions són cilíndriques o rectangulars, és interessant obtenir esprais en forma de cons, això pot ser assolit mitjançant l'ús de dispositius tipus *'pressure-swirl'*, on l'orifici de descàrrega circular ve precedit per una cambra on s'imparteix acceleració tangencial (*'swirling'*) al líquid. Amb aquest mètode, s'obté una gran dispersió en la grandària de les gotes, el diàmetre mitjà de les quals depèn del gruix inicial de la pel·lícula de líquid, de la seva velocitat relativa amb el gas que l'envolta i de les propietats de viscositat i de tensió superficial.

### 5.1.1.2 TIPUS D'ATOMITZADORS

Malgrat que existeixen múltiples configuracions per a atomitzadors (Lefevre, 1989) depenent de les característiques de flux desitjades, en aquest punt es descriuen només aquells relacionats amb els dispositius

utilitzats en el present estudi. Concretament pertanyen al grup dels atomitzadors que operen a pressió. Aquests es basen en el fet que quan un líquid és descarregat a través d'una petita obertura sota una pressió elevada, l'energia en forma de pressió és convertida en energia cinètica. Aquest fet es constata efectuant un balanç macroscòpic d'energia mecànica per l'orifici, i negligint els termes potencial i de fricció. Dins d'aquesta categoria parlarem entre d'altres de:

- ?? Orifici simple: Consisteix en un simple orifici circular utilitzat per injectar un 'jet' rodó de líquid a l'interior del gas.
  
- ?? 'Pressure-swirl' (símplex): L'orifici circular ve precedit per una cambra d'acceleració. El líquid surt per l'orifici de descàrrega com a pel·lícula anular, la qual s'escampa radialment enfora formant un esprai en forma de con buit. En transferència de matèria és de major utilitat la presència de cons sòlids, això es aconseguit mitjançant l'ús d'un jet axial que injecta gotes en el centre del con. Així doncs, és d'esperar una distribució de grandàries bimodal en aquests dispositius.
  
- ?? Esprai quadrat: En determinades ocasions, i per tal d'assolir una superfície concreta, es fa necessari l'ús de atomitzadors amb forma gairebé quadrada. Essencialment es tracta d'un orifici de con sòlid, especialment mecanitzat per a donar esprais de seccions no circulars.
  
- ?? Esprai pla: En cas de desitjar seccions el·líptiques enlloc de circulars, aquest és l'atomitzador més adient. El nivell d'atomització aconseguit és força limitat, requerint-se altes pressions per aconseguir dispersions raonables.



### 5.1.1.3 MECANISME D'ATOMITZACIO EN ATOMITZADORS

#### TIPUS 'PRESSURE SWIRL'

Quan un 'jet' de líquid emergeix d'un orifici com a cos continu en forma de cilindre, té lloc una interacció entre forces cohesionants i disruptives que ocasionen oscil·lacions i pertorbacions. Si les condicions són favorables, es produeix un augment de les pertorbacions i finalment el trencament del líquid en gotes.

El primer estudi matemàtic va ser efectuat per Rayleigh (1878), utilitzant un mètode basat en petites pertorbacions per tal de predir les condicions necessàries per provocar la desintegració del jet de líquid a baixes velocitats del gas envoltant. La conclusió principal del seu treball sobre el trencament del jet sota condicions laminars, és que tota pertorbació en el jet amb longitud d'ona superior a la seva circumferència, creixerà. Quant a la conclusió matemàtica del seu estudi, Rayleigh va determinar que la relació entre el diàmetre del jet o pel·lícula de líquid i el de la gota que formarà si la pertorbació prospera, pot escriure's com:

$$d_g \approx 1.89d_j \quad (5.1.1)$$

Posteriorment, Dombrowski i Johns (1963) varen estudiar el fenomen del trencament d'un esprai pla considerant que el gruix de la pel·lícula decreix amb la distància a l'orifici de sortida. L'expressió matemàtica obtinguda, després d'un tractament numèric força complex fou:

$$d_g \approx \frac{3p}{\sqrt{2}} d_j \left[ \frac{3\mu_L}{(\rho_L \sigma d_j)^{1/2}} \right]^{1/6} \quad (5.1.2)$$

de l'expressió anterior es fàcil veure que:

$$d_g \approx 1.88d_j(1 + 3Oh)^{1/6} \quad (5.1.3)$$

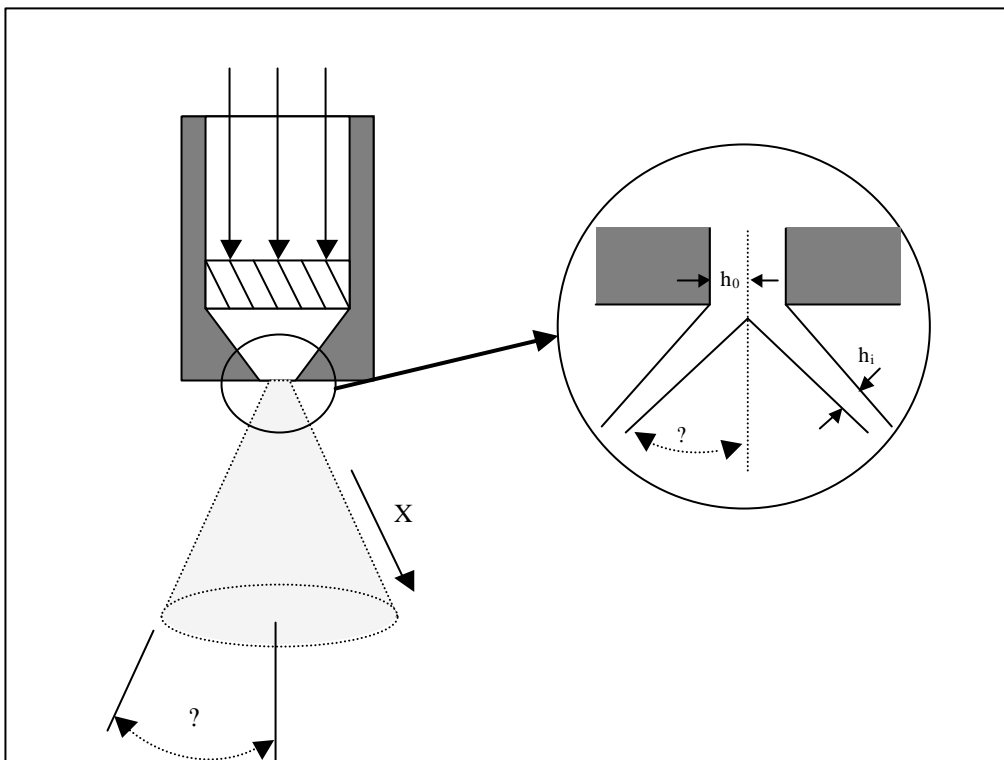
on es pot veure que el terme predit per Rayleigh hi consta de forma implícita. Així doncs l'expressió de Dombrowski i Johns (1963) és una correcció de la teoria de Rayleigh on Oh (nombre d'Ohnesorge) ve descrit per:

$$Oh \approx \frac{\mu_L}{(\rho_L \sigma d_j)^{1/2}} \quad (5.1.4)$$

indicant la relació entre forces viscoses i les de tensió superficial.

Aquest treball ha sigut estès al cas de làmines còniques, ja que calen certes modificacions de l'expressió original descrita per (5.1.2). Couto *et al.* (1997) presentaren un nou model a partir de considerar una relació hiperbòlica entre el gruix de la pel·lícula del líquid i la distància des de l'orifici:

$$hX \approx K \quad (5.1.5)$$



**Figura 5.1.3:** Esquema de l'atomitzador.

a més a més el gruix inicial pot relacionar-se amb el gruix final a l'orifici segons (Wang i Lefebvre, 1987):

$$h_i = h_0 \cos \theta \quad (5.1.6)$$

on  $\theta$  és el semiangle del con format. La velocitat  $U_L$  ve donada en flux incompressible per:

$$U_L = \frac{U_{L0}}{\cos \theta} \quad (5.1.7)$$

on  $U_{L0}$  es la velocitat del líquid a la sortida de l'atomitzador. En conseqüència:

$$K = \frac{h_0^2 \cos^3 \theta}{U_{L0}} \quad (5.1.8)$$

Inserint aquesta equació en la formulada per Dombrowski i Johns (1963) pel diàmetre d'un lligament en una pel·lícula plana, s'obté la següent expressió per pel·lícules còniques rotacionals:

$$d_j = 0.9615 \cos \theta \frac{h_0^4 s_L^2 \cos^2 \theta}{U_{L0}^4 G_L}^{1/6} \left[ 1 + 2.6 \mu_L \cos \theta \frac{h_0^2 G_L^4 U_{L0}^7}{72 L^2 s_L^5 \cos^8 \theta} \right]^{1/3} \quad (5.1.9)$$

Per tal d'avaluar alguns dels paràmetres que apareixen en l'anterior expressió, cal fer ús de certes relacions, algunes d'elles amb marcat caràcter empíric. Així doncs la velocitat del líquid a la sortida de l'atomitzador pot avaluar-se mitjançant un simple balanç macroscòpic d'energia mecànica, el qual ens porta a:

$$U_{L0} = \sqrt{\frac{2 \rho_L p_L}{\rho_L}} \quad (5.1.10)$$

L'orifici final de descàrrega pot ser estimat mitjançant la expressió (Couto et al. 1997):

$$d_0 = 2 \sqrt{\frac{FN}{\sqrt{2} \rho (1 - \cos^2 \theta)}} \quad (5.1.11)$$

on  $\theta$  és un paràmetre que depèn de la grandària del nucli d'aire que viatja amb l'esprai. Segons Rizk i Lefebvre (1985), aquest paràmetre pot relacionar-se amb la meitat de l'angle del con de l'esprai ( $\theta$ ) segons:

$$\theta = \frac{\sin^2 \theta}{1 - \cos^2 \theta} \quad (5.1.12)$$

i FN és el nombre de flux, el qual descriu l'àrea efectiva de flux per l'atomitzador:

$$FN = \frac{m_L}{\sqrt{\rho_L p_L}} \quad (5.1.13)$$

Així, Couto et al. (1997) proposen utilitzar la següent expressió semiempírica per tal de determinar el gruix de la pel·lícula a la sortida de l'atomitzador:

$$h_0 \approx \frac{0.00805 \sqrt{\rho_L} FN}{d_0 \cos \theta} \quad (5.1.14)$$

Aquesta expressió implica que el gruix de la pel·lícula és independent de la viscositat. Aquesta condició resulta però poc realista, és per això que Rizk i Lefebvre (1985) varen determinar una expressió un xic més complexa però menys ambigua segons la qual,  $h_0$  pot calcular-se a partir de:

$$h_0^2 \approx \frac{1560 FN \mu_L (1 - \cos \theta)}{\rho_L^{0.5} d_0^2 p_L^{0.5} (1 - \cos \theta)^2} \quad (5.1.15)$$

on

$$\theta \approx \frac{(d_0 - 2h_0)^2}{d_0^2} \quad (5.1.16)$$

Com pot observar-se, caldrà doncs algun tipus de càlcul iteratiu en el procés d'avaluació de  $h_0$ .

L'interès en l'estudi d'aquest tipus d'atomitzador i a la vegada el desconeixement dels mecanismes físics que produeixen el fenomen, pot constatar-se en la gran quantitat d'expressions empíriques que poden trobar-se en la literatura. Algunes d'elles són recollides per Lefebvre (1989) i poden observar-se en la taula 5.1.1.

**Taula 5.1.1:** Equacions empíriques pel càlcul del diàmetre mig de Sauter en atomitzadors tipus 'pressure swirl' (Lefebvre, 1989).

Referència	Equació
Radcliffe (1960)	$d_{SM} \approx 7.3 s_L^{0.6} \rho_L^{0.2} m_L^{0.25} p_L^{0.4}$ (5.1.17)

$$d_{SM} = 4.4s_L^{0.6} \mu_L^{0.16} m_L^{0.22} p_L^{0.43} \quad (5.1.18)$$

$$d_{SM} = 133 \frac{FN^{0.64291}}{p_L^{0.22565} \mu_L^{0.3215}} \quad (5.1.19)$$

$$d_{SM} = 2.25s_L^{2.25} \mu_L^{0.25} m_L^{0.25} p_L^{0.5} p_G^{0.25} \quad (5.1.20)$$

$$d_{SM} = 4.52 \frac{s_L \mu_L^2}{p_G p_L} \eta_0 \cos \theta^{0.25} \quad (5.1.21)$$

$$= 0.39 \frac{s_L \mu_L}{p_G p_L} \eta_0 \cos \theta^{0.75}$$


---

### 5.1.1.4 TÈCNIQUES DE MESURA DE GRANDÀRIA DE GOTES

Els estudis pioners per a la determinació de la grandària de partícules, consistiren en la mesura de la dispersió de llum en aquells sistemes on la sedimentació o observació sota microscopi òptic era impossible.

La mesura de la grandària de partícules mitjançant l'observació de la llum es basa principalment en la teoria electromagnètica desenvolupada per Gustav Mie. Prèviament, Lord Rayleigh havia derivat les seves equacions per a dispersió de llum en petites partícules de radi inferior a la longitud d'ona de la llum incident. La utilització d'aquestes teories és apreciada en els estudis de LaMer i Barnes (1945), Johnson i LaMer (1947) i Sinclair i LaMer, (1948). Els autors utilitzen el fet que la dispersió de la llum sobre les partícules produeix bandes o espectres de diferent intensitat, polarització i distribució angular en funció de la grandària de la partícula. Els mateixos autors varen intentar utilitzar la teoria de Lord Kelvin que relaciona la pressió de vapor amb el radi de corbatura de la gota.

El primer estudi pel que fa a distribució de gotes en sistemes venturi 'scrubber' cal atribuir-lo a Nukiyama i Tanasawa (1938) on les gotes són comptades manualment a mesura que impacten en el portaobjectes d'un microscopi. Un sistema similar fou utilitzat per Parker i Cheong (1973)

Ja en estudis posteriors, Boll *et al.* (1974) varen desenvolupar el seu propi sistema de mesura basat en l'atenuació d'un feix de llum monocromàtica i en la teoria de Mie. Els autors varen anomenar aquest dispositiu 'transmissòmetre'. El mètode té l'inconvenient que cal conèixer la velocitat de les gotes. A tal efecte, els autors esmentats varen calcular aquesta velocitat teòricament utilitzant coeficients d'arrossegament estàndard per esferes, i suposant que les gotes eren creades immediatament a la sortida del punt d'injecció. El mètode només permet el càlcul del diàmetre mig de Sauter, no la distribució de diàmetres.

Per altra banda, Atkinson i Strauss (1978) varen estudiar l'efecte de la tensió superficial en la grandària de les gotes en un venturi 'scrubber' tot i utilitzant la tècnica fotogràfica descrita per Hesketh *et al.* (1970). El sistema de mesura és força simple i consisteix en una cambra fotogràfica il·luminada per una llum estroboscòpica. La rapidesa dels polsos de llum permet 'congelar' les gotes. La resolució del mètode és de 20  $\mu$ m.

Un altre estudi específic de sistemes venturi 'scrubber' és el de Wessmann (1981). L'autor va utilitzar una tècnica similar a la de Nukiyama i Tanasawa (1938). Aquesta tècnica ha sigut però criticada per Okada *et al.* (1994) a causa dels efectes de coalescència que es poden produir.

Leith *et al.* (1985) varen desenvolupar una tècnica experimental similar a la de Hesketh *et al.* (1970), basada en l'anàlisi de fotografies obtingudes

tot i il·luminant una petita secció amb una llum estroboscòpica. Els autors comenten la impossibilitat de mesurar gotes de diàmetre inferior a 30  $\mu$ m. Aquesta tècnica ha sigut utilitzada per altres autors per 'scrubbers' en general on interessa caracteritzar l'àrea de la interfície gas-líquid. Empie *et al.* (1995) varen utilitzar la mateixa tècnica per a caracteritzar l'esprai creat en un sistema de recuperació de calor. Hay *et al.* (1998) descriuen el mateix mètode però aportant una solució al problema de la interferència per part del líquid que flueix per les parets.

Una altra tècnica àmpliament utilitzada en general i en alguns casos en particular per sistemes venturi 'scrubber' és l'anomenada tècnica de dispersió làser. En ella, un feix làser és utilitzat per tal d'il·luminar el flux a analitzar. Una part de la llum es difracta, produint un espectre característic de la distribució de grandàries de gotes. Després de creuar la mostra, la llum dispersada és rebuda en anells concèntrics, sensibles a la intensitat de la llum. La intensitat és convertida en senyal analògic i enviat a un PC, on la informació és processada mitjançant un model matemàtic basat en la teoria de difracció de Fraunhofer. Exemples d'utilització d'aquesta tècnica en sistemes venturi 'scrubber' poden trobar-se a Texeira (1988) i Zaidi *et al.* (1988).

### 5.1.1.5 DISTRIBUCIÓ DE GRANDÀRIA DE GOTES

Les característiques del mecanisme de trencament dels lligaments a la sortida de l'atomitzador, produeixen que el diàmetre de les gotes formades no sigui homogeni. En efecte trobarem distribucions unimodals (pel tipus d'atomitzador utilitzat en el present estudi) de diàmetres de gotes.



En absència de qualsevol mecanisme o model a partir del qual construir una teoria per a la distribució de diàmetres de gotes creades en mecanismes d'atomització, s'han desenvolupat diverses funcions, basades en probabilitats o purament empíriques (Lefebvre, 1989).

A priori la naturalesa aleatòria del mecanisme d'atomització fa creure que una distribució de tipus normal seria la que ajusta millor les dades experimentals. És a dir, una expressió del tipus:

$$\frac{dN}{dd_g} = f(d_g) \frac{1}{\sqrt{2ps_n}} \exp\left[-\frac{1}{2s_n^2} \left(\ln \frac{d_g}{\bar{d}_g}\right)^2\right] \quad (5.1.22)$$

De fet aquesta no sembla ser la distribució més habitual tant en atomitzadors com en flux anular (Kocamustafaogullari *et al.* 1994; Hay *et al.* 1998).

Una variant d'aquesta equació és l'anomenada Distribució Logarítmica Normal, la qual ve expressada per:

$$\frac{dN}{dd_g} = f(d_g) \frac{1}{\sqrt{2pd_g s_{ng}}} \exp\left[-\frac{1}{2s_g^2} \left(\ln \frac{d_g}{\bar{d}_{ng}}\right)^2\right] \quad (5.1.23)$$

Aquesta expressió correlaciona millor aquelles distribucions de diàmetres en esprais on la dispersió és baixa (Lefebvre, 1989)

De fet les funcions de distribució més trobades en la literatura corresponen a aquelles basades en equacions empíriques. Nukiyama i Tanasawa (1938) presentaren la primera funció de distribució per atomització en venturi 'scrubbers'; l'expressió descrita és força senzilla:

$$\frac{dN}{dd_g} = ad_g^p \exp(-bd_g)^q \quad (5.1.24)$$

Probablement la més coneguda de les equacions empíriques és la de Rosin-Rammler. Designada originàriament per a descriure la distribució de massa de carbó obtinguda durant el procés de garbellat (Azzopardi, 1997), té la següent expressió:

$$Q = 1 - \exp\left(-\left(\frac{d_g}{X}\right)^q\right) \quad (5.1.25)$$

Així doncs, és possible descriure la distribució de diàmetres en termes de dos paràmetres únicament, X i q. L'exponent q dóna una mesura de la dispersió de diàmetres, de forma que com més gran és q més uniforme és l'esprai. La seva simplicitat és la seva principal virtut. De fet Rizk i Lefebvre (1985) argumenten que en atomitzadors tipus 'pressure-swirl' aquesta distribució presenta alguns problemes per a les gotes de diàmetre més gran. Els autors proposen una modificació de l'equació de Rosin-Rammler:

$$\frac{dN}{dd_g} = q \frac{(\ln d_g)^{q-1}}{d_g (\ln X)^q} \exp\left(-\frac{\ln d_g}{\ln X}\right)^q \quad (5.1.26)$$

Un dels problemes que presenta aquesta distribució és que no es troba acotada en el seu límit superior, és a dir, presenta una cua amb infinites grandàries de gotes (Azzopardi, 1997). Òbviament això no té sentit físic, per aquest motiu existeixen altres distribucions com pot ser l'anomenada Límit Superior Logarítmica Normal (ULLN):

$$\frac{dQ}{dy} = \exp\left\{\frac{d^2 y^2}{\sqrt{a}}\right\} \quad (5.1.27)$$

on  $a$  és un paràmetre d'ajust i:

$$y = \ln \frac{ad_g}{d_{gm} d_g} \quad (5.1.28)$$

pel que fa al paràmetre  $a$ , Azzopardi (1997) proposa:

$$a = \frac{d_{gm} d_{vm}}{d_{vm}} \quad (5.1.29)$$

Aquesta és la distribució utilitzada, amb èxit, per Kocamustafaogullari *et al.* (1994) i Hay *et al.* (1998). Ambdós treballs coincideixen a determinar uns valors de 2 i 0.8 per als paràmetres  $a$  i  $\beta$  respectivament.

Malgrat que aquestes funcions representen quantitativament de forma correcta la distribució de diàmetres de gotes, sovint no són la forma més pràctica de caracteritzar l'àrea superficial del líquid atomitzat. Cal preveure que el càlcul de la transferència de matèria en el tub venturi comportarà un procés d'integració al llarg d'aquest, per la qual cosa és molt més pràctic utilitzar un únic paràmetre per a representar aquesta àrea de transmissió. Així, la majoria de les dades referides a diàmetres de gotes són expressades amb un únic nombre. Ja que les gotes de diferent diàmetre poden contenir diferent quantitat de líquid, una simple mitjana aritmètica no serà adequada (Azzopardi, 1997). Existeixen diversos diàmetres mitjans, l'elecció de l'un o de l'altre dependrà del tipus d'aplicació de l'esprai que es vulgui avaluar.

El diàmetre mig d'un esprai pot caracteritzar-se a partir de les distribucions de diàmetres mesurades amb una expressió del tipus:

$$d_{ab} = \frac{\int_0^{d_m} d^a \frac{dN}{dd} dd}{\int_0^{d_m} d^b \frac{dN}{dd} dd} \quad (5.1.30)$$

on a i b només poden prendre els valors corresponents a l'efecte investigat. L'equació 5.1.30 pot escriure's com:

$$d_{ab} = \frac{\sum N_i d_i^a \frac{1}{d_i^{a+b}}}{\sum N_i d_i^b} \quad (5.1.31)$$

Els diàmetres mitjans de més àmplia utilització juntament amb la seva aplicabilitat són presentats en la taula 5.1.2.

Així doncs, el diàmetre característic més habitual en estudis de transferència de matèria és el  $d_{32}$  o també conegut com diàmetre mig de Sauter (SMD). Aquest paràmetre té en compte que la transferència de matèria no és patrimoni exclusiu de la superfície del líquid (malgrat aquesta pot ser la zona dominant), sinó que tot el volum de la gota es comporta com un agent absorbent-reaccionant.

En els darrers anys es fa palesa la utilització d'un nou mètode estadístic apte tant per a la determinació de distribució de diàmetres de gotes com per a la predicció d'aquesta distribució. Aquesta tècnica es fonamenta en la utilització del formalisme de màxima entropia (MEF). Aquest formalisme és una eina estadística que permet la determinació d'una distribució en base al coneixement d'un nombre finit de característiques de la distribució (Cousin *et al.*, 1996). La informació de partida és expressada en forma de restriccions, i malgrat que aquestes poden portar-nos a diferents distribucions, el mètode suggereix escollir aquella, l'entropia de la qual sigui màxima.

Aquesta tècnica pot ser utilitzada per a la caracterització de distribucions de grandàries però sembla que la seva principal virtut és la predicció de distribució de diàmetres a partir de certs paràmetres experimentals (Mitra i Li, 1999). Així, Boyaval i Dumouchel (1998) determinaren les distribucions de diàmetres a partir d'un diàmetre mig (el de Sauter p.ex.) i un altre paràmetre obtingut de l'observació de distribucions d'altres autors. Dobre i Bolle (1998) varen seguir un procediment similar per a un atomitzador d'ultrasons, destacant que una única restricció no és suficient, i que el resultat final depèn en gran mesura de la precisió d'aquestes.

Taula 5.1.2: Diàmetres mitjos i les seves aplicacions

a	b	Símbol	Nom	Expressió	Aplicació
1	0	$d_{10}$	Longitud	$\frac{\sum N_i d_{gi}}{\sum N_i}$ (5.1.32)	Comparacions de distribucions
2	0	$d_{20}$	Àrea superficial	$\frac{\sum N_i d_{gi}^2}{\sum N_i}$ (5.1.33)	Processos controlats per l'àrea superficial
3	0	$d_{30}$	Volum	$\frac{\sum N_i d_{gi}^3}{\sum N_i}$ (5.1.34)	Processos controlats pel volum
2	1	$d_{21}$	Àrea superficial Llargada	- $\frac{\sum N_i d_{gi}^2}{\sum N_i d_{gi}}$ (5.1.35)	Absorció
3	1	$d_{31}$	Volum Llargada	- $\frac{\sum N_i d_{gi}^3}{\sum N_i d_{gi}^2}$ (5.1.36)	Evaporació, difusió molecular
3	2	$d_{32}$	Sauter (SMD)	$\frac{\sum N_i d_{gi}^3}{\sum N_i d_{gi}^2}$ (5.1.37)	Transferència de matèria, reacció química

$$4 \quad 3 \quad d_{43} \quad \text{De Brouckere} \quad \frac{\sum N_i d_{gi}^4}{\sum N_i d_{gi}^3} \quad (5.1.38) \quad \text{Combustió}$$

---

## 5.1.2 MATERIALS I MÈTODES

### 5.1.2.1 EQUIPAMENT

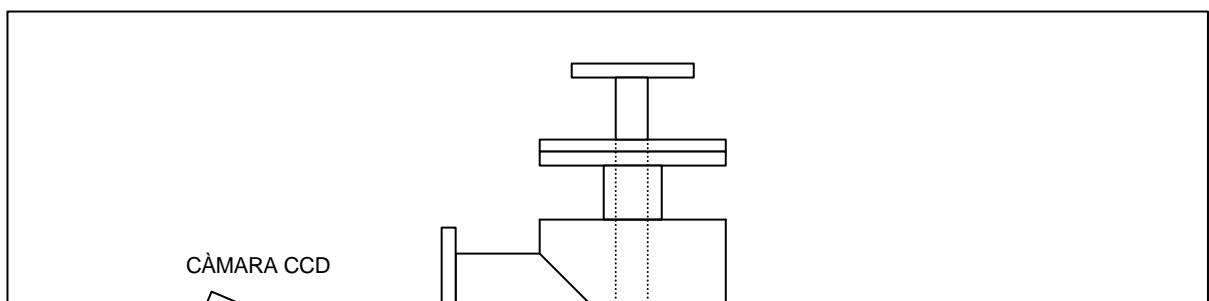
La tècnica utilitzada per a la caracterització de l'esprai de gotes fou la fotografia d'alta velocitat. La impossibilitat d'instal·lar un mesurador de partícules automàtic basat en tècniques làser en la planta pilot, va ser el factor decisiu per triar aquesta alternativa. La utilització de tècniques fotogràfiques és prou habitual com per assegurar-nos la possibilitat d'èxit en les mesures a efectuar (Leith *et al.*, 1985; Atay *et al.*, 1987; Hay *et al.* 1998).

La planta pilot fou modificada lleugerament per permetre una millor qualitat en les fotografies efectuades. A tal efecte, i donat que les característiques d'atomització en atomitzadors tipus 'pressure-swirl' són pràcticament funció de la pressió a la qual entra el líquid a la cambra de 'swirling', i de la geometria de l'atomitzador (Dumouchel *et al.*, 1993; Couto *et al.*, 1997), el sistema de generació del corrent gasós va ser desconnectat per tal de permetre la filmació a la sortida del atomitzador, sense patir les possibles interferències provocades per les parets de PVC. La disposició dels equips emprats pot observar-se en la figura 5.1.5.

Aquesta configuració permet mesurar les gotes immediatament a la sortida de l'atomitzador. Ja que el sistema es troba en el règim d'atomització completa (veure figura 5.1.1), això implica que el líquid és desintegrat completament a la sortida de l'atomitzador, permetent la seva mesura i evitant la filmació de la pel·lícula de líquid.

Per altra banda es varen utilitzar 2 atomitzadors amb característiques geomètriques diferents, tal i com són descrits en el capítol 4.3.

La tècnica emprada, està basada en aquella descrita per Hesketh *et al.* (1970), amb la diferència que aquests varen utilitzar una cambra fotogràfica en les seves mesures, mentre que en el present estudi s'ha utilitzat una cambra de vídeo d'alta velocitat (CCD). Tal i com es descriu en la bibliografia (Lefebvre, 1989), el procediment es basa en aconseguir 'aturar' les gotes que flueixen a gran velocitat mitjançant un ajust acurat del temps d'exposició de la cambra i de la il·luminació proporcionada. A tal efecte, es va utilitzar un sincronitzador construït a l'Institut d'Investigació Tèxtil i de Cooperació Industrial de Terrassa (UPC), el qual permet ajustar amb gran precisió el pols de la llum estroboscòpica amb l'obertura del 'shutter' de la cambra. Cal assenyalar que el procediment és força lent i tediós, ja que calen moltes proves assaig-error per tal de determinar quin és el millor punt d'il·luminació. Hay *et al.* (1998) descriuen el procés tot i il·luminant les gotes pel darrera ('*backlighting*'). Aquesta tècnica no va funcionar en el present estudi, ja que la difracció de la llum per part de les parets del tub venturi impediren assolir la concentració de llum adequada. Això ocasionà que el tipus de discriminació utilitzat en el tractament de les imatges fou sensiblement diferent, tot i que el fonament és el mateix.



**Figura 5.1.5:** Muntatge experimental per la obtenció de les imatges.

Per tal de tenir una referència de la grandària real de les gotes filmades, es va procedir a filmar una escala graduada provenint d'un micròmetre, tot i situant-lo en cada cas a la mateixa distància focal que les gotes filmades. Aquest és el procediment també utilitzat per Atkinson i Strauss (1978).

Finalment es va constatar que per a cada condició experimental calia determinar inicialment la millor configuració del sistema cambra-esprai-estroboscopi, tenint en compte a més que els assaigs es realitzaren de nit ja que cal recordar que la planta d'estudi es troba situada a la

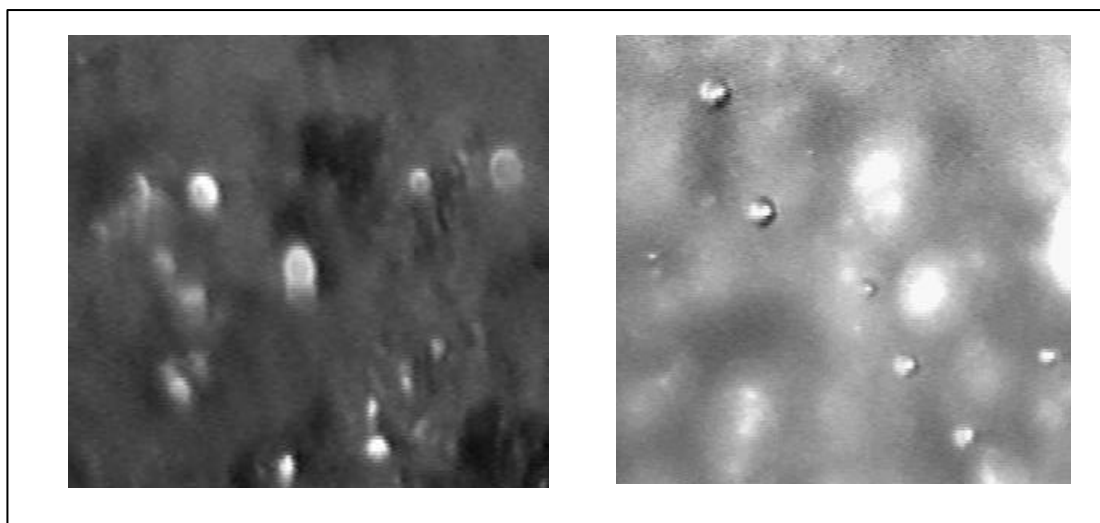


intempèrie. Els possibles focus de llum extern no afectaren en gran mesura al procediment experimental descrit.

### 5.1.2.2 TRACTAMENT DE LES IMATGES

Les imatges obtingudes amb la tècnica descrita anteriorment són manipulades per tal d'obtenir la informació necessària per determinar el diàmetre de les gotes gravades a la pel·lícula. Les imatges que presenten una millor discriminació gotes-fons són escollides manualment i digitalitzades amb l'ajut del programa MATROX<sup>2</sup> INSPECTOR 2.0. Així doncs la imatge digitalitzada és transformada en una matriu de 'pixels' (480 files x 512 columnes). Cada 'pixel' conté un valor numèric de l'escala de grisos comprès entre -128 (negre) i +127 (blanc). Les gotes són localitzades en la imatge com a màxims en la escala de grisos (al contrari que en el mètode de Hay *et al.* (1998) per les raons comentades anteriorment), és a dir, com a cercles blancs. Cal anar amb precaució a no comptabilitzar els reflexos de la llum que també apareixen en la mateixa escala. Això fa que el procediment de comptat i classificació de les gotes sigui força lent i amb un cert percentatge d'error degut al caràcter subjectiu de la discriminació. És clar que la tendència és la d'obviar les gotes de menor diàmetre, ja que presenten major dificultat a l'hora de ser comptabilitzades manualment.

A la figura 5.1.6 es poden observar dos retalls d'imatges obtingudes, en els quals es pot comprovar que, efectivament, el mètode de discriminació a aplicar cal que sigui diferent per a cada imatge.



**Figura 5.1.6:** Exemples de les imatges obtingudes.

Les filmacions del micròmetre varen permetre determinar la informació que conté cada pixel, en el rang de mesures efectuat, es va constatar que la grandària de 'pixel' oscil·lava entre 18 i 25 micres, essent doncs aquest el nivell de resolució del mètode.

Les imatges digitalitzades són tractades individualment i manual per tal d'identificar les gotes i discriminar-les del fons, reflexos i altres interferències. Una de les principals vies d'error és el fet que les gotes amb diàmetre major tenen profunditat de camp més gran, la qual cosa fa que la distribució aparegui esbiaixada cap als diàmetres més grans.

Un cop seleccionades les gotes, el software emprat dóna automàticament l'àrea (en pixels) de cada gota. D'aquesta àrea es calcula el diàmetre de cadascuna d'elles amb l'ajut d'una fulla de càlcul. La posterior manipulació estadística és efectuada amb software apropiat (SPSS<sup>2</sup> 9.0), per tal d'obtenir els histogrames amb les distribucions de diàmetres.

Tot i que el mètode és prou adequat per la caracterització dels esprais, no deixa de tenir certs problemes, dels quals el més important és l'anàlisi de les imatges, ja que segons Lefebvre (1989): '*... el comptat manual és lent i tediós i a més a més invariablement subjecte a la fatiga de l'operador i a la seva subjectivitat...*'

### 5.1.3 RESULTATS I DISCUSSIÓ

#### 5.1.3.1 DIÀMETRE MIG DE SAUTER

Tal i com s'ha comentat amb anterioritat, en estudis de transferència de matèria i en reacció química, el paràmetre més utilitzat a l'hora de caracteritzar l'àrea de la interfície és el diàmetre mig de Sauter (a partir d'ara SMD). Aquest és el més apropiat pel fet que presenta la relació entre la mitjana del volums i de la superfície de les gotes, essent ambdós paràmetres decisius en estudis de processos reactius (volum de reactiu i superfície de contacte).

En la majoria d'estudis relacionats amb sistemes venturi '*scrubber*', el diàmetre de les gotes s'ha considerat arbitràriament que es troba al voltant de les 100 micres (Uchida i Wen, 1973; Cooney, 1985; Ravindram i Pyla, 1985; Hills, 1995;). El fet d'utilitzar un sistema d'atomització diferent del dels autors citats va fer pensar que aquest diàmetre hauria de ser força diferent. Aquesta apreciació ja va ser confirmada a partir dels resultats obtinguts per Atay *et al.* (1987) per un atomitzador de

característiques similars a les del present estudi (diàmetre mig volumètric de 155  $\mu\text{m}$ , el que correspon a un SMD d'uns 250  $\mu\text{m}$ ).

Òbviament, les dades experimentals no poden correlacionar-se amb l'expressió de Nukiyama i Tanasawa (1938), ja que ha estat desenvolupada per a sistemes venturi 'scrubber' tipus Pease-Anthony o d'aproximació humida.

Així com Atay *et al.* (1987) varen determinar el SMD i la distribució de diàmetres per a unes úniques condicions d'operació, en aquest treball s'han caracteritzat els mateixos paràmetres per a diferents cabals de líquid a atomitzar, així com per als dos tipus d'atomitzadors (bàsicament la diferència entre ells és l'angle de sortida de l'esprai). Tal i com es pot observar en la taula 5.1.3, els diàmetres obtinguts superen amb escreix els valors característics ( $\approx 100\mu\text{m}$ ) per atomització en sistemes tipus Pease-Anthony o d'aproximació humida. Aquest fet és explicable per les grans diferències que hi ha entre els mecanismes d'atomització dels sistemes esmentats i el sistema 'pressure-swirl'.

**Taula 5.1.3:** Valors experimentals pels diàmetres mitjans.

Atomitzador A			Atomitzador B		
$F_L$ ( $\text{m}^3/\text{h}$ )	$d_{\text{mig}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$d_{\text{SM}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$F_L$ ( $\text{m}^3/\text{h}$ )	$d_{\text{mig}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$d_{\text{SM}}$ ( $\mu\text{m}$ )
2.5	334	566	2.5	479	735
5.0	329	505	5.0	422	626
7.3	305	410	7.5	391	525
			9.8	392	524

A partir dels valors de la taula 5.1.3, es pot observar que el SMD és força més gran que la mitjana aritmètica dels diàmetres ( $d_{\text{mig}}$ ). Cal recordar doncs que aquest diàmetre és en certa manera fictici, malgrat que és el

que s'utilitzarà posteriorment en l'estudi de la transferència de matèria conjuntament amb la hidrodinàmica a l'interior del tub venturi.

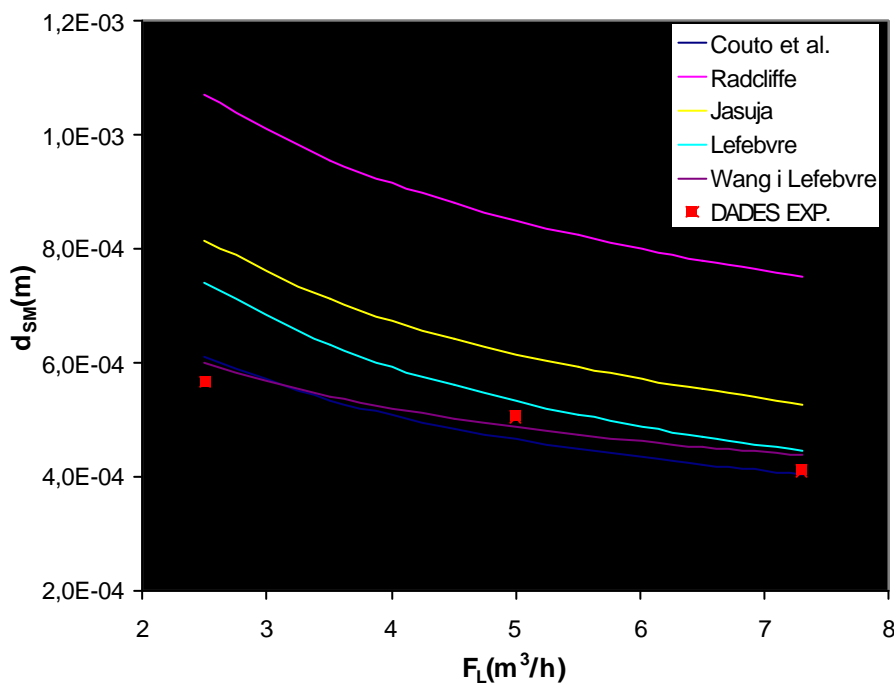
Una de les tendències clares de les dades experimentals és la d'augmentar el diàmetre mig a mesura que disminueix el cabal de líquid a atomitzar. Això podria semblar a priori contrari a la tendència assenyalada per Dombrowski i Johns (1963) i posteriorment per Couto *et al.* (1997). Això pot explicar-se pel fet que els esmentats autors varen treballar amb una caiguda de pressió constant a l'atomitzador, cosa que no és possible en la instal·lació emprada en el present estudi. Així doncs, cal tenir en compte que en augmentar el cabal de líquid, s'augmenta en gran mesura la pèrdua de pressió, essent aquesta la forma d'energia principal convertida a energia cinètica per l'atomitzador (Lefebvre, 1989).

El model descrit per Couto i col·laboradors permet a més a més determinar la influència que té l'angle de sortida de l'esprai en la grandària del diàmetre. En general, un augment en aquest angle produirà una dispersió de gotes de diàmetres inferiors, tal i com es constata també en les dades experimentals.

El fet que aquest model es basa en conceptes teòrics d'inestabilitat aerodinàmica, i a més a més que permet avaluar l'efecte de l'angle de l'esprai, fa que resulti molt atractiu per a modelitzar el procés de creació de gotes per a posteriors càlculs. Per altra banda, és l'únic model existent per aquest tipus d'atomitzadors, trobant-se només a la literatura llistats d'equacions empíriques. Tot i així, ja que l'objectiu de l'estudi és més subtil i no es restringeix a la caracterització d'aquests diàmetres, cal no menysprear qualsevol expressió simple que permeti representar la variació del SMD amb els paràmetres operatius descrits. D'aquesta manera, es pot observar en els gràfics 5.1.1 i 5.1.2 les dades

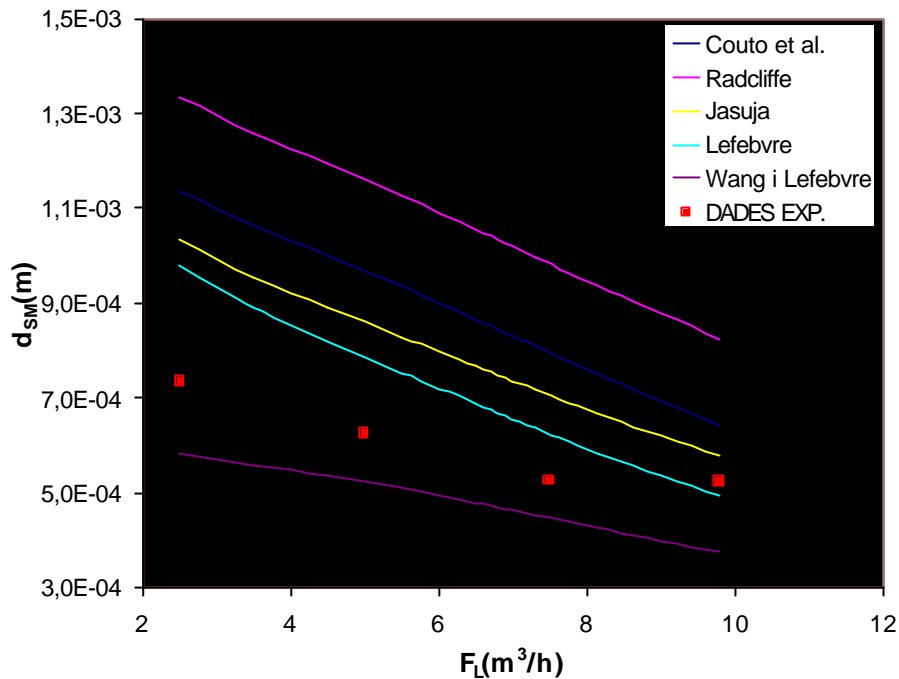
experimentals així com les prediccions del model de Couto *et al.* (1997) i de les equacions empíriques descrites en la taula 5.1.1.

En general tots els models presenten una bona predicció dels valors experimentals, exceptuant l'expressió de Babu *et al.* (1982), la qual prediu uns diàmetres molt més grans que la resta, per la qual cosa no apareix en els gràfics per a una millor visualització de la resta de correlacions. L'expressió de Jasuja (1979) és molt similar a la de Radcliffe (1960), encara que la primera va ser avaluada amb una major quantitat de dades experimentals (Lefebvre, 1989). Quant al model de Couto *et al.* (1997), sembla predir molt acuradament els valors de SMD per l'atomitzador A, mentre que s'allunya considerablement per l'atomitzador B. El propi autor va constatar aquest fenomen en el seu estudi i ho va atribuir al fenomen de coalescència. Cal recordar que l'atomitzador A té un angle d'esprai de  $90^\circ$ , mentre



que és de  $20^\circ$  pel B.

**Gràfic 5.1.1:** Comparativa entre els diàmetres mitjans de Sauter (SMD) experimentals i els descrits per equacions empíriques per a l'atomitzador A.



**Gràfic 5.1.2:** Comparativa entre els diàmetres mitjans de Sauter (SMD) experimentals i els descrits per equacions empíriques per a l'atomitzador B.

Òbviament els fenòmens de coalescència (no inclosos en els seu model) seran més accentuats a mesura que es va estrenyent l'angle d'atomització, ja que la probabilitat de col·lisió entre gotes és major. Per aquest motiu serà aconsellable, on calgui alguna expressió per caracteritzar el diàmetre de les gotes, utilitzar el model de Couto i cols. o el de Wang i Lefebvre, (el qual també tenen en compte l'angle de sortida de l'esprai) per l'atomitzador A, mentre que l'expressió de Wang i Lefebvre sembla ser la millor per l'atomitzador B.

Tant el model de Couto i cols. com el de Wang i Lefebvre, tenen en comú la descripció de certs aspectes fenomenològics en les seves equacions. Ambdues tenen present la influència de l'angle d'atomització, de forma que el SMD disminuirà en augmentar aquest paràmetre. La influència de la densitat del líquid en el procés d'atomització és dèbil, tal i com es pot observar en els exponents de les equacions desenvolupades. Les mateixes tendències també són

apreciables quant a l'efecte de la variació de la caiguda de pressió i del gruix de la pel·lícula (en ambdós casos aquest paràmetre és avaluat a partir del nombre de flux, FN)

Cal assenyalar, però, que les dades experimentals per a l'atomitzador B presenten un comportament lleugerament anòmal, sobretot pel que fa als valors corresponents a cabals de líquid alts. S'observa, doncs, una disminució pràcticament nul·la del diàmetre entre cabals de 7,5 i 9,8 m<sup>3</sup>/h, mentre que els models prediuen un descens pràcticament lineal del diàmetre amb el cabal de líquid atomitzat. Els ja esmentats fenòmens de coalescència varen fer molt difícil el procés de comptat i discriminació i contribueixen en gran mesura a l'aparició d'aquestes anomalies.

És evident que el diàmetre inicial de les gotes variarà a mesura que avancin al llarg del tub venturi degut als diferents fenòmens hidrodinàmics que es produeixen (bàsicament aquells que descriuen el flux anular gas-líquid en canonades cilíndriques). Aquests fenòmens afecten directament a la distribució de diàmetres de les gotes i seran discutits en el següent capítol.

### 5.1.3.2 DISTRIBUCIÓ DE DIÀMETRES DE GOTES

El fet que no tot el líquid és accelerat a la mateixa velocitat en la cambra de 'swirling', fa que l'atomitzador proporcioni no un únic diàmetre sinó més aviat una distribució d'aquest (Dumouchel *et al.*, 1993).

En el present estudi, s'ha trobat que les distribucions de grandàries de gotes presenten un únic màxim (distribucions unimodals). Això coincideix



amb altres estudis efectuats en sistemes venturi 'scrubber' (Bayvel, 1980), així com en sistemes jet-venturi 'scrubber' (Atay *et al.*, 1987).

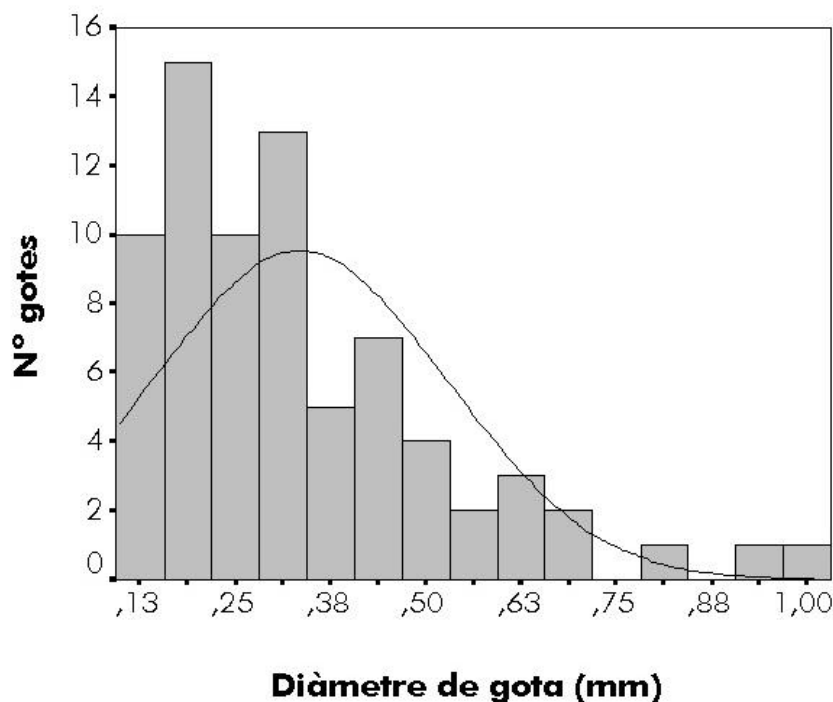
Es podria pensar que per la naturalesa aleatòria del procés de desintegració del líquid, la distribució hauria de presentar una forma similar a la corba normal descrita per l'equació 5.1.22. De fet, aquesta tendència no ha estat observada per cap dels autors anteriorment esmentats ni per d'altres que han mesurat distribucions de diàmetres per flux anular en canonades cilíndriques (Kocamustafaogullari *et al.*, 1994; Hay *et al.*, 1998). Aquest fenomen tampoc ha estat observat en aquest treball segons es pot veure a les figures 5.1.3-5.1.9, on es representen en forma d'histograma les distribucions de diàmetres de gotes així com la hipotètica corba normal que millor representaria aquesta distribució. És clar que en tots els casos les distribucions són clarament esbiaixades per la zona de diàmetres inferiors. Aquest aspecte coincideix amb els resultats de Leith *et al.* (1985), pel que fa a les distribucions al coll del tub venturi, Roberts i Hill (1981) i Atay *et al.* (1987), i és fruit de la baixa sensibilitat del mètode per a diàmetres de gotes inferiors a 20  $\mu$ m.

La major dificultat trobada en el mètode va ser la discriminació del fons a baixos cabals de líquid. Això es constata pel fet que els histogrames corresponents a les figures 5.1.3 i 5.1.6 són els que contenen un menor nombre de gotes. En tots els casos, però, s'observa una gran dispersió en els diàmetres mesurats (des de 36 a 1200  $\mu$ m). Aquesta és una característica del tipus d'atomitzador 'pressure swirl', només superada pels de tipus rotatiu i pels atomitzadors ajudats per aire (Lefebvre, 1989).

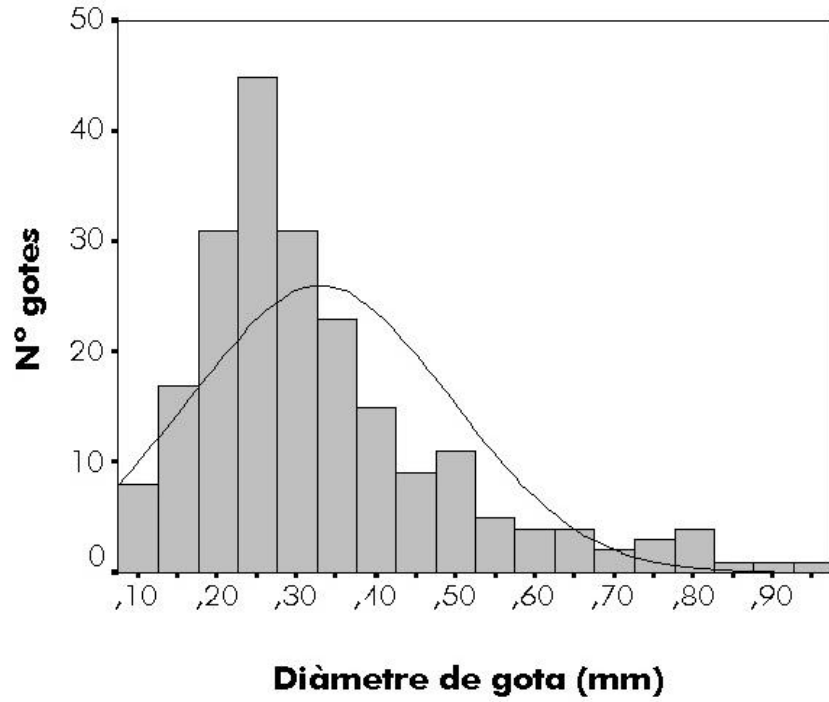
La validesa experimental de les distribucions trobades pot avaluar-se mitjançant un ajust per alguna de les equacions descrites en l'apartat 5.1.1.5. Per observació de les figures 5.1.3 - 5.1.9, hom pot concloure que la distribució normal no és la més adequada. La distribució anomenada Límit Superior Logàrítica Normal és la més realista en assumir

l'existència d'un diàmetre mínim i màxim finits, però és poc pràctica, ja que requereix un procés d'integració complex. De fet, la de Rosin-Rammler és la que ofereix major senzillesa, motiu pel qual ha estat utilitzada per la majoria d'estudis d'atomització.

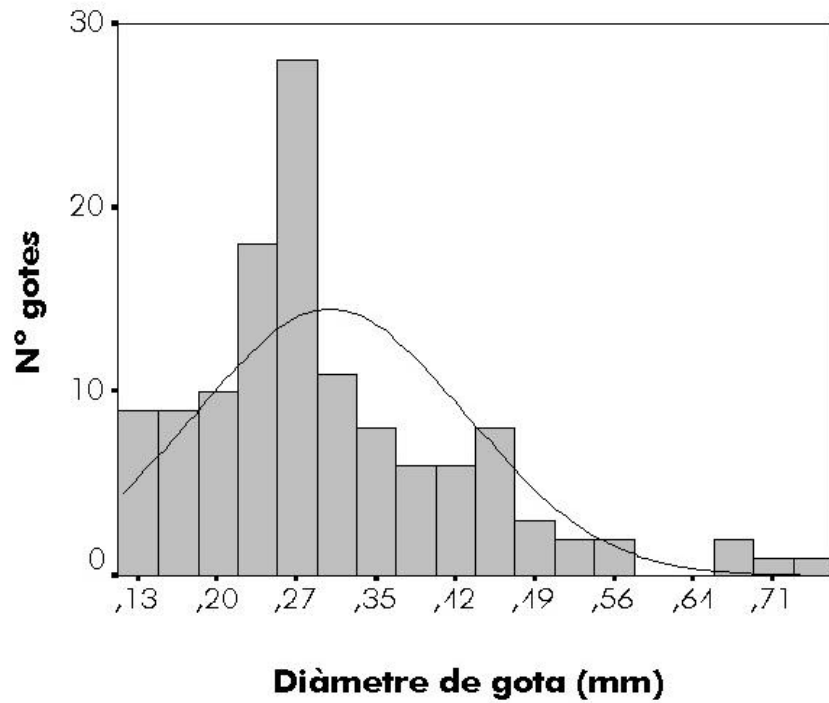
La funció de distribució de Rosin-Rammler (eq. 5.1.25) conté dos paràmetres,  $X$  i  $q$ . El paràmetre  $q$  proporciona una mesura de la dispersió de diàmetres de la mostra. Com més gran és aquest paràmetre, més uniforme és l'esprai. Segons Lefebvre (1989) els valors més usats d'aquest paràmetre oscil·len entre 1.5 i 4. En la taula 5.1.4 poden observar-se els valors de  $X$  i  $q$  que millor ajusten les dades experimentals.



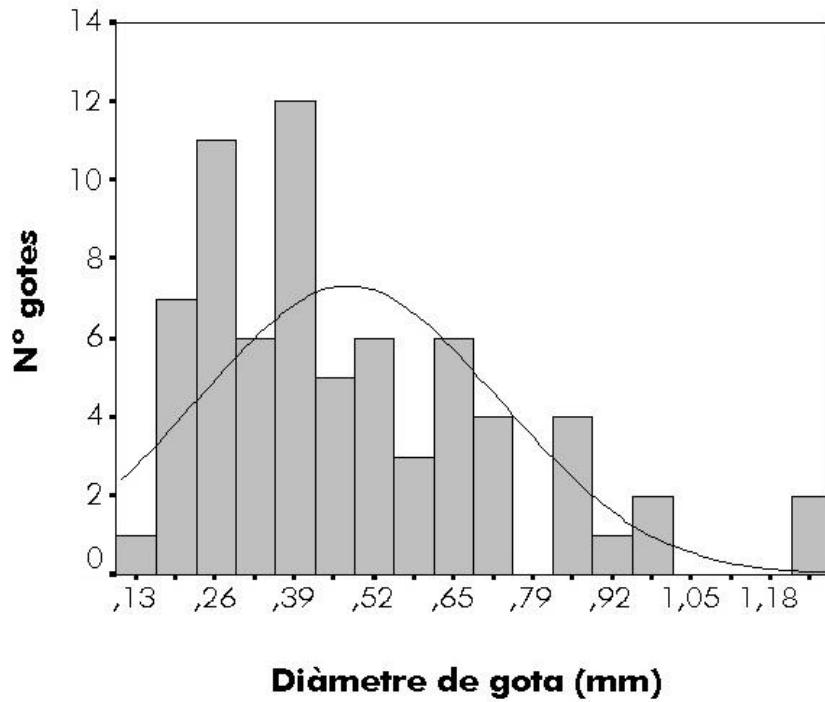
Gràfic 5.1.3: Distribució de diàmetres per a l'atomitzador A.  $F_L=2.5 \text{ m}^3/\text{h}$ .



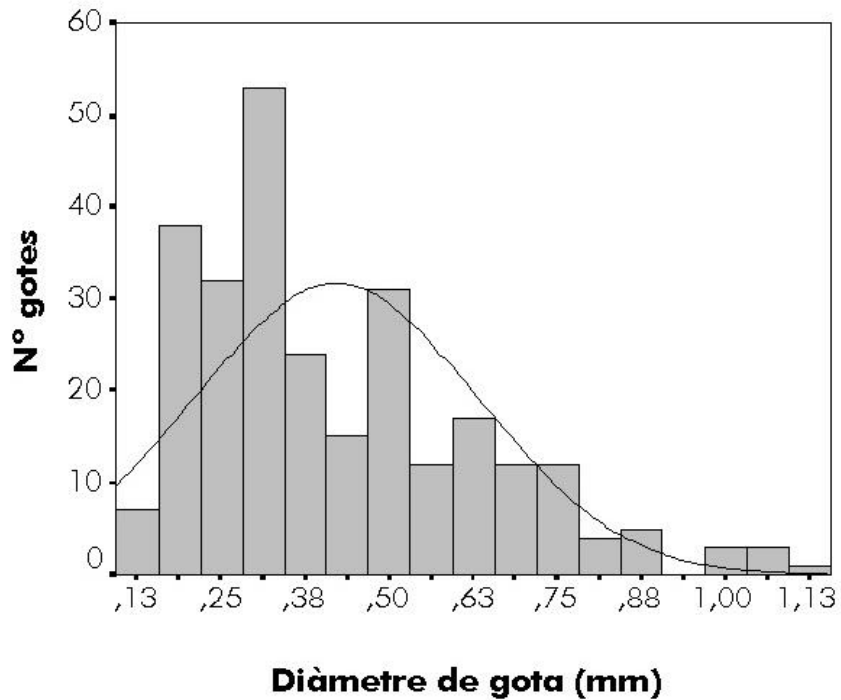
Gràfic 5.1.4: Distribució de diàmetres per a l'atomitzador A.  $F_L=5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ .



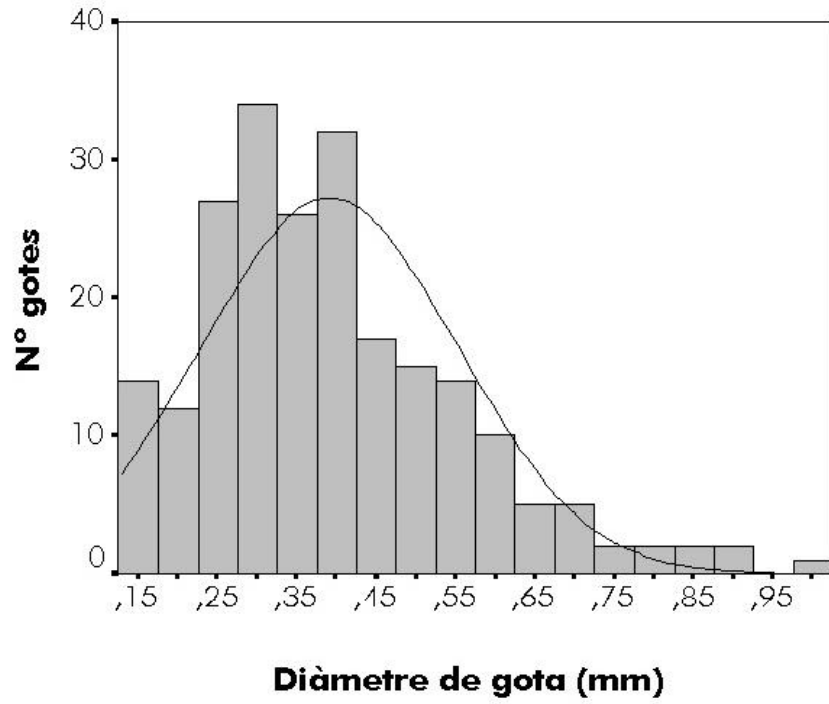
Gràfic 5.1.5: Distribució de diàmetres per a l'atomitzador A.  $F_L= 7.3 \text{ m}^3/\text{h}$ .



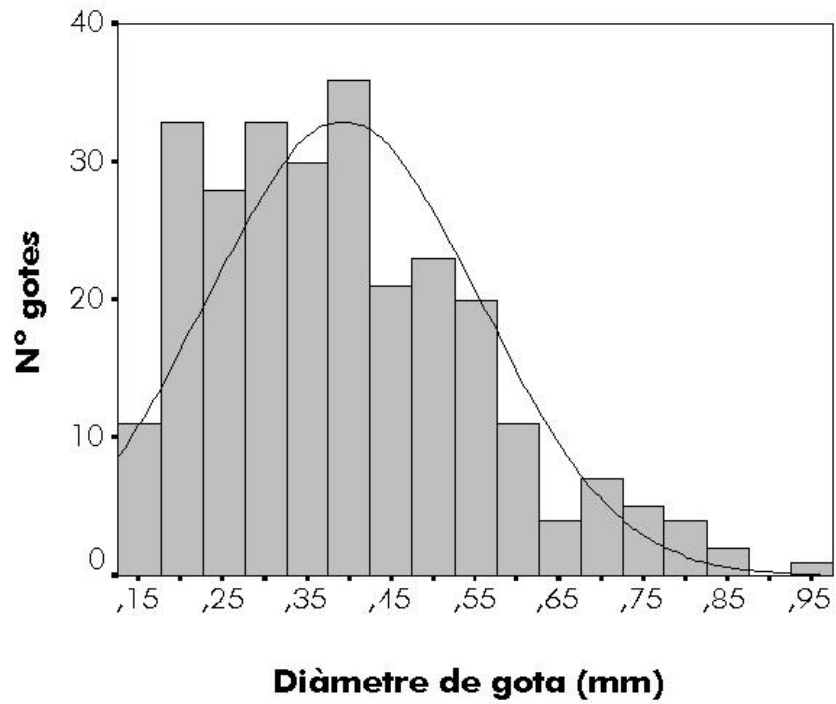
Gràfic 5.1.6: Distribució de diàmetres per a l'atomitzador B.  $F_L = 2.5 \text{ m}^3/\text{h}$ .



Gràfic 5.1.7: Distribució de diàmetres per a l'atomitzador B.  $F_L = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ .



Gràfic 5.1.8: Distribució de diàmetres per a l'atomitzador B.  $F_L = 7.5 \text{ m}^3/\text{h}$ .



Gràfic 5.1.9: Distribució de diàmetres per a l'atomitzador B.  $F_L = 9.8 \text{ m}^3/\text{h}$ .

Taula 5.1.4: Paràmetres X i q per a les dades experimentals

Atomitzador A			Atomitzador B		
$F_L$ (m <sup>3</sup> /h)	X (mm)	q(-)	$F_L$ (m <sup>3</sup> /h)	X (mm)	q(-)
2.5	0.68	3.5	2.5	0.85	3.5
5.0	0.65	2.5	5.0	0.78	2.7
7.3	0.5	3.2	7.5	0.65	3
			9.8	0.6	4

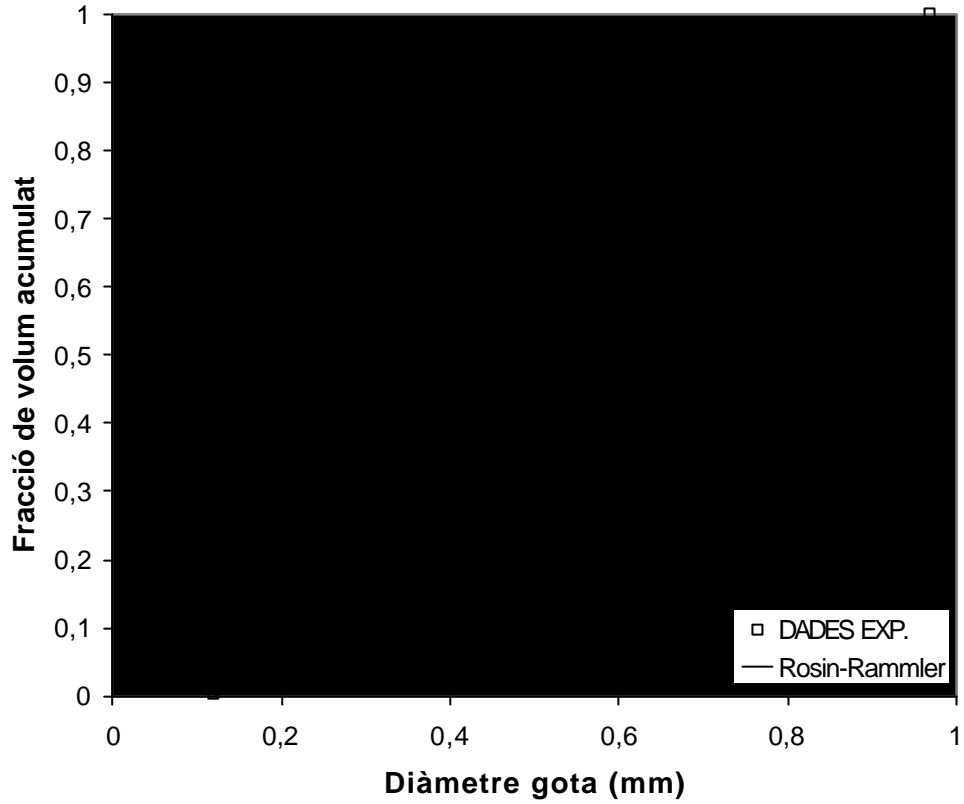
Efectivament els valors del paràmetre (adimensional) q es troben compresos entre els valors més habituals, tot i que valors superiors o inferiors a aquests, no implicarien error experimental.

Per altra banda, sembla existir una coincidència per als valors d'aquest paràmetre entre els dos atomitzadors. De fet aquest fenomen cal atribuir-lo a la casualitat, ja que les condicions d'operació (caiguda de pressió a l'atomitzador) són marcadament diferents.

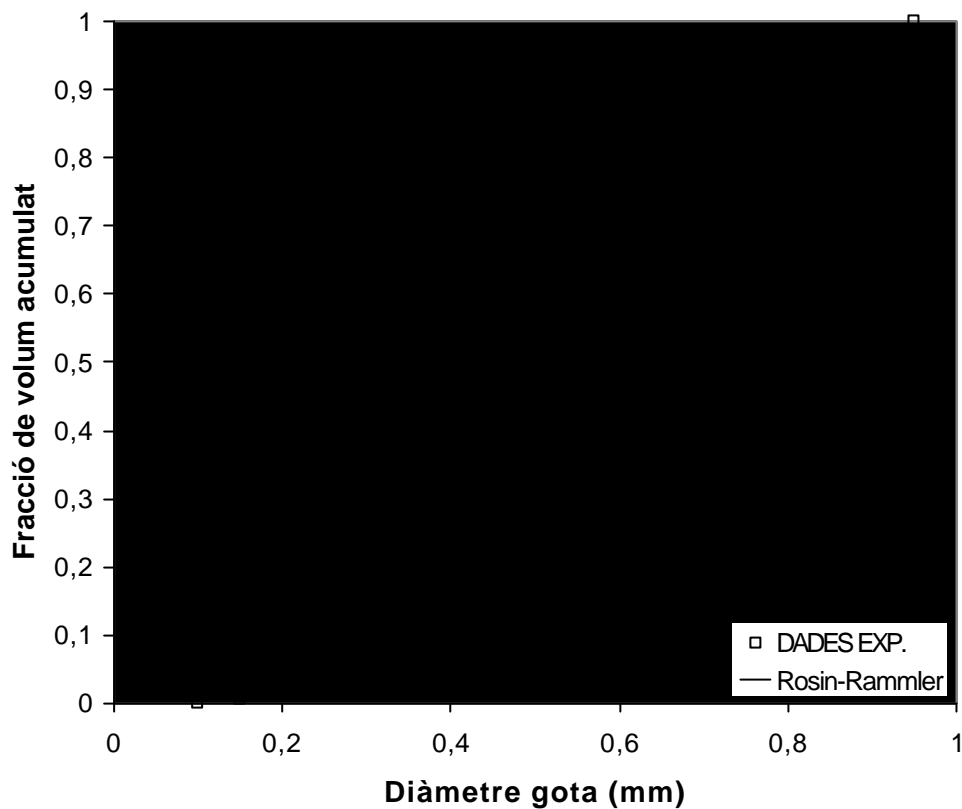
X és el diàmetre tal que el 63.2% del total del volum del líquid es troba en forma de gotes de diàmetre inferior (quan  $D=X$ , llavors  $Q=0.632$ ). Evidentment aquest diàmetre experimenta la mateixa evolució que el SMD, és a dir, un augment del cabal a atomitzar (i de la caiguda de pressió), provoca una disminució del diàmetre.

El bon ajust de les dades experimentals a l'equació de distribució de Rosin-Rammler pot comprovar-se en les figures 5.1.10 - 5.1.16, on es representa la fracció de volum total en funció dels diàmetres mesurats. Azzopardi (1997) observa bon ajust pels valors centrals de les distribucions, però manca d'ajust per diàmetres grans, aquesta tendència no és observada amb claredat en el present estudi excepte

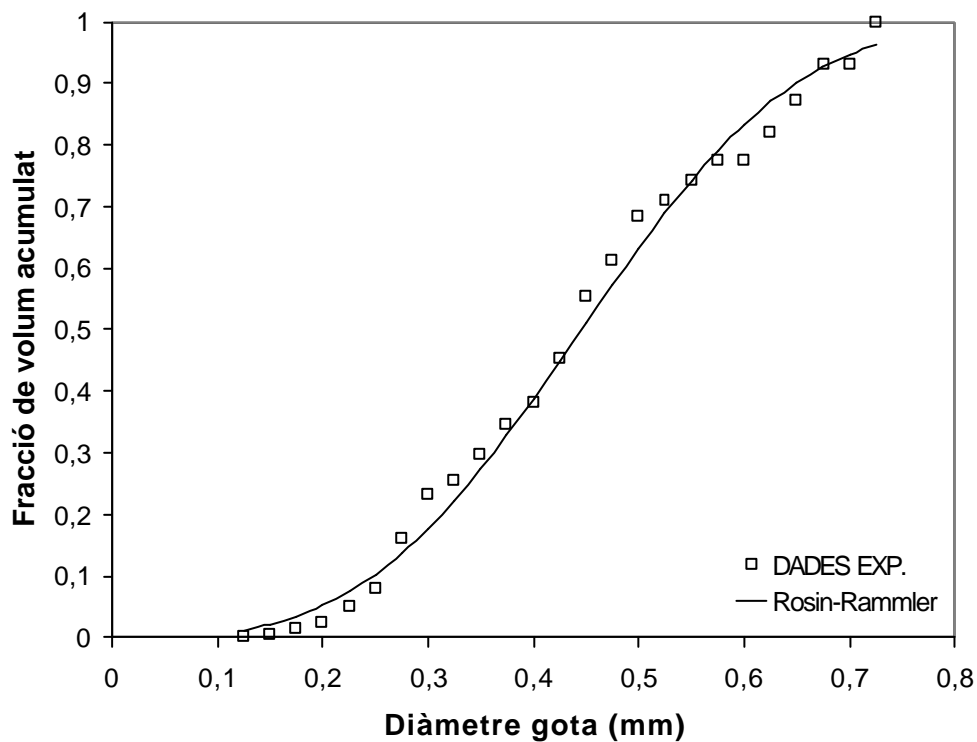
en algun cas puntual. En aquests casos, la causa principal de la manca d'ajust és la poca quantitat de gotes comptades.



Gràfic 5.1.10: Distribució de Rosin-Rammler per a l'atomitzador A.  $F_L=2.5 \text{ m}^3/\text{h}$ .

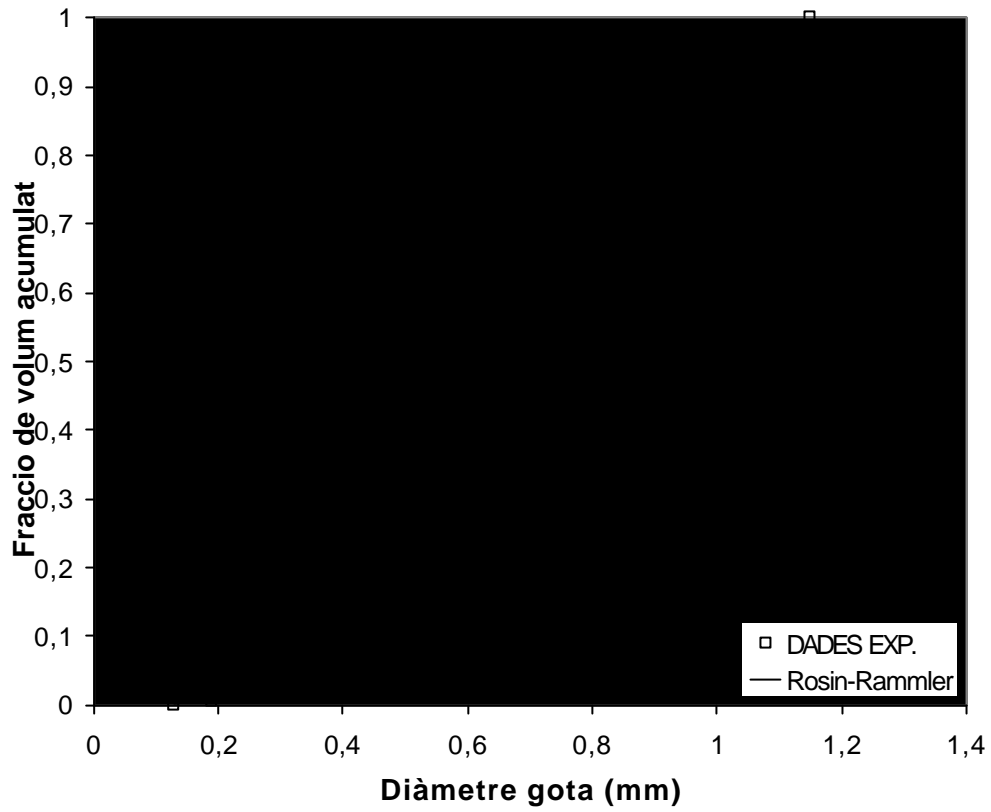


Gràfic 5.1.11: Distribució de Rosin-Rammler per a l'atomitzador A.  $F_L=5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ .

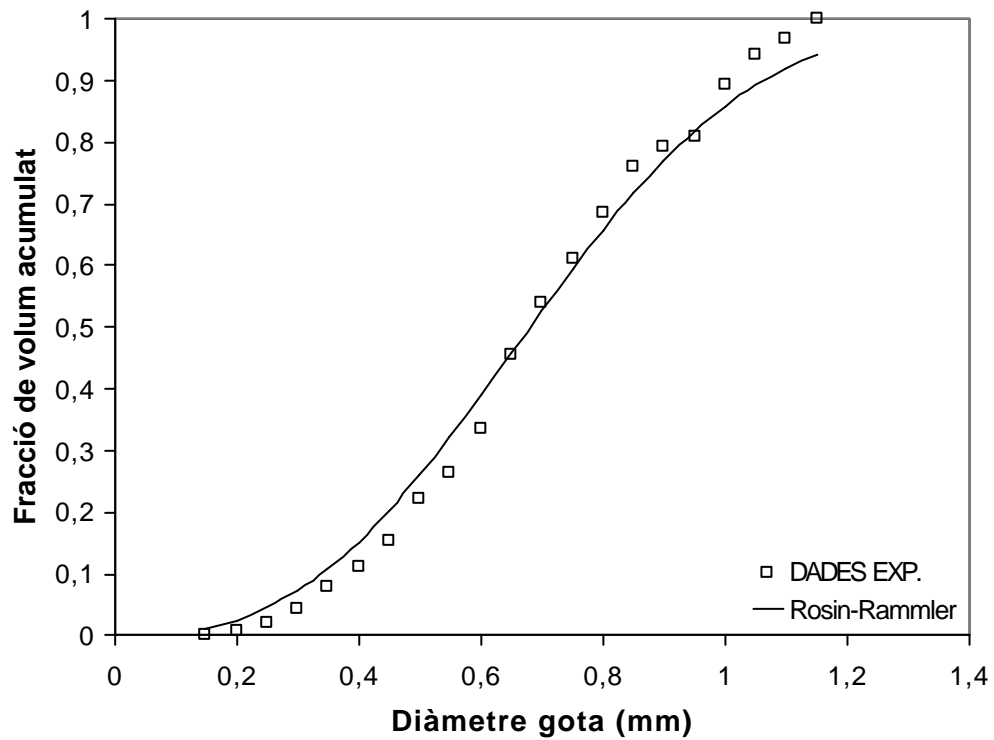


Gràfic 5.1.12: Distribució de Rosin-Rammler per a l'atomitzador A.  $F_L=7.3 \text{ m}^3/\text{h}$ .

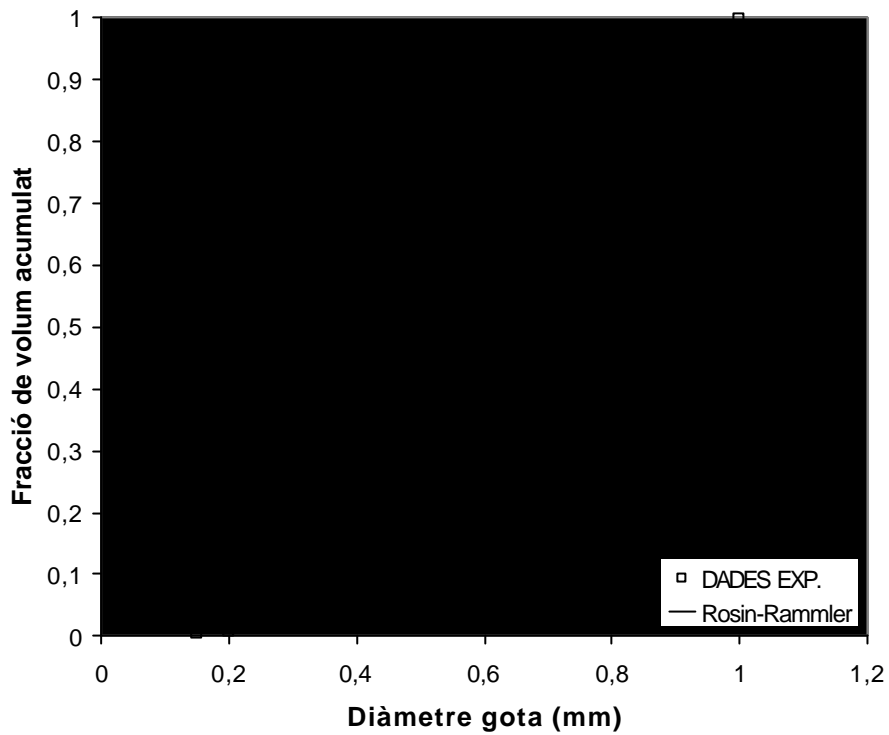




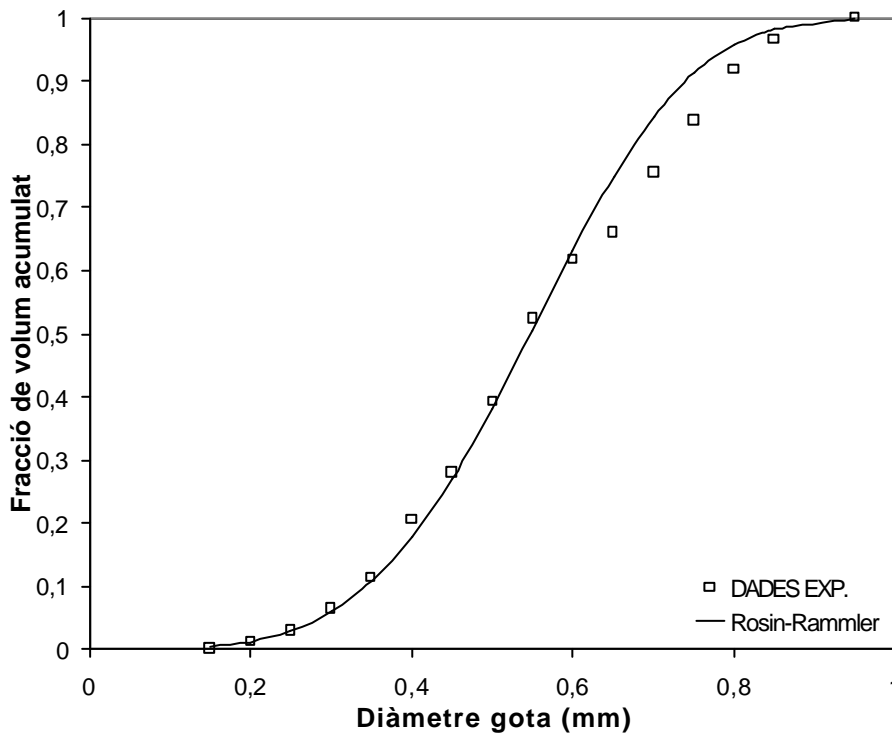
Gràfic 5.1.13: Distribució de Rosin-Rammler per a l'atomitzador B.  $F_L=2.5 \text{ m}^3/\text{h}$ .



Gràfic 5.1.14: Distribució de Rosin-Rammler per a l'atomitzador B.  $F_L=5.0 \text{ m}^3/\text{h}$ .



Gràfic 5.1.15: Distribució de Rosin-Rammler per a l'atomitzador B.  $F_L=7.5 \text{ m}^3/\text{h}$ .



Gràfic 5.1.16: Distribució de Rosin-Rammler per a l'atomitzador B.  $F_L=9.8 \text{ m}^3/\text{h}$ .

Amb tota seguretat hom pot afirmar que aquesta distribució inicial de grandàries de les gotes variarà a mesura que el líquid es desplaça a través del tub venturi. Per simple observació de la geometria del sistema, l'angle d'obertura de l'atomitzador provocarà la col·lisió de les gotes contra les parets. Probablement hi haurà grandàries de gotes que tindran camins preferents en el procés de deposició.

Aquesta suposició es sustenta en el fet que aplicant un balanç de forces per a una gota un cop és creada, i tenint en compte que l'aire circula a certa velocitat (Viswanathan, 1997; Michalski, 1998):

$$\vec{a} = \frac{3 C_D \rho_G}{4 d_g \rho_g} |\vec{U}_R|^2 \frac{\vec{U}_R}{|\vec{U}_R|} - \vec{g} \quad (5.1.39)$$

És a dir, les gotes seran accelerades o desacelerades en funció de la seva velocitat relativa ( $U_G - U_L$ ), el seu diàmetre i un paràmetre empíric anomenat coeficient d'arrossegament ( $C_D$ ). Aquest coeficient acostuma a ser avaluat mitjançant equacions empíriques com pot ser la de Schiller i Nauman (Azzopardi i Govan, 1984):

$$C_D = \frac{24}{Re} \left[ 1 + 0.15 Re^{0.687} \right] \quad (5.1.40)$$

$$Re = \frac{\rho_G |\vec{U}_R| d_g}{\mu_G}$$

És clar doncs que diferents gotes (amb diferents diàmetres) seran accelerades de diferent manera i amb diferents direccions, la qual cosa provocarà que no totes les gotes col·lideixin en la mateixa mesura. Per altra banda, l'acceleració en la direcció axial tampoc serà la mateixa, derivant en diferents temps de residència per a cada grup de gotes (com més petita és la gota, major acceleració experimentarà).

Altres fenòmens a tenir en compte poden ser la reatomització del líquid dipositat en les parets (Azzopardi i Govan, 1984). Aquest fenomen descrit en profunditat en el capítol 5.3, complica l'anàlisi de l'evolució dels diàmetres de les gotes. També si la col·lisió és prou energètica, pot ocasionar la desintegració de les gotes en altres de més petites.

Així doncs, els resultats experimentals efectuats han de ser analitzats com a primera aproximació de la distribució de diàmetres de gotes així com del càlcul del SMD, tenint en compte que ambdues propietats experimentaran canvis provocats pels fenòmens hidrodinàmics que es produeixen al llarg del tub venturi.

### 5.1.4 CONCLUSIONS

L'ús de la tècnica experimental descrita en aquest capítol, permet concloure que:

- ?? La tècnica de vídeo d'alta velocitat és adequada per la determinació de distribució de diàmetres en sistemes jet-venturi '*scrubber*', tot i que el procediment resulti lent i tediós.
- ?? La discriminació manual de les imatges obtingudes està sotmesa a error degut a la subjectivitat de l'operari.

Dels resultats obtinguts es desprèn que:

- ?? El diàmetres mitjos de Sauter obtinguts són superiors a aquells característics en d'altres sistemes venturi '*scrubber*', per la qual cosa les equacions empíriques proposades per aquests sistemes no són vàlides per atomitzadors tipus '*pressure swirl*'.
  
- ?? El diàmetre mig de Sauter pot ser avaluat i predit mitjançant models mecanicistes de desintegració de pel·lícules còniques i també amb correlacions empíriques adequades.
  
- ?? La funció de Rosin-Rammler reproduïx de forma satisfactòria les distribucions de gotes experimentals del present estudi.
  
- ?? Cal esperar una variació de la distribució de gotes a mesura que el líquid avança al llarg del tub venturi, degut als fenòmens hidrodinàmics que s'hi desenvolupen.