

5.3 DISTRIBUCIÓ DEL LÍQUID EN EL TUB VENTURI: FLUX ANULAR

Així com el capítol anterior s'ha destinat a l'estudi hidrodinàmic del sistema venturi '*scrubber*' quan actua com a aspirador del gas, en l'actual es discutirà la dinàmica dels fluids que intervenen en el sistema quan s'empra un dispositiu mecànic pel bombeig del gas. En tant que és l'aplicació més habitual, es donarà més èmfasi al seu estudi.

Com ja s'ha avançat a la introducció, un dels paràmetres més decisius en la transferència de matèria entre les fases gas i líquida, dins de qualsevol tipus de rentador humit, és la distribució de l'agent reactiu (o captador en el cas de partícules o aerosols), a l'interior del dispositiu. Sigui quin sigui el sistema d'injecció de líquid en el tub venturi (tipus Pease-Anthony, d'aproximació humida o tipus ejector), hi ha una sèrie

de característiques hidrodinàmiques comunes de vital importància en l'eficàcia dels venturi '*scrubbers*' en general.

Així és important tenir en compte el fet que, per simple observació visual, es pot constatar que a l'entrada del coll no tot el líquid circula en forma de gotes mesclades íntimament amb el gas, sinó que molt aviat, a la sortida de l'atomitzador (o qualsevol altre mètode d'injecció), una certa fracció de líquid circula en forma de pel·lícula adherida a les parets. Aquesta fracció de líquid no intervé de la mateixa forma que ho fan les gotes formades en els processos d'eliminació dels agents contaminants que porta associat el corrent gasós.

Altres aspectes no tan evidents són la influència de la no uniformitat en la grandària de les gotes i la distribució d'aquestes tant radial com axial. És difícil trobar treballs referents a transferència de matèria en sistemes venturi '*scrubber*' i que tinguin presents aquests fenòmens

Un estudi més detallat d'aquests fenòmens, porta a relacionar-los amb la pèrdua de pressió associada al tub venturi, així com amb la interacció que es produeix entre la pel·lícula de líquid i el gas que circula pel centre de la canonada (flux anular bifàsic).

L'objectiu d'aquest capítol és el de determinar i validar un model matemàtic que descriu els fenòmens hidrodinàmics a l'interior del tub venturi, i que permeti l'avaluació de la fracció líquida que viatja en forma de gotes i la que ho fa en forma de film. Aquestes fraccions seran emprades posteriorment per avaluar la transferència de matèria total. Per tal d'assolir aquest objectiu, s'estudiaran els diferents models descrits en la bibliografia que expliquen la hidrodinàmica dels sistemes venturi '*scrubber*' en general, la majoria d'ells a partir del perfil de pressions que es desenvolupen al llarg del tub venturi. Aquest perfil és el que permetrà avaluar la distribució del líquid al llarg del sistema.

5.3.1 INTRODUCCIÓ

5.3.1.1 PÈRDUA DE PRESSIÓ EN VENTURI '*SCRUBBERS*'

La pèrdua de pressió és un dels paràmetres més decisius en el funcionament de tot sistema venturi '*scrubber*'. El cost de l'energia necessària per bombejar el gas és un dels desavantatges més importants, i generalment determina el punt òptim d'operació. En conseqüència, en tot procés de millora d'aquests sistemes caldrà tenir present aquesta característica.

És relativament fàcil trobar dades de pèrdua de pressió en venturi '*scrubbers*' en la bibliografia. Johnstone *et al.* (1954), Lapple i Kamack (1955) o Brink i Contant (1958) són exemples de mesura de pèrdua de pressió total. Semrau *et al.* (1958), Mayinger i Neumann (1978) i Allen i Van Santen (1996), entre d'altres, mesuren el perfil de pressions al llarg dels seus respectius tubs venturi. Tots ells determinaren un augment de la pèrdua de pressió en augmentar la velocitat del gas i la relació de cabals líquid-gas.

En capítols anteriors s'ha comentat que l'elevada eficàcia en la neteja de gasos en sistemes tipus venturi '*scrubber*', és assolida a canvi d'importants despeses energètiques traduïdes en pèrdua de pressió al llarg del tub venturi. Per aquest motiu, molts dels estudis efectuats fins la

data han estat encaminats a determinar mètodes per a la determinació *a priori* d'aquestes pèrdues.

Els primers estudis relacionats amb la pèrdua de pressió en venturi 'scrubbers' foren efectuats per Ekman i Johnstone (1951) i Johnstone *et al.* (1954). Aquests autors observaren una relació directa entre l'eficàcia de captació de partícules i aerosols i d'absorció de SO₂, amb la pèrdua de pressió que manifestava l'equip. Tot i no formular cap expressió per al seu càlcul, determinaren que la injecció axial era la que presentava menys pèrdua de pressió i que com major és la grandària del tub venturi menor és (relativament) aquesta. Aquesta observació també fou constatada per Azzopardi (1993).

Els primers models formulats porten associat un marcat caràcter empíric (Yamauchi *et al.*, 1963; Volgin *et al.*, 1968; Hesketh, 1974), així el més àmpliament reproduït en la bibliografia d'aquest caire, és el de Ripperger i Dau (1980). Aquests autors determinaren que les pèrdues de pressió en sistemes venturi 'scrubber' podien ser descrites per una expressió de la forma:

$$\Delta p = K \frac{\rho_G}{2} U_{Gt}^2 \quad (5.3.1)$$

on K és un factor empíric, generalment funció de la relació de cabals volumètrics líquid-gas:

$$K = k_1 + k_2 \left(\frac{F_L}{F_G} \right) \quad (5.3.2)$$

on k_1 i k_2 són dos coeficients avaluats experimentalment.

Paral·lelament altres models foren formulats intentant descriure un xic millor els fenòmens involucrats. En general consisteixen en models unidimensionals que consideren la pèrdua de pressió total com el sumatori de diversos components, bàsicament d'acceleració i desacceleració del gas i de les gotes. Calvert (1970) considerà que una vegada el líquid és injectat i atomitzat, és accelerat a causa de l'alta velocitat relativa del gas i les gotes. En aquest procés, certa quantitat de moviment és transmesa des del gas cap al líquid, ocasionant un bescanvi d'energia. Aquest és el principal mecanisme considerat també per Yung *et al.* (1977), que n'ignora d'altres que són descrits posteriorment.

Calvert (1970) va proposar una descripció simple per la predicció de la pèrdua de pressió total en venturi 'scrubbers'. La seva expressió és una de les més populars en el món enginyeril, probablement a causa de la seva simplicitat. L'autor assumí que tot el líquid es troba atomitzat en gotes, i que aquestes són accelerades fins assolir la velocitat del gas al final del coll. També simplificà el procés suposant que no hi ha recuperació de pressió en el difusor a causa de la desacceleració de les gotes. En tot cas l'autor argumenta que aquesta recuperació quedaria compensada per les pèrdues per fricció entre les parets i el gas. L'expressió proposada fou:

$$\Delta p = \frac{1}{2} \frac{F_L}{F_G} U_{Gt}^2 \quad (5.3.3)$$

L'expressió 5.3.3 és molt similar a la 5.3.1. Calvert observà que a la pràctica l'equació 5.3.1 predeïa valors de pèrdua de pressió fins a un 15 % més elevades que les trobades experimentalment, exceptuant per casos on la relació de cabals líquid-gas és baixa. Com es pot observar en l'anterior expressió, l'autor no va donar cap tipus d'influència a la

geometria de l'equip. Així, diferents llargades de coll donen la mateixa pèrdua de pressió per a una mateixa relació de cabals líquid-gas.

Yung *et al.* (1977) següen el mateix raonament que Calvert (1970), però amb la diferència que assumeixen que les gotes no assoleixen la velocitat del gas a la sortida del coll. També consideraren que tot el líquid és atomitzat en gotes uniformes el diàmetre de les quals ve determinat per la correlació de Nukiyama i Tanasawa (1938). Yung i els seus col·laboradors determinaren l'acceleració de les gotes utilitzant el coeficient d'arrossegament (C_D), proposat per Hollands i Goel (1975). La seva predicció per a la velocitat de les gotes a la sortida del coll és:

$$U_g = U_{Gt} \left(1 + Y^2 \sqrt{Y^4 + Y^2} \right) \quad (5.3.4)$$

on Y és un paràmetre adimensional definit com:

$$Y = \frac{3 l C_D \rho_G}{16 d_g \rho_L} \quad (5.3.5)$$

La pèrdua de pressió total és, doncs, calculada segons:

$$\Delta p = \beta \rho_L \frac{F_L}{F_G} U_{Gt}^2 \quad (5.3.6)$$

on el paràmetre β ve donat per:

$$\beta = 2 \left(1 + Y^2 \sqrt{Y^4 + Y^2} \right) \quad (5.3.7)$$

Altres millores en el model de Calvert (1970) foren introduïdes per Leith *et al.* (1985a). Aquestes varen permetre la recuperació de pressió, a causa de la desacceleració del gas i de les gotes a la sortida del difusor. L'expressió deduïda fou:

$$\Delta p = \frac{F_L}{F_G} U_{Gt}^2 \left(1 + \frac{U_G}{U_{Gt}} \right) \quad (5.3.8)$$

on β és el factor empíric definit per Yung *et al.* (1977)

Paral·lelament Boll (1973) va proposar un altre model que incloïa algunes de les característiques del de Yung *et al.* (1977). En aquest nou model, la pèrdua de pressió és integrada al llarg del tub venturi tot i utilitzant l'equació 5.3.9. L'autor també assumeix que tot el líquid és atomitzat en gotes, la grandària de les quals fou avaluada mitjançant l'equació de Nukiyama i Tanasawa (1938). La diferència fou que en aquest model existeix la contribució de la pèrdua de pressió a causa de la fricció del gas amb les parets. Boll (1973) va proposar que l'esforç de tall produït en el cas de venturi 'scrubbers' era superior a l'observat en canonades llises a causa de la presència d'una pel·lícula de líquid en les parets. L'autor avaluà la pèrdua de pressió deguda a aquest mecanisme a partir de les seves pròpies dades empíriques, i proposà un coeficient de fricció (f), tal i com s'observa en l'equació 5.3.9:

$$\Delta p = \frac{F_L}{F_G} U_G \frac{dU_G}{dz} + \frac{F_L}{F_G} U_G \frac{dU_g}{dz} + \frac{f F_L}{F_G} \frac{U_G^2}{d_c} \quad (5.3.9)$$

Malgrat que el model encara conté importants simplificacions (diàmetre de gota uniforme, i arrossegament com a única força desplaçant de les gotes, entre d'altres), ha esta adoptat per alguns autors (Hollands i Goel,

1975). Entre els anteriors, Placek i Peters (1981) modificaren el model de Boll (1973), permetent una distribució de gotes no uniforme:

$$\frac{dp}{dz} = \frac{m_G}{A} \frac{dU_G}{dz} + \sum_{i=1}^n \frac{m_{gi}}{A} \frac{dU_{gi}}{dz} + \frac{m_L}{m_G} \frac{m_G}{2 d_c} U_G^2 \quad (5.3.10)$$

Una aproximació alternativa en la modelització del venturi 'scrubber', que en gran part elimina la majoria de les limitacions dels models anteriors, fou descrita per Azzopardi i Govan (1984). Aquest model fou basat en el coneixement del camp del flux anular gas-líquid i, en concret, dels estudis en canonades rectes efectuats per Whalley *et al.* (1973). El flux anular ve caracteritzat per l'existència d'una pel·lícula de líquid que flueix per les parets de l'equip i un nucli de gas i gotes fluint pel centre. Els autors varen observar que la naturalesa de la hidrodinàmica dels sistemes venturi 'scrubber' en general podia ser descrit d'una forma similar. La característica principal del seu model fou l'intercanvi de líquid entre la pel·lícula de líquid i el nucli de gas. D'aquesta manera, noves gotes són arrencades contínuament de la pel·lícula (fenomen anomenat '*entrainment*' i que serà traduït com a arrossegament), mentre que d'altres gotes eren dipositades en la pel·lícula (deposició). Els autors formularen balanços de matèria per al líquid en la pel·lícula i per a les gotes, tenint en compte aquests fenòmens, de forma que foren capaços d'avaluar la fracció de líquid fluint en ambdues formes a cada posició axial del tub venturi. Aquest balanç màssic fou formulat segons:

$$\frac{dm_{LF}}{dz} = p d_c (RD - RP) \quad (5.3.11)$$

La fracció inicial de líquid fluint com a pel·lícula cal que sigui introduïda com a paràmetre, i depèn de la forma en què s'injecta el líquid. Per a la geometria del tub venturi, RD i RP són calculats per a les equacions empíriques 5.3.12 i 5.3.13:

$$RD = K_g C \quad (5.3.12)$$

$$RP = K_g C_E + RP' \quad (5.3.13)$$

on K_g és un coeficient empíric de transferència de matèria entre la pel·lícula i el centre de la canonada, i RP' és un terme introduït per comptabilitzar l'extra-arrossegament que es detecta a l'entrada del coll tal i com s'explicarà en l'apartat 5.3.1.2. Després del càlcul dels fluxos d'arrossegament i deposició, és possible avaluar la fracció de líquid que flueix per les parets tot i utilitzant l'equació 5.3.10. La integració numèrica d'aquestes equacions porta a l'estimació d'aquesta fracció a qualsevol punt del tub venturi.

Per acabar de completar el seu model, Azzopardi i Govan (1984) també permeteren l'existència de grups de gotes de diferents grandàries, depenent del punt i de la forma en què foren creades. Les velocitats de les gotes són diferents per a cada grup n . Així, la pèrdua de pressió fou calculada mitjançant la suma de 5 components separats: fricció amb les parets, acceleració del gas, acceleració de les gotes, acceleració del film i acceleració gravitatòria:

$$\frac{dp}{dz} = \frac{4t_i}{D} + \frac{m_G}{A} \frac{dU_G}{dz} + \sum_{i=1}^n \frac{m_{LEi}}{A} \frac{dU_{gi}}{dz} + \frac{dp}{dz} + \rho_g g + \rho_L g + \rho e \quad (5.3.14)$$

on m_{LEi} és el flux màssic que penetra des de la pel·lícula cap al centre de la canonada.

Seguint aquest desenvolupament, Viswanathan *et al.* (1985) intentaren descriure el flux dels fluids en un tub venturi de forma similar que en flux anular bifàsic. El seu model també inclou la característica de la pel·lícula de líquid, amb una fracció d'aquest fluïnt en forma de gotes en el nucli

de gas. A diferència d'Azzopardi i Govan (1984), Viswanathan *et al.* (1985, 1998a) no proporcionen cap eina per a l'estimació de la fracció inicial de líquid que flueix com a pel·lícula, emprant en tot cas aquesta dada com a paràmetre empíric del model. En conseqüència, el model presenta un grau de llibertat que cal subministrar en forma de dada experimental, o avaluada amb un altre model. Per altra banda els autors assumeixen una distribució de gotes uniforme.

La velocitat del gas al llarg del tub venturi canvia a causa de la geometria. Aquesta variació d'energia cinètica en el gas és compensada per una variació equivalent de la pressió. Boll (1973) va demostrar que la pèrdua de pressió deguda als canvis en l'energia cinètica del gas, podia ser descrita tot i utilitzant l'equació de continuïtat pel gas i l'equació de Bernoulli. Si la densitat del gas és aproximadament constant i el diàmetre del tub a l'entrada i a la sortida és aproximadament el mateix, tota la pèrdua de pressió ocasionada per aquest mecanisme hauria de ser recuperada en la zona divergent del venturi. En realitat la recuperació no és perfecta, i certa quantitat d'energia és perduda a causa del gradient de pressió negatiu en el difusor que produeix un creixement de la capa límit (Texeira, 1989). Azzopardi *et al.* (1991) varen estendre el model d'Azzopardi i Govan (1984) per tal d'incloure aquesta característica. El model representa el flux en un venturi '*scrubber*' de forma molt realista, tot i que requereix la resolució d'algorismes força complexes. Més detalls d'aquest model poden trobar-se en el treball de Pulley (1997).

La pel·lícula de líquid també pot ser accelerada a causa de la velocitat relativa entre aquesta i el gas. Azzopardi i Govan (1984) varen incloure l'acceleració de la pel·lícula en el seu model, tot i així, varen comprovar que aquesta contribució és relativament baixa. Per altra banda, l'atomització del líquid en el tub venturi provoca l'aparició de una gran quantitat de nova superfície. Òbviament, certa quantitat d'energia és

consumida en crear aquesta nova interfície. En el cas de venturi '*scrubbers*' aquesta quantitat d'energia és petita en comparació amb la consumida per altres vies. La pèrdua de pressió deguda al mecanisme de creació de noves gotes és de l'ordre de 10 Pa (Alonso, 2000). Aquesta quantitat és molt petita en comparació amb la pèrdua total, de l'ordre de varis kPa. En conseqüència, aquesta característica no és inclosa en cap model. Per altra banda, amb això es pot concloure que els sistemes venturi '*scrubber*' són ineficaços com a atomitzadors.

La importància relativa de cadascun dels mecanismes de pèrdua de pressió depèn de les condicions d'operació i també de l'escala i la geometria del venturi. Cal veure que l'energia consumida accelerant les gotes és proporcional a la secció del venturi. Per altra banda, l'energia consumida per fricció entre les parets i el gas és proporcional al perímetre del tub. Per tant, la importància relativa d'aquests mecanismes és diferent depenent de l'escala del venturi.

5.3.1.2 DISTRIBUCIÓ DE LÍQUID EN EL TUB VENTURI

El líquid en un venturi '*scrubber*' pot fluir tant en forma de gotes en el nucli de gas com de pel·lícula de líquid per les parets. La quantitat de líquid que circula en cadascuna d'aquestes formes depèn de la velocitat del gas, cabal de líquid i especialment de la forma en que el líquid és introduït.

El tipus de sistema d'introducció del líquid així com la geometria del venturi poden tenir una forta influència en el funcionament dels venturi '*scrubbers*' (Behie i Beeckmans, 1974; Rudnick *et al.* 1986). Això és degut a l'efecte de la hidrodinàmica, que influeix en la pèrdua de pressió, i per

tant en les eficàcies d'eliminació de contaminants químics i a la captació de partícules. Un altre aspecte que requereix un estudi detallat és la distribució del líquid en el venturi, tant per a l'esprai en el nucli del gas, com per a la pel·lícula de les parets.

Molts estudis han observat la presència d'una pel·lícula ondulada fluint per les parets del tub venturi, Boll (1973), Azzopardi i Govan (1984), Leith *et al.* (1985b), Koehler *et al.* (1987) i Viswanathan *et al.* (1997) són alguns dels exemples més significatius. Els desavantatges de la pel·lícula poden semblar evidents *a priori*. Aquesta és relativament ineficaç en termes de captació de partícules, presentant a més a més una àrea interfacial inferior per a un mateix volum de líquid en forma de gotes. Per altra banda, la pel·lícula actua com una superfície rugosa, augmentant així l'esforç de fricció si és comparat amb una paret llisa. Com a aspecte positiu, es pot entendre que millora la transferència de calor a través de les parets i protegeix l'equipament de corrosió, abrasió o deposició de materials enganxosos.

Malgrat que tant l'existència de la pel·lícula com la seva influència en el funcionament dels sistemes venturi '*scrubber*' ha estat reconeguda per diversos autors, només alguns dels models proposats inclouen aquest fenomen (Azzopardi i Govan, 1984; Viswanathan *et al.*, 1985; Leith *et al.*, 1985a; Muir i Kuye, 1986). De totes maneres, les eines per a l'avaluació de la fracció que flueix com a film són limitades.

La pel·lícula de líquid pot formar-se per dues vies diferents. Quan el líquid és introduït com un jet, tota l'aigua fluirà inicialment en el nucli gasós, però una fracció d'ell pot dipositar-se en les parets del líquid, formant la pel·lícula. Aquest fenomen és més accentuat quan el jet és del tipus '*pressure swirl*', ja que l'acceleració tangencial d'aquest provoca que el líquid assoleixi les parets de forma més ràpida que en un jet tipus tovera. Si el líquid és introduït com a pel·lícula inicialment (com passa en el

venturi d'aproximació humida), la deposició no és necessàriament ocasionada per la presència de la pel·lícula. Un cop el film és format, una part d'aquest pot penetrar en el nucli del gas per un mecanisme similar al trobat en canonades rectes amb flux anular bifàsic. Addicionalment, en el cas de venturi '*scrubbers*', la pel·lícula de les parets ha de circular per les cantonades de l'equip (entrada i sortida del coll). A conseqüència dels canvis sobtats en la direcció, aquest film pot rebre pertorbacions que, en conseqüència, faran que una fracció addicional del líquid penetri cap al nucli de gas. Aquest tipus d'arrossegament se l'anomena extra-arrossegament ('*extra-entrainment*'), per diferenciar-lo de l'altre mecanisme (figura 5.3.1). Azzopardi i Govan (1984) varen proposar una equació simple per tal d'estimar aquest paràmetre a la cantonada entre la zona de convergència i el coll. Aquests autors assumiren que el líquid que arriba en forma de film a aquesta zona, és dividit entre pel·lícula i noves gotes segons la meitat de l'angle de convergència. Aquesta expressió fou corregida posteriorment, tot i considerant que no es produïa extra-arrossegament per sota un determinat cabal de líquid en la pel·lícula. Altres autors han presentat el fenomen d'extra-arrossegament en la cantonada entre el coll i la secció divergent (Leith *et al.*, 1985a), tot i així, els seus resultats han de ser valorats amb desconfiança, ja que l'autor determina fraccions de líquid penetrat majors d'1.

La majoria de les equacions proposades per venturi '*scrubbers*' assumeixen la completa atomització del líquid. Calvert (1970) i Boll (1973) són dos dels exemples més significatius.

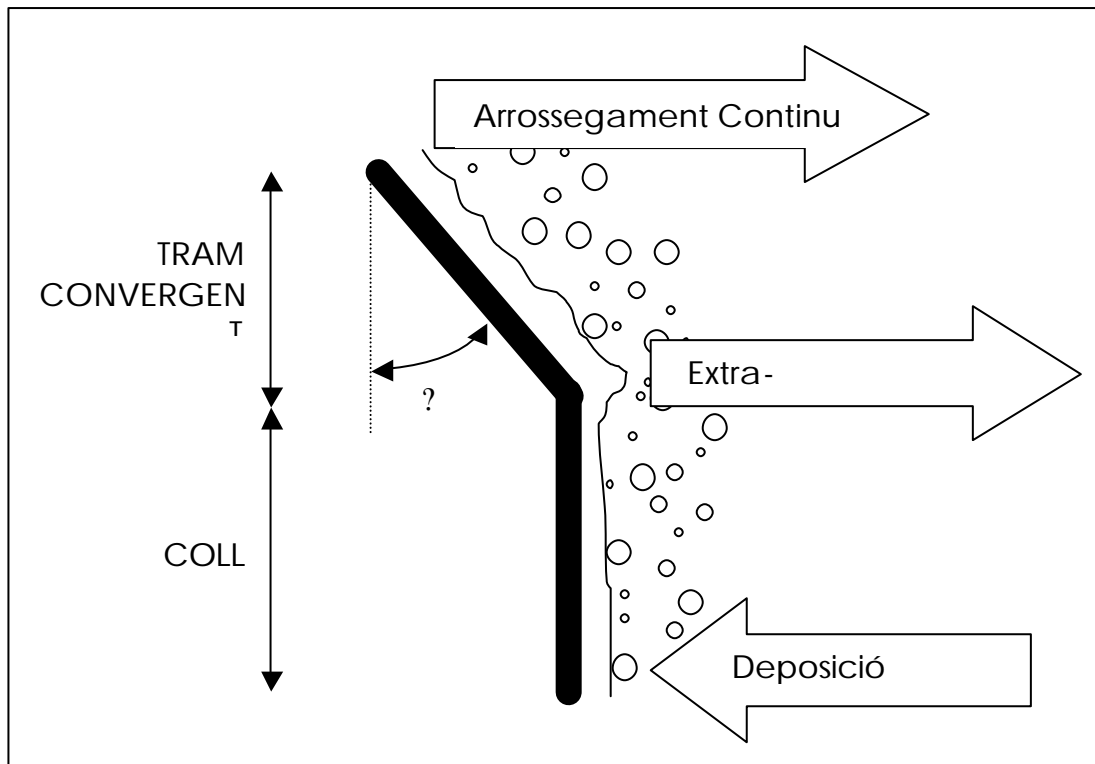


Figura 5.3.1: Esquema del fenomen d'extra-arrossegament a la cantonada de la secció convergent amb el coll (? : meitat de l'angle de convergència)

Una estimació general de la fracció de líquid fluïnt com a film només pot ser feta utilitzant el model d'Azzopardi i Govan (1984), o les seves posteriors millores. En la resta de models proposats i que tenen en compte la pel·lícula de líquid, la fracció d'aquesta cal que sigui introduïda en forma de paràmetre (Viswanathan *et al.*, 1985; Leith *et al.*, 1985a; Muir i Kuye, 1986). Bàsicament, la fracció de líquid com a film és avaluada empíricament, i posteriorment introduïda en el model. Recentment, Viswanathan *et al.* (1997) han proposat una correlació semiempírica més general basada en l'equació d'Adelberg (1967) per a la penetració d'un jet líquid. Aquesta expressió fou combinada amb un model tridimensional de dispersió de gotes per convecció i difusió turbulenta, seguint el treball de Taheri i Sheih (1975). Aquesta és també l'aproximació emprada per Fathikalajahi *et al.* (1995, 1996). El principal

problema d'aquest model és el càlcul dels termes de difusivitat turbulenta, els quals només poden avaluar-se empíricament. Per altra banda, l'equació empírica que descriu el punt on situar l'origen de coordenades pel sistema cartesià on es situa el model, només és aplicable per sistemes d'injecció radials.

5.3.1.3 EL MODEL DE CREIXEMENT DE LA CAPA LÍMIT

El model de deposició-arrossegament d'Azzopardi i Govan (1984), pot predir de forma eficient la pèrdua de pressió i el gruix de la pel·lícula en el tram convergent i el coll. Pel que fa al difusor, el model tendeix a predir recuperacions de pressió majors que les avaluades experimentalment. Azzopardi i els seus col·laboradors varen suposar que aquest fet era degut al gradient de pressió advers que existeix en el difusor. En aquests casos, és sabut que es produeix un creixement de la capa límit (Schlichting, 1968). En aplicacions monofàsiques, la capa límit creixerà en el difusor a causa dels efectes d'aquest gradient advers. Així, el gas no desaccelerará tan ràpid com caldria esperar. Aquest fenomen pot traslladar-se en sistemes venturi *scrubber* (flux bifàsic). La conseqüència més immediata és que les gotes no desacceleren tan ràpidament com caldria esperar, de forma que es produeix una recuperació de pressió menor. Un altre efecte associat a la presència de la capa límit en gradients contraris de pressió és el fenomen de la separació. Si la capa límit arriba a separar-se de les parets a causa del canvi de signe en la tensió de tall, amb el conseqüent creixement del gruix, la recuperació de pressió pot arribar fins i tot a aturar-se. El concepte de capa límit divideix el flux dels fluids en dues regions. Una en la qual pot considerar-se no viscos i potencial, i una altra propera a les parets on els efectes viscosos són significatius.

Per tal de descriure el comportament de la capa límit, Azzopardi i els seus col·laboradors seguien el treball de Teixeira (1989), que considera la circulació del fluid monofàsica en la capa límit, és a dir, sense presència de líquid, a la vegada que manté el caràcter bifàsic en la regió central. Una altra característica important del model de Teixeira és l'ús d'equacions integrals. D'aquesta manera, els balanços de matèria i d'energia en forma d'equacions diferencials parcials són integrats al llarg d'una direcció, a partir de conceptes físics coneguts (condicions de contorn i valors mitjos mesurables), eliminant, així, aquesta direcció i transformant les equacions diferencials parcials en diferencials ordinàries.

Les equacions principals per a la regió de la capa límit, provenint dels balanços de quantitat de moviment i matèria per flux bifàsic, i en coordenades cilíndriques són¹ :

- Equació integral per a la quantitat de moviment:

$$\frac{d}{dz} \left(2 \int_0^{\delta} U_G \frac{dU_G}{dz} r \, dz \right) - \frac{d}{dz} \left(\int_0^{\delta} \frac{m_{LEi}}{A} \frac{dU_{Gi}}{dz} r \, dz \right) = \frac{\tau_f}{2} \quad (5.3.15)$$

on les gotes poden tenir diàmetres i velocitats diferents, representades pel subíndex i . δ és definit com el gruix de quantitat de moviment ('*momentum thickness*'); δ^* és un factor de forma definit com $\delta^* = \delta / \delta^*$, on δ^* és el gruix de desplaçament de la capa límit; δ és el gruix de la capa límit; U_G és la velocitat del gas en la regió central del tub venturi; r és el radi local de la secció circular transversal i τ_f és un coeficient de fricció.

- Velocitat de cada grup de gotes:

¹ La descripció completa del model de creixement de capa límit pot trobar-se a Azzopardi *et al.* (1991) o bé a Teixeira (1989).

$$U_{gi} \frac{dU_{gi}}{dz} = \frac{3}{4} C_{Di} \frac{\rho_L}{\rho_G} \frac{U_G^2 - U_{gi}^2}{d_{gi}} \quad (5.3.16)$$

- Pèrdua de pressió

$$\frac{dp}{dz} = \rho_G U_G \frac{dU_G}{dz} + \frac{\rho_L}{A} \frac{dU_g}{dz} + \frac{dp}{dz}_F \quad (5.3.17)$$

L'expressió completa del model pot trobar-se a Pulley (1997), o bé en major detall a Texeira (1989). A més a més, cal incloure una equació de continuïtat pel gas i pel líquid en la part central de la canonada, que inclogui els efectes de creixement de la capa límit i, per tant, de disminució de la secció transversal lliure pel pas dels fluids.

Donada la contrastada validesa del model d'Azzopardi i Govan (1984) tant pel tram del difusor com pel coll, aquest és el procediment utilitzat per a aquestes zones en el model d'Azzopardi *et al.* (1991). La fracció de líquid, velocitat i concentració de gotes així com la fracció buida, calculades a la sortida del coll, són les dades utilitzades per inicialitzar el model pel difusor.

5.3.2 MATERIALS I MÈTODES

5.3.2.1 INSTAL·LACIONS EXPERIMENTALS

El muntatge experimental correspon al del sistema jet-venturi 'scrubber' descrit en el capítol 4.1, utilitzant el sistema de bombeig mecànic (ventilador) per al corrent gasós, ja que es pretén treballar amb el rang de cabals de gas més ampli possible. Les combinacions de colls i atomitzadors emprades són les mateixes que en els capítols 5.1 i 5.2.

El mètode experimental consistí en la mesura del perfil de pressions a diferents posicions axials del tub venturi. La tècnica desenvolupada en aquestes mesures i pel cabal de gas, fou la mateixa que la descrita en els apartats 5.2.2.1 i 5.2.2.2.

Malgrat que la mesura de la fracció de líquid que circula per les parets pot ser determinada de forma eficient mitjançant l'ús de parets poroses, i amb l'ajut de bombes de buit (Azzopardi i Govan, 1984; Viswanathan *et al.*, 1985), aquest procediment fou descartat per les dimensions (escala industrial) de l'equipament emprat en el present estudi. El procediment utilitzat en aquest treball fou l'emprat per Leith *et al.* (1985b). Aquests autors varen utilitzar una sonda consistent en un tub de secció cilíndrica, connectat a un recipient separador de fases. Una bomba de buit s'encarrega d'aspirar els fluids recollits per la sonda, a la vegada que un rotàmetre mesura el cabal de gas aspirat. Aquest és un procediment derivat d'aquell que fou descrit per Taheri i Haines (1969), i que ha estat adaptat en la forma que s'aprecia en la figura 5.3.2.

Segons Leith *et al.* (1985b), totes les gotes incloses en el cilindre projectat per sobre de la sonda són captades per aquest mètode. Els autors argumenten que els nombres de Stokes (al voltant de 10) per les gotes de menor diàmetre, auguren una velocitat de sedimentació suficient com per no haver de treballar en condicions de mostreig isocinètic. Les gotes de diàmetre superior presenten nombres de Stokes superiors, per la qual cosa la seva captació està assegurada.

Les mesures foren efectuades a 4 o 5 (depenent de la combinació collatomitzador) posicions axials i a 7 posicions radials. De la mateixa manera, els cabals de líquid i gas injectat foren variats. La mesura del líquid que flueix per les parets, pot ser deduït per integració del perfil de distribució tot i que, pel fet de només representar 7 punts radials, els valors obtinguts seran merament aproximats. Els valors experimentals per a la fracció de líquid que flueix per les parets foren avaluats segons la integral del perfil de distribució, considerant que com a màxim el gruix de la pel·lícula és d'un centímetre.

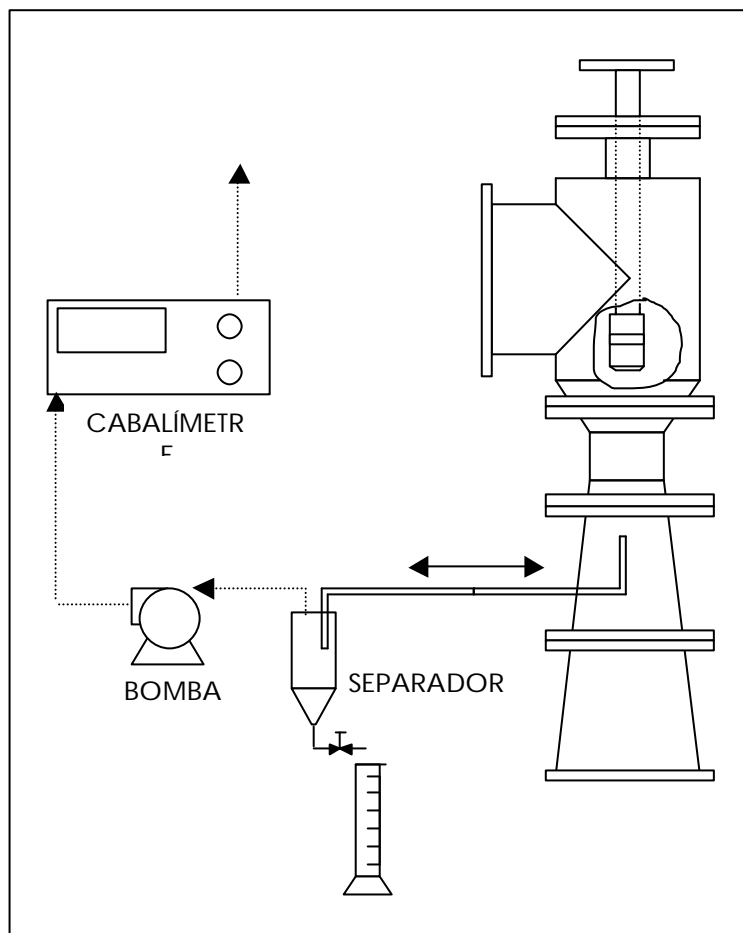


Figura 5.3.2: Esquema del muntatge experimental per a la mesura de la distribució de líquid en diferents posicions radials i axials del tub venturi.

5.3.2.2 CÀLCUL DE LA FRACCIÓ DE LÍQUID FLUÏNT PER LES PARETS A PARTIR DE LES MESURES DE PÈRDUA DE PRESSIÓ

Com ja s'ha comentat en l'apartat 5.3.2, el model de creixement de la capa límit adaptat a la geometria del tub venturi permet establir una relació entre la pèrdua de pressió que experimenten els fluids al seu pas per les diferents seccions del tub, i la fracció de líquid que circula en forma de pel·lícula adherida a les parets. Així, una validació experimental del model adaptat a les característiques del sistema jet-venturi '*scrubber*' permetrà obtenir un mètode de càlcul de la distribució del líquid en gotes i en forma de pel·lícula.

Les modificacions que cal efectuar al model d'Azzopardi *et al.* (1991), fan referència bàsicament al sistema d'injecció de líquid i a la correlació per a la determinació del diàmetre mig de Sauter per les gotes. El model existent és apte per la simulació de sistemes venturi '*scrubber*' tipus Pease-Anthony o d'aproximació humida. Així, per tal d'adaptar-lo als sistemes tipus jet-venturi, es va procedir a afegir la possibilitat d'avaluar la fracció inicial del líquid que viatja en forma de pel·lícula a l'entrada de la secció convergent del tub venturi. Aquesta modificació fou implementada mitjançant l'addició en el programa de càlcul original d'una subrutina que efectua el càlcul de la fracció de pel·lícula inicial a partir de conceptes geomètrics, i suposant que les dimensions del tub venturi són conegudes, així com l'angle d'atomització.

Pel que fa al diàmetre mitjà de Sauter, i a partir de l'estudi descrit en el capítol 5.1, s'utilitzà la correlació de Couto *et al.* (1997) per als atomitzadors d'angles superiors a 45°, mentre que la de Wang i Lefebvre (1987) fou emprada per angles inferiors a 45°.

El model permet avaluar la fracció de líquid que circula en forma de gotes pel centre de la canonada i, per tant, la fracció de líquid que circula en forma de pel·lícula adherida a les parets del tub venturi. El percentatge de líquid en forma de gotes és el paràmetre que s'utilitzarà per a validar el model, ja que la mesura experimental del gruix de la pel·lícula és inviable, perquè caldria conèixer *a priori* la velocitat d'aquesta. De totes maneres el model del programa de càlcul inclou l'avaluació del gruix de la pel·lícula mitjançant el mètode de Holgate.

5.3.3 RESULTATS I DISCUSSIÓ

5.3.3.1 PÈRDUA DE PRESSIÓ

La pèrdua de pressió ha estat amb diferència el paràmetre més mesurat i discutit en venturi '*scrubbers*'. Cal recordar que tradicionalment aquests dispositius han estat utilitzats per l'eliminació de matèria particulada de corrents gasosos. Com ja ha estat comentat en la introducció d'aquest capítol, des de ben aviat s'observà una estreta relació entre l'eficàcia d'eliminació de partícules i la caiguda de pressió que ocasiona la circulació dels fluids al llarg del tub venturi.

Tot i que la pressió és una magnitud de fàcil determinació experimental, cal dir que les dimensions i cabals emprats en el present estudi produïren valors de pressió estàtica relativament baixos. Això provocà que, en la seva mesura, les oscil·lacions fossin una constant durant tot el procés

experimental, dificultant l'obtenció dels perfils axials. Per altra banda, els valors obtinguts foren força més baixos que en la majoria d'estudis consultats en la bibliografia. Per tal d'explicar aquest fet, només cal recordar que en el present estudi les velocitats de circulació del gas en el coll no han superat en cap cas els 40 m/s (el rang fou aproximadament entre 10 i 36 m/s). Per contra, en la bibliografia consultada podem trobar rangs de velocitat àmpliament superiors. Així, Calvert (1970) arribà fins a 148 m/s. Boll (1973) emprà un rang lleugerament inferior (45 - 106 m/s), aquests valors moderats o similars també foren emprats per Overcamp i Bowen (1983), Viswanathan *et al.* (1985), Haller *et al.* (1989), Azzopardi *et al.* (1991) i Allen i van Santen, (1996). Leith *et al.* (1985a) foren els investigadors que utilitzaren el rang més ampli, assolint una velocitat màxima de circulació del gas en el coll de 180 m/s.

Les altes velocitats emprades s'expliquen pel fet que el principal mecanisme de captació de partícules en els 'scrubbers' humits és l'impacte inercial, és a dir, el xoc directe i inelàstic entre la gota líquida i la partícula sòlida. Per tant, cal una elevada velocitat per dos motius. Primer, és necessari atomitzar les gotes de forma el més eficient possible (un major nombre de gotes implicarà una major quantitat de xocs i una major probabilitat de captació). Per altra banda una elevada velocitat de la gota resultarà en un xoc més eficient.

En tot cas, però, cal arribar a un equilibri entre la pèrdua de pressió de treball associada al procés de captació i les necessitats energètiques que se'n deriven. Des d'un punt de vista general, i per fluids monofàsics, la pèrdua de pressió permanent al llarg del tub venturi no hauria de ser superior al 10 % de la màxima assolida (McCabe *et al.*, 1991). En realitat, atesos els fenòmens esmentats a la introducció d'aquest capítol (arrossegament i deposició a més del creixement de la capa límit), la

recuperació de pressió no assoleix els valors propers al 90% que caldria esperar.

Per tal d'entendre millor la contribució dels diferents fenòmens que ocorren en el tub venturi, hom pot emprar la classificació dels termes de pèrdua de pressió definits en el model d'Azzopardi i Govan (1984):

- ✍ Pèrdua de pressió friccional: terme no recuperable a causa de l'esforç de fricció entre el gas i les parets, molt accentuada en el coll.
- ✍ Pèrdua de pressió acceleracional del gas: estrictament parlant, la geometria del tub venturi hauria de permetre una acceleració (tram convergent) i una desacceleració (tram divergent) del gas idèntica, per la qual cosa els canvis en l'energia cinètica haurien de ser zero. A la pràctica, certa pèrdua és deguda a la separació en el difusor.
- ✍ Pèrdua de pressió acceleracional de les gotes: la diferència de velocitat entre el gas i les gotes provocarà certa transferència d'energia fruit de l'arrossegament que promou la fase més ràpida. En general, el gas circula a més velocitat, per la qual cosa les gotes el frenen, produint una disminució en l'energia cinètica total. En el present estudi però, i donat que en certs experiments el líquid circula a major velocitat que el gas, es produeix el fenomen contrari, és a dir, una recuperació de pressió de forma que fins i tot la pressió a la sortida del difusor pot ser superior a la de l'entrada.
- ✍ Pèrdua de pressió acceleracional de la pel·lícula: de forma similar que en el terme anterior, la pel·lícula rep certa quantitat d'energia durant el seu procés d'acceleració.
- ✍ Pèrdua de pressió gravitacional: aquest terme correspon a les diferències en la pressió estàtica relacionades amb el pes del gas i del líquid a diferents alçades del tub venturi.

Les contribucions d'aquests termes a la pèrdua de pressió total en un venturi 'scrubber' tradicional, poden observar-se en la figura 5.3.3 (Allen i van Santen, 1996).

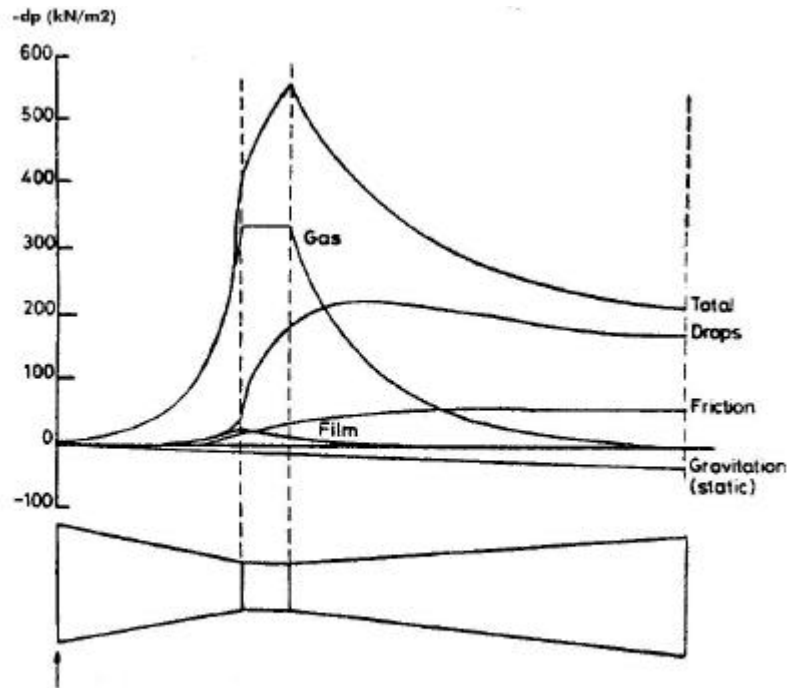


Figura 5.3.3: Contribució de cadascun dels termes de pèrdua de pressió al llarg del tub venturi (Allen i van Santen, 1996)

És evident que els termes amb una major contribució corresponen als d'acceleració o desacceleració del gas i de les gotes. En sistemes jet-venturi, la contribució de les gotes serà inferior ja que, en molts dels casos estudiats, aquestes circulen a velocitats superiors a les del gas i, per tant, no seran accelerades. Els termes de fricció seran aproximadament els mateixos, mentre que els d'acceleració de la pel·lícula dependrà del gruix d'aquesta i, per tant, de la deposició i l'arrossegament de les gotes. La fletxa indica el punt d'injecció del líquid (tipus accés humit).

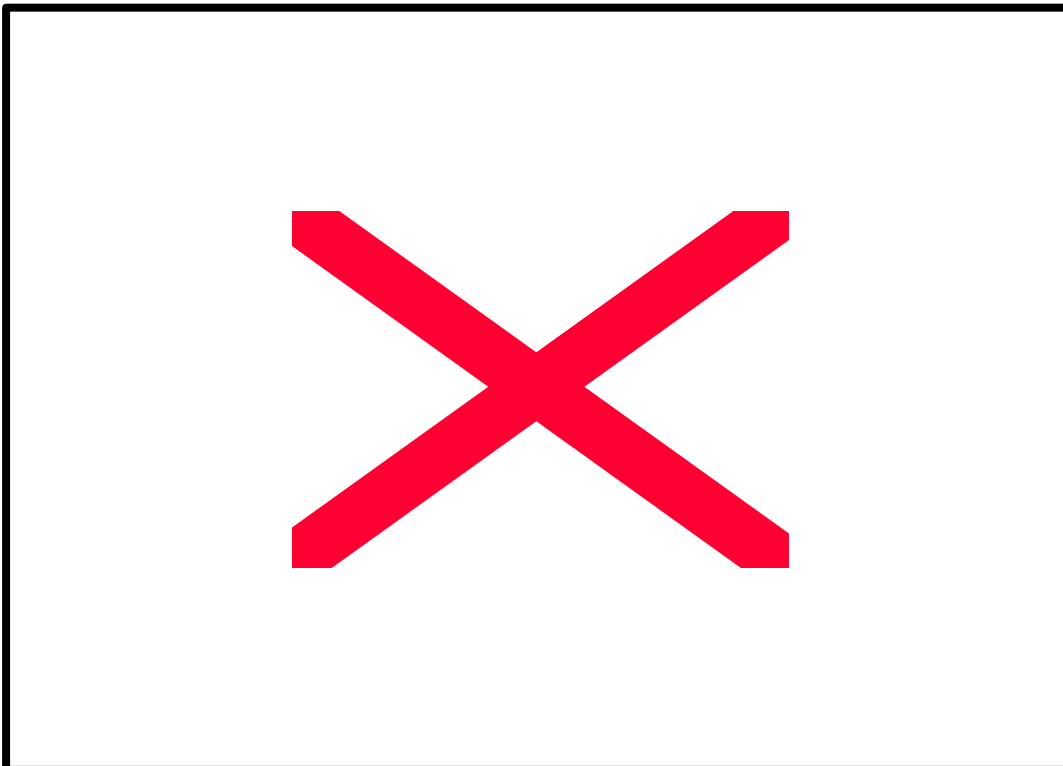
A causa de la geometria del tub venturi, cal esperar una acceleració dels fluids en la zona convergent i, per tant, una disminució en la pressió estàtica d'aquests. En el coll, i suposant que les parets són prou llises, no és d'esperar una pèrdua de pressió gaire elevada, tot i que l'aparició de la pel·lícula de líquid adherida a les parets n'augmenta la rugositat (Azzopardi, 1992, 1993; Viswanathan, 1998a). Per tant, la contribució del terme friccional a la pèrdua total augmenta. La missió del tram divergent o difusor és la de desaccelerar el gas (i les gotes que viatgen amb ell) per tal d'augmentar la pressió dels fluids a nivells semblants als de l'entrada al tub venturi.

A diferència del sistema venturi '*scrubber*' tipus Pease-Anthony i d'aproximació humida, on la quantitat de moviment inicial del líquid és baixa, en el sistema jet-venturi, el sistema d'atomització (descrit en el capítol 5.1) provoca l'emissió de gotes a alta velocitat. Per altra banda, els diàmetres de Sauter avaluats són àmpliament majors que en els dispositius on l'atomització és produïda pel flux gasós. Per aquest motiu, el líquid injectat porta associada una quantitat de moviment prou important, de forma que, en alguns casos, la contribució de les gotes no serà de pèrdua de pressió sinó al contrari. Aquest fenomen s'accentuarà quan la velocitat de circulació del gas pel coll sigui baixa. Així doncs, és d'esperar que en ocasions apareguin pèrdues de pressió amb signe negatiu, indicant que globalment es produeix un augment en la pressió absoluta a la sortida del difusor.

Per tal d'aprofitar el format de sortida del programa informàtic modificat i emprat en el present estudi, la pèrdua de pressió ha estat referida a la de l'entrada del tub venturi. Per tant, valors negatius indicaran recuperacions de pressió per sobre de la de l'entrada.

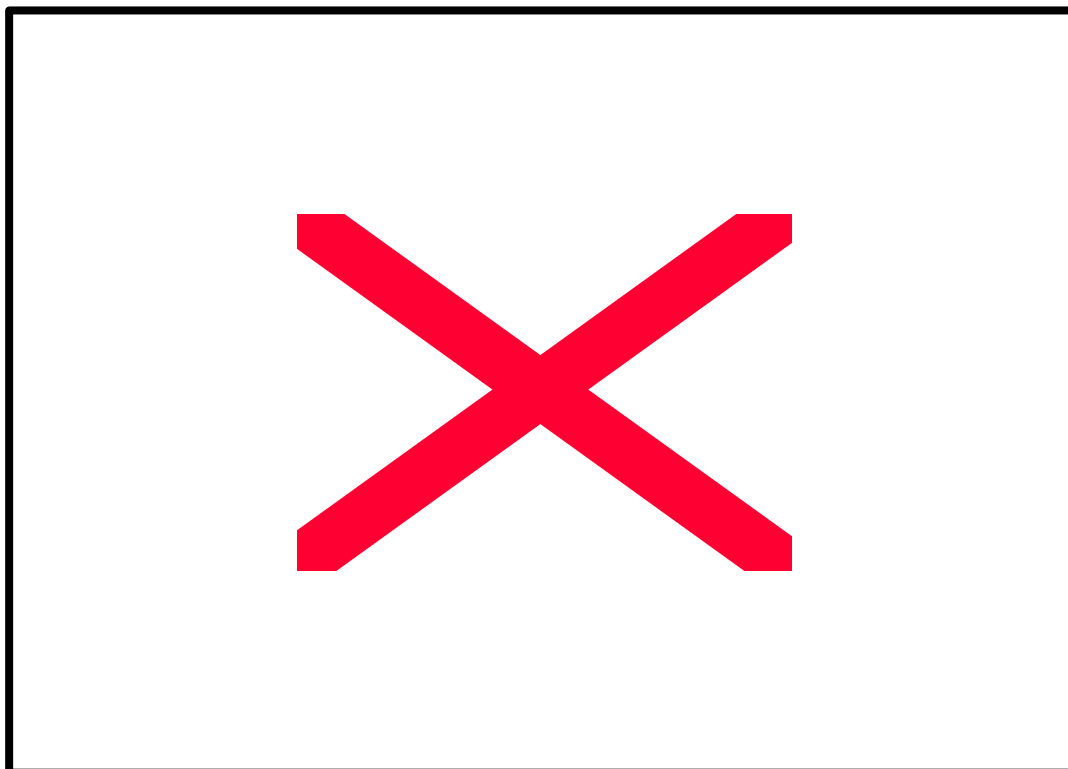
En una primera aproximació, s'intentà utilitzar les expressions clàssiques més simples de modelització de la pèrdua de pressió total en venturi

'scrubbers'. Així, s'efectuaren tot un seguit de mesures per a les quatre configuracions descrites en el capítol 4.2. Aquestes mesures consistiren a determinar la diferència de pressió entre l'entrada del tub venturi i la sortida del difusor, sense tenir en compte el perfil al llarg del tub. Posteriorment s'intentà adequar les dades als models més simples (els que requereixen menor tractament numèric). En concret s'assajà amb les expressions anteriorment descrites de Ripperger i Dau (1980) i també amb l'expressió de Calvert (1970) modificada per Hollands i Goel (1975), Yung *et al.* (1977) i Leith *et al.* (1985a). Tal i com es pot observar en els gràfics 5.3.1 - 5.3.4, tots els models prediuen unes pèrdues de pressió superiors a les experimentals. De fet aquesta característica és del tot lògica si es té present que, en cap dels anteriors models, la contribució del difusor en la recuperació de pressió és comptabilitzada. Tampoc s'inclouen les pèrdues de pressió per fricció ni les corresponents al tram convergent. Yung (1977) assenyala que aquests efectes són compensats

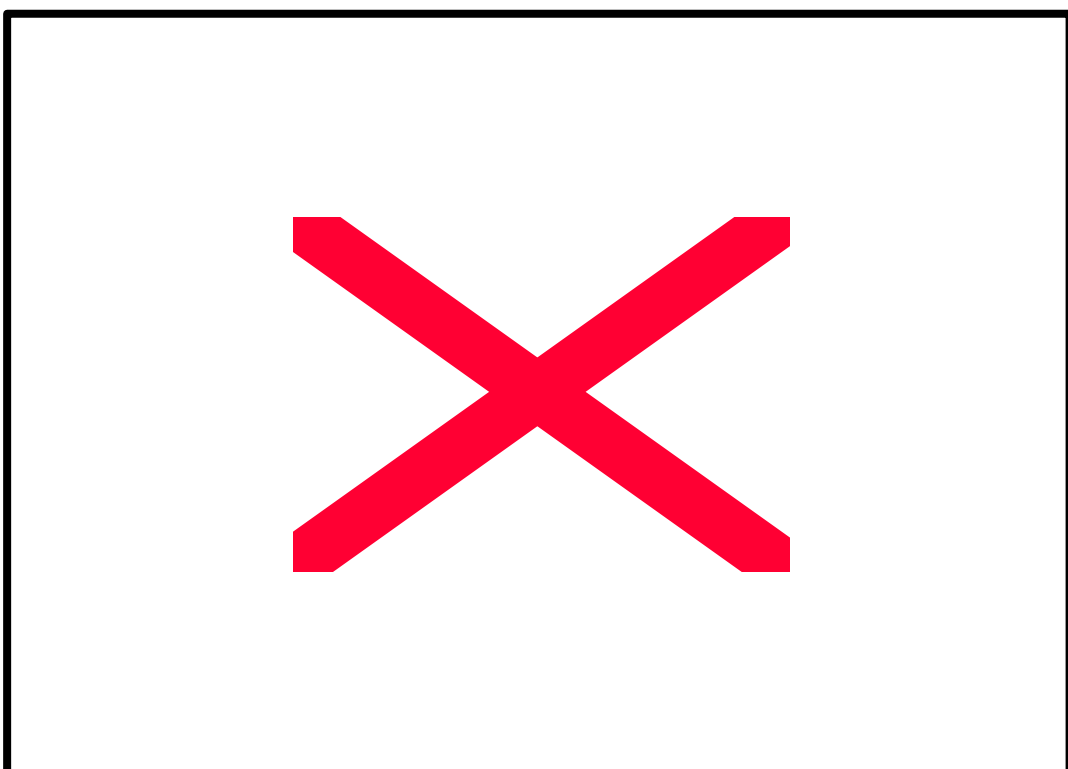


els uns amb els altres.

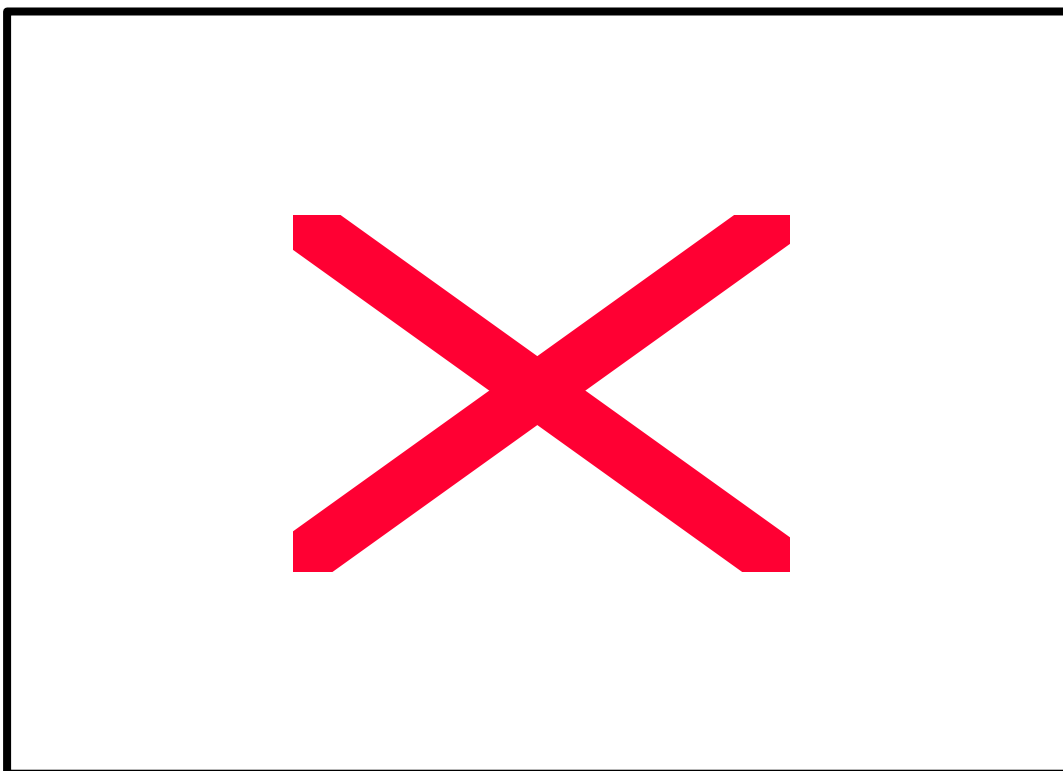
Gràfic 5.3.1: Pèrdua de pressió total per a la configuració 1 (coll 150 mm; atomitzador A) amb $F_L=0$.



Gràfic 5.3.2: Pèrdua de pressió total per a la configuració 1 (coll 150 mm; atomitzador A) amb $F_L=2.5 \text{ m}^3/\text{h}$.



Gràfic 5.3.3: Pèrdua de pressió total per a la configuració 1 (coll 150 mm; atomitzador A) amb $F_L=5.0 \text{ m}^3/\text{h}$.



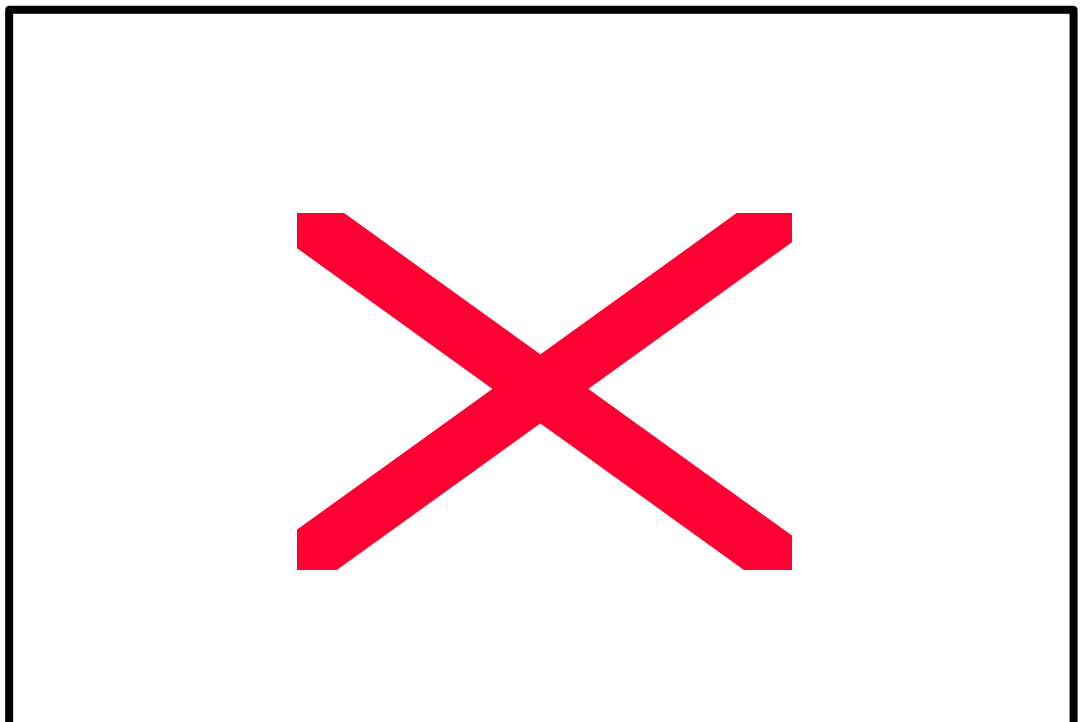
Gràfic 5.3.4: Pèrdua de pressió total per a la configuració 1 (coll 150 mm; atomitzador A) amb $F_L=7.3 \text{ m}^3/\text{h}$.

El model que millor prediu els valors experimentals és el formulat per Ripperger i Dau (1980). Aquest comportament cal atribuir-lo al fet que en aquest model el paràmetre empíric β (equació 5.3.1) és avaluat a partir de les dades experimentals, de forma que sense aquestes la seva validesa és dubtosa i subjecte a la suposició d'un valor teòric per aquest paràmetre.

Els dos altres models avaluats eviten l'ús d'aquest paràmetre, tot i que els resultats difereixen en gran mesura dels experimentals. Així, i tal i com

ja havien observat altres autors (Viswanathan, 1985), la tendència d'aquests models és la de predir per excés la pèrdua de pressió total al llarg del tub venturi. En el cas particular del sistema jet-venturi 'scrubber' aquesta manca d'ajust s'accentua a mesura que augmentem el cabal de líquid a atomitzar, és a dir, a mesura que augmentem la velocitat de les gotes i en conseqüència la seva quantitat de moviment. (Per a $F_L=0$, el model de Ripperger i Dau és l'únic que permet avaluar la pèrdua de pressió).

En aquest sentit, i per tal de conservar la simplicitat del model, es va procedir a afegir un nou terme als models anteriorment citats per tal de incloure l'efecte del mecanisme d'injecció de líquid. A tal efecte es determinaren els termes de pèrdua de pressió quan la velocitat del gas al coll $\neq 0$, és a dir, les ordenades a l'origen per la representació de les dades experimentals de pèrdua de pressió respecte el quadrat de la velocitat del gas al coll (per tal de conservar la homogeneïtat dimensional amb el model). Així, s'afegí un terme simbolitzat per γp_0 a tots i cadascun dels models assajats, obtenint importants millores en la predicció de les pèrdues de pressió experimentals tal i com s'observa en el gràfic 5.3.5. La predicció és prou bona, però cal recordar el marcat caràcter empíric del model i la necessitat de disposar de les dades



experimentals necessàries per al càlcul del terme Δp i de Δp_0 . És interessant constatar valors de pèrdua de pressió negatius, és a dir, increments en la pressió estàtica, malgrat que la transferència de quantitat de moviment des del líquid cap al gas ha estat qualificada de pobre, segons es desprèn de les conclusions del capítol 5.3.2.

Gràfic 5.3.5: Pèrdua de pressió total per a la configuració 1 (coll 150 mm; atomitzador A) experimental i segons el model de Ripperger i Dau (1980) modificat.

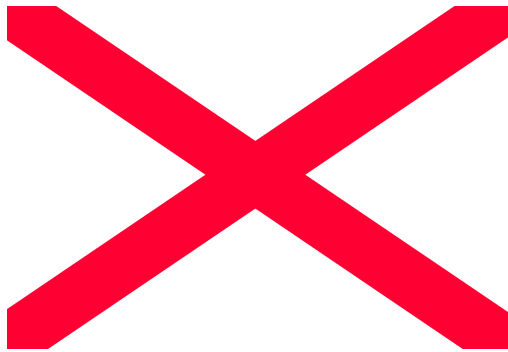
Malgrat que l'avaluació de la pèrdua de pressió total ha estat emprada en molts estudis per a la caracterització de l'eficàcia de rentat en sistemes venturi 'scrubber' (Johnstone *et al.* 1954; Brink i Contant, 1958; Yung *et al.* 1978; Allen, 1996, Pulley, 1997), aquesta està referida al cas particular de l'eliminació de partícules i aerosols. En cap cas (exceptuant Johnstone, 1954) aquesta relació ha estat utilitzada per a la caracterització de l'absorció de contaminants químics, objectiu bàsic del present estudi. És lògic pensar que aquesta relació és més subtil, i que ve donada per un estudi més ampli de la hidrodinàmica a l'interior del tub venturi. Per aquest motiu, resulta de major interès la mesura (i modelització si s'escau) del perfil de pressions al llarg del tub venturi. Aquesta informació permet entendre en major grau quines són les interaccions que es donen entre les fases gas i líquida i, finalment, avaluar les condicions d'operació més adequades des del punt de vista de la transferència de matèria. Partint del model d'Azzopardi *et al.* (1991), amb les modificacions adients per permetre l'ús d'atomitzadors tipus 'pressure swirl', s'han simulat diferents combinacions de cabals de gas i de líquid a més a més de combinacions d'angles d'atomització, llargades i diàmetres de coll tot i utilitzant la configuració 1. Posteriorment, els valors teòrics han estat contrastats amb les dades experimentals obtingudes per a les mateixes condicions operatives i geomètriques.

Diàmetre de coll 100 mm - Atomitzador B

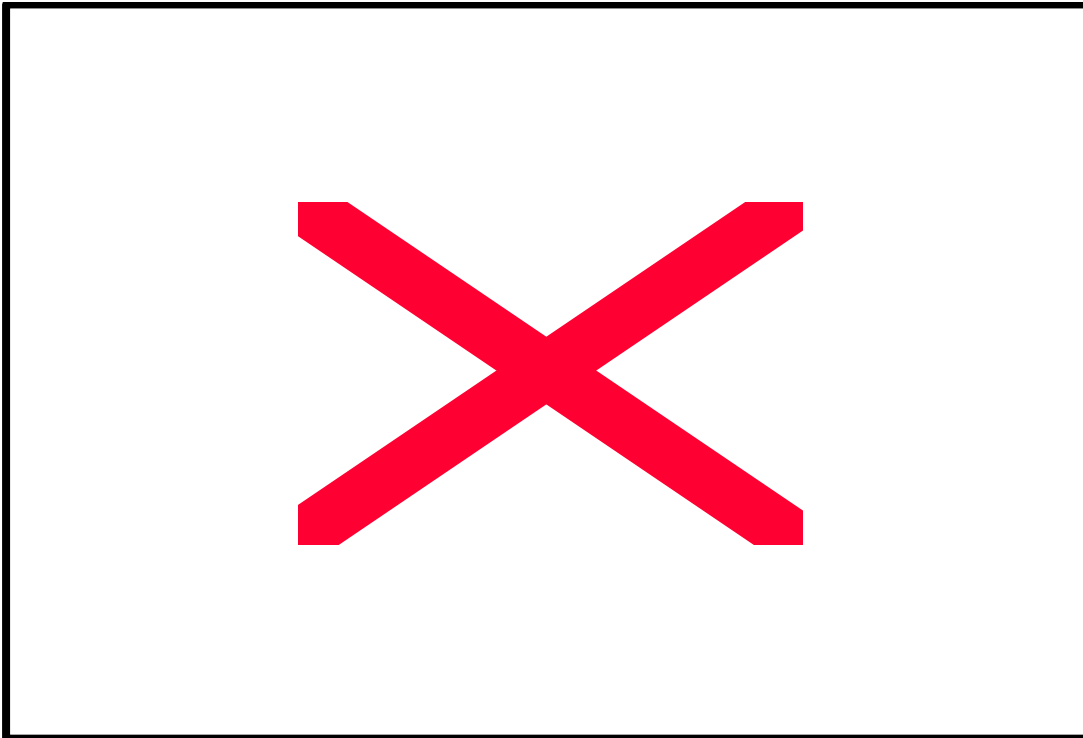
Tal i com era d'esperar, el fet d'utilitzar el diàmetre de coll inferior va comportar l'obtenció de les pèrdues de pressió més elevades. Aquestes encara ho serien més si la llargada d'aquest coll fos la mateixa que en el cas del de diàmetre 150 mm. Les dificultats de construcció impediren llargades superiors, mantenint uns angles de convergència acceptables.

En els gràfics 5.3.6 - 5.3.8 es presenten tant les dades obtingudes mitjançant el model d'Azzopardi *et al.* (1991) modificat, com les dades experimentals per a les mateixes condicions operatives i geomètriques.

Gr



Gràfic 5.3.7: Perfil de pressions (coll de 100 mm - atomitzador B) per a $F_G = 1100 \text{ m}^3/\text{h}$.



Gràfic 5.3.8: Perfil de pressions (coll de 100 mm - atomitzador B) per a $F_G = 1700 \text{ m}^3/\text{h}$.

Tots els perfils de pressió obtinguts tant experimentalment com teòrica, presenten l'evolució característica en la circulació de fluids en un tub venturi. Així, en el tram de la zona convergent (des de l'origen fins a $z=0.16 \text{ m}$ en aquest cas), s'observa un creixement continu de la pèrdua de pressió a causa de l'acceleració del gas i de les gotes (si la velocitat d'aquestes és superior a la del gas). Per altra banda, és probable que inicialment la fracció de líquid que circula per les parets sigui mínima, si es té en compte que per l'angle de sortida de l'atomitzador B (20°) el líquid recorre una certa distància abans no assoleix les parets del tub venturi. Així doncs, el terme de pèrdua de pressió friccional no serà el més important, ni tampoc la contribució de l'acceleració de la pel·lícula dipositada. Pel que fa al terme gravitacional, aquest és únicament funció de l'alçada relativa i de la densitat del gas, la qual és de suposar

que experimentarà només lleugeres variacions si hom es fixa en les magnituds absolutes de pèrdua de pressió.

El màxim absolut en totes les representacions es situa a $z = 0.2$, punt que correspon a la sortida del coll. A partir d'aquest punt, tant les dades experimentals com el model teòric comencen a experimentar un descens continu en la pèrdua de pressió, és a dir, una recuperació de pressió a costa de l'energia cinètica que perden el gas i les gotes, a mesura que el diàmetre de la canonada va augmentant en el difusor. Aquest és el perfil habitual en la majoria de treballs presents en la bibliografia (Boll, 1973; Viswanathan *et al.*, 1985; Haller *et al.*, 1989; Azzopardi *et al.*, 1991; Azzopardi, 1992; Allen i van Santen, 1996; Viswanathan, 1998a), malgrat que en termes absoluts, i a conseqüència de l'escala emprada en el present estudi i a les velocitats del gas en el coll aplicades, els valors obtinguts són sensiblement inferiors als dels esmentats treballs.

Una primera observació dels resultats experimentals denota una baixa (gairebé nul·la) influència del cabal de líquid injectat en els perfils obtinguts. Tot i no existir una explicació raonada per aquest fenomen, durant els experiments es constatà que per a cabals de líquid grans, es produïa pràcticament la inundació total del coll, de forma que l'efecte recuperador de pressió de les gotes a altes velocitats pot perdre's. Això vol dir que de la mateixa manera que raona Yung (1977), l'efecte recuperador de la velocitat pot quedar compensat per l'efecte friccional del coll inundat. Com ja s'ha comentat en el capítol 5.3.2, aquesta configuració no és gaire adequada pels elevats consums energètics que presenta.

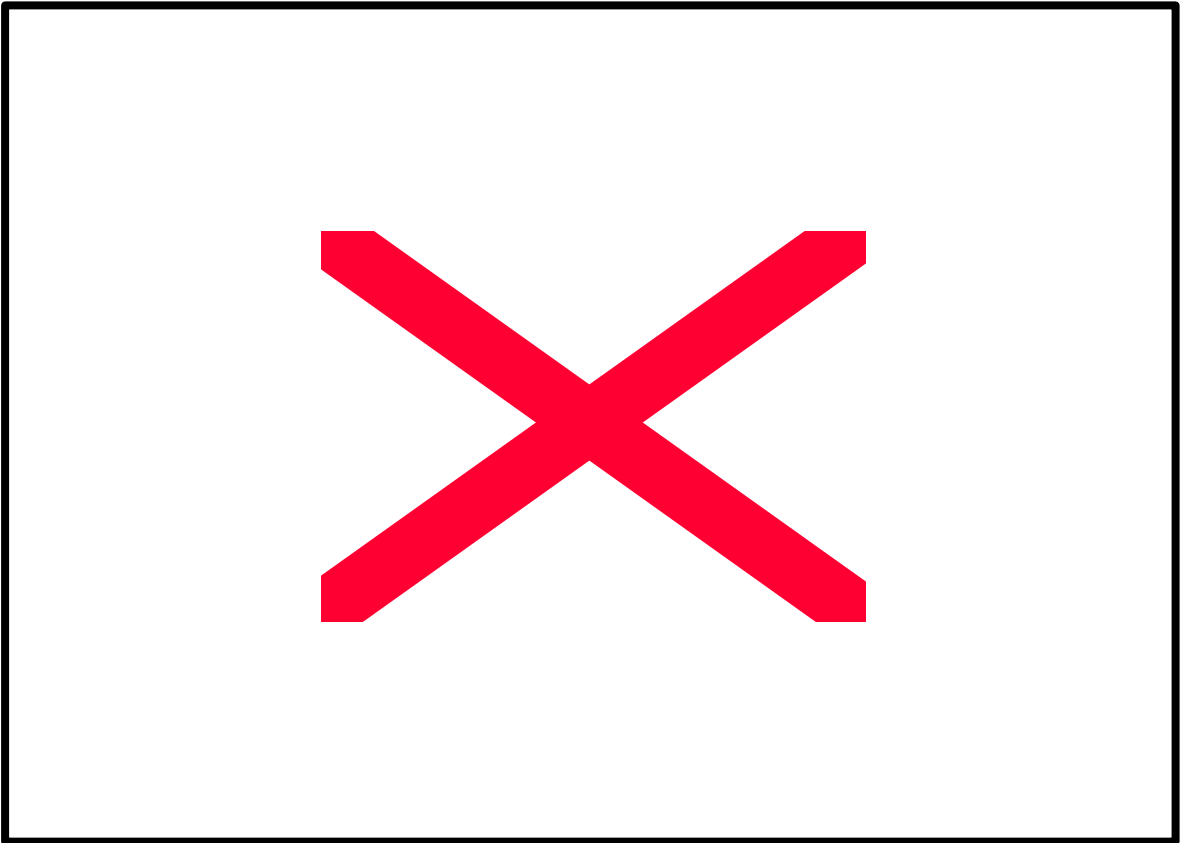
En general les dades experimentals concorden bé amb el model, observant-se una tendència a predir major recuperació de pressió en el model teòric. Aquesta característica no fou observada per Azzopardi *et*

al. (1991) sinó més aviat al contrari, tot i que les velocitats del gas en el coll emprades en el seu estudi es troben al voltant dels 90 m/s, molt per sobre de les aplicades en aquest treball.

Tal i com és d'esperar, les pèrdues de pressió augmenten en augmentar la relació F_L/F_G , així per a un mateix cabal de líquid, s'observen valors creixents en augmentar el cabal de gas. Val a dir que aquesta configuració fou la que presentà el màxim absolut de pèrdua de pressió, per a $F_L = 7.3 \text{ m}^3/\text{h}$ i $F_G = 1700 \text{ m}^3/\text{h}$; aquest es situà al voltant dels 4 kPa.

Pel que fa al fenomen de la separació de la capa límit (identificable com el punt a partir del qual pràcticament no es recupera més pressió), és fa més evident en les dades experimentals que en el model. En els gràfics 5.3.6 i 5.3.7 hom pot situar aquest punt al voltant de $z=0.5$, mentre que per $F_G = 1700 \text{ m}^3/\text{h}$ aquest punt es situa al voltant de $z = 0.3$. És arriscat però assignar a aquest fenomen l'aturada de recuperació de pressió donat que el sistema presenta els problemes d'inundació ja comentats anteriorment.

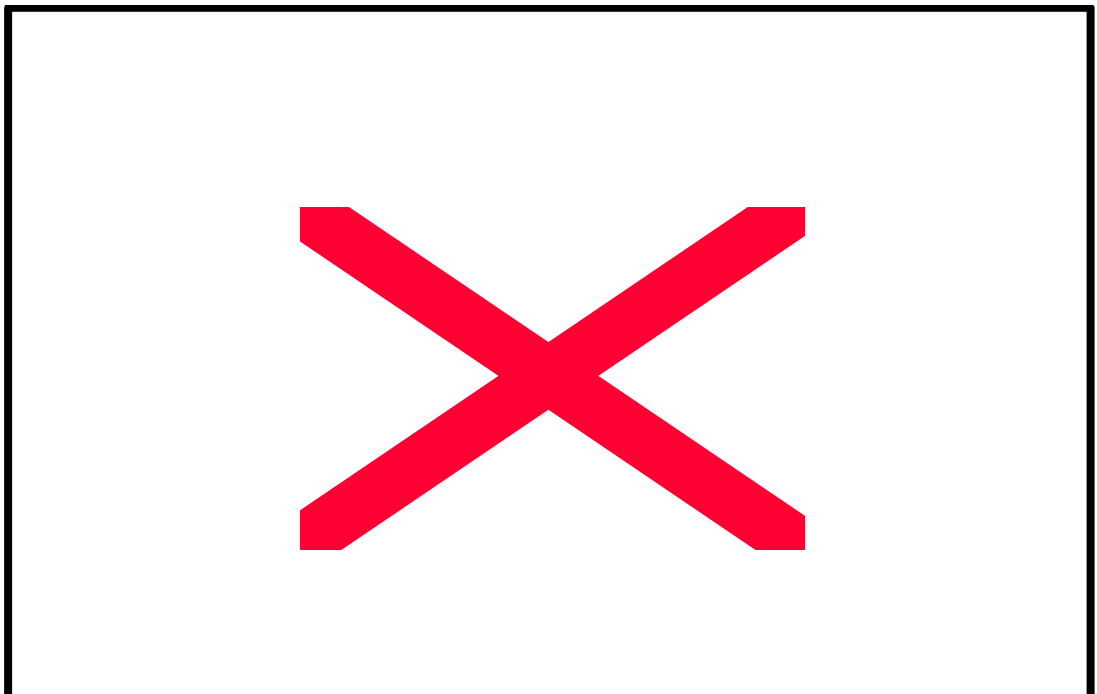
En tot cas els resultats experimentals i teòrics presenten una concordança prou satisfactòria tal i com es mostra en el gràfic 5.3.9, on es representen els valors experimentals enfront dels teòrics. És fàcil constatar la tendència a determinar recuperacions de pressió més elevades en el model, tot i observant que la majoria de punts es troben per sobre de la diagonal. A causa de les dificultats en el mètode experimental, els valors de pressió més baixos són els que presenten uns percentatges de desviació superiors.



Gràfic 5.3.9: Comparativa entre els valors teòrics i reals (coll de 100 mm - atomitzador B).

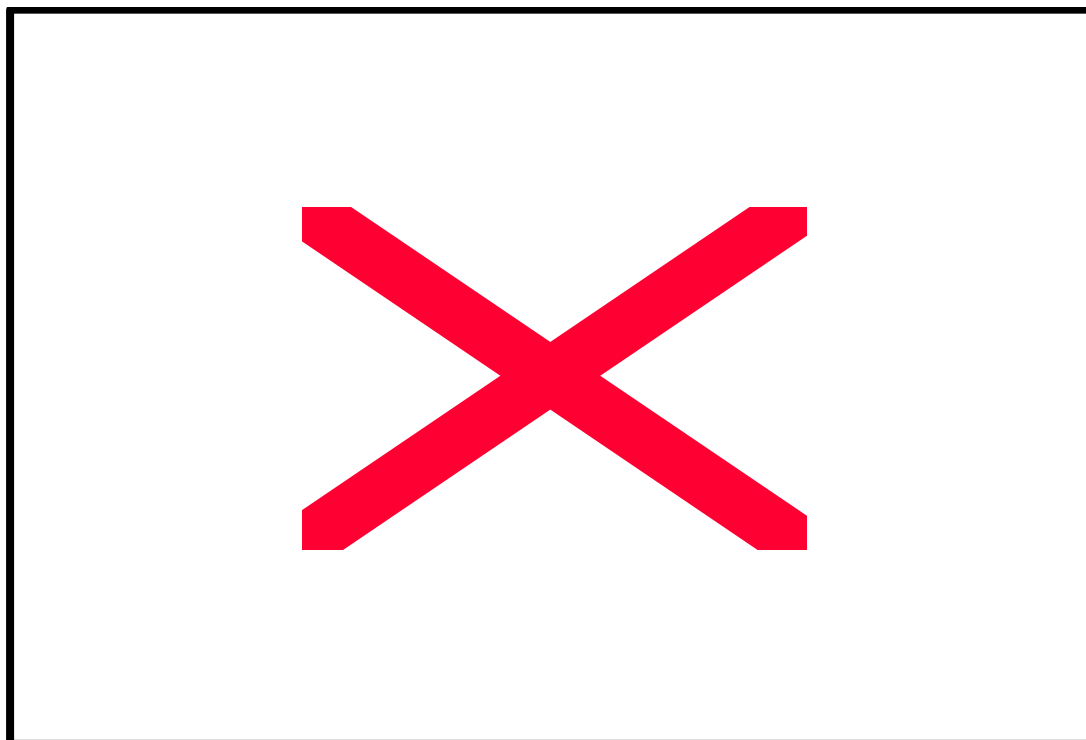
~~///~~ Diàmetre de coll 150 mm - Atomitzador A

Per a aquesta combinació de paràmetres geomètrics, la discriminació

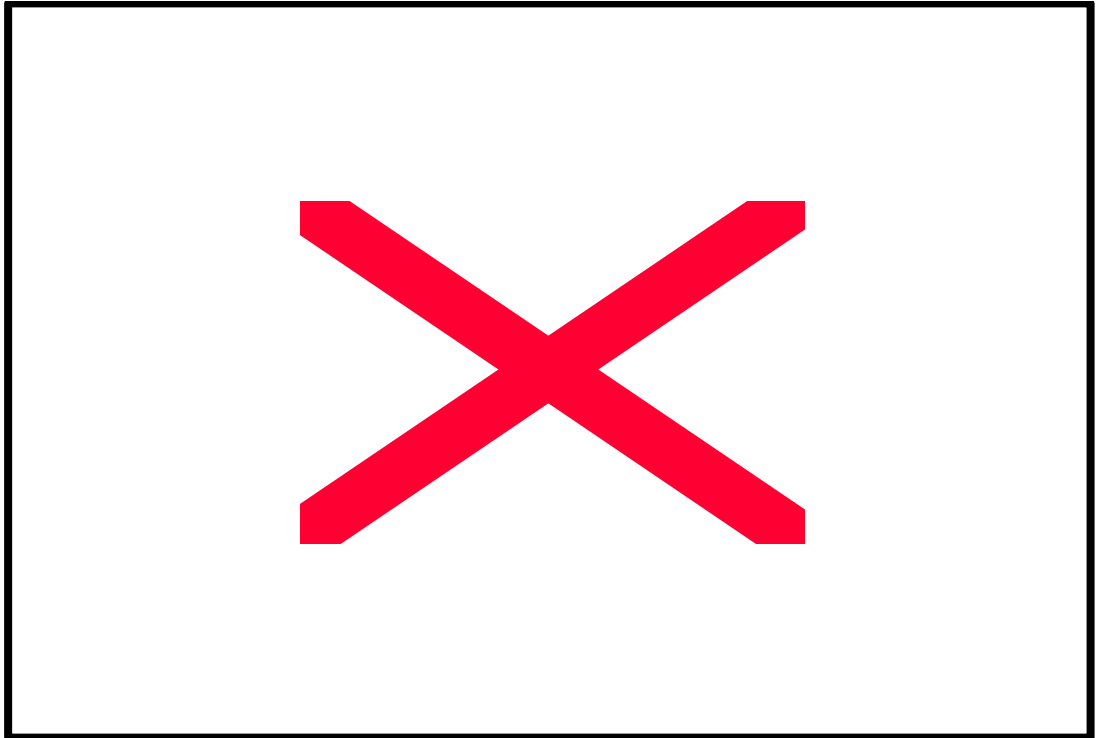


ocasionada pel cabal de líquid injectat fou més accentuada, tot i que en cap cas aquesta coincidí totalment amb la predita pel model (gràfics 5.3.10 - 5.3.12). En termes absoluts, el valor màxim assolit (corresponent a $F_L = 7.3 \text{ m}^3/\text{h}$ i $F_G = 1700 \text{ m}^3/\text{h}$) fou al voltant de 0.8 kPa. A diferència del coll de 100 mm, en aquest cas els valors experimentals foren gairebé sempre superiors als teòrics. En cap cas s'observà durant l'execució dels experiments el fenomen d'inundació anteriorment esmentat, tot i que l'atomitzador A té un angle de sortida de 90° , és a dir, que les gotes assoliren les parets per primera vegada força abans i en major quantitat que en l'atomitzador B. El major diàmetre del coll emprat evità qualsevol eventualitat d'aquest tipus.

Gràfic 5.3.10: Perfil de pressions (coll de 150 mm - atomitzador A) per a $F_G = 700 \text{ m}^3/\text{h}$.



Gràfic 5.3.11: Perfil de pressions (coll de 150 mm - atomitzador A) per a $F_G = 1100 \text{ m}^3/\text{h}$.



Gràfic 5.3.12: Perfil de pressions (coll de 150 mm - atomitzador A) per a $F_G = 1700$ m³/h.

El grau de coincidència entre els valors experimentals i el model continua essent prou bo, malgrat que es manté la tendència del model a l'hora de predir recuperacions de pressió superiors a les reals en el difusor. Cal assenyalar la dificultat en la mesura de la pressió estàtica a baixos cabals de gas i de líquid, on els valors obtinguts són molt propers a zero.

En aquesta disposició geomètrica es detecten valors positius de pressió, és a dir, pressions superiors a les de l'entrada del venturi (simbolitzats com a valors negatius en les corbes de pèrdua de pressió). Aquest fenomen observat per a valors de F_G de 700 i 1100 m³/h, implica que la velocitat de les gotes de líquid que no han estat dipositades a les parets del venturi '*scrubber*' són la principal font d'energia mecànica en el tub venturi, de forma que al desaccelerar en major mesura que el gas, provoquen recuperacions de pressió superiors. La velocitat de les gotes és proporcional a l'arrel quadrada de la pressió subministrada per la

bomba, tal i com s'ha comentat en el capítol 5.1, de forma que per exemple quan $F_L = 7.3 \text{ m}^3/\text{h}$, la bomba subministra gairebé 3 Bar. Aquesta pressió a l'atomitzador es tradueix en una velocitat de sortida de les gotes superior als 23 m/s, mentre que la velocitat del gas en el coll per $F_G = 700$ i $1100 \text{ m}^3/\text{h}$ és de 11 i 17 m/s respectivament.

Aquest fenomen provoca una inversió en l'ordre habitual dels gràfics quan es modifica el cabal de líquid injectat. Per a $F_G = 1100 \text{ m}^3/\text{h}$ (gràfic 5.3.11). Aquesta inversió es produeix en el difusor, coincidint en aquest aspecte tant el model com els valors reals.

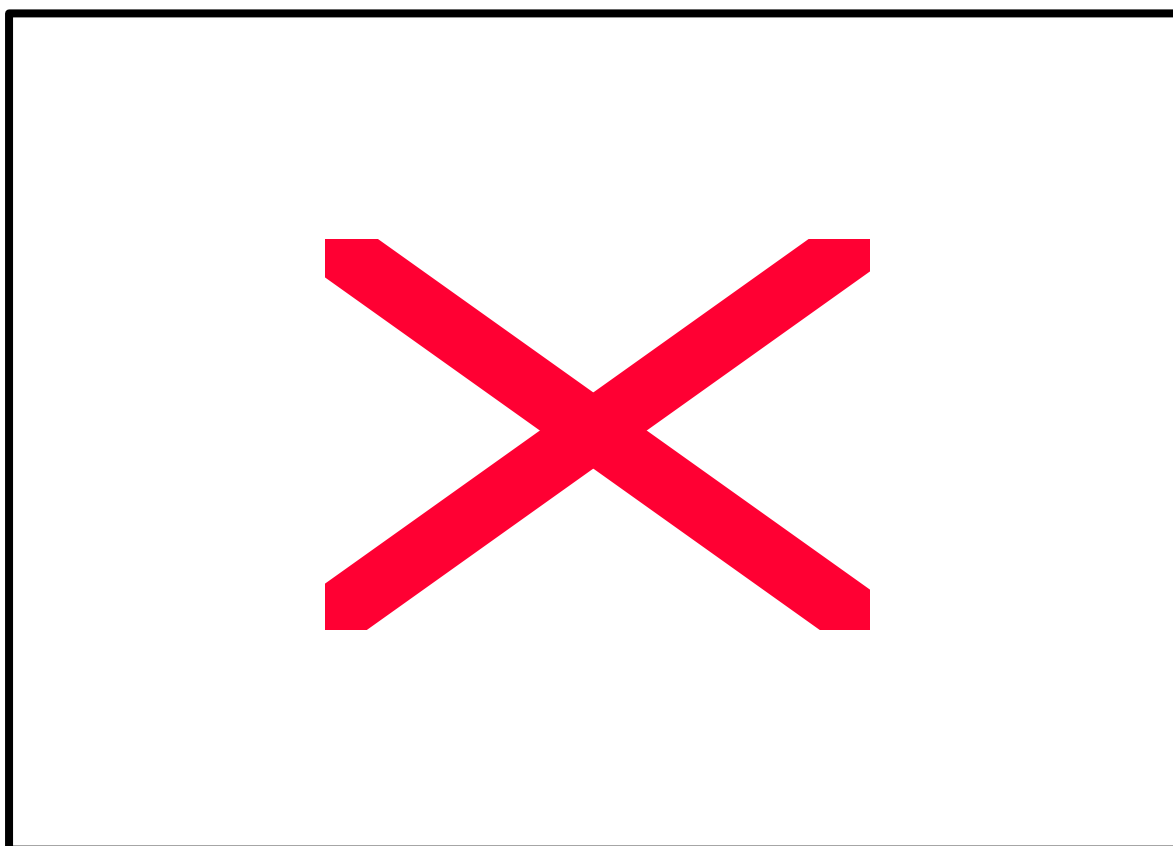
En tots els gràfics es fa evident que en el tram convergent només el cabal de gas contribueix a la pèrdua de pressió, ja que totes les corbes per a diferents cabals de líquid coincideixen en un punt; val a dir que aquest punt acostuma a estar perfectament predit pel model teòric. Aquesta coincidència es compleix tant quan el programa de càlcul emprava el model de creixement de la capa límit per aquest punt, com quan utilitza el model d'Azzopardi i Govan (1985), ja que el programa informàtic permet ambdós mètodes de càlcul. Probablement aquest creixement no es manifesta en el tram convergent, ja que el sistema d'injecció de líquid emprat fa que gairebé en tot aquest tram no existeixi pel·lícula de líquid.

En el cas particular de $F_G = 700 \text{ m}^3/\text{h}$, s'observa un lleuger desplaçament del màxim de pèrdua de pressió cap al difusor. Tot i que aquest és molt subtil, caldrà atribuir-lo a una deposició extra de gotes, no predita en el model i ocasionada per l'angle d'obertura de l'atomitzador. En tot cas aquest fet caldrà comprovar-lo amb les dades de fracció de líquid circulat en forma de gotes i de pel·lícula. Aquest fenomen no és observat a cabals de gas superiors, i a mesura que aquest augmenta, també ho fa la precisió de les prediccions del model.

Amb aquesta combinació de paràmetres geomètrics, no es fa gaire evident el fenomen de la separació, ja que de forma lleugera, però constant, la pressió es recupera al llarg del difusor. Ni el model ni les dades experimentals apunten cap a l'aparició d'aquest fenomen. Caldrien cabals d'aire superiors o també angles de divergència en el difusor superiors. Aquest darrer paràmetre no ha estat avaluat en el present estudi, utilitzant en tot moment un angle de 10° . L'angle de divergència ha estat assenyalat per Azzopardi *et al.* (1991) i Azzopardi (1992) com a crític a l'hora de provocar la separació de la capa límit. En un estudi anterior, Overcamp i Bowen (1983) determinaren que per a llargades de coll curtes, era preferible emprar angles grans en el difusor, mentre que tot el contrari era el més aconsellable quan les llargades del coll eren considerables.

En termes generals, les pèrdues de pressió predites per aquesta combinació de paràmetres geomètrics és bona, malgrat continuen havent-hi discrepàncies sobretot pel que fa als valors a baixes pressions (gràfic 5.3.13). Bàsicament les prediccions per a $F_G = 700 \text{ m}^3/\text{h}$ són les que presenten major desviació. Continua observant-se la tendència a predir recuperacions de pressió majors per part del model, produint-se una menor coincidència a mesura que disminueix el valor numèric de la pèrdua.

Caldria doncs una revisió exhaustiva dels algorismes de càlcul, especialment aquelles expressions sotmeses a un marcat caràcter empíric.

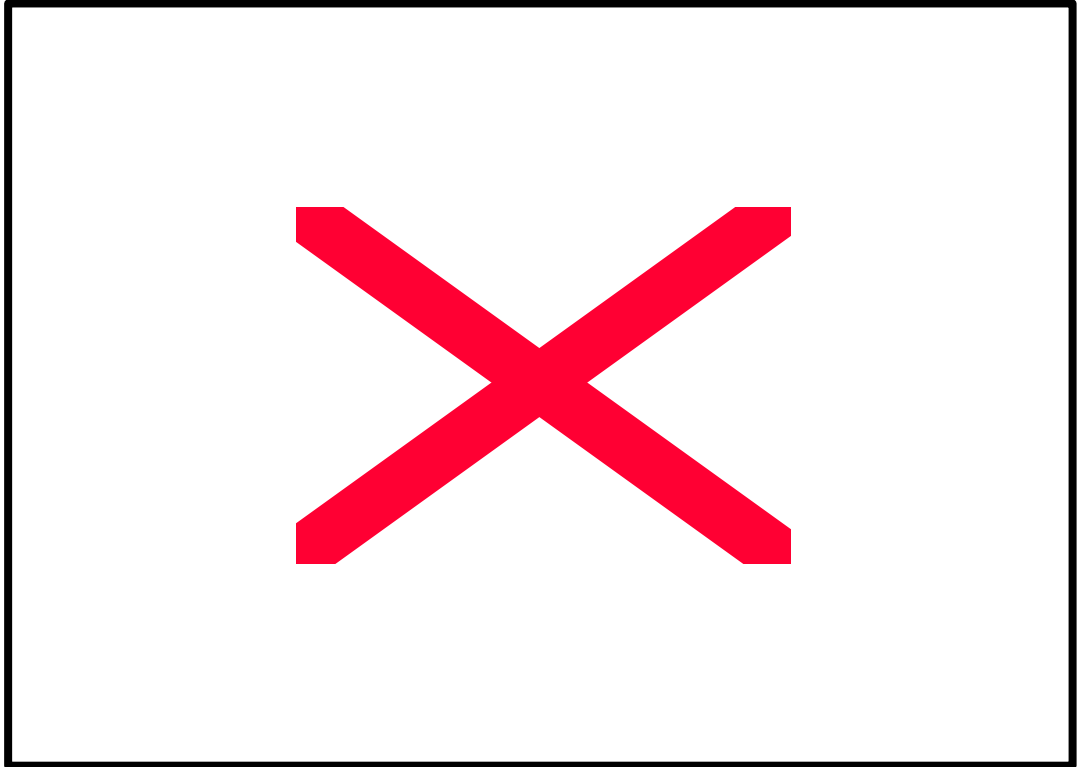


Gràfic 5.3.13: Comparativa entre els valors teòrics i reals (coll de 150 mm - atomitzador A).

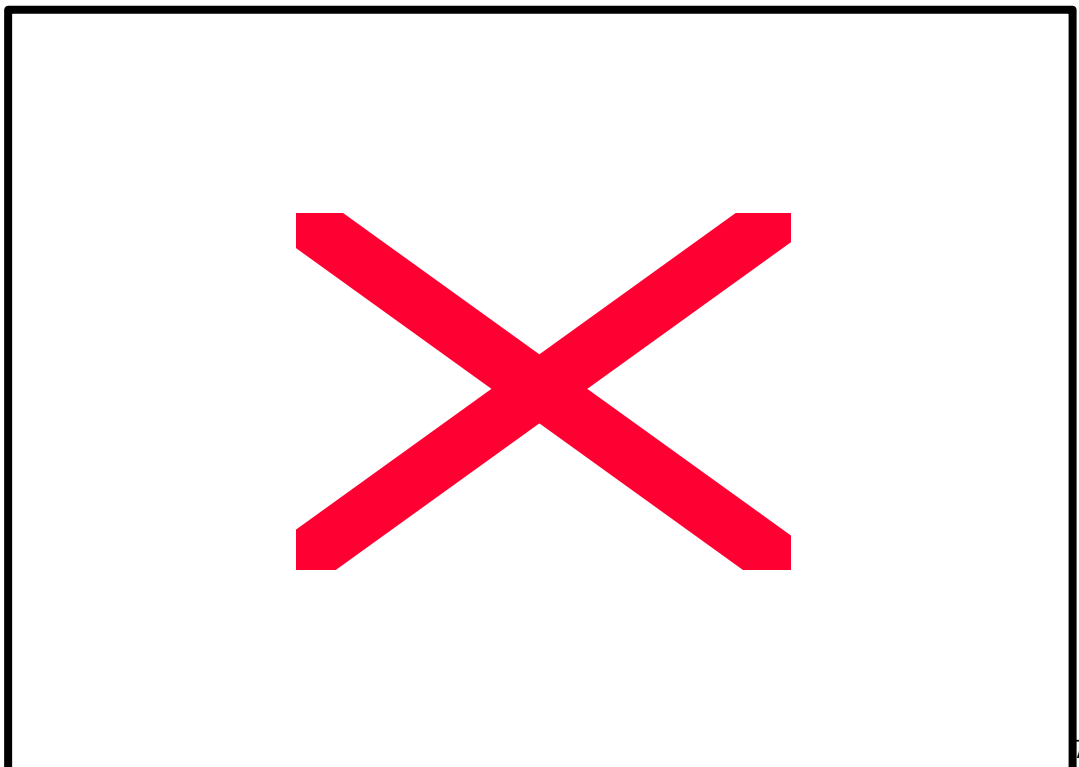
Diàmetre de coll 150 mm - Atomitzador B

Els valors obtinguts per aquesta combinació de paràmetres geomètrics no difereixen en gran mesura dels obtinguts pel mateix diàmetre de coll i l'atomitzador A. En termes absoluts el màxim de pèrdua de pressió es situa en el cas de $F_L = 7.3 \text{ m}^3/\text{h}$ i $F_G = 1700 \text{ m}^3/\text{h}$, tal i com era de preveure. El valor màxim assolit fou al voltant del 0.6 kPa, és a dir, lleugerament inferior que el màxim per al mateix coll i l'atomitzador A. Les corbes presenten unes formes molt similars a les d'aquesta configuració, i s'observa novament el fenomen de la inversió de la influència del cabal de líquid (gràfics 5.3.14 - 5.3.16). Aquesta inversió és observada només per a cabals de gas de 700 i 1100 m^3/h , tant per les

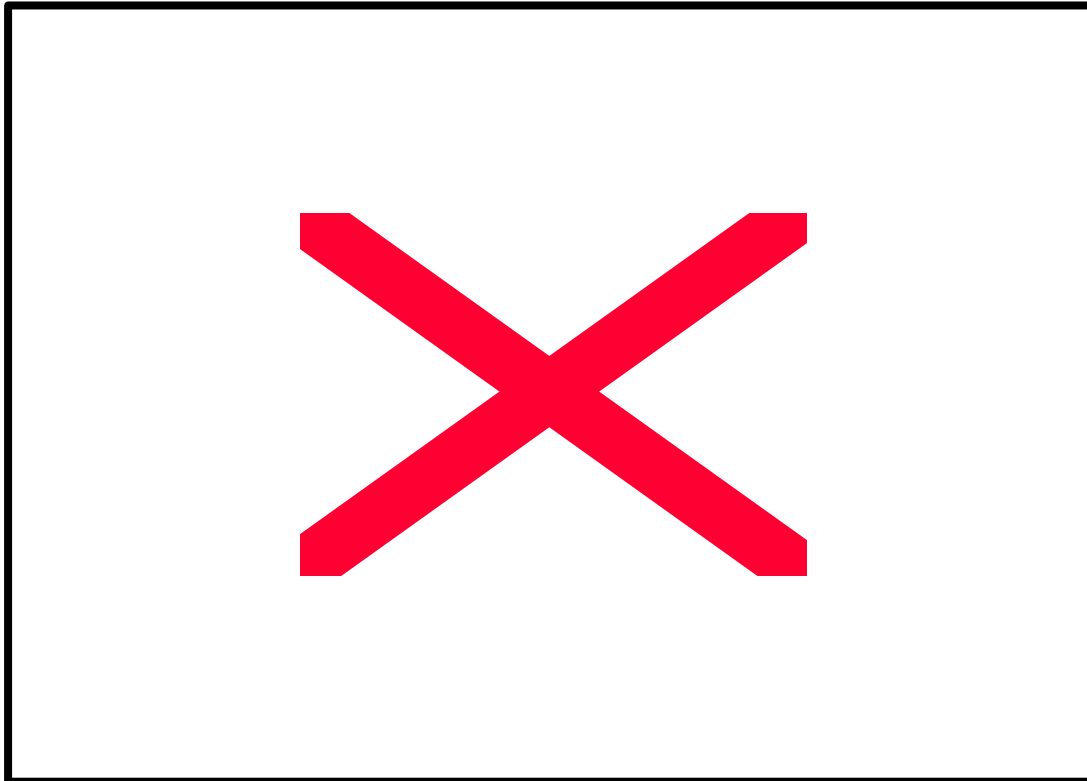
dades experimentals com pel model. És remarcable una altra vegada l'excel·lent grau de coincidència pels valors de pèrdua de pressió en el tram convergent ($z=0.1$), per a qualsevol combinació de cabals F_L i F_G .



Gràfic 5.3.14: Perfil de pressions (coll de 150 mm - atomitzador B) per a $F_G = 700 \text{ m}^3/\text{h}$.



Gràfic 5.3.15: Perfil de pressions (coll de 150 mm - atomitzador B) per a $F_G = 1100$ m³/h.



Gràfic 5.3.16: Perfil de pressions (coll de 150 mm - atomitzador B) per a $F_G = 1700$ m³/h.

Donat que l'angle d'atomització per a l'atomitzador B és inferior al de l'atomitzador A, i sabent que les contribucions més importants a la pèrdua de pressió total provenen dels termes d'acceleració del gas i de les gotes (Azzopardi *et al.* 1991), pot resultar poc evident el motiu pel qual les pèrdues de pressió són inferiors per l'atomitzador B. En principi hom pot pensar que un menor angle de dispersió comporta una major quantitat de líquid viatjant en forma de gotes, ja que és més difícil que assoleixin les parets del tub venturi per a un mateix cabal de gas. D'aquesta manera caldria esperar major pèrdua de pressió a causa de l'acceleració d'una major quantitat de líquid. El motiu d'aquesta

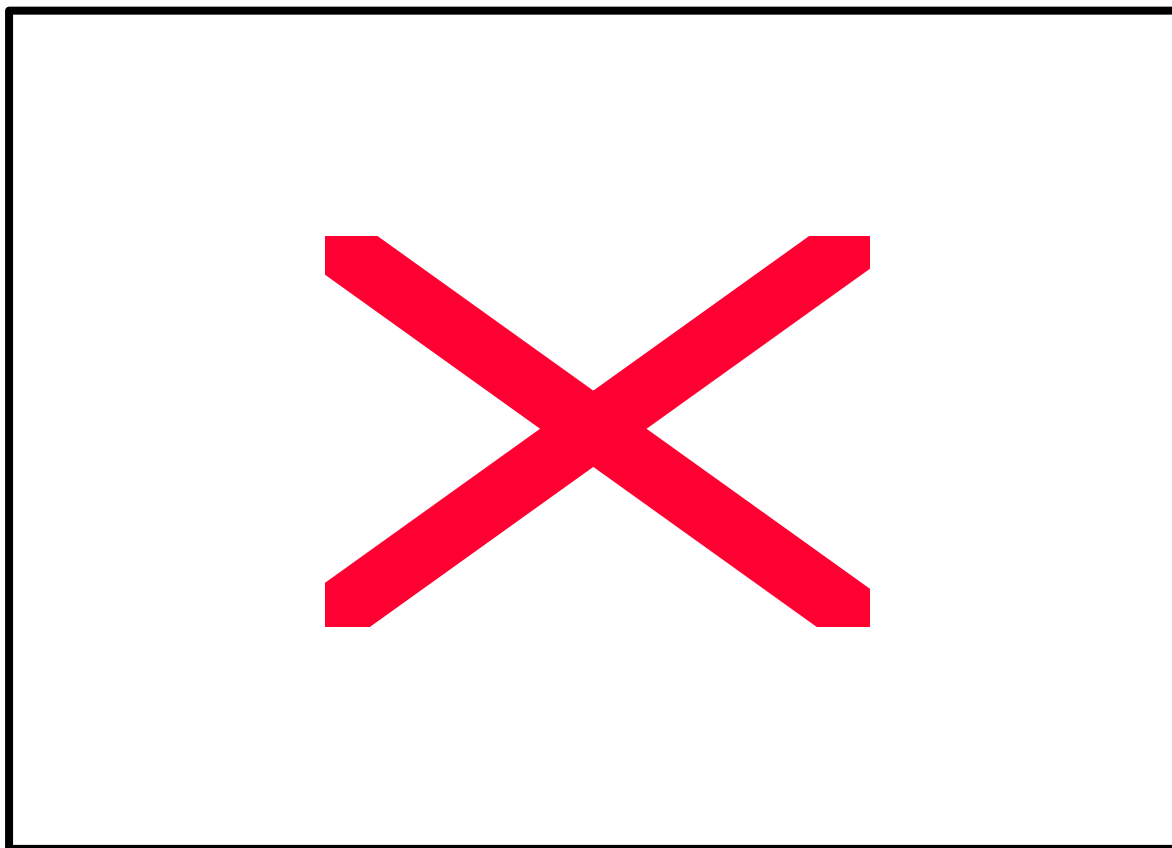
aparent contradicció es troba en el fet que per l'atomitzador B, un cabal de líquid qualsevol equival a una pressió de bombeig inferior a la del mateix cabal per l'atomitzador A, i per tant a una velocitat inferior. Així, la velocitat màxima assolida en l'atomitzador B durant les proves efectuades fou de 16 m/s. En resum, el sistema d'atomització permet una major fracció de líquid viatjant en forma de gotes, però a una velocitat inferior.

És interessant observar que la discriminació ocasionada pels diferents cabals de líquid és poc clara pels cabals de gas de 700 i 1100 m³/h, mentre que és força més accentuada per 1700 m³/h. A més a més, aquesta influència també és observada en les prediccions del model. Probablement per $F_G = 1700$ m³/h les prediccions són les més properes als resultats experimentals en totes les simulacions descrites fins aquest moment. Un punt de discrepància s'observa en l'ordre i moment d'aparició del fenomen d'inversió de la influència del cabal de líquid descrit anteriorment i per $F_G = 1100$ m³/h.

Els lleugers però continus increments a la pressió del difusor, denoten la inexistència del fenomen de separació, malgrat que el model prediu unes recuperacions que no s'assoleixen en realitat. Les prediccions són excel·lents fins a $z = 0.5$, és a dir, pràcticament fins a la meitat del difusor, però a partir d'aquest punt el model efectua un canvi de pendent molt més pronunciat que l'observat experimentalment. Cal pensar en algun problema de continuïtat matemàtica en el model, ja que aquest canvi no té cap sentit físic, donat que la geometria del difusor no hauria de permetre l'aparició d'aquests canvis. Aquest fet es veu més accentuat a baixos cabals de gas, la qual cosa empitjora la precisió del model en aquestes condicions, ja de per si prou deficients.

En el gràfic 5.3.17 on es representen els valors experimentals i els predits pel model, s'observa la mateixa tendència de les anteriors

combinacions de paràmetres geomètrics, i una distribució dels punts molt semblant a la que presenta el mateix coll però amb l'atomitzador A. Per a pèrdues de pressió superiors a zero, la precisió del model és molt bona, i es pot observar poca dispersió en les dades i una lleugera tendència a predir recuperacions de pressió superiors en el model. Per als valors de pèrdua de pressió inferiors a zero, el model es comporta de forma més deficient, tot i que caldrà analitzar les dades referents a la distribució del líquid pel tub venturi per discutir en termes absoluts la validesa del model.



Gràfic 5.3.17: Comparativa entre els valors teòrics i reals (coll de 150 mm - atomitzador

B).

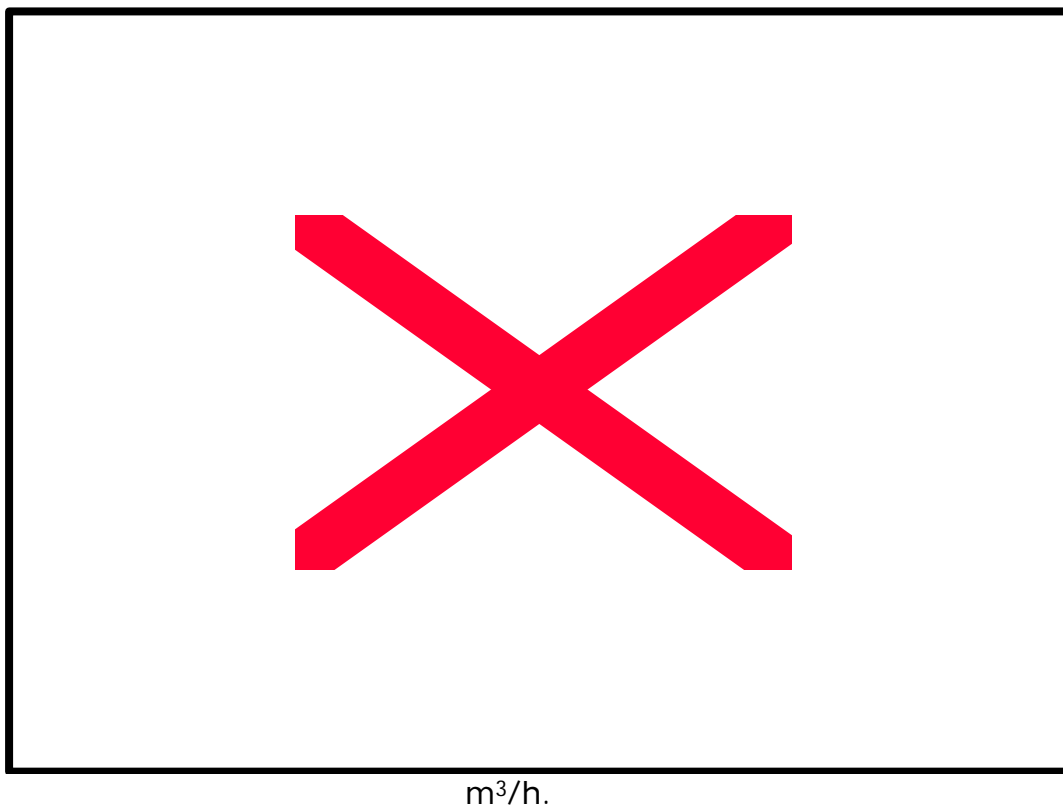
Diàmetre de coll 2x150 mm - Atomitzador A

En aquest punt s'analitza l'efecte que produeix l'allargament del coll del tub venturi. A priori hom espera un augment de les pèrdues de pressió en termes absoluts, ja que un allargament del coll porta associat indefectiblement un augment en els termes friccional. Per altra banda, i recordant que l'atomitzador injecta les gotes amb una determinada acceleració angular, és d'esperar una major deposició inicial de gotes a les parets del tub venturi, o sigui que inicialment els efectes acceleracionals de les gotes podrien tenir menor importància que en el cas del coll simple. Les dades experimentals així com els perfils descrits per al model per aquesta combinació de paràmetres geomètrics són presentades en els gràfics 5.3.18 - 5.3.20. Moltes de les característiques descrites en les anteriors configuracions tornen a manifestar-se en la present. En termes absoluts, el màxim de pèrdua de pressió es situa al voltant de 1.2 kPa per les condicions operatives experimentades. Així doncs es constata un lleuger augment de les pèrdues en augmentar la llargada del coll.

Gr



Gràfic 5.3.19: Perfil de pressions (coll de 2x150 mm - atomitzador A) per a $F_G = 1100$



Gràfic 5.3.20: Perfil de pressions (coll de 2x150 mm - atomitzador A) per a $F_G = 1700$
 $m^3/h.$

El màxim es situa a $z = 0.4$, punt corresponent a la sortida del coll (el tram afegit té una llargada de 0.2 m).

Les prediccions del model són bones en termes generals, malgrat es constaten severes discrepàncies per a $F_G = 700 m^3/h$. En aquest cas les dades experimentals coincideixen aparentment fins a $z = 0.5$, però a partir d'aquest moment el model presenta una recuperació de pressió molt accentuada, amb un canvi de pendent brusc tal i com s'ha comentat en l'anterior configuració.

Torna a ser present el fenomen d'inversió de la influència de F_L pels cabals de gas més baixos. Per a $F_G = 700 m^3/h$, aquesta inversió es

manté al llarg de la totalitat del tub venturi, mentre que per a $F_G = 1100$ m^3/h , aquesta es manifesta a la sortida del coll. Val a dir que en aquest sentit, la coincidència en aquest fenomen per part del model i els valors experimentals és força bona.

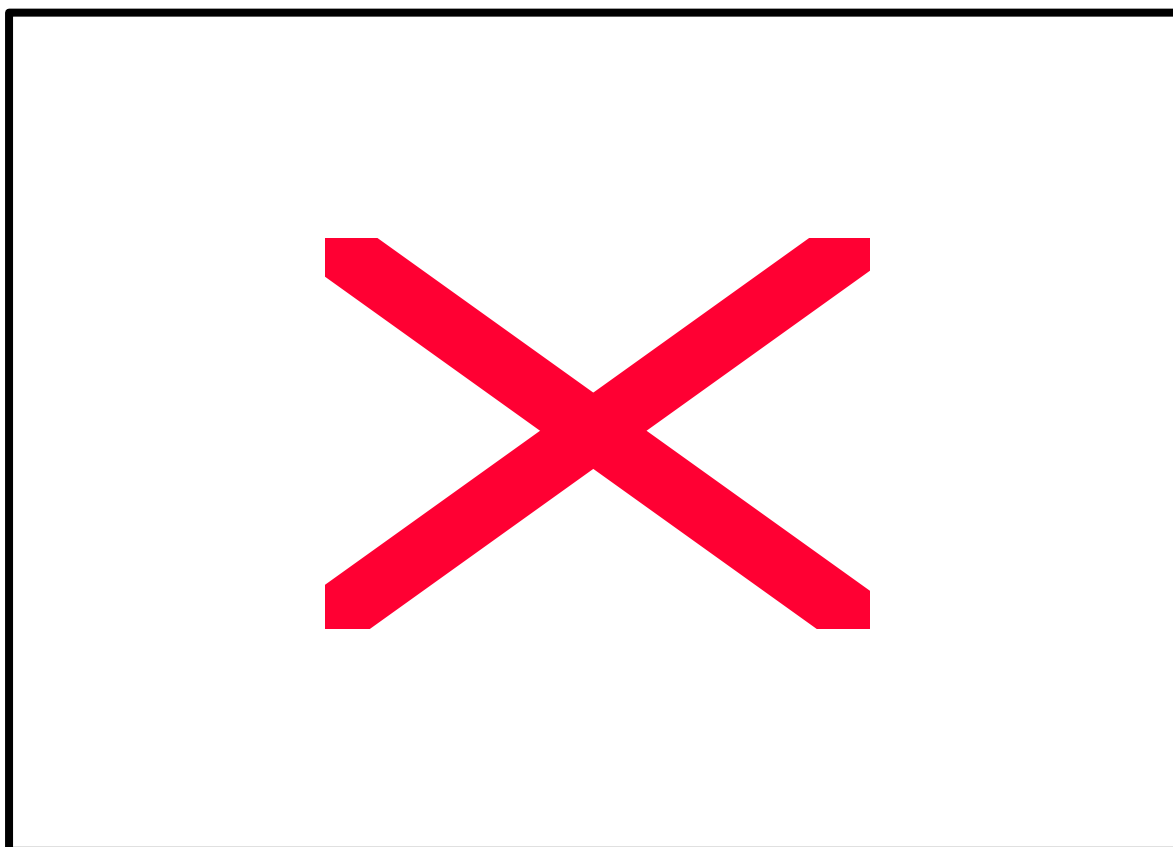
És fàcil adonar-se que el màxim absolut en totes les representacions es presenta a $z = 0.4$, és a dir, a la sortida de segon tram del coll. Igual que en la configuració anterior es fa evident algun problema de continuïtat del model en el difusor, ja que en tots tres cabals de gas simulats es produeix un canvi brusc en el pendent de les corbes. Aquest canvi no té a priori cap fonament físic que el justifiqui. A més a més el canvi es desplaça cap a la sortida del difusor a mesura que augmenta el cabal de gas.

Les prediccions del model per al tram del doble coll són molt bones, malgrat que per $F_G = 1100$ m^3/h , les dades experimentals presenten un valor màxim per a $F_L = 7.3$ m^3/h poc coherent amb la resta. Per aquest mateix cabal de gas, les prediccions a partir de l'esmentat canvi brusc de pendent són certament deficientes. Per contra, per a $F_G = 1700$ m^3/h , les prediccions són força acurades, i es pot constatar doncs una millora en la concordança del model i les dades reals a mesura que augmenta la velocitat del gas en el coll. Cal recordar que el model d'Azzopardi *et al.* (1991) no havia estat provat amb valors tan baixos d'aquesta velocitat.

Una altra característica que apareix en aquesta combinació de paràmetres geomètrics és l'aturada en la recuperació de pressió que s'observa principalment per a cabals de gas de 700 i 1100 m^3/h . Aquest fenomen (no tan evident per a $F_G = 1700$ m^3/h) és degut a la separació de la capa límit en el difusor, descrita per Azzopardi *et al.* (1991) i Azzopardi (1992). Malauradament el model no prediu aquest fenomen,

sinó més aviat el contrari, és a dir, un marcat augment en la recuperació de pressió.

Pel que fa a la valoració global de les prediccions respecte el conjunt de valors experimentals, el gràfic 5.3.21 mostra una tendència similar a l'observada pel coll de 150 mm simple, tant per a l'atomitzador A com per al B. Les prediccions són prou bones per a valors positius de pèrdua de pressió, i es pot observar amb major claredat que en els anteriors casos, la tendència que presenta el model de predir pèrdues de pressió en excés (aproximadament només un 8% dels punts representats en el gràfic apareixen per sota de la diagonal).



Gràfic 5.3.21: Comparativa entre els valors teòrics i reals (coll de 2x150 mm - atomitzador A).

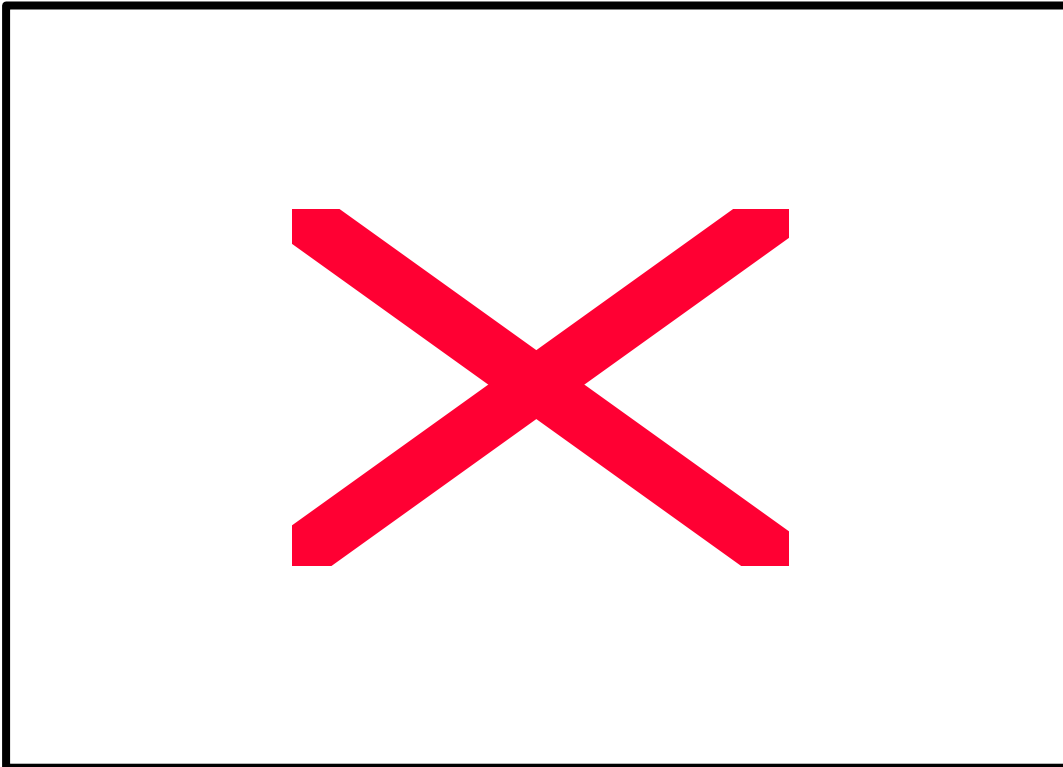
Diàmetre de coll 2x150 mm - Atomitzador B

L'efecte d'allargament del coll del venturi per a l'atomitzador B, presenta (com era d'esperar) moltes similituds amb el produït sobre l'atomitzador A. S'aprecien, però, certes diferències significatives. Així, i per primera vegada, les prediccions en el primer punt de mostreig (en aquest cas corresponent al primer tram de coll), no són tan precises com en la resta de configuracions, sobretot pels cabals de gas més baixos (gràfics 5.3.22 - 5.3.24). Continua manifestant-se una certa discrepància entre els valors teòrics i reals pel tram final del difusor, malgrat que les prediccions per a $F_G = 1700 \text{ m}^3/\text{h}$ són molt bones, sobretot per a cabals de líquid grans. Es fa evident en els tres cabals de gas simulats el canvi brusc de pendent anteriorment esmentat, tot i que en aquesta ocasió no s'observa el desplaçament d'aquest punt al llarg del difusor per a diferents cabals de gas. Cal doncs una revisió de l'algorisme de càlcul pel que fa al càlcul de la pèrdua de pressió. Cal pensar també en el fet que el programa no és capaç de simular les trajectòries reals de les gotes, ja que per aquelles que no són comptabilitzades en la fracció inicial de líquid per les parets, se'ls suposa que segueixen una trajectòria totalment paral·lela a la direcció axial. Òbviament les gotes en realitat tenen una tendència a desplaçar-se cap a les parets, de forma que moltes d'elles són dipositades i reatomitzades a velocitats inferiors de les inicials. Per aquest motiu, probablement el model prediu major recuperació per part d'aquestes gotes.

Les prediccions al difusor per al cabal de gas inferior continuen essent les pitjors, malgrat que les dades experimentals manifesten un comportament un xic estrany, ja que aparentment el màxim de pèrdua de pressió es situaria desplaçat cap al difusor. Només s'observa inversió

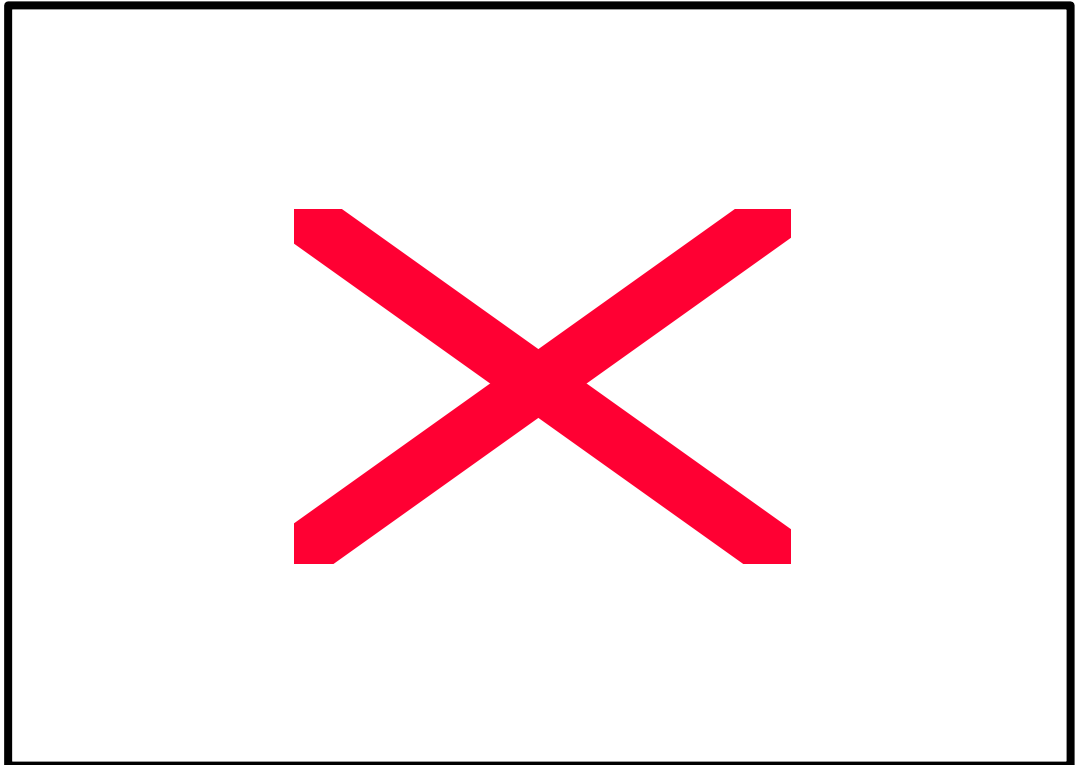
en l'efecte de F_L per al cabal de gas inferior, a causa de la menor velocitat inicial de les gotes generades per l'atomitzador B.

En termes absoluts el màxim es troba lleugerament per sobre de l'obtingut pel mateix atomitzador i un sol coll. En concret s'assoleixen

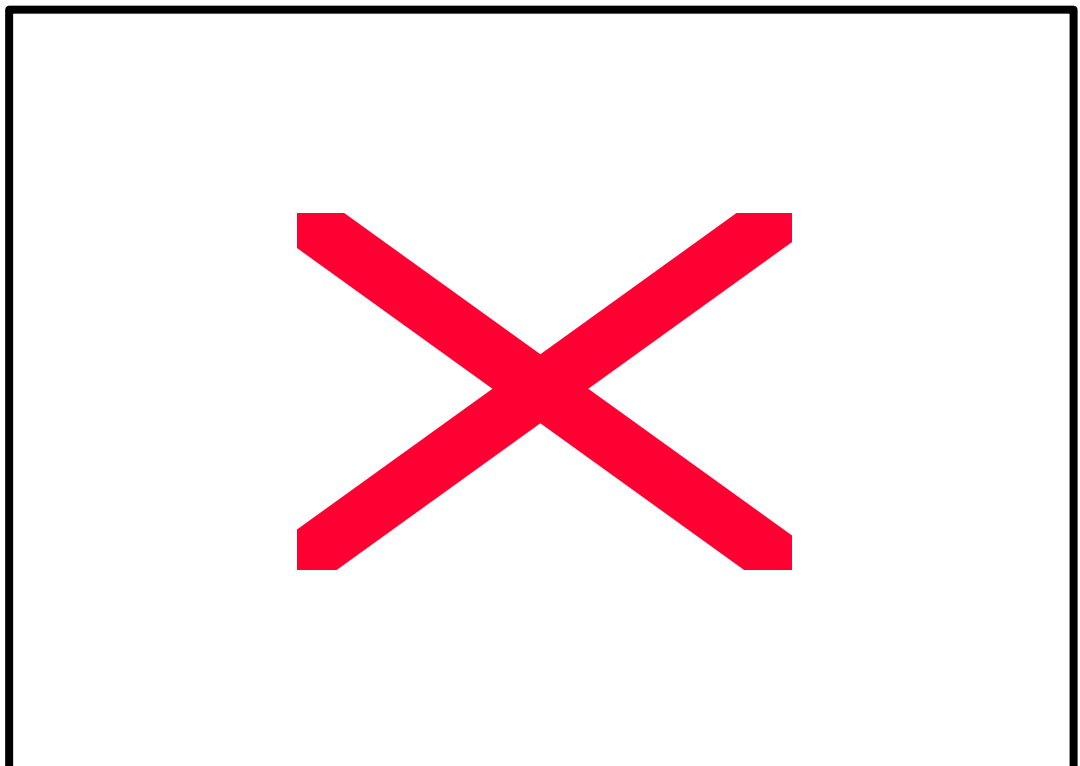


valors de fins a 0.8 kPa per a les condicions operatives assajades.

Gràfic 5.3.22: Perfil de pressions (coll de 2x150 mm - atomitzador B) per a $F_G = 700$ m³/h.

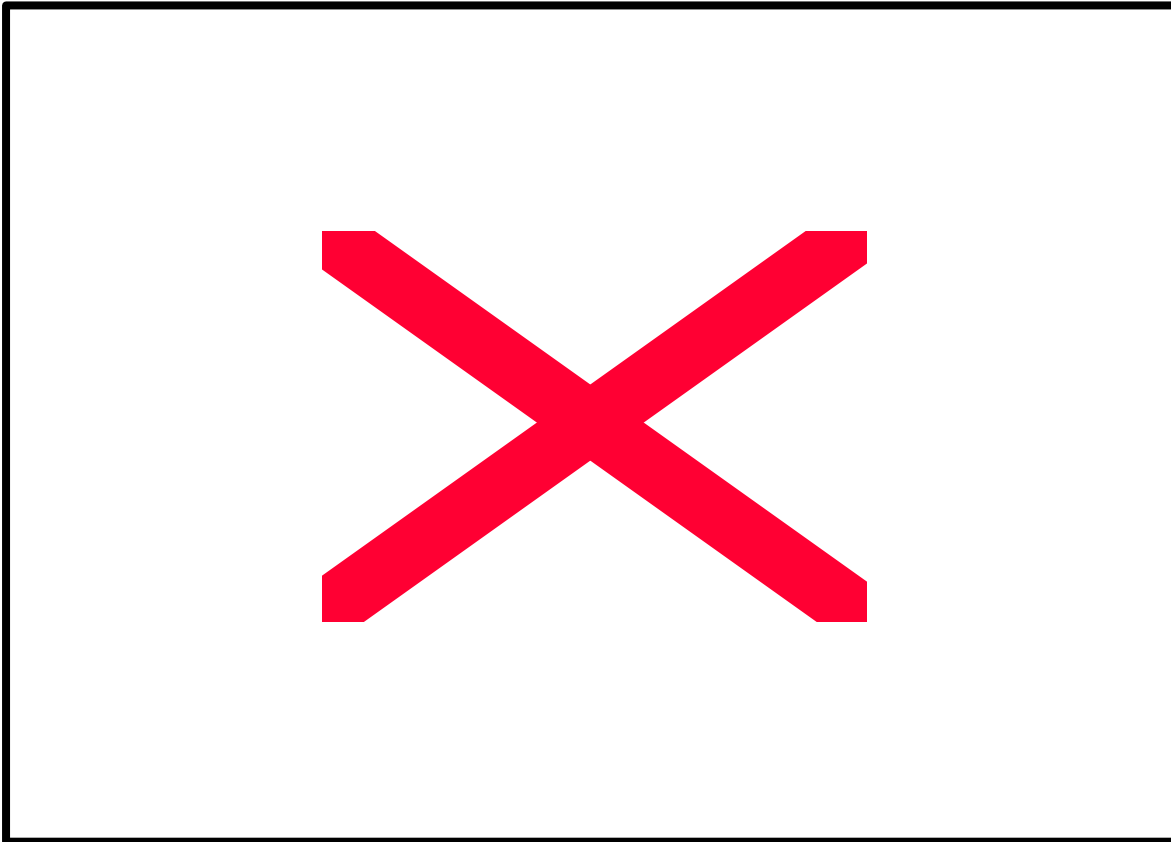


Gràfic 5.3.23: Perfil de pressions (coll de 2x150 mm - atomitzador B) per a $F_G = 1100$ m³/h.



Gràfic 5.3.24: Perfil de pressions (coll de 2x150 mm - atomitzador B) per a $F_G = 1700$ m³/h.

La representació de les dades experimentals i teòriques corresponent al gràfic 5.3.25, mostra una distribució de punts pràcticament idèntica a la



mateixa combinació de coll però amb l'atomitzador A. El percentatge de punts per sota la diagonal és, però, sensiblement superior.

Gràfic 5.3.25: Comparativa entre els valors teòrics i reals (coll de 2x150 mm - atomitzador B).

Les serioses discrepàncies trobades per a baixos cabals de gas per a qualsevol de les combinacions de paràmetres geomètrics fan pensar en alguna mancança del model comuna a totes les combinacions efectuades. Així, intuïnt que el problema ve donat per l'efecte que té l'elevada velocitat del corrent líquid, s'han determinat quines són les parts del model més sensibles a aquest paràmetre. Observant el sistema d'equacions emprat en l'execució del model, l'expressió on pot tenir més influència la velocitat inicial del líquid és aquella que descriu

l'acceleració de les gotes (o desacceleració) per part de l'arrossegament ocasionat pel corrent gasós (equació 5.3.16). Aquesta equació diferencial presenta un paràmetre empíric, el coeficient d'arrossegament C_D . Una elecció poc adequada en la correlació pel càlcul d'aquest coeficient, portarà a la determinació d'acceleracions errònies i, per tant, a pèrdues de pressió sobre o subdimensionades.

L'avaluació del coeficient d'arrossegament pot efectuar-se a partir d'equacions, la majoria d'elles empíriques essent les més conegudes:

~~Fig~~ Schiller i Naumann (1933)

$$C_D = \frac{24}{Re} \left[1 + 0.15 Re^{0.687} \right] \quad \text{Re} \leq 1000 \quad (5.3.18)$$

$$C_D = \frac{0.44}{Re^{0.44}} \quad \text{Re} > 1000$$

~~Fig~~ Langmuir i Blodgett (1946)

$$C_D = \frac{24}{Re} \left[1 + 0.197 Re^{0.63} + 2.6 \times 10^{-24} Re^{1.38} \right] \quad (5.3.19)$$

~~Fig~~ Ingebo i Foster (1957)

$$C_D = \frac{27}{Re^{0.84}} \quad (5.3.20)$$

~~Fig~~ Bird *et al.* (1982)

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re} & Re < 0.1 \\ \frac{18.5}{Re^{0.6}} & 0.1 < Re < 500 \\ 0.44 & 500 < Re < 2000 \end{cases} \quad (5.3.21)$$

Tradicionalment, la correlació d'Ingebo i Foster (1957) ha estat la més utilitzada, tot i que Michalski (1995, 1996, 1997 i 1998) opta per la correlació de Bird *et al.* (1982), basada en la teoria de Stokes. Cal assenyalar que els treballs de Michalski fan referència a sistemes estacionaris o a baixa velocitat per a la fase gas. El model emprat en el present estudi utilitza la correlació de Schiller i Naumann (1933). A priori totes les correlacions haurien de predir valors similars per a C_D , ja que totes estan avaluades per a partícules esfèriques de massa constant (se suposa que la gota no experimenta canvis en la seva massa per evaporació o condensació durant la seva circulació pel tub venturi). A la pràctica, els valors del coeficient d'arrossegament difereixen considerablement per a les diferents correlacions, de forma que s'ha procedit a resoldre l'equació 5.3.16 per als dos coeficients d'arrossegament més emprats en la bibliografia, el de Schiller i Naumann (1933) i el de Ingebo i Foster (1957). Els resultats obtinguts pel coll de 150 mm i els atomitzadors A i B es presenten en la taula 5.3.1.

Taula 5.3.1: Velocitats a la sortida del difusor. Model d'Azzopardi *et al.* (1991). U_{gd1} : correlació de Ingebo i Foster (1957). U_{gd2} : correlació de Schiller i Nauman (1933).

Atomitzador	F_G (m ³ /h)	F_L (m ³ /h)	U_{gi} (m/s)	U_{gd1} (m/s)	U_{gd2} (m/s)
A	700	2.5	10.88	9.176	9.817
A	1100	2.5	10.88	10.046	10.305
A	1700	2.5	10.88	10.406	13.185
A	700	5.0	18.01	17.420	12.945

A	1100	5.0	18.01	17.640	15.426
A	1700	5.0	18.01	17.935	17.623
A	700	7.3	23.71	22.693	14.171
A	1100	7.3	23.71	22.956	17.450
A	1700	7.3	23.71	23.316	20.952
B	700	2.5	8.25	8.184	7.978
B	1100	2.5	8.25	8.373	9.129
B	1700	2.5	8.25	8.683	12.350
B	700	5.0	12.19	11.943	10.591
B	1100	5.0	12.19	12.127	11.866
B	1700	5.0	12.19	12.400	14.073
B	700	7.3	16.59	16.096	12.492
B	1100	7.3	16.59	16.309	14.706
B	1700	7.3	16.59	16.594	16.710

Les columnes corresponents a U_{gd} reproduïxen els valors de la velocitat a la sortida del difusor, per a les condicions utilitzades experimentalment. Aquesta dada és prou significativa i evita la presentació de multitud de corbes de perfils de velocitat.

La conseqüència de l'ús d'una correlació o l'altre es fa prou evident. Les velocitats a la sortida del difusor (i per extensió els perfils de velocitat al llarg del tub venturi), difereixen considerablement. Aquesta diferència s'accentua per a baixos cabals de gas, coincidint plenament amb aquelles condicions on els valors predits per al model difereixen més de les dades experimentals. En general les diferències més importants apareixen per a l'atomitzador A, on les velocitats inicials del líquid són superiors, tot i que pel B també apareixen discrepàncies significatives.

Són destacables les diferències que apareixen en l'atomitzador A per a $F_G = 700 \text{ m}^3/\text{h}$, essent de fins a $\approx 8 \text{ m/s}$ pel cas de $F_L = 7.3 \text{ m}^3/\text{h}$. Cal

recordar que, en aquestes condicions, la diferència entre els valors real i els teòrics fou la màxima determinada.

La predicció de velocitats inferiors o superiors a les reals, promou una estimació errònia, per defecte o per excés respectivament, de la pèrdua de pressió acceleracional del líquid i del gas. Com ja s'ha comentat anteriorment, aquests termes són els de major contribució a la pèrdua de pressió total (figura 5.3.3). Així, havent observat que el model prediu, en termes generals, pèrdues de pressió inferiors a les reals (gràfics 5.3.9, 5.3.13, 5.3.17, 5.3.21 i 5.3.25), es constata la tendència del model a predir desacceleracions superiors a les reals, amb la corresponent sobrepredicció en la recuperació de pressió.

En alguns casos, però, la correlació de Schiller i Naumann (1933) és la que dóna velocitats superiors. Per tant, com a futur treball i per tal de millorar el funcionament del model, caldria determinar quina és la millor correlació per al coeficient d'arrossegament, en funció del nombre de Reynolds en cada situació, ja que aquesta elecció és del tot crítica.

5.3.3.2 DISTRIBUCIÓ DEL LÍQUID EN EL TUB VENTURI

Tant la distribució del líquid al llarg de tota la secció transversal i per a tota coordenada axial, com la divisió entre gotes i pel·lícula de líquid, han estat motiu de gran quantitat de treballs. Ja en estudis pioners, Taheri i Haines (1969) observaren que la captació òptima de partícules, era aconseguida mitjançant un complet cobriment del coll del venturi per part de les gotes d'aigua o altre agent absorbent, distribuïdes uniformement al llarg de l'àrea del coll perpendicular a la direcció del gas.

Malgrat que pràcticament tots els estudis de distribució de líquid en sistemes venturi '*scrubber*' fan referència a la distribució òptima per a la màxima captació de partícules, es pot pensar que per a l'aplicació com a reactor químic els requeriments seran similars. Resulta obvi que una bona distribució del líquid (absència de camins preferents) i una àrea interfacial elevada (gran quantitat de gotes de reduït diàmetre) promouran la transferència de matèria entre les fases gas i líquida.

Algunes de les característiques estudiades per sistemes venturi '*scrubber*', podran ser obviades quan s'empren ejectors (atomitzadors), com en el present treball. Així, un dels paràmetres de gran influència en l'adequada distribució del líquid és l'anomenada llargada de penetració del jet (generalment simbolitzada com l^*). Aquesta es defineix com la màxima distància que un jet de líquid penetra dins un corrent gasós abans de desintegrar-se en gotes (Adelberg, 1967). Aquest paràmetre és la base dels models proposats per Viswanathan *et al.* (1983, 1984, 1997), Viswanathan (1997), Ananthanarayanan i Viswanathan (1998, 1999a i b), Fathikalajahi *et al.* (1995, 1996). Tots aquests models utilitzen la correlació de Viswanathan *et al.* (1983) de la llargada de penetració per tal de predir el punt geomètric de generació de les gotes. Aquesta correlació, però, només és adequada quan el líquid és injectat radialment cap a l'interior amb un angle de 90° .

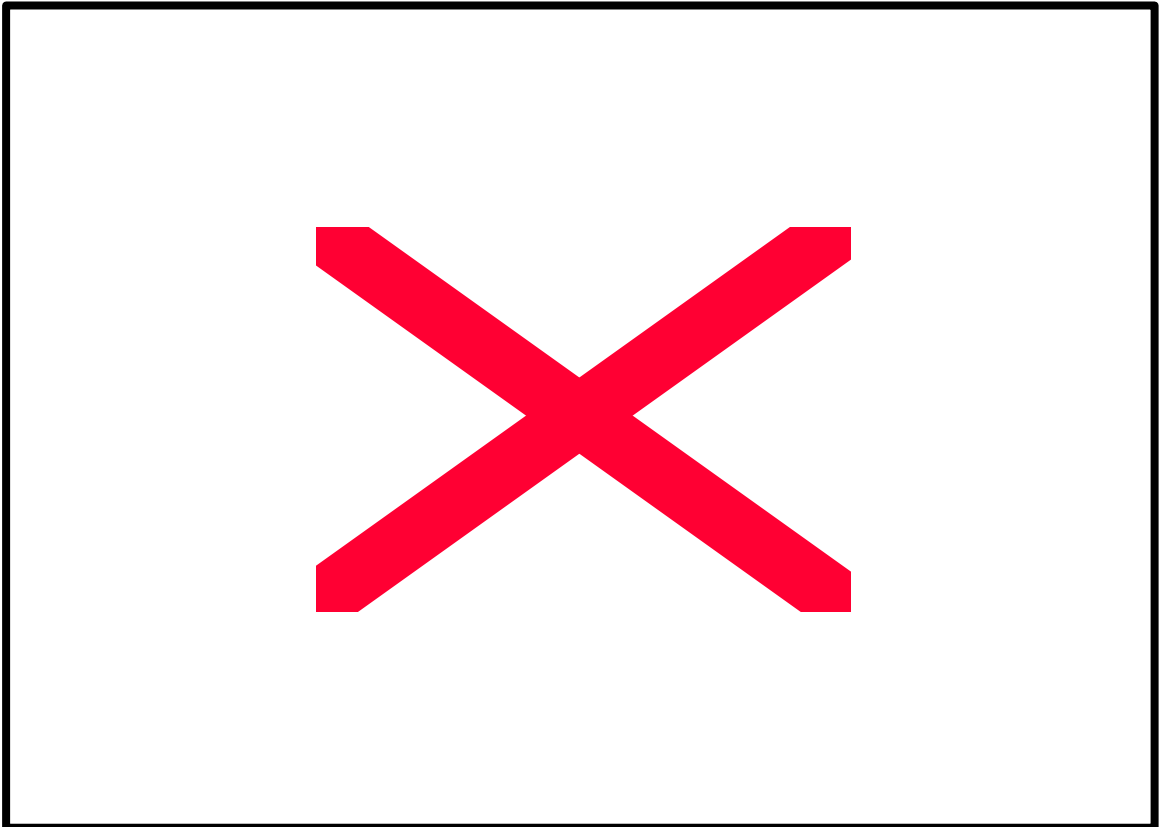
En el present estudi, la característica més important a determinar és la fracció de líquid que flueix en forma de pel·lícula adherida a les parets i la seva evolució al llarg del tub venturi. Per aquest motiu, i tal i com es descriu en el procediment experimental d'aquest capítol, s'ha determinat la distribució del líquid a diferents coordenades axials i per a diferents posicions radials, tot i variant els cabals de líquid i de gas, així com la geometria del coll del tub venturi i l'angle d'atomització. A mode d'exemple, el gràfic 5.3.26 mostra els perfils de líquid pel coll de

150 mm, atomitzador B, i per a dos cabals de líquid mantenint un cabal de gas de 1100 m³/h. Els punts 1, 2, 3 i 4 corresponen a coordenades axials $z = 0.14, 0.28, 0.42$ i 0.66 m respectivament. S'observa una distribució força variable al llarg del tub venturi, de forma que pel punt 1 (al punt mig del coll), s'observa que pràcticament tot el líquid viatja en forma de gotes pel centre de la canonada. Aquest fenomen, ocasionat per l'estret angle d'atomització, és corregit a mesura que el líquid avança pel tub venturi a causa de la component radial de velocitat de les gotes i a la deposició que es produeix d'aquestes. No s'observaren diferències significatives pel que fa a la distribució de líquid en variar el cabal de líquid injectat. En el punt 3 la distribució sembla ser la més homogènia, produint-se un augment del líquid cap a les parets del tub venturi a mesura que ens desplaceu cap a la sortida del difusor.



Gràfic 5.3.26: Distribució del líquid al llarg del tub venturi per a $D_t=100$ mm i l'atomitzador B ($F_G=1100$ m³/h).

Quan s'utilitza l'atomitzador tipus A, la distribució inicial varia notablement (gràfic 5.3.27), ja que l'angle d'atomització de 90° provoca que una important fracció de líquid circuli per les parets de forma immediata (punt 1), a la vegada que també hi ha una concentració important de gotes al centre de la canonada. L'evolució



posterior presenta similituds amb l'atomitzador B, malgrat que la fracció dipositada és en tot cas superior per a l'atomitzador A.

Gràfic 5.3.27: Distribució del líquid al llarg del tub venturi per a $D_t=100$ mm i l'atomitzador A ($F_G=1100$ m³/h).

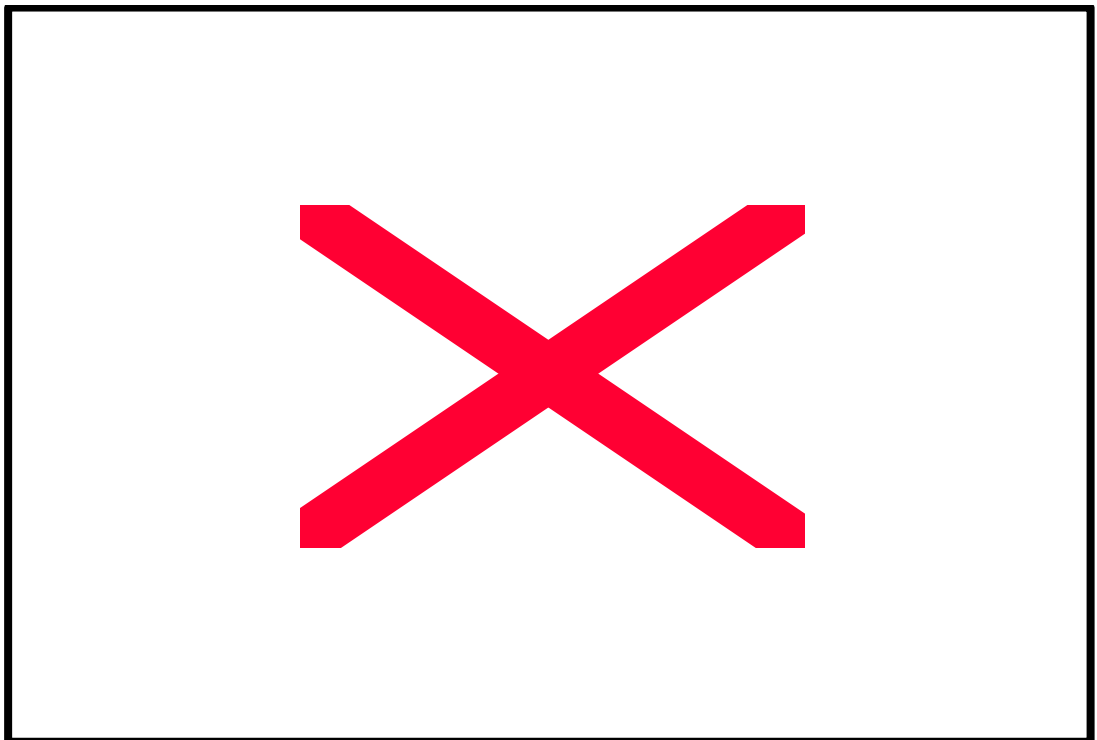
Aquestes distribucions presentades presenten diferències importants respecte d'aquelles observades en la bibliografia. Taheri i Haines (1969) obtingueren distribucions bimodals per al líquid, tot i utilitzant 3 sistemes d'injecció: toveres radials, 'ranura' continua i sobreeixidor. Cal destacar que a causa de probablement l'alta velocitat del gas, i que els punts d'injecció de líquid foren situats oposats en dues parets del venturi de secció rectangular, la fracció de líquid que circula pel centre de la

canonada és pràcticament nul·la. Altres treballs experimentals més exhaustius han demostrat que a mesura que s'incrementa el cabal de líquid (mantenint una mateixa velocitat del gas en el coll), disminueix la fracció dipositada a les parets (Viswanathan *et al.* 1984). Per altra banda, i en el mateix treball, s'observa una progressiva deposició del líquid a mesura que el líquid s'acosta a la sortida del difusor, fenomen observat també per Leith *et al.* (1985b). Per altra banda, un augment de la velocitat del gas en el coll, i per a un mateix cabal de líquid, produeix un augment en la fracció de líquid en forma de gotes. Aquest fenomen, serà relacionat més endavant amb el procés de arrossegament descrit per Azzopardi i Govan (1984). Aquests autors observaren el mateix fenomen durant els seus experiments. En el present estudi, també es constata l'augment de la fracció de líquid en forma de gotes en augmentar F_G . Aquesta fracció fou avaluada mitjançant la integració gràfica de les corbes obtingudes per a les diferents condicions operatives assajades (gràfics 5.3.26 i 5.3.27 per exemple). Les àrees integrades foren les corresponents a una distància d'un centímetre de cadascun dels extrems de les corbes (el diàmetre de la sonda utilitzada fou de 1 cm). Val a dir que es considerarà nul·la la variació en la coordenada azimutal en la distribució del líquid, tal i com constaten Viswanathan *et al.* (1984), Ananthanarayanan i Viswanathan (1998, 1999). Si el focus emissor de les gotes està localitzat (com en el present estudi) en el centre de la canonada, aquesta suposició és del tot aplicable.

En els gràfics 5.3.28 - 5.3.32 es presenten les dades experimentals obtingudes per aquest procediment, a més a més de les prediccions del model d'Azzopardi *et al.* (1991) modificat. Les dades representen la fracció de líquid que circula com a gotes en el si del gas al llarg del tub venturi (*'entrained fraction'*). En general la configuració amb el menor diàmetre (coll de 100 mm) és la que presenta una major fracció de líquid atomitzada, entre un 80 i un 90 %. Una possible explicació pot

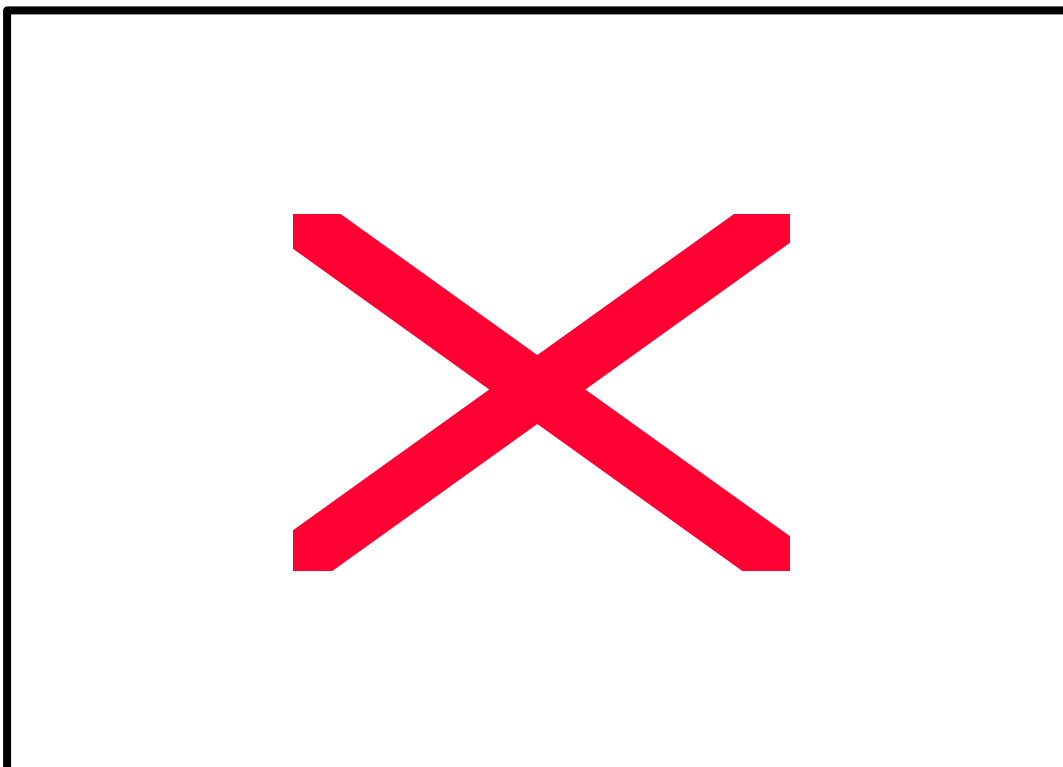
fonamentar-se en el fet que per aquesta configuració, la velocitat assolida pel gas fou la màxima. És a dir, la condició d'extra-arrossegament descrita com a fenomen influenciat per la geometria de l'entrada del coll (Azzopardi i Govan, 1984) serà més important en aquesta configuració que en cap altra.

En l'estudi de l'evolució de la fracció de líquid en forma de gotes, i a diferència de la pèrdua de pressió, no s'observa una clara tendència de



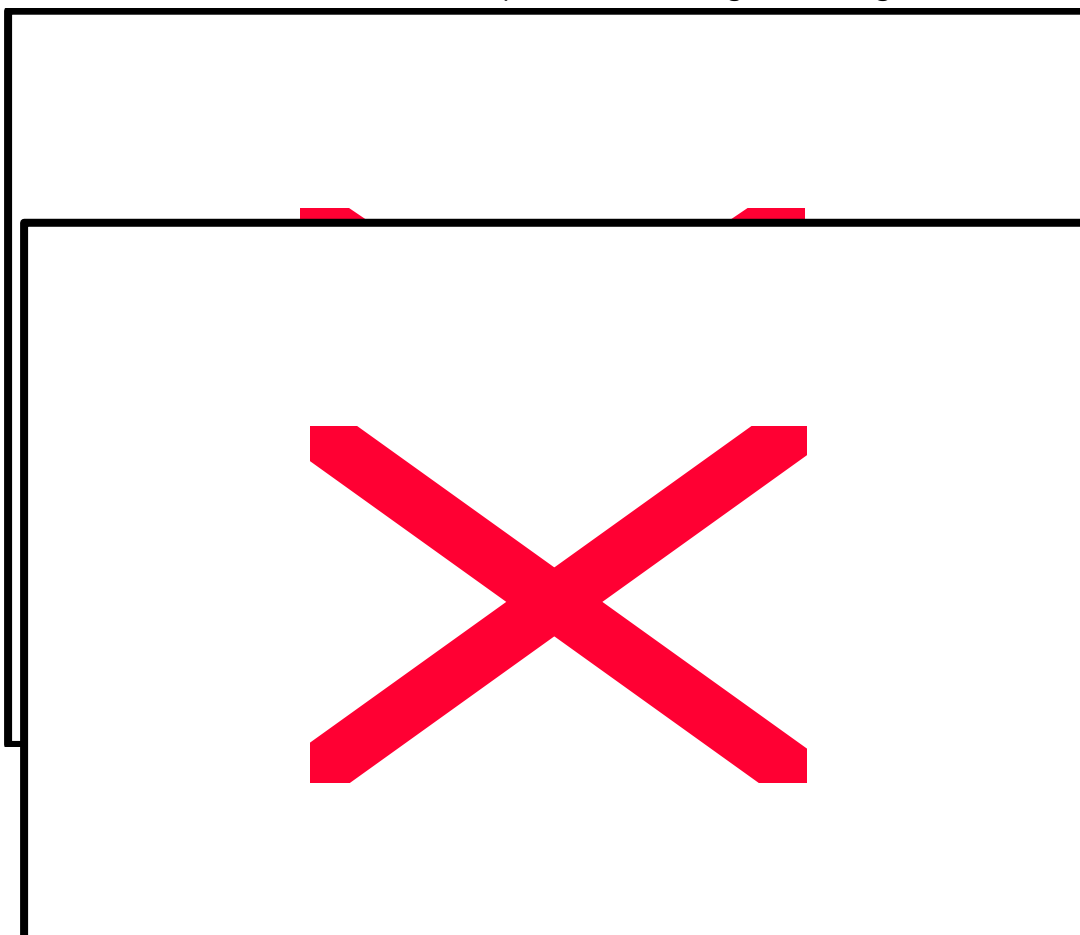
sobre o subpredir els valors reals per part del model teòric.

Gràfic 5.3.28: Evolució de la fracció de líquid en forma de gotes al llarg del tub venturi per a $D_t=100$ mm i l'atomitzador B.

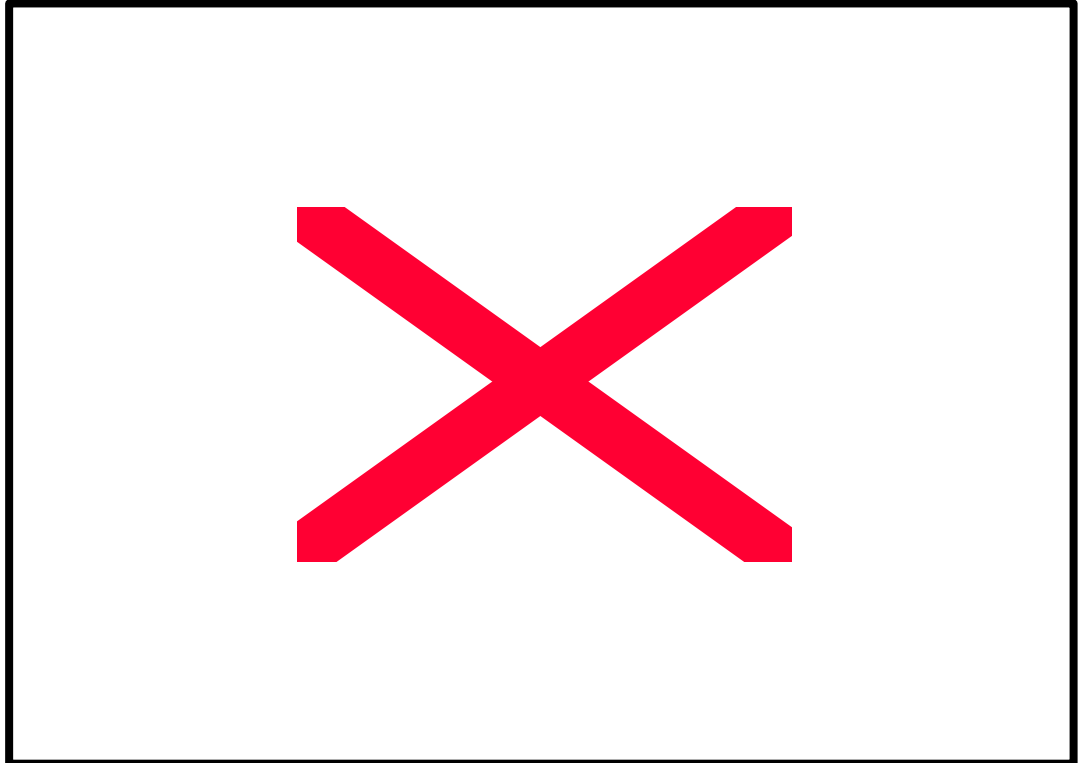


Gràfic 5.3.29: Evolució de la fracció de líquid en forma de gotes al llarg del tub venturi per a $D_t=150$ mm i l'atomitzador A.

Gràfic 5.3.30: Evolució de la fracció de líquid en forma de gotes al llarg del tub venturi



Gràfic 5.3.31: Evolució de la fracció de líquid en forma de gotes al llarg del tub venturi per al doble coll de $D_t=150$ mm i l'atomitzador A.



Gràfic 5.3.32: Evolució de la fracció de líquid en forma de gotes al llarg del tub venturi per al doble coll de $D_t=150$ mm i l'atomitzador B.

En general el model sembla predir millor els valors associats a elevats cabals de gas, essent aquests els que presenten una major fracció de líquid en forma de gotes. Tot i això, per la majoria de combinacions de paràmetres geomètrics emprades, es produeix un solapament en els perfils (sobretot teòrics) de les combinacions $F_G = 1100 \text{ m}^3/\text{h} - F_L = 7.3 \text{ m}^3/\text{h}$ amb $F_G = 1700 \text{ m}^3/\text{h} - F_L = 5.0 \text{ m}^3/\text{h}$. És a dir, tant els valors elevats de cabal de líquid, com els de cabal de gas provoquen una major reatomització del líquid. Això concorda amb les observacions efectuades per Viswanathan *et al.* (1984, 1997), Fathikalajahi (1995) els quals determinaren una disminució de la fracció que flueix per les parets en augmentar la relació F_L/F_G , tot i mantenint una velocitat de pas del

gas pel coll constant. A la vegada, Viswanathan (1998a) i Viswanathan *et al.* (1997) determinaren experimentalment un augment de la fracció de líquid en forma de gotes en augmentar la velocitat de pas del gas pel coll, i per tant F_G .

El model presenta una lleugera discontinuïtat en la seva evolució al llarg del tub venturi. Exceptuant el cas on $D_t = 100$ mm, en la resta de configuracions aquesta discontinuïtat apareix a la sortida del coll, predient sempre un augment bruscat en la fracció de líquid penetrada. Aquest augment ve provocat per un terme d'extra-arrossegament que fou afegit al model d'Azzopardi *et al.* (1991), i que té en compte la geometria a la sortida del coll, tal i com aconsellen Leith *et al.* (1985a).

Evidentment la fracció de líquid per les parets quan s'utilitza l'atomitzador A és superior a l'obtinguda amb l'atomitzador B. Les dades dels gràfics 5.3.26 i 5.3.27, així ho confirmen, i fins i tot el model teòric prediu un comportament similar. Bàsicament aquesta concordança és deguda al fet que les variacions absolutes en la fracció de líquid al llarg de la coordenada axial del tub venturi, no són molt elevades, essent el factor més decisiu la fracció inicial de líquid a l'entrada del coll. Aquesta fracció inicial només depèn de l'angle d'atomització i de la llargada del tram divergent.

L'efecte de disminuir el diàmetre del coll provoca la reatomització de major nombre de gotes. A priori aquest fenomen està en contradicció amb les previsions d'Azzopardi (1993) el qual determinà un augment de la fracció en forma de pel·lícula en disminuir el diàmetre del tub venturi. La diferent llargada en els colls utilitzats per a cada diàmetre, provoca aquesta discrepància, de la mateixa manera que en provocava en les prediccions de la pèrdua de pressió.

La llargada del coll no ha estat un paràmetre estudiat en la bibliografia. De les dades experimentals i teòriques es desprèn que l'efecte d'allargar el coll es presenta de forma subtil amb un lleuger augment de la fracció en forma de gotes. Això probablement és degut al fet que en el coll, on les velocitats del gas són superiors, predomina el fenomen de la arrossegament dins de l'equilibri dinàmic que es manté entre aquest i la deposició. A la vegada, aquesta deposició es veurà estretament lligada a la component radial de velocitat que presenten les gotes. Això implica que l'equació que descriu la variació de la velocitat de les gotes, a mesura que avancen en el tub venturi, hauria de ser formulada en termes bidimensionals i no unidimensionals tal i com es descriu en l'equació 5.3.16. Aquesta ha estat l'aproximació utilitzada per Michalski (1996, 1998) per tal de descriure el moviment de les gotes de reactiu en una torre d'absorció. Juntament amb la correcta elecció del coeficient d'arrossegament descrita en el capítol 5.3.3.1, aquesta equació bidimensional hauria de millorar notablement les prediccions del model d'Azzopardi *et al.* (1991) pel que fa tant a la predicció del perfil de pressions, com a la distribució del líquid al llarg del tub venturi.

Un altre aspecte diferencial del sistema jet venturi '*scrubber*' és l'elevada relació F_L/F_G utilitzada. Aquesta és una conseqüència dels elevats cabals de líquid emprats per a assegurar una adequada eliminació d'agents contaminants. Aquesta característica implica amb tota seguretat l'aparició de fenòmens de coalescència entre les gotes, en general de major grandària que les produïdes quan l'atomització és efectuada pel corrent de gas.

El fenomen de la coalescència té una gran influència en el procés de deposició de les gotes. Andreusi i Azzopardi (1983) determinaren que dos són els mecanismes que controlen la transferència de les gotes: les de menor diàmetre es dipositen mitjançant difusió turbulenta, mentre que les de major diàmetre es veuen poc afectades per la turbulència i

segueixen la seva trajectòria inicial. L'anàlisi del fenomen de la deposició es veu complicat per l'efecte de la concentració de les gotes en el coeficient de deposició (K_g per les equacions 5.3.12 i 5.3.13). Andreussi (1983) suggereix que la dependència del coeficient de deposició amb la concentració de les gotes pot ser atribuït a la coalescència, a la vegada que proposa una expressió semiempírica per avaluar el coeficient de deposició en funció de la velocitat del gas i de la concentració de les gotes. L'equació prediu un descens de la deposició a mesura que augmenta la concentració de gotes en el si del gas. Aquesta relació coincideix amb les observacions fetes per Azzopardi *et al.* (1979), els quals observaren un augment de la coalescència en augmentar la concentració de gotes. L'altre paràmetre que apareix en l'esmentada correlació és la velocitat de fricció del gas. Aquesta pot ser avaluada a partir de la pèrdua de pressió per fricció que experimenta el gas al seu pas per la canonada. Amb això es constata l'estreta relació existent entre la pèrdua de pressió al llarg del tub venturi i la distribució del líquid. Val a dir però que la correlació d'Andreussi (1983) només és efectiva per a velocitats per al gas superiors als 40 m/s. Per a velocitats de gas inferiors, les gotes tenen una forta tendència a seguir la direcció en què han estat creades. Així, Schmidt i Stichlmair (1991) varen mesurar la distribució del líquid en una canonada recta de gairebé 4 m de llarg, tot i injectant aigua amb un atomitzador que presentava un semiangle de sortida de 30°. Les baixes velocitats pel gas emprades (entre 5 i 9 m/s) provocaren que a la sortida del tub aproximadament un 99% del líquid fluís per les parets.

Un altre efecte de la coalescència, no comptabilitzat en el model emprat en el present estudi, és l'observat per Fore i Dukler (1995). Aquests autors demostraren que les gotes que dipositen, si són suficientment grans (inicialment o a conseqüència de la coalescència), desplacen la pel·lícula de líquid localment, produint un fregament superior i, per tant, desaccelerant el fluid de la paret. El resultat és una

transmissió de quantitat de moviment negligible cap al film. Aquesta observació pot ajudar a justificar la tendència del model d'Azzopardi *et al.* (1991) modificat, a predir recuperacions de pressió majors a les reals.

Per tal de comptabilitzar com afecta el fenomen de la coalescència en la deposició de les gotes, cal tenir present les possibles interaccions entre aquestes. Així, axialment una gota de gran diàmetre pot arrossegar-ne d'altres de més petites, guanyant quantitat de moviment, ja que les gotes petites són accelerades en major mesura. Radialment també pot existir interacció entre gotes de grandària similar a causa del desplaçament lateral que experimenten. Aquests foren els fenòmens avaluats per Soldati i Andreussi (1996), que convergiren en la determinació d'un nou coeficient de deposició. Aquest té en compte els dos diferents mecanismes de deposició a més a més de les possibles interaccions entre gotes. El model sembla predir força acuradament el fenomen de deposició i caldria considerar-lo com una futura proposta de millora del model d'Azzopardi i Govan (1984).

Una aproximació alternativa al model utilitzat en el present estudi, podria ser l'ús de models de dispersió bi o tridimensionals per a les gotes (Fathikalajahi *et al.*, 1996, 1997; Ananthanarayanan i Viswanathan, 1998, 1999). Aquests es basen en la utilització d'equacions de dispersió per convecció i difusió turbulenta en estat estacionari. La major dificultat en aquests models és la determinació dels coeficients de difusió turbulenta. Aquests són relacionats amb el nombre de Peclet per a valors alts del nombre de Reynolds (Himmelblau i Bishoff, 1992). En tot cas aquest nombre de Peclet cal suposar-lo, essent una font d'error prou important que dóna un marcat caràcter empíric al model. Per que fa a la pel·lícula de líquid, tot i admetre la seva existència, és considerada de gruix constant al llarg del tub venturi. Això implica eludir el càlcul de les velocitats d'arrossegament i deposició. Ananthanarayanan i Viswanathan (1998, 1999) proposen una equació empírica pel càlcul de

la fracció de líquid (constant) en venturi '*scrubbers*'. Aquesta fou avaluada per a venturis de secció rectangular, tot i que els autors la utilitzen indiscriminadament per a seccions circulars.

Viswanathan (1998a) presenta una equació empírica on relaciona el gruix de la pel·lícula amb la relació entre les velocitats d'aquesta i del gas i la pèrdua de pressió local. Aquesta expressió, que forma part d'un model de pèrdua de pressió en flux anular, corrobora la intensa relació existent entre la distribució de líquid i les variacions de la pressió estàtica en el tub venturi. Aquesta relació també és present en el model d'Azzopardi i Govan (1984), base del model de flux anular del present estudi. En concret, aquests autors parlen de la 'relació triangular' existent entre el cabal de líquid en forma de film, el gruix d'aquest i la pèrdua de pressió, de forma que qualsevol d'aquestes magnituds pot ser avaluada coneixent-ne les altres dues.

Malgrat les limitacions del model emprat en el present estudi, cal tenir present que l'interès principal consisteix a disposar d'algun mètode que permeti avaluar la magnitud de les fraccions de líquid en forma de gotes i de pel·lícula, per a la seva posterior utilització en els càlculs de transferència de matèria. Sota aquesta perspectiva, i observant el gràfic



No s'observa cap tendència general del model a predir per excés o per defecte els valors experimentals. Considerant un marge d'error en les prediccions del 15%, només un únic punt sobrepassa aquest error. Si l'error màxim permès en les prediccions fos del 10%, hi haurà 7 punts fora de l'interval, la qual cosa indica que les estimacions obtingudes permeten caracteritzar de forma adequada l'evolució del gruix de la pel·lícula al llarg del tub venturi.

El fet que les prediccions de la pèrdua de pressió presentessin una clara tendència a proporcionar recuperacions de pressió superiors a les reals, indica que el paràmetre més influent en el present treball és la fracció inicial al tram convergent i al coll (on les prediccions de pèrdua de pressió són més acurades), de forma que les baixes velocitats del gas en el difusor no afecten en gran mesura l'equilibri entre gotes dipositades i penetrades. Per aquest motiu, malgrat que el model prediu amb un marge d'error important la pèrdua de pressió en el difusor, aquest error no es propaga cap a l'avaluació del cabal de líquid en forma de pel·lícula.

5.3.4 CONCLUSIONS

Els assaigs experimentals i el posterior anàlisi dels resultats permet concloure que:

- ✍ La metodologia descrita per a la mesura dels perfils de pressió així com per a la mesura de la pèrdua de pressió permanent, és adequada en el rang de cabals de líquid i gas assajats, malgrat les contínues fluctuacions observades en el dispositiu mesurador.

La mesura de la distribució de líquid al llarg del tub venturi, mitjançant la sonda mòbil descrita, permet aconseguir perfils radials aproximats. Els nombres de Stokes amb què es treballa permet assegurar que totes les gotes per damunt de la sonda, independentment de la seva grandària, són recollides.

Pel que fa al treball de modelització del flux anular gas-líquid:

Els models de pèrdua de pressió absoluta al llarg del tub venturi tendeixen a predir una pèrdua de pressió superior a la real, exceptuant aquelles que contenen algun paràmetre empíric. En cap cas aquests models descriuen el flux anular gas-líquid a l'interior del tub venturi.

El model de creixement de la capa límit, adaptat a la configuració tipus jet-venturi, permet obtenir els perfils de pressió i la distribució del líquid en forma de gotes i film al llarg del tub venturi.

El model prediu en general un augment de la pèrdua de pressió en augmentar tant el cabal de gas com el de líquid, coincidint plenament amb les observacions experimentals.

El model prediu de forma acurada el perfil de pressions per a la zona convergent i el coll, i es pot observar una major discrepància en el tram del difusor.

L'atomitzador A presenta unes pèrdues de pressió en general superiors a les del B, per a un mateix coll, com a conseqüència de les majors pèrdues de pressió acceleracionals i friccionalis en el primer, motivades per una major velocitat en les gotes.

- ✍ L'efecte d'allargar el coll és gairebé negligible, malgrat que es constata un lleuger augment de les pèrdues de pressió en duplicar la llargada del coll.

- ✍ La fracció de líquid que flueix per les parets es veu fortament influenciada per la fracció inicial, fruit de l'angle d'atomització i de les coordenades geomètriques de l'equip. L'evolució d'aquesta fracció al llarg del tub venturi mostra escasses variacions respecte el valor inicial. Per aquest motiu, l'atomitzador A presenta major fracció de líquid en forma de pel·lícula que per al B, per a un mateix coll.

- ✍ Les prediccions del model quant a fracció de líquid en forma de gotes són molt bones, detectant-se un error màxim del 15%.

- ✍ El model de creixement de la capa límit pot ser millorat mitjançant una elecció acurada de la correlació del coeficient d'arrossegament, així com una expressió per al coeficient de deposició que tingui en compte els probables fenòmens de coalescència. Finalment l'expressió pel càlcul de la velocitat de les gotes hauria de tenir en compte l'acceleració radial d'aquestes (model bidimensional).