

N°d'ordre: 606

50376
1990
201

50376
1990
201

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR

Spécialité: Mécanique

par

Charles PELE

Maître es Sciences

**INFLUENCE DU SENS D'ECOULEMENT DE L'AIR
HUMIDE SUR LA CONDENSATION EN FILM DANS UN
CONDENSEUR MONOTUBULAIRE VERTICAL**



Soutenu le 14 Novembre 1990 devant le Jury

Président: J.P. BARRAND
Rapporteurs: A. BONTEMPS
P.K. PANDAY
Examineurs: B. BAUDOIN
J.P. HAUTIER
A. DYMENT



030 030185 5

AVANT- PROPOS

Ce travail a été réalisé au sein du Département Energétique de l'Ecole Nationale Supérieure des Techniques Industrielles et des Mines de Douai. Je tiens à remercier MM DEFRANCE, Directeur, LANSIAUX, Sous-Directeur, DENEUX, Directeur des Recherches qui m'ont accueilli et fourni les moyens de mener à bien ce travail.

Monsieur HAUTIER, Responsable du Département Energétique, m'a conseillé et encouragé tout au long de ce travail. Qu'il trouve ici l'expression de ma plus grande reconnaissance.

Je suis profondément reconnaissant à Monsieur le Professeur J.P. BARRAND, pour la direction scientifique de cette thèse, ainsi que pour les aides de toutes sortes qu'il a bien voulu m'apporter dans les moments difficiles.

Monsieur BAUDOIN, Chercheur au Département Energétique, a accordé un intérêt constant à mon travail. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma gratitude.

Monsieur le Professeur P.K. PANDAY, et Monsieur A. BONTEMPS, Maître de Conférences, ont accepté d'être rapporteur et de juger cette étude. Leurs remarques m'ont été utiles pour la rédaction de ce rapport. Je leur exprime toute ma gratitude.

Je remercie Monsieur le Professeur A. DYMENT d'avoir accepté de participer à ce jury.

J'adresse mes remerciements aux membres du Département Energétique pour leur soutien amical et leur concours aux différentes étapes de ce travail.

Je ne pourrais conclure ces remerciements sans avoir une pensée pour mon épouse qui m'a encouragé tout au long de cette thèse.

SOMMAIRE

NOMENCLATURE.....	4
INTRODUCTION.....	6
<u>CHAPITRE I - TRAVAUX ANTERIEURS.....</u>	<u>9</u>
<u>CHAPITRE II - PRESENTATION DU PROBLEME.....</u>	<u>13</u>
II.1 Grandeurs caractérisant le mélange gazeux.....	14
II.2 Bilans axiaux.....	17
II.2.1 Hypothèses générales.....	17
II.2.2 Bilans de masse.....	18
II.2.2.1 Ecoulement gaz/condensat en contre-courant.....	18
II.2.2.2 Ecoulement gaz/condensat en cocourant.....	19
II.2.3 Bilans enthalpiques.....	20
II.2.3.1 Ecoulement gaz/condensat en contre-courant.....	20
II.2.3.2 Ecoulement gaz/condensat en cocourant.....	23
II.2.4 Bilans de quantité de mouvement.....	25
II.2.3.1 Ecoulement gaz/condensat en contre-courant.....	25
II.2.3.2 Ecoulement gaz/condensat en cocourant.....	27
II.3 Définition des coefficients d'échange locaux pour le mélange gazeux.....	29
<u>CHAPITRE III - ETUDE THEORIQUE.....</u>	<u>31</u>
III.1 Etude du film de condensat.....	32
III.1.1 Hypothèses.....	32
III.1.2 Etude dynamique.....	32
III.1.2.1 Ecoulement gaz/condensat en cocourant.....	34
III.1.2.2 Ecoulement gaz/condensat en contre-courant.....	37
III.2 Echanges locaux au voisinage de l'interface.....	38
III.2.1 Description du phénomène de diffusion.....	38
III.2.2 Mise en équation.....	40
III.2.3 Modélisation du coefficient de diffusion.....	41
III.2.4 Intégration.....	44
III.2.5 Evolution axiale du coefficient de transfert de masse.....	48
<u>CHAPITRE IV - APPLICATION NUMERIQUE.....</u>	<u>52</u>
IV.1 Intégration par pas des équations de bilans: méthode de Runge-Kutta.....	53
IV.2 Détermination de la température à l'interface: méthode de Newton.....	54

IV.3 Détermination de l'épaisseur de condensat:	
méthode par dichotomie.....	56
IV.4 Calcul des intégrales: méthode de Romberg.....	58
IV.5 Organigramme.....	59
IV.6 Simulation numérique.....	61
IV.6.1 Sensibilité des paramètres.....	61
IV.6.1.1 Sensibilité à la température de paroi froide.....	61
IV.6.1.2 Sensibilité à la vitesse du mélange.....	62
IV.6.1.3 Sensibilité à la température d'entrée.....	63
IV.6.2 Résultats théoriques.....	64

CHAPITRE V - MESURE DU FLUX LOCAL DE CHALEUR

<u>DANS UN CONDENSEUR INTRA-TUBULAIRE.....</u>	70
V.1 Description de l'installation d'essais.....	71
V.1.1 La section d'essais.....	71
V.1.2 Instrumentation de la section d'essais.....	72
V.1.3 Schéma de l'installation.....	75
V.2 Procédure de réalisation d'un essai.....	78
V.2.1 Variables à régler.....	78
V.2.2 Mesures effectuées et erreurs associées.....	78
V.2.3 Déroulement d'un essai.....	79
V.3 Dépouillement des mesures d'un essai.....	79
V.3.1 Mesures locales.....	79
V.3.2 Mesures globales.....	80

CHAPITRE VI - RESULTATS.....

VI.1 Essais avec longueur de tranquillisation.....	84
VI.1.1 Profil de vitesse à l'entrée du tube.....	84
VI.1.2 Comparaison modèle/expérience.....	86
VI.1.3 Comparaison des deux sens d'écoulement.....	91
VI.2 Essais sans longueur de tranquillisation.....	98
VI.2.1 Profil de vitesse à l'entrée du tube.....	98
VI.2.2 Comparaison des deux sens d'écoulement.....	100

CONCLUSION.....	103
-----------------	-----

BIBLIOGRAPHIE.....	106
--------------------	-----

ANNEXES.....	110
--------------	-----

NOMENCLATURE

Lettres latines

- A^+ : constante de Van Driest
- C : densité molaire (kmol/m³)
- C_p : capacité thermique massique (J/kg K)
- C_τ : coefficient de frottement par cisaillement
- D : diffusivité (m²/s)
- d : diamètre (m)
- g : accélération de la pesanteur (m/s²)
- h : coefficient de convection (W/m² °K)
- h_D : coefficient de transfert de masse (m/s)
- L : chaleur latente de la vapeur (J/kg)
- l : longueur du tube (m)
- m_v : densité de flux de transfert de masse de la vapeur (kg/m² s)
- M : masse molaire (kg/kmol)
- Nu : nombre de Nusselt
- p : pression (Pa)
- Pr : nombre de Prandtl
- q : débit-masse (kg/s)
- R : constante universelle des gaz parfaits(J/kmol K)
- r, R : rayon (m)
- Re : nombre de Reynolds
- R_{th} : résistance thermique (°C m² /W)
- s : surface (m)
- s^+, s^* : coordonnée adimensionnée
- Sc : nombre de Schmidt
- t : température (°C)
- T : température (K)
- u, v : composante du vecteur vitesse suivant z, r (m/s)
- u_z : vitesse débitante (m/s)
- u^* : vitesse de frottement (m/s)
- u^+ : vitesse adimensionnée
- V : volume (m³)
- w : humidité absolue (kg eau/kg air sec)

Lettres grecques

- Δ : épaisseur de couche limite (m)
- δ : épaisseur de condensat (m)
- κ : constante de Karman
- λ : conductivité thermique (W/m °C)
- Λ : longueur du mélange de Prandtl
- μ : viscosité dynamique (kg/m s)
- ν : viscosité cinématique (m²/s)
- ρ : masse volumique (kg/m³)
- σ : rapport des épaisseurs de couche limite
- τ : tension de cisaillement (Pa)
- φ : densité de flux (W/m²)
- Φ : flux (W)

Indices

- E : eau
- e : entrée de la section d'essai
- g : gaz incondensables
- i : interface
- int : intérieur
- l : laminaire
- m : mélange
- p : paroi
- sat : saturé
- t : turbulent
- v : vapeur

INTRODUCTION

INTRODUCTION

Dans la plupart des processus industriels dont la condensation fait partie intégrante, la présence de gaz incondensables est inévitable. Le problème posé consiste à récupérer les vapeurs contenues dans les effluents gazeux en réalisant les conditions nécessaires à la condensation sur les parois froides du condenseur. La mise en place de tels échangeurs peut être une opération rentable sur le plan économique, mais s'avère surtout positive sur le plan écologique en diminuant par exemple la nuisance due aux retombées de brouillard dans le voisinage de certaines installations industrielles.

L'étude vise à mettre en évidence l'influence du sens d'écoulement de l'air humide dans un condenseur monotubulaire vertical sur les transferts de masse et de chaleur. Sous l'effet du gradient thermique, la vapeur d'eau se condense et libère la chaleur latente dans la couche limite. Ce changement de phase apporte une forte quantité de chaleur et, par suite augmente considérablement le flux de chaleur obtenu par convection forcée. Cependant, l'accumulation de gaz incondensables qui est contrôlée par le phénomène de la diffusion, crée une résistance thermique qui vient s'ajouter à celle déjà existante dans la phase liquide près de la paroi. Cette phase liquide est soumise à deux forces principales : son poids et la tension de cisaillement à l'interface gaz/liquide. Le sens d'écoulement du mélange, ascendant ou descendant, a pour effet, via la tension de cisaillement à l'interface gaz/condensat, de freiner ou d'accélérer le débit de condensat. Son épaisseur s'en trouve affectée.

L'étude est concentrée sur le cas de faibles écarts de température, d'un niveau d'échange modéré, et restreinte à la convection forcée turbulente. C'est dans ces domaines de fonctionnement que sont utilisés le plus souvent les condenseurs industriels.

Le travail est présenté de la façon suivante:

- nous faisons une revue des travaux antérieurs. De nombreuses recherches ont été effectuées sur la condensation avec gaz incondensables. Mais, il semble qu'une seule étude /18/ fait état de l'influence du sens de l'écoulement d'une vapeur sur la condensation.

- nous établissons les équations de bilans axiaux exprimant les principes de conservation de masse , d'enthalpie et de quantité de mouvement, pour les deux sens d'écoulement du mélange.
- dans le chapitre suivant, l'étude porte sur les deux résistances qui s'opposent au transfert de chaleur: le film de condensat et la couche de diffusion due aux gaz incondensables. L'équation de l'écoulement laminaire du condensat avec prise en compte de l'effet de tension de cisaillement à l'interface permet d'accéder à la première résistance. La seconde est modélisée par un modèle théorique simple qui permet d'obtenir un coefficient de diffusion turbulent.
- nous décrivons ensuite les moyens expérimentaux mis en oeuvre. La réalisation des expériences a en effet nécessité la conception, l'installation, et la mise au point d'un banc d'essais permettant d'accéder au flux traversant la paroi.
- enfin, nous présentons une confrontation des résultats calculés et mesurés. De plus, nous exposons des essais effectués sans longueur de tranquillisation c'est-à-dire dans des conditions proches de la réalité industrielle.

chapitre 1

ANALYSE DES TRAVAUX ANTERIEURS

chapitre 1

ANALYSE DES TRAVAUX ANTERIEURS

La condensation en film laminaire sur une plaque plane verticale est un sujet d'étude depuis 1916 avec Nusselt. Le modèle initial est constitué d'une plaque verticale suspendue dans la vapeur pure au repos. La plaque est maintenue à une température uniforme inférieure à celle de la vapeur. Un film laminaire de condensat s'écoule par gravité, le long de la plaque et la condensation ne se produit que sur ce film.

Par la suite, différents auteurs ont pris en compte d'autres paramètres pour améliorer l'analyse initiale. Colburn et Hougén /1/ ont montré que la présence de gaz incondensables même en faibles proportions dans la vapeur, provoque une diminution importante du transfert de chaleur par condensation. Minkowya et Sparrow /4/ notent qu'une quantité de 0,5% d'air peut réduire le transfert de chaleur de 50% et plus si la condensation a lieu à faible pression, cette réduction étant entièrement due à la diffusion de la vapeur dans le gaz. Sparrow et Eckert /5/ à la suite d'une étude théorique sur la diminution du transfert de chaleur due à la présence de gaz incondensables attribuent à la convection libre le fait que les réductions prédites sont supérieures à celles trouvées expérimentalement.

La littérature mentionne des déviations de 10% à 80% par rapport au modèle de Nusselt. Ces divergences sont notamment le résultat des effets combinés de l'instabilité à l'interface liquide/vapeur. L'écoulement turbulent du condensat améliore le coefficient d'échange /2/ /9/. Cependant, l'influence des vagues à l'interface n'a pas été mise en évidence /10/ pour des nombres de Reynolds du gaz et du condensat respectivement égaux à 14000 et 200. Par contre, Jones et Renz /6/ supposent une augmentation des échanges en présence de vagues à l'interface gaz/liquide. Malheureusement, l'étude de la stabilité /16/ de la surface d'un écoulement le long d'une paroi verticale n'a pas

reçu de solution satisfaisante car il s'agit d'un écoulement tridimensionnel et instationnaire. Krebs et Schlünder /17/ ont déterminé un nombre de Weber critique au-delà duquel des gouttes de liquides pouvaient être arrachées du film ruisselant.

Hikita et ses collaborateurs /18/ ont étudié le transfert de masse dans une colonne humide en présence d'un écoulement gazeux en cocourant et en contre-courant. Leur étude s'est portée sur l'absorption de l'ammoniac dilué dans l'air par une solution d'acide sulfurique, en imposant deux débits de condensat indépendamment des débits de vapeur. Ils ont montré que l'accroissement du débit de vapeur entraînait une augmentation des échanges de masse, quel que soit le sens d'écoulement. Nous proposons dans cette thèse que le débit de condensat ne soit pas imposé mais régi par les phénomènes physiques.

De nombreuses études expérimentales ont été menées en U.R.S.S. /12/ /13/ /14/ /15/. Il s'agit le plus souvent d'écoulement sur des faisceaux de tubes verticaux, le but visé étant d'améliorer les performances des échangeurs utilisés dans l'industrie. Raschtein et Webb /3/ ont étudié la condensation dans les échangeurs mais à des pressions d'utilisation réduites.

Owen et Lee /11/ ont fait un résumé des derniers développements en matière de condensation, notamment sur les modèles numériques. Ceux-ci peuvent être classés par ordre croissant de complexité et de rigueur.

- le modèle dit " de la courbe de condensation " basé sur le calcul d'une courbe d'équilibre de l'enthalpie spécifique du mélange diphasique en fonction de la température. L'hypothèse principale de cette méthode est que les phases liquide et gazeuse sont en équilibre thermodynamique. Ce mélange parcourt une succession d'états d'équilibre en suivant la "courbe de condensation". Cette dernière doit être déterminée au préalable. Cette méthode utilisant le concept d'équilibre thermodynamique donc sans transfert de masse ni échange thermique, ne s'applique aux condenseurs que pour des faibles taux de condensation caractérisant de faibles écarts de températures entre les phases. Mais, cette situation n'est pas toujours vraie dans la pratique du fait de la présence de gaz incondensables.

- le modèle appelé " théorie du film gazeux " où l'on étudie les transferts de masse, de chaleur et de quantité de chaleur dans un film mince riche en incondensables, près du condensat. A la différence de la précédente méthode,

la théorie du film n'impose pas l'équilibre des phases liquide et gazeuses. En effet, son point de départ est la formulation d'équations décrivant les échanges locaux de masse, d'énergie et de quantité de mouvement entre les phases. Du fait que les échanges sont concentrés dans une région proche de l'interface où les propriétés moléculaires du fluide jouent un rôle dominant, ces équations acquièrent une forme très simple. De plus, l'hypothèse importante de cette méthode est que les conditions au cœur du mélange soient applicables à l'extrémité du film. Une description détaillée a été faite par Bird/23/ dans le chapitre 21. Ce modèle proposé par Colburn et Hougen /1/, Colburn et Drew /22/ est le plus couramment employé dans le dimensionnement des condenseurs industriels car il est applicable à toutes les géométries de condenseur.

- le modèle de couche limite dans lequel des méthodes numériques sont utilisées pour résoudre les équations de conservation avec tous leurs termes /26/.

Jones et Renz /6/ ont comparé plusieurs modèles de turbulence: longueur de mélange de Prandtl, modèle k- ϵ . Ils montrent que ces deux modèles donnent des résultats en bon accord avec l'expérience. Nous utiliserons dans cette thèse le modèle de la longueur de mélange de Prandtl, qui est plus simple tout en étant suffisamment fiable.

chapitre 2

PRESENTATION DU PROBLEME

chapitre 2

PRESENTATION DU PROBLEME

Les objectifs de ce chapitre sont de définir les principales grandeurs intervenant dans les calculs de l'écoulement de l'air humide dans un tube vertical et refroidi.

Nous introduisons d'abord les variables qui caractérisent localement le mélange gazeux et nous rappelons quelques relations fondamentales nécessaires à la poursuite des calculs.

Quelques hypothèses simplificatrices étant posées, nous formulons les bilans axiaux de masse, d'énergie et de quantité de mouvement dans une géométrie cylindrique.

II.1 Grandeurs caractérisant le mélange gazeux

Considérons une coupe de la paroi d'un condenseur séparant le mélange gazeux (côté chaud) du fluide froid comme ceci est illustré sur le schéma de la figure II.1 .

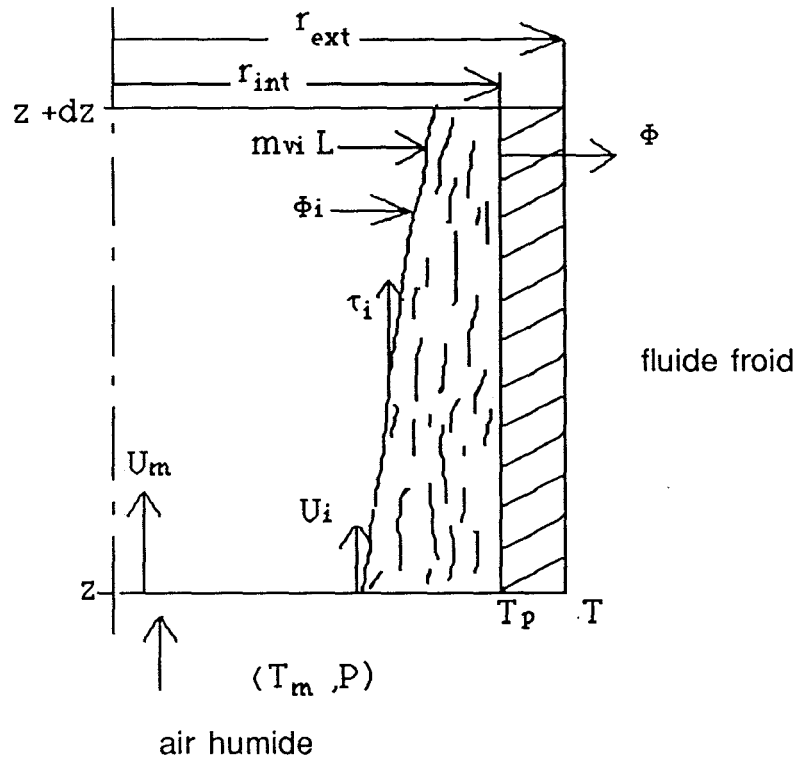


Fig II.1 - Schéma d'une coupe de la paroi d'un condenseur

Pour caractériser complètement dans une section l'état du mélange gazeux, il est nécessaire de connaître les quatre grandeurs suivantes:

- le débit masse d'air sec
- le débit masse de vapeur
- la température moyenne
- la pression supposée uniforme dans la section.

En effet, ces quatre variables nous permettent de décrire l'état thermodynamique du mélange. Ainsi, la vitesse moyenne U_m au travers d'une section de passage s est reliée au débit masse q par

$$q = \rho_m \cdot U_m \cdot s \quad (\text{II.1})$$

L'ensemble des incondensables est considéré comme un seul composant. La masse volumique du mélange gazeux ρ_m est liée aux masses volumiques de la vapeur ρ_v et des incondensables ρ_g par

$$\rho_m = \rho_v + \rho_g \quad (\text{II.2})$$

Connaissant l'humidité absolue du mélange w qui représente la masse de vapeur d'eau par unité de masse d'air sec, soit :

$$w = \frac{M_v}{M_g} \quad (\text{II.3})$$

on peut écrire:
$$\rho_m = \rho_g.(1 + w) \quad (\text{II.4})$$

considérant le mélange comme un mélange de gaz parfaits.

L'humidité absolue est liée aux pressions par la relation /20/:

$$w = 0,622 \frac{p_v}{p - p_v} \quad (\text{II.5})$$

avec
$$p = p_v + p_g \quad (\text{II.6})$$

La température moyenne de rosée t_m (°C) du mélange est obtenue en fonction de p_v /20/ :

$$t_m = t_{\text{sat}}(p_{vm}) \quad (\text{II.7})$$

$$\log(p_{vm}) = \frac{7,625 t_m}{241 + t_m} + 2,7877 \quad (\text{II.8})$$

A l'interface mélange gazeux /condensat, la composante axiale de la vitesse locale est notée u_i et la température est notée t_i . Dans l'hypothèse généralement admise, où la vapeur est saturée à l'interface, la pression partielle p_{vi} est reliée à t_i par la relation suivante /20/:

$$\log(p_{vi}) = \frac{7,625 t_i}{241 + t_i} + 2,7877 \quad (\text{II.9})$$

Nous faisons aussi l'hypothèse que la pression p reste uniforme dans une section de passage. Ainsi

$$p_i = p_{vi} + p_{gi} \quad (\text{II.10})$$

II.2 Bilans axiaux

Les bilans axiaux simplifiés qui suivent, fournissent un système d'équations différentielles ordinaires décrivant l'évolution axiale des quatre grandeurs qui caractérisent le mélange gazeux. Formulées pour le cas du régime permanent, elles doivent être intégrées dans le sens de l'écoulement du condensat .

II.2.1 Hypothèses générales

Pour la formulation des bilans axiaux exprimant les principes de conservation de masse, d'enthalpie et de quantité de mouvement, nous utilisons les hypothèses suivantes:

- H1 : régime permanent
- H2 : fluides newtoniens
- H3 : les gaz purs et le mélange gaz + vapeur sont des gaz parfaits.
- H4 : dans le tube, l'écoulement est à phases séparées, la condensation n'a lieu qu'à l'interface du condensat adjacent à la paroi; les conditions à l'interface sont celles de la saturation.
- H5 : les phénomènes de diffusion de matière et de chaleur n'interviennent que dans la direction normale à la paroi. La convection naturelle est négligeable par rapport à la convection forcée.
- H6 : l'écoulement est essentiellement parallèle à la paroi, ainsi la pression statique est uniforme dans la section de passage.
- H7 : les divers profils de grandeurs (vitesse, température, concentration) qui s'établissent dans une section de passage sont suffisamment plats pour que la valeur d'une grandeur au coeur du mélange soit sensiblement égale à sa valeur moyenne. Dans chaque portion du tube, on raisonnera sur les valeurs moyennes.
- H8 : l'épaisseur du condensat est faible par rapport au rayon du tube, le sous-refroidissement du liquide par rapport à la température

d'interface est négligeable.

H9 : la dissolution du gaz incondensable dans la phase liquide est négligeable .

H10 : pas de réaction chimique.

H11 : pas d'effet de rayonnement.

II.2.2 Bilans de masse

II.2.2.1 Ecoulement gaz/condensat en contre-courant

Nous prenons comme illustration le volume de contrôle indiqué sur la figure II.2.

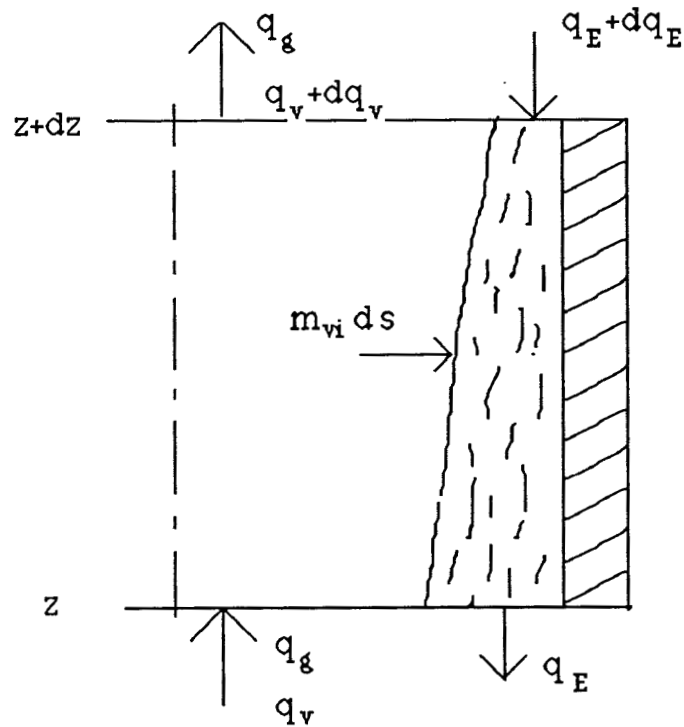


Fig II.2 - Schéma des bilans de masse en contre-courant

Nous écrivons les bilans de masse suivants:

- phase gazeuse:

$$(q_g + q_v) - (q_g + q_v + dq_v + m_{vi} ds) = 0$$

$$\text{soit } dq_v = - m_{vi} ds \quad (\text{II.11})$$

- phase liquide :

$$(q_E + dq_E + m_{vi} ds) - q_E = 0$$

$$\text{soit } dq_E = - m_{vi} ds \quad (\text{II.12})$$

- ensemble des deux phases:

$$dq_v = dq_E \quad (\text{II.13})$$

$$\text{soit } q_v - q_E = \text{constante} = q_{v,e} - q_{E,e} \quad (\text{II.14})$$

où $q_{v,e}$ et $q_{E,e}$ sont respectivement les débits-masse de vapeur et d'eau à l'entrée du condenseur. Ce sont des données du problème.

II.2.2.2 Ecoulement gaz/condensat en cocourant

La figure II.3 illustre ce cas.

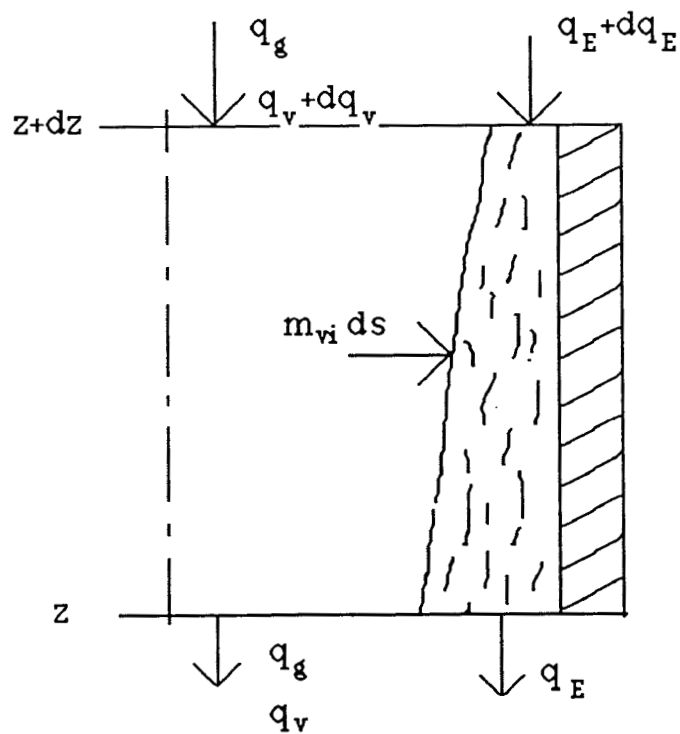


Fig II.3 - Schéma des bilans de masse en cocourant

Les bilans de masse s'écrivent:

- phase gazeuse :

$$(q_g + q_v + dq_v) - (q_g + q_v + m_{vi} ds) = 0$$

$$\text{soit } dq_v = m_{vi} ds \quad (\text{II.15})$$

- phase liquide :

$$(q_E + dq_E + m_{vi} ds) - q_E = 0$$

$$\text{soit } dq_E = - m_{vi} ds \quad (\text{II.16})$$

- ensemble des deux phases:

$$dq_v = - dq_E \quad (\text{II.17})$$

$$\text{soit } q_v + q_E = \text{constante} = q_{v,e} + q_{E,e}$$

Le principal bilan de masse à intégrer le long du condenseur est donné par l'équation II.11 ou II.15 qui décrit l'évolution suivant z du débit-masse de vapeur. Ces équations nécessitent la connaissance de la densité de flux massique de vapeur m_{vi} condensée localement, et du périmètre à l'interface. En résumé, on peut écrire:

$$dq_v = \pm m_{vi} ds = \mp dq_E \quad (\text{II.18})$$

Le signe supérieur représente le cas du cocourant.

II.2.3 Bilans enthalpiques.

II.2.3.1 Ecoulement gaz/condensat en contre-courant

Le schéma illustrant les bilans enthalpiques qui suivent est montré sur la figure II.4.

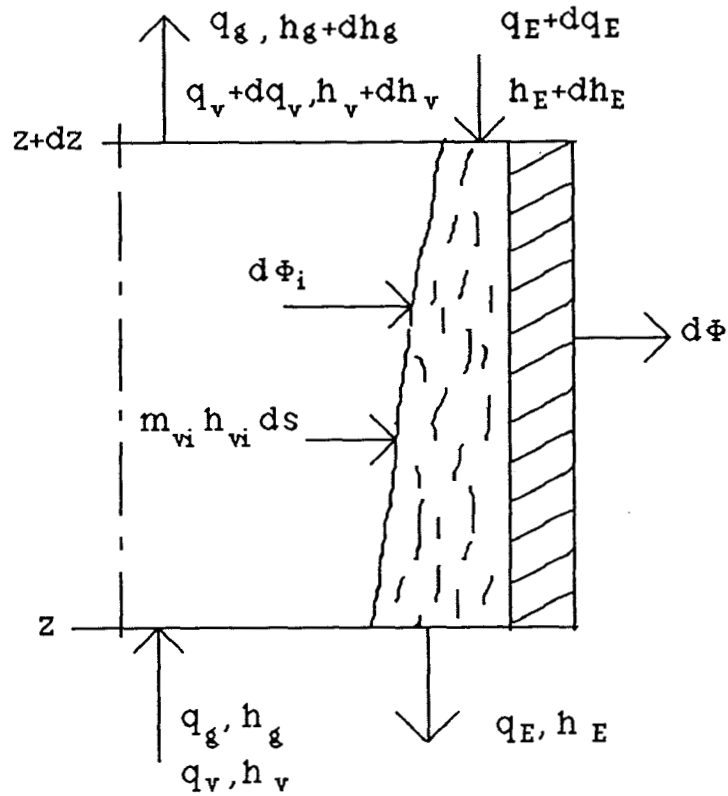


Fig II.4 - Schéma des bilans enthalpiques en contre-courant

- phase gazeuse

$$(q_g h_g + q_v h_v) - (q_g (h_g + dh_g) + (q_v + dq_v)(h_v + dh_v) + d\Phi_i + m_{vi} h_{vi} ds) = 0 \quad (\text{II.19})$$

$$-q_g dh_g - q_v dh_v - h_v dq_v - d\Phi_i - m_{vi} h_{vi} ds = 0$$

où h_g et h_v sont les enthalpies moyennes du gaz incondensable et de la vapeur, $d\Phi_i$ le flux de chaleur traversant un élément d'interface et h_{vi} l'enthalpie massique de la vapeur à l'interface. L'équation ci-dessus est développée à l'aide des lois calorimétriques suivantes :

$$\begin{aligned} dh_g &= C_{p_g} dT \\ dh_v &= C_{p_v} dT \\ (h_{vi} - h_v) &= C_{p_v} (T_i - T) \end{aligned}$$

$$q_g C_{p_g} dT + q_v C_{p_v} dT = -d\Phi_i - m_{vi} h_{vi} ds - h_v dq_v$$

or d'après (II.11) $dq_v = - m_{vi} ds$

d'où

$$\begin{aligned} q_g C_{p_g} dT + q_v C_{p_v} dT &= -d\Phi_i - m_{vi} (h_{vi} - h_v) ds \\ q_g C_{p_g} dT + q_v C_{p_v} dT &= -d\Phi_i - m_{vi} C_{p_v} (T_i - T) ds \end{aligned}$$

$$dT = \frac{-d\Phi_i - m_{vi} C_{p_v} (T_i - T) ds}{q_g C_{p_g} + q_v C_{p_v}} \quad (II.20)$$

- phase liquide

$$((q_E + dq_E)(h_E + dh_E) + d\Phi_i + m_{vi} h_{vi} ds) - (d\Phi + q_E h_E) = 0$$

où $d\Phi$ est le flux thermique traversant la paroi.

Soit

$$q_E dh_E + h_E dq_E + d\Phi_i + m_{vi} h_{vi} ds - d\Phi = 0$$

or d'après II.16 $dq_E = - m_{vi} ds$

et à l'aide de H8 $h_E = h_{vi} - L$

on obtient:

$$q_E dh_E + m_{vi} L ds + d\Phi_i - d\Phi = 0$$

En négligeant le sous-refroidissement par rapport à T_i (H8)

c'est-à-dire: $dh_E = C_{p_E} dT_i$

On obtient finalement:

$$dT_i = \frac{d\Phi - d\Phi_i - m_{vi} L ds}{q_E C_{p_E}} \quad (II.21)$$

- ensemble des deux phases

En effectuant le bilan axial pour les deux phases, nous obtenons:

$$(q_g h_g + q_v h_v + (q_E + dq_E)(h_E + dh_E)) - (q_g (h_g + dh_g) + (q_v + dq_v)(h_{vi} + dh_v) + q_v h_v + d\Phi) = 0$$

Après calcul, on obtient :

$$dT = - \frac{d\Phi - q_E C_{pE} dT_i + dq_E (C_{p_v} (T - T_i) + L)}{q_g C_{p_g} + q_v C_{p_v}} \quad (\text{II.22})$$

Ce résultat aurait été obtenu en éliminant $d\Phi_i$ entre les équations II.20 et II.21 . Afin de déterminer $d\Phi$, nous égalons les équations II.20 et II.22. Nous obtenons alors:

$$d\Phi - q_E C_{pE} dT_i = d\Phi_i - dq_E L \quad (\text{II.23})$$

Suivant l'hypothèse H8 (faible épaisseur et faible vitesse de condensat), le deuxième terme du membre de gauche (terme convectif) peut être négligé. Ainsi le bilan peut se réduire à l'équation suivante:

$$d\Phi = d\Phi_i + m_{v_i} L ds \quad (\text{II.24})$$

Cette équation exprime le résultat simple suivant: le flux thermique traversant la paroi correspond à la somme des contributions des chaleurs sensible et latente. Dans la plupart des cas, le terme le plus important est celui du flux de chaleur latente ($m_{v_i} L$). Le terme représentant la chaleur sensible (Φ_i) peut être important pour des teneurs en gaz incondensables élevées ou quand le mélange est surchauffé.

II.2.3.2 Ecoulement gaz/condensat en cocourant

La figure II.5 illustre les bilans enthalpiques en cocourant.

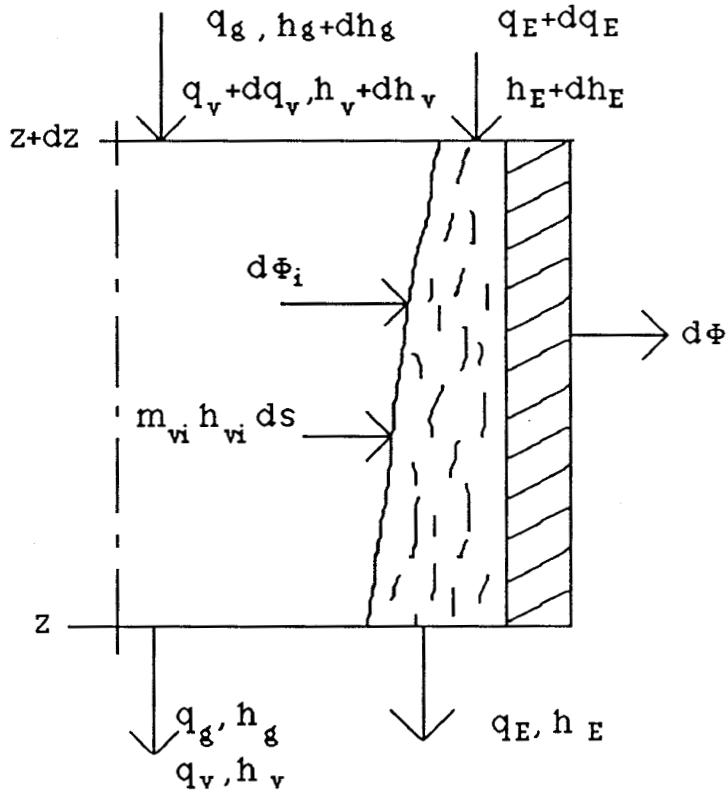


Fig II.5 - Schéma des bilans enthalpiques en cocourant

- phase gazeuse

$$(q_g (h_g + dh_g) + (q_v + dq_v)(h_v + dh_v)) - (q_g h_g + q_v h_v + d\Phi_i + m_{vi} h_{vi} ds) = 0$$

Les remarques faites pour le cas contre-courant s'appliquent aussi ici, nous obtenons finalement :

$$dT = \frac{d\Phi_i + m_{vi} C_{p_v} (T_i - T) ds}{q_g C_{p_g} + q_v C_{p_v}} \quad (II.25)$$

- phase liquide

$$((q_E + dq_E)(h_E + dh_E) + d\Phi_i + m_{vi} h_{vi} ds) - (d\Phi + q_E h_E) = 0$$

Nous obtenons:

$$dT_i = \frac{d\Phi - d\Phi_i - m_{vi} L ds}{q_E C_{pE}} \quad (\text{II.26})$$

- ensemble des deux phases

L'équation du bilan peut être obtenue soit par le calcul, soit en utilisant les deux dernières équations. Elle s'écrit :

$$dT = \frac{d\Phi - q_E C_{pE} dT_i - dq_v (C_{p_v} (T - T_i) + L)}{q_g C_{p_g} + q_v C_{p_v}} \quad (\text{II.27})$$

En égalisant les équations II.25 et II.27 , on retrouve l'équation II.24 soit:

$$d\Phi = d\Phi_i + m_{vi} L ds \quad (\text{II.28})$$

Les remarques faites précédemment peuvent s'appliquer ici.

En résumé, la formulation des bilans enthalpiques fournit deux équations différentielles II.20 et II.25 décrivant l'évolution suivant z de la température du mélange, et une équation algébrique II.24 permettant de déterminer le flux thermique traversant la paroi. Ces équations nécessitent la connaissance des valeurs locales Φ_i et m_{vi} .

II.2.4 Bilans de quantité de mouvement

Du fait de l'hypothèse H6, seule la composante suivant z est représentée.

II.2.4.1 Ecoulement gaz/condensat en contre-courant

Le schéma illustrant les bilans de quantité de mouvement est montré sur la figure II.6

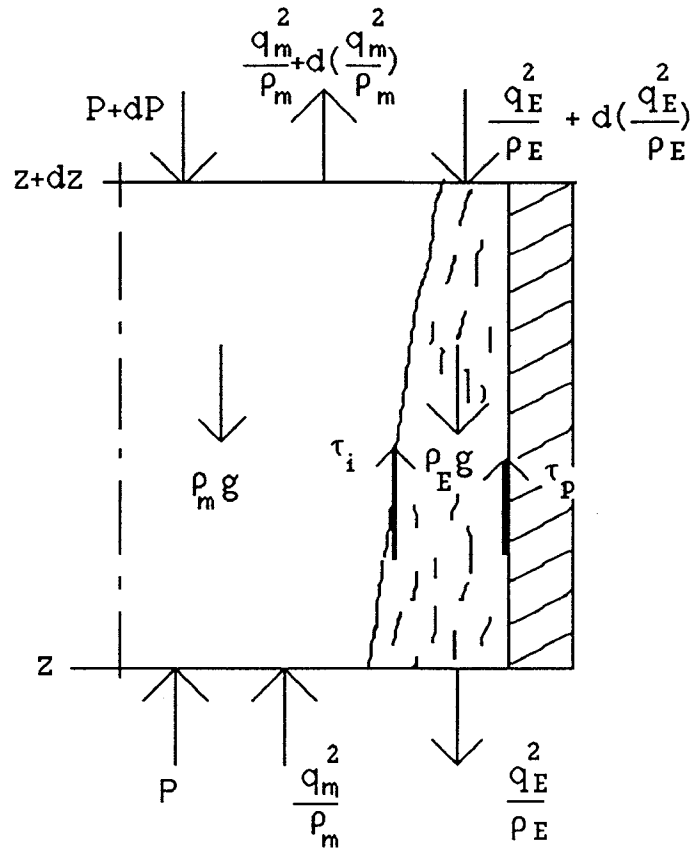


Fig II.6 - Schéma des bilans de quantité de mouvement en contre-courant

- pour la phase gazeuse

$$d\left(\frac{q_m^2}{\rho_m}\right) \frac{1}{s_i} = -dP s_i + \tau_i ds - \rho_m g dv_i$$

Dans un élément de volume, la masse volumique est constante, soit:

$$\frac{dP}{dz} = -\frac{1}{s^2 \rho_m} \frac{d(q_m^2)}{dz} + 2 \frac{\tau_i}{R_i} - \rho_m g$$

$$\frac{dP}{dz} = \frac{4 U_m m_{vi}}{R_i} + 2 \frac{\tau_i}{R_i} - \rho_m g \quad (\text{II.29})$$

Le premier terme du côté droit exprime l'effet inertiel, le deuxième correspond au gradient de pression dû au frottement à l'interface et le dernier terme à l'effet de gravité.

- pour l'ensemble des deux phases

$$d\left(\frac{Q_m^2}{\rho_m}\right) \frac{1}{s^2} - d\left(\frac{Q_E^2}{\rho_E}\right) \frac{1}{s^2 - s_i^2} = -dP s_i + \tau_p ds - \rho_m g dv_i - \rho_E g (dv - dv_i)$$

En négligeant le terme inertiel de la phase liquide, l'équation devient:

$$d\left(\frac{Q_m^2}{\rho_m}\right) \frac{1}{s^2} = - \left[\frac{4 U_m m_{vi}}{R_i} + 2 \frac{\tau_i}{R_i} - \rho_m g \right] ds_i + \tau_p ds - \rho_m g dv_i - \rho_E g (dv - dv_i)$$

Après regroupement, nous obtenons:

$$\tau_p = \left[2 U_m m_{vi} \left(1 - \frac{R_i^2}{R^2}\right) - \frac{1}{2} \rho_E g \left(\frac{R^2 - R_i^2}{R_i}\right) + \tau_i \right] \frac{R_i}{R}$$

Si l'épaisseur de condensat est faible ($R \cong R_i$), alors:

$$\tau_p = -\rho_E g (R - R_i) + \tau_i \quad (II.30)$$

II.2.4.2 Ecoulement en cocourant

La figure II. 7 illustre les bilans de quantité de mouvement .

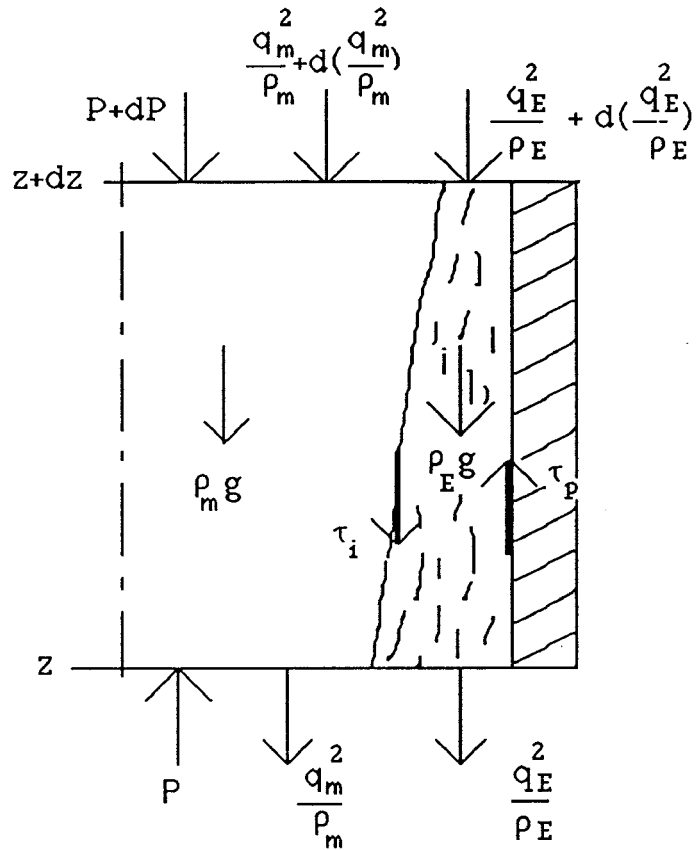


Fig II.7 - Schéma des bilans de quantité de mouvement en cocourant

- pour la phase gazeuse

$$d\left(\frac{q_m^2}{\rho_m}\right) \frac{1}{s_i} = -dP s_i - \tau_i ds_i - \rho_m g dv_i$$

$$\frac{dP}{dz} = \frac{-4 U_m m_{vi}}{R_i} - 2 \frac{\tau_i}{R_i} - \rho_m g \quad (\text{II.31})$$

Il est intéressant de remarquer que le terme inertiel correspond dans les deux cas à un gain de pression.

- pour l'ensemble des deux phases

Par des calculs similaires à ceux présentés au cas précédent, on obtiendrait avec les mêmes hypothèses simplificatrices:

$$\tau_p = -\rho_E g(R - R_i) - \tau_i \quad (\text{II.32})$$

En résumé, la formulation des bilans de quantité de mouvement fournit deux équations différentielles II.29 et 31 décrivant l'évolution suivant z de la pression P et deux équations algébriques II.30 et 32 qui déterminent la tension de cisaillement à la paroi.

II.3 Définition des coefficients d'échange locaux pour le mélange gazeux

Les bilans axiaux formulés au paragraphe précédent ont fait apparaître un certain nombre d'inconnues à déterminer localement, c'est-à-dire à chaque coordonnée z. Les principales inconnues côté chaud sont :

- la densité de flux massique m_{vi} de vapeur condensée
- le flux de chaleur ϕ_i ,
- la tension de cisaillement τ_i à l'interface gaz/liquide.

Dans la pratique, la détermination de ces inconnues se fait à l'aide de coefficients d'échange locaux. Ainsi, la densité locale de flux de vapeur condensée m_{vi} peut être déterminée en définissant un coefficient de transfert de masse h_D tel que:

$$m_{vi} = h_D \frac{P}{R T} \frac{P_{vm} - P_{vi}}{P - P_{vm}} \quad (\text{II.33})$$

Cette définition est analogue à celle utilisée par Bird /23/ chap 21.

Le flux de chaleur convectif ϕ_i est usuellement déterminé en définissant un coefficient de convection avec transfert de masse h tel que:

$$\phi_i = h (T_m - T_i) s \quad (\text{II.34})$$

La détermination de h peut se faire à partir de l'analogie de Colburn:

$$Nu = 0,023 Pr^{1/3} Re^{4/5}$$

avec: $Nu = h_0 d_h / \lambda$ et $Re = u (2 \cdot R_i) / \nu$

où h_0 est le coefficient de convection sans transfert de masse, R_i le rayon pris entre le centre du tube et l'interface gaz/condensat, et u la vitesse moyenne du mélange. La relation liant h à h_0 s'écrit /23/:

$$h = h_0 \frac{a}{1 - e^{-a}} \quad \text{avec} \quad a = \frac{m_{vi} C_{pv}}{h_0}$$

Cependant, dans le cas de la condensation de l'air humide, le taux de transfert de masse est faible. On peut considérer que le coefficient de convection h n'est pas influencé par la condensation /21/, c'est à dire $h \rightarrow h_0$.

En ce qui concerne la tension de cisaillement à l'interface τ_i , nous définissons un coefficient de frottement par cisaillement C_τ tel que :

$$\tau_i = 0,5 C_\tau \rho_m (U_m - U_i)^2 \cong 0,5 C_\tau \rho_m U_m^2 \quad (\text{II.35})$$

avec

$$C_\tau = 0,079 \text{Re}^{-1/4}$$

On suppose aussi que la condensation n'a pas d'influence sur ce coefficient.

En conclusion, après avoir présenté les bilans axiaux, il est nécessaire de déterminer les paramètres à l'interface. Ceux-ci ne seront connus qu'après avoir déterminé les deux résistances thermiques en série: le condensat et le film d'incondensables. La première sera calculée à partir de l'équation de Nusselt où les termes de frottement ne seront pas négligés. La seconde sera obtenue en modélisant le coefficient de diffusion turbulent. Ceci fait l'objet du chapitre suivant.

chapitre 3

ETUDE THEORIQUE

chapitre 3

ETUDE THEORIQUE

Dans ce chapitre, nous étudions les deux résistances en série qui s'opposent au transfert de chaleur vers la paroi. La première est due au condensat qui s'écoule le long de la paroi. Nous nous attachons, en particulier, à l'étude de l'influence du sens d'écoulement de l'air sur l'épaisseur du condensat. Le point de départ est l'équation de l'écoulement laminaire sur une plaque plane dans laquelle l'effet de tension de cisaillement à l'interface est pris en compte. La seconde résistance naît du fait de l'accumulation de gaz incondensables à l'interface freinant ainsi la diffusion de la vapeur vers la paroi. Ce phénomène est pris en compte en modélisant le coefficient de diffusion turbulent à l'aide d'un modèle théorique simple.

III.1 Etude du film de condensat

III.1.1 Hypothèses

H12 : condensation en film.

H13 : l'écoulement du film est laminaire, stationnaire et permanent.

H14 : l'épaisseur du film est mince et très petite devant le rayon du tube.

H15 : la variation de température dans le film est linéaire, seule la conduction dans le sens radiale est prise en compte.

III.1.2 Etude dynamique

Etant donné l'hypothèse H14 qui suppose une épaisseur mince du condensat, on peut faire l'étude suivant un plan comme cela est représenté sur la figure III.1.

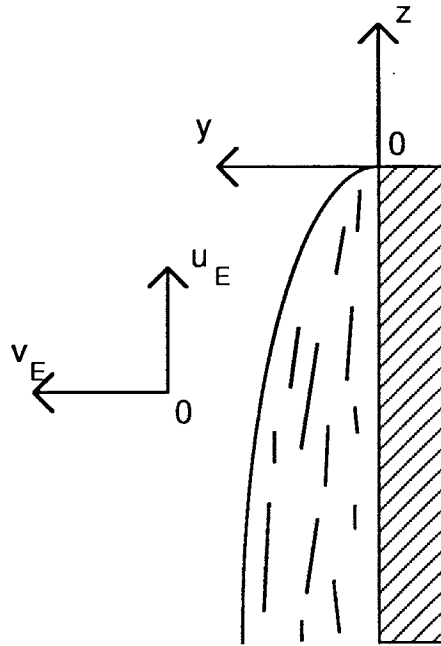


Fig III.1 - Système d'axes pour l'écoulement du condensat

Le système d'équations décrivant l'équilibre d'une tranche de fluide en écoulement permanent et établi est le suivant:

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_E (u_E \frac{\partial u_E}{\partial z} + v_E \frac{\partial u_E}{\partial y}) = - \frac{\partial P}{\partial z} + \mu_E (\frac{\partial^2 u_E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_E}{\partial z^2}) - g \rho_E \quad (\text{III.1}) \\ \frac{\partial u_E}{\partial z} + \frac{\partial v_E}{\partial y} = 0 \quad (\text{III.2}) \end{array} \right.$$

L'écoulement est établi d'où la vitesse u_E n'est fonction que de la coordonnée y .

Soit:

$$\frac{\partial u_E}{\partial z} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2 u_E}{\partial z^2} = 0$$

A l'aide de l'équation (III.2), on déduit :

$$\frac{\partial v_E}{\partial y} = 0$$

L'hypothèse H6 nous indique que la pression est uniforme dans une section de passage, ce qui suppose qu'il n'y a pas de vague à l'interface d'où:

$$\frac{\partial v_E}{\partial z} = 0$$

v_E étant nul à la paroi, v_E est toujours nul.

L'équation III.1 se réduit à:

$$-\frac{\partial P}{\partial z} + \mu_E \frac{\partial^2 u_E}{\partial y^2} - g \rho_E = 0$$

En utilisant l'hypothèse H6, on peut écrire:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \frac{dP}{dz}$$

Après une première intégration, on obtient:

$$\mu_E \frac{du_E}{dy} = g \rho_E y + \frac{dP}{dz} y + \text{constante} \quad (\text{III.3})$$

Afin de continuer le calcul, il convient de distinguer les deux cas: écoulement gaz/condensat en cocourant et écoulement gaz/condensat en contre-courant. La détermination des constantes s'en trouve affectée.

III.1.2.1 Ecoulement gaz/condensat en cocourant

A l'interface $y = \delta$, il y a frottement du gaz sur le condensat. Ceci se formule de la façon suivante:

$$\tau_i = - \mu_E \left. \frac{du_E}{dy} \right|_{y=\delta}$$

En appliquant cette condition à la formule III.3, nous obtenons après détermination de la constante :

$$\mu_E \frac{du_E}{dy} = \left(g \rho_E + \frac{dP}{dz} \right) (y - \delta) - \tau_i$$

Cette équation est intégrée suivant l'axe y en imposant la condition de vitesse nulle à la paroi :

$$u_E(y) = \frac{1}{\mu_E} \left[\left(g \rho_E + \frac{dP}{dz} \right) \left(\frac{y}{2} - \delta \right) y - \tau_i y \right] \quad (\text{III.4})$$

Le terme dP/dz a été déterminé précédemment. L'équation III.4 devient :

$$u_E(y) = \frac{1}{\mu_E} \left[\left[g (\rho_E - \rho_G) - \frac{4 U_g m_{wi}}{R} - 2 \frac{\tau_i}{R} \right] \left[\frac{y}{2} - \delta \right] y - \tau_i y \right] \quad (\text{III.5})$$

Cette équation représente l'évolution de la vitesse à l'intérieur du film de condensat suivant l'axe y pour une épaisseur de condensat donnée. Elle a une allure parabolique. Sa dérivée s'annule en $y = \delta$ lorsque $\tau_i = 0$. Lorsque τ_i n'est pas nul, cette dérivée ne s'annule jamais. La figure suivante représente ces deux cas .

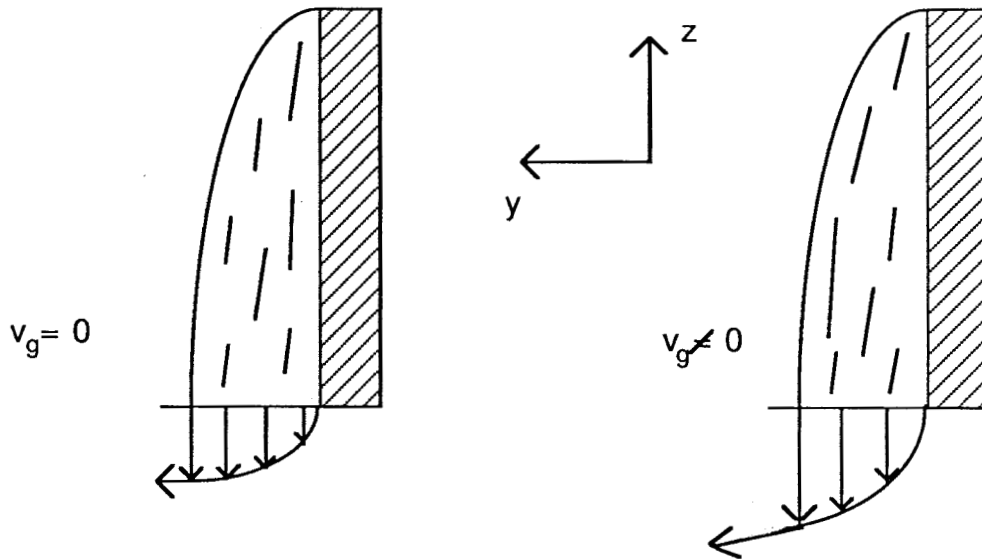


Fig III.2 - Profils de vitesse dans le film de condensat en cocourant.

Le débit-masse de condensat à la côte z se calcule à partir de la vitesse moyenne:

$$\bar{U}_z = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} U_E(y) dy$$

Soit:

$$\bar{U}_z = - \frac{1}{\mu_E} \left[\left(g \rho_E + \frac{dP}{dz} \right) \frac{\delta^2}{3} + \frac{\tau_1 \delta}{2} \right]$$

D'où:

$$q_{Ez} = - \frac{2 \pi r \rho_E}{\mu_E} \left[\left(g \rho_E + \frac{dP}{dz} \right) \frac{\delta^3}{3} + \frac{\tau_1 \delta^2}{2} \right] \quad (\text{III.6})$$

Cette équation simplifiée rapportée à un plan peut être utilisée puisque l'on suppose que l'épaisseur est faible devant le rayon.

Dans cette configuration, la condensation commence en haut du tube en $z=0$, l'épaisseur y est nulle, la totalité du condensat est récupérée en bas du tube avec un débit-masse fonction de l'épaisseur δ_S du condensat en sortie:

$$q_{Es} = - \frac{2 \pi r \rho_E}{\mu_E} \left[\left(g \rho_E + \frac{dP}{dz} \right) \frac{\delta_s^3}{3} + \frac{\tau_i \delta_s^2}{2} \right] \quad (\text{III.7})$$

III.1.2.2. Ecoulement gaz/condensat en contre-courant

Reprenons le calcul à partir de l'équation III.3 dans laquelle la constante est à déterminer. Dans ce cas, le courant gazeux tend à freiner l'écoulement de condensat. A l'interface $y = \delta$, on a :

$$\tau_i = \mu_E \left. \frac{du_E}{dy} \right|_{y=\delta}$$

En suivant la même démarche mathématique qu'au paragraphe précédent, nous obtenons la distribution de vitesse dans le condensat pour une épaisseur δ donnée:

$$u_E(y) = \frac{1}{\mu_E} \left[\left(g \rho_E + \frac{dP}{dz} \right) \left(\frac{Y}{2} - \delta \right) y + \tau_i y \right]$$

$$u_E(y) = \frac{1}{\mu_E} \left[\left[g (\rho_E - \rho_G) + \frac{4 U_g m_{vi}}{R} + 2 \frac{\tau_i}{R} \right] \left[\frac{Y}{2} - \delta \right] y + \tau_i y \right] \quad (\text{III.8})$$

Dans ce cas, le débit-masse s'écrit:

$$q_{Es} = \frac{2 \pi r \rho_E}{\mu_E} \left[- \left(g \rho_E + \frac{dP}{dz} \right) \frac{\delta_s^3}{3} + \frac{\tau_i \delta_s^2}{2} \right] \quad (\text{III.9})$$

Lorsque τ_i est nul, on retrouve l'équation de Nusselt. Mais, si τ_i n'est pas nul, la distribution de vitesse à l'intérieur du film de condensat a l'allure d'une parabole tronquée. On peut arriver à un état critique où la vitesse à l'interface est nulle. Le schéma explicite ces deux cas de figure. On supposera que l'état

critique n'apparaît pas, puisqu'il impliquerait un blocage de la vapeur au niveau de l'interface.

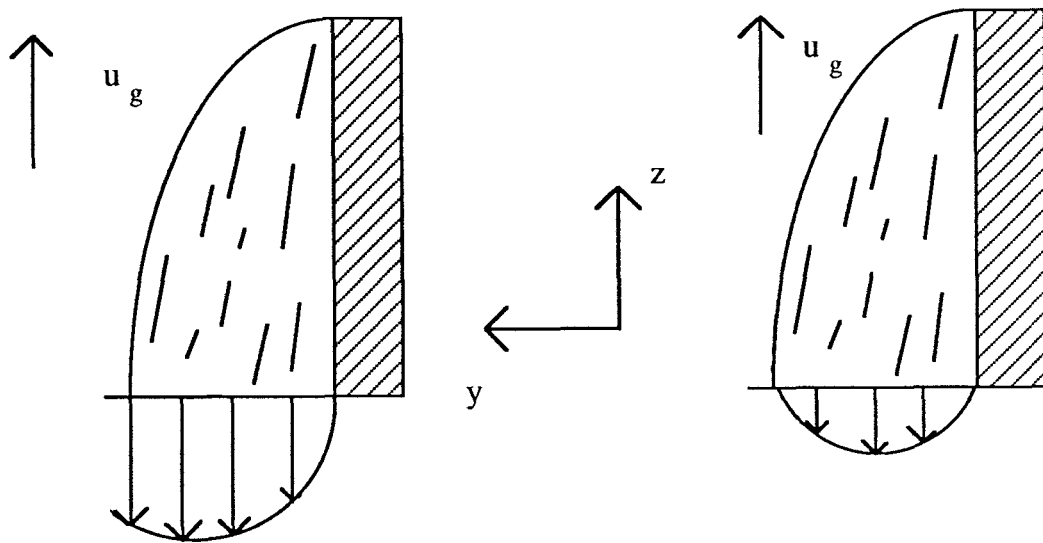


Fig III.3 - Profils de vitesses dans le film de condensat en contre-courant

La détermination de la condition limite en $z=l$ se déduit de ces considérations. En effet, le débit-masse en cet endroit ne peut être que nul, puisqu'aucune alimentation ne peut être possible par le haut (air libre) ni par le bas. Dans ces conditions, seule la condition limite $\delta = 0$ est retenue.

III.2 Echanges locaux au voisinage de l'interface

Pour décrire les échanges massiques qui se produisent lors de la condensation, nous considérons dans un premier temps que l'évolution axiale des pressions partielles est négligeable. Ensuite, après avoir montré que les échanges se produisent dans un film près de l'interface, une correction est apportée au modèle pour tenir compte de l'évolution axiale du phénomène de diffusion.

III.2.1 Description du phénomène de diffusion

Afin de faciliter la compréhension des phénomènes qui interviennent dans la condensation d'une vapeur en présence d'incondensables, considérons les

profils de pressions partielles, de température et de vitesse montrés sur la figure III.4.

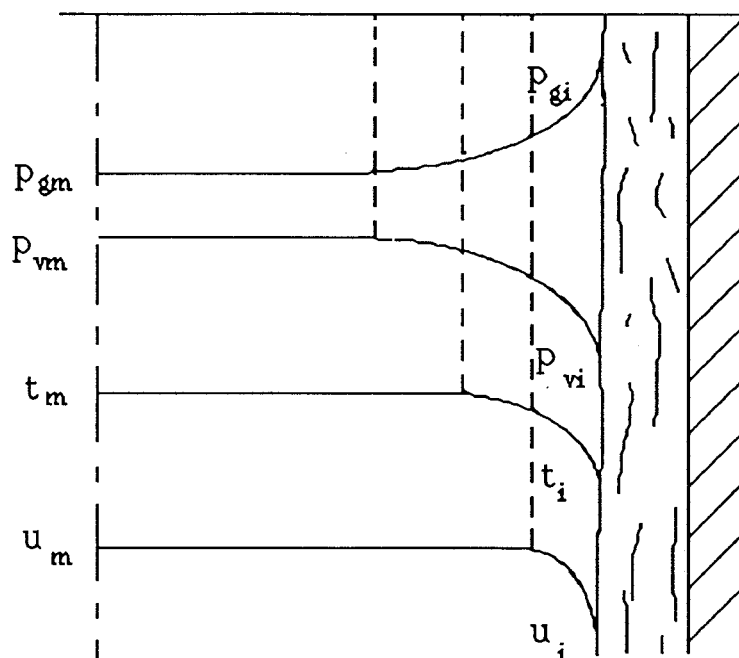


Fig III.4 - Schéma des profils

Les profils de pressions partielles obéissent aux relations déjà présentées au paragraphe II.1.

$$p_{vi} = p_{vsat}(t_i)$$

$$p = p_{vm} + p_{gm} = p_{gi} + p_{vi}$$

Dans un mélange gazeux, une diffusion des molécules d'un composant s'établit dans le sens de sa plus haute concentration vers la plus basse. Dans la figure III.4, la concentration de chaque composant est représentée par la pression partielle correspondante. Lorsque le mélange se déplace dans son ensemble, une composante du mouvement convectif vient s'ajouter au mouvement diffusif de chaque espèce chimique. Ainsi, dans le cas de la condensation d'une vapeur en présence de gaz incondensables, les processus de diffusion de matière peuvent être décrits de la manière suivante:

- la condensation impose un mouvement convectif de la matière (vapeur + gaz incondensables) vers l'interface,

- les gaz incondensables ne pouvant pas traverser l'interface, s'accumulent au voisinage de cette dernière, opposant ainsi une barrière de diffusion au passage de la vapeur,
- ce mouvement de gaz incondensables doit engendrer un mouvement de compensation du mélange, en sens inverse. La vitesse $v_{m,r}$ de cet écoulement est telle que le débit massique d'air sec est nul.

III.2.2 Mise en équation

L'hypothèse H10 (pas de réaction chimique) permet de simplifier les équations, notamment les termes de diffusion de masse. D'autre part, l'hypothèse H7 prévoit l'applatissage des profils. Ceci est une caractéristique des écoulements qui nous intéressent. Les échanges se font essentiellement dans une zone située à proximité de l'interface. La turbulence provoque au coeur du mélange une certaine uniformisation des champs de vitesse moyenne, de température et des concentrations. A l'interface, celle-ci contraint la turbulence à une baisse d'intensité. Nous pouvons supposer l'existence d'un film gazeux à l'intérieur duquel les pressions partielles ne sont fonction que de la coordonnée y . Nous formulons sous forme d'équations le phénomène de transfert de masse, en introduisant un coefficient de diffusion efficace de la vapeur dans l'air.

Le débit-masse d'air sec est nul, d'où:

$$q_g = (\rho_g v_{m,i} - D_{pg} \frac{\partial P_g}{\partial y}) ds = 0$$

$v_{m,i}$ est la vitesse du mélange en direction de l'interface:

$$v_{m,i} = - \frac{D_{eff}}{\rho_g} \frac{M_v}{RT} \frac{r_v}{r_g} \frac{\partial P_v}{\partial y} \Big|_i$$

On en déduit le débit-masse de vapeur près de l'interface qui s'exprime de la façon suivante:

$$q_{vi} = \left(\rho_v v_{m_i} - D_{eff} \frac{\partial P_v}{\partial y} \right) ds$$

D'où

$$q_{vi} = \left(- \rho_v \frac{D_{eff}}{\rho_g} \frac{M_v}{RT} \frac{r_v}{r_g} - D_{eff} \right) \frac{\partial P_v}{\partial y} \Big|_i ds$$

Le taux de condensation près de l'interface s'écrit:

$$m_{vi} = - D_{eff} \frac{M_v}{RT} \left(\frac{P}{P - P_v} \right) \frac{\partial P_v}{\partial y} \Big|_i \quad (III.10)$$

III.2.3 Modélisation du coefficient de diffusion

Le coefficient de diffusion D_{eff} est la somme de la contribution laminaire et de la contribution turbulente. Il s'écrit :

$$D_{eff} = D_l + D_t$$

Le coefficient D_l est lié à la température locale par la formule de Schirmer /25/:

$$D_l = 2,229 \cdot 10^{-5} \frac{1}{p} \left(\frac{T}{273} \right)^{1,81} \quad (m^2/s)$$

où p est la pression exprimée en bar. Il est égal à $2.26 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ à 20°C et à $3.19 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ à 60°C sous 1 bar. Pour modéliser la diffusivité turbulente, plusieurs théories sont à notre disposition. Entre autres, la théorie de la longueur de mélange de Prandtl admet que les fluctuations transversales et longitudinales de la vitesse sont du même ordre de grandeur. De plus, elle suppose une similitude entre les diffusivités turbulentes, de sorte que l'on peut les relier par un nombre de Schmidt turbulent:

$$Sc_t = \frac{v_t}{D_t} \quad (III.11)$$

Cette théorie prévoit que la viscosité cinématique est reliée au gradient de la vitesse moyenne par la relation:

$$\nu_t = \Lambda^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$$

où Λ est la longueur de mélange de Prandtl. La tension turbulente est proportionnelle au carré du gradient de la vitesse moyenne:

$$\tau_t = \rho \Lambda^2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^2$$

Rappelons que, à l'image du libre parcours moyen des molécules de la théorie cinétique des gaz, la longueur de mélange Λ est définie comme la distance dans la direction transversale parcourue par un groupe de molécules entre l'instant où il quitte sa position initiale en transportant avec lui sa vitesse moyenne u_1 et l'instant où il arrive dans une nouvelle couche de vitesse moyenne u_2 , telle que la différence entre ces deux vitesses soit égale à la fluctuation moyenne transversale de l'écoulement turbulent. Nous admettrons de plus que la longueur de mélange est insensible au transfert de masse /26/. Ceci a été vérifié par Banwart /21/ pour de faibles taux de condensation. La longueur de mélange Λ peut s'exprimer par la relation suivante:

$$\Lambda = \kappa y \left(1 - \exp\left(\frac{-u^*}{A^+} \right) \right)$$

où κ est la constante de Karman comprise entre 0.36 et 0.43, A^+ est une constante empirique et u^* la vitesse de frottement égale à:

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}}$$

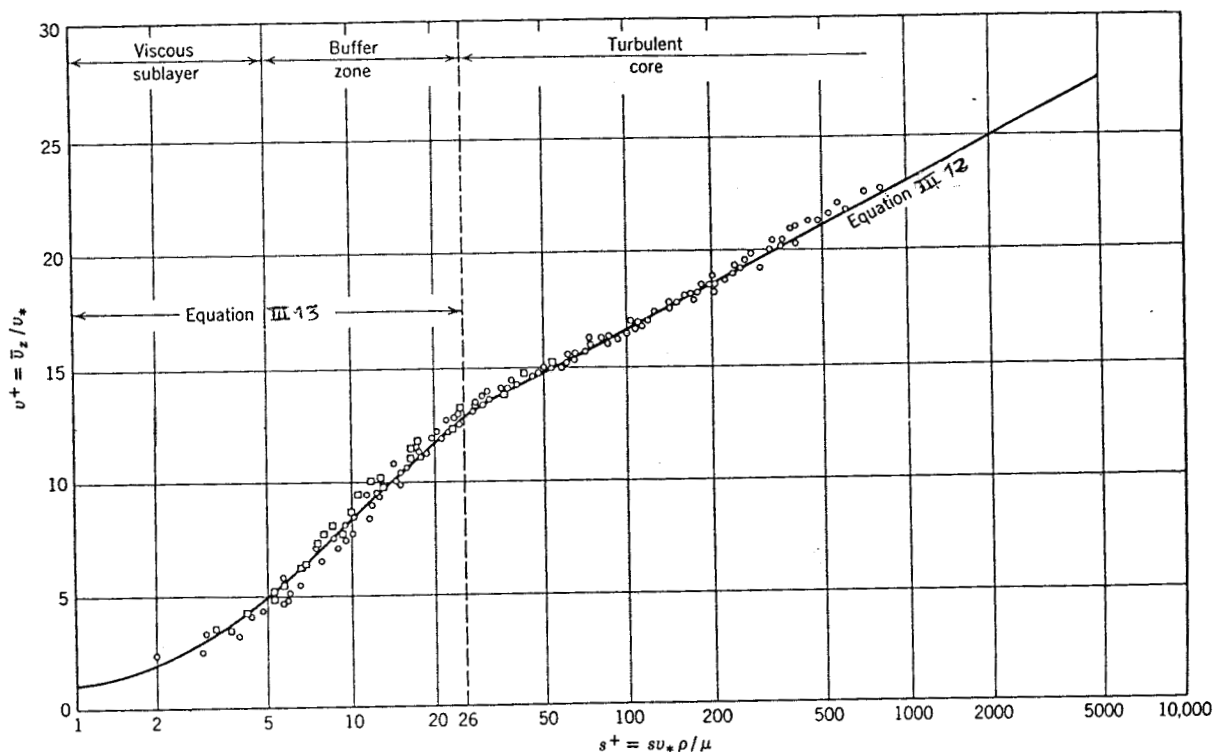
Cependant, cette expression de la longueur de mélange se réduit à:

$$\Lambda = \kappa y \quad (\text{III.12})$$

dans la zone pleinement turbulente. Cette théorie n'est pas valable pour une région proche de l'interface /21/ /23/. Pour cette région, nous faisons appel à l'équation de Deissler /23/ qui s'écrit :

$$v_t = n^2 \bar{u}_z y \left(1 - \exp(-n^2 \bar{u}_z y / \nu_1) \right) \quad (\text{III.13})$$

où n est une constante déterminée de façon empirique par Deissler et égale à 0.124, y représente la distance à la paroi et u_z la vitesse débitante. Cette équation est valable dans une zone incluant la sous-couche laminaire et la zone de transition. Elle est en bon accord avec l'expérimentation comme le montre la figure III.6 .



Velocity distribution for turbulent, isothermal flow in tubes. [R. G. Deissler, NACA Rept 1210 (1955).] Experimental data are those of R. G. Deissler [NACA Tech. Note 3016 (1953)] and J. Laufer [NACA Tech. Note 2954 (1953)], circles and squares, respectively.

Fig III.6 - "Loi universelle" de distribution des vitesses

En coordonnées adimensionnelles:

$$s = R - r$$

$$s^+ = \frac{s u^*}{\nu_1}$$

l'équation III. 13 devient:

$$v_t = n^2 s^+ u^+ \nu_1 \left(1 - \exp(-n^2 s^+ u^+) \right) \quad s^+ \leq 26 \quad (\text{III.14})$$

avec

$$u^+ = \frac{\bar{u}_z}{u^*} = \int_0^{s^+} \frac{ds^+}{1 + n^2 s^+ u^+ (1 - \exp(-n^2 s^+ u^+))} \quad 0 \leq s^+ \leq 26 \quad (\text{III.15})$$

Les équations III.11,12,14 constituent le modèle de turbulence, que nous allons utiliser dans la suite de nos calculs.

III.2.4 Intégration

Après avoir modélisé le coefficient de diffusion turbulent, nous pouvons reprendre les calculs à partir de l'équation III.10

$$m_{vi} = - D_{\text{eff}} \frac{M_v}{RT} \left(\frac{P}{P - P_v} \right) \frac{\partial P_v}{\partial y} \Big|_i$$

D'après les hypothèses H6 et H7, on suppose en première approximation que les pressions partielles ne sont fonction que du rayon r. Soit :

$$m_{vi} = - D_{\text{eff}} \frac{M_v}{RT} \left(\frac{P}{P - P_v} \right) \frac{dP_v}{dr} \Big|_i$$

En utilisant le changement de variable utilisé au paragraphe précédent, l'équation devient:

$$m_{vi} = D_{\text{eff}} \frac{u^*}{\nu_1} \frac{M_v}{RT} \left(\frac{P}{P - P_v} \right) \frac{dP_v}{ds^+} \Big|_i$$

Soit:

$$\frac{ds^+}{D_{\text{eff}}} = \frac{u^*}{\nu_1} \frac{M_v}{RT} \frac{P}{m_{vi}} \frac{dP_v}{P - P_v} \quad (\text{III.16})$$

En imposant les conditions limites à l'interface, et au coeur du mélange qui s'écrivent de la façon suivante:

$$\begin{array}{ll} \text{à l'interface} & s^+ = 0 \quad p_v(0) = p_{vi} \\ \text{au centre} & s^+ = s_{\text{max}} \quad p_v(s_{\text{max}}) = p_{vm} \end{array}$$

$$\int_0^{S_{\max}} \frac{ds^+}{\frac{D_{\text{eff}}}{\nu_1}} = \frac{u^* M_v P}{RT m_{vi}} \text{Log} \left(\frac{P - P_{vi}}{P - P_{vm}} \right) \quad (\text{III.17})$$

Détaillons le côté gauche de cette égalité, en scindant l'intégrale en deux parties, la première englobant la zone laminaire et la zone de transition, la seconde comprenant la zone turbulente:

$$I = \int_0^{S_{\max}} \frac{ds^+}{\frac{D_{\text{eff}}}{\nu_1}} = \int_0^{26} \frac{ds^+}{\frac{D_{\text{eff}}}{\nu_1}} + \int_{26}^{S_{\max}} \frac{ds^+}{\frac{D_{\text{eff}}}{\nu_1}}$$

En séparant la contribution laminaire et turbulente, cette intégrale devient:

$$I = \int_0^{26} \frac{ds^+}{\frac{D_1}{\nu_1} + \frac{D_t}{\nu_1}} + \int_{26}^{S_{\max}} \frac{ds^+}{\frac{D_1}{\nu_1} + \frac{D_t}{\nu_1}}$$

Soit en utilisant la modélisation présentée au paragraphe précédent:

$$I = \int_0^{26} \frac{ds^+}{\frac{1}{Sc} + \frac{1}{Sc_t} n^2 s^+ u^+ (1 - \exp(-n^2 s^+ u^+))} + \int_{26}^{S_{\max}} \frac{ds^+}{\frac{1}{Sc} + \frac{1}{Sc_t} \kappa s^+}$$

Le premier terme de l'intégrale n'a pas de solution analytique, il faut l'intégrer numériquement. Le second s'intègre en:

$$\int_{26}^{S_{\max}} \frac{ds^+}{\frac{1}{Sc} + \frac{1}{Sc_t} \kappa s^+} = \frac{Sc_t}{\kappa} \text{Log} \left[\frac{\frac{1}{Sc} + \frac{\kappa S_{\max}}{Sc_t}}{\frac{1}{Sc} + \frac{\kappa \cdot 26}{Sc_t}} \right]$$

Si l'on suppose que $\frac{1}{Sc} \ll \frac{1}{Sc_t} \kappa s^+$, l'équation précédente se simplifie

en :
$$\frac{Sc_t}{\kappa} \text{Log} \left[\frac{s_{\max}}{26} \right]$$

Cette hypothèse est vérifiée. En effet, pour de l'air à 20 °C, le terme de droite est égal à 1,72, le terme de gauche étant égal à 10,97 pour $s^+ = 26$.

On retrouve bien le profil adimensionnel dans la région turbulente, l'hypothèse revenant à dire que, dans cette région, la contribution laminaire est négligeable face à la contribution turbulente.

Finalement :

$$I = \int_0^{26} \frac{ds^+}{\frac{1}{Sc} + \frac{1}{Sc_t} n^2 s^+ u^+ (1 - \exp(-n^2 s^+ u^+))} + \frac{Sc_t}{\kappa} \text{Log} \left[\frac{s_{\max}}{26} \right]$$

L'équation (III.17) peut être intégrée :

$$m_{vi} = \frac{u^* M_v P}{R T I} \text{Log} \left(\frac{P - P_{vi}}{P - P_{vm}} \right)$$

Dans le cas où $P_{vi} \ll P$ et $P_{vm} \ll P$, cette dernière équation se réduit à:

$$m_{vi} = \frac{u^* M_v P}{R T I} \frac{P_{vm} - P_{vi}}{P - P_{vm}} \quad (\text{III.18})$$

Le profil de la pression partielle de vapeur se déduit des calculs précédents en éliminant m_{vi} entre les équations III.16 et III.18. Sur la figure III.7, sont représentés les profils adimensionnels de pressions partielles de vapeur obtenus par notre modèle et ceux tirés de Bird /23/ pour l'évaporation de l'ammoniac dans l'air. Cette comparaison est possible dans la mesure où les nombres de Schmidt sont très voisins (0.58 pour le modèle, 0.61 pour l'évaporation de l'ammoniac dans l'air) et les vitesses débitantes sont égales. L'allure des deux courbes est identique.

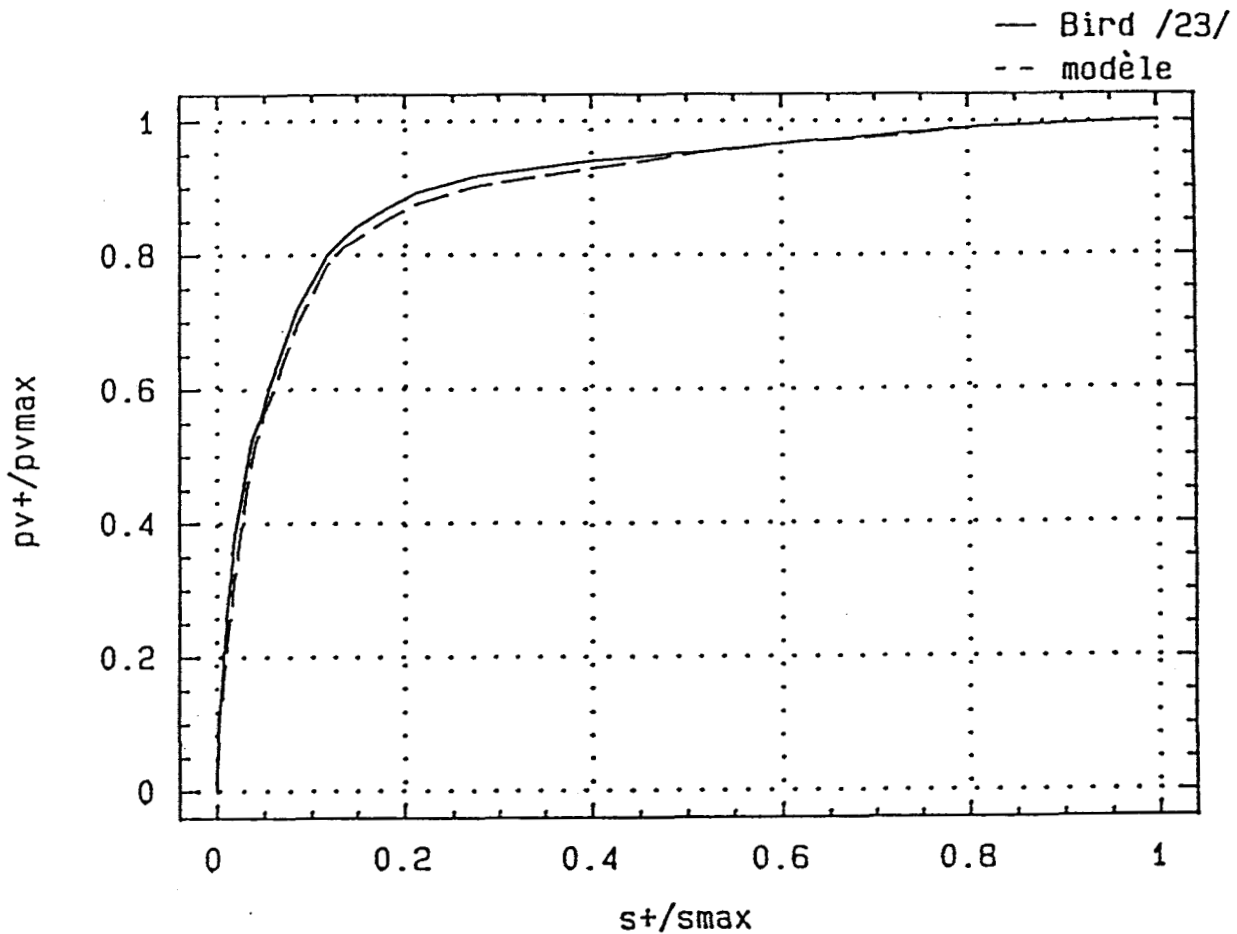


Fig III.7 - Profils de la pression partielle de vapeur

En reprenant l'équation III.17 et par analogie à l'équation II.33, nous pouvons formaliser le coefficient de transfert de masse:

$$h_D = \frac{u^*}{I}$$

Cependant, ce coefficient ne tient pas compte de l'évolution axiale de la couche limite de diffusion qui se développe le long de la paroi du tube. Ce phénomène important est décrit dans le paragraphe suivant.

III.2.5 Evolution axiale du coefficient de transfert de masse

Jusqu'à présent, le coefficient de transfert de masse a été supposé constant dans le sens axial, mais il peut évoluer le long du condenseur à l'image du coefficient de convection qui décroît en fonction de la coordonnée axiale dans un échangeur.

Nous faisons appel à la théorie du film qui prévoit que les échanges se font dans un film proche de l'interface. Pour les échanges de masse, ce film de diffusion est noté Δ_D . Le profil de pression partielle atteint la valeur du coeur du mélange en $y=\Delta_D$. Cette théorie approxime le profil entre 0 et Δ_D à la dérivée du profil réel en $y=0$, comme ceci est représenté sur la figure III.8.

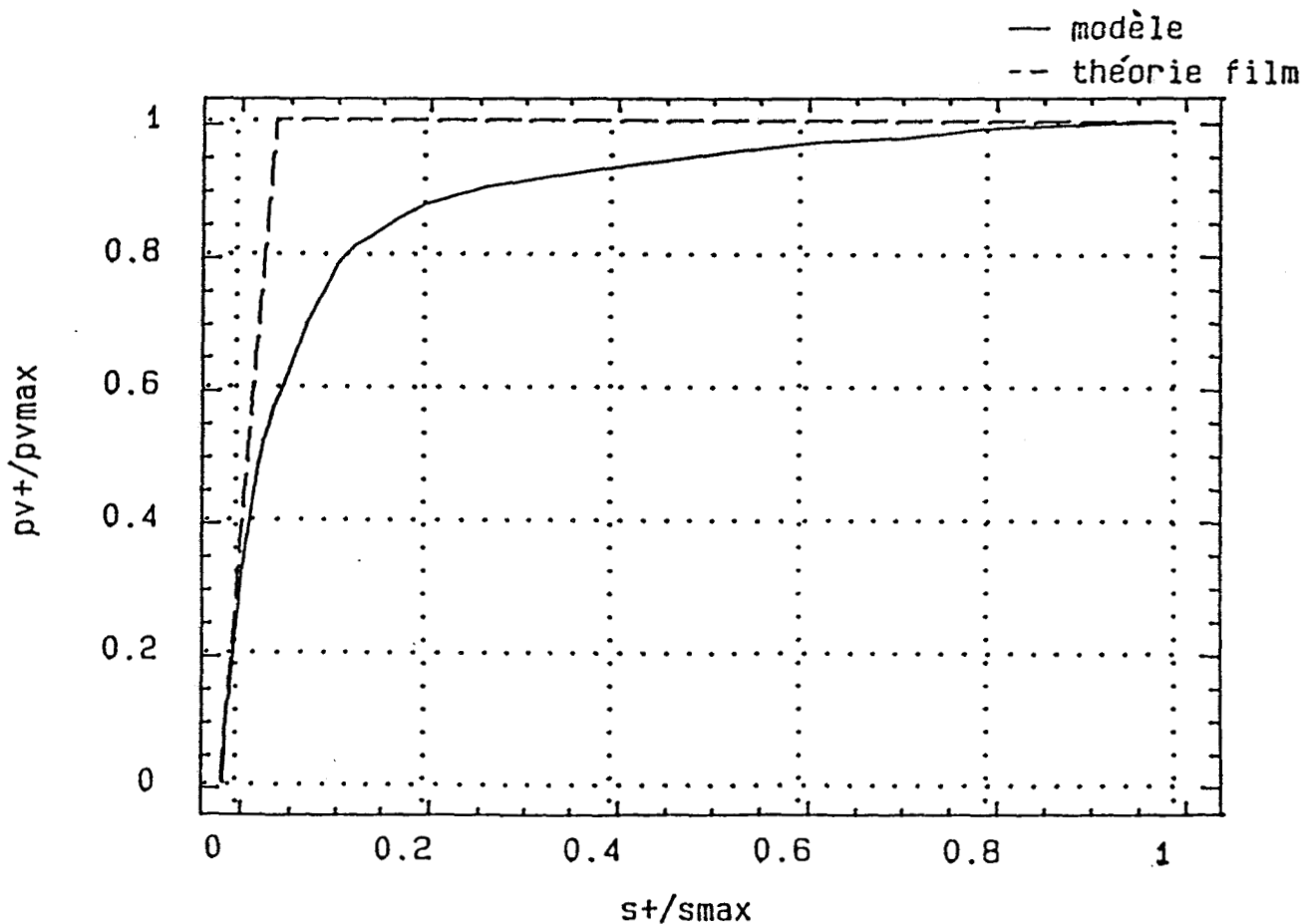


Fig III.8 - Profils de la pression partielle de vapeur

Cependant, comme nous nous intéressons au coefficient d'échange qui est lié à la pente, cette simplification se justifie. Le coefficient d'échange de masse s'écrit alors:

$$h_D = \frac{D_1}{\Delta_D}$$

De plus, cette théorie prévoit /23/ que lorsque $m_{vi} \rightarrow 0$:

$$\frac{\Delta}{\Delta_D} = Sc^{1/3} \quad (III.19)$$

où Sc est le nombre de Schmidt du fluide. Ces résultats sont valables dans l'intervalle $0.6 < Sc < 15$, et dans le cas où les couches limites sont pleinement développées. Ceci indique que la couche limite dynamique peut être inférieure à la couche limite de diffusion ($Sc < 1$) ou supérieure ($Sc > 1$). Cependant, dans le cas qui nous intéresse, la couche limite de diffusion naît à une abscisse z_0 , abscisse à laquelle la couche limite dynamique est supposée pleinement développée. Cette abscisse est, en général, égale à 50 fois le diamètre du tube. L'épaisseur de la couche limite de diffusion croît avec l'abscisse z . Cette évolution est donnée par la formule/23/:

$$\left[\frac{\Delta_D(z)}{\Delta} \right]^3 = \frac{1}{Sc} \left[1 - \left(\frac{z_0}{z} \right)^{3/4} \right] \quad (III.20)$$

On introduit un coefficient de transfert de masse, fonction de l'abscisse z :

$$h_D(z) = \frac{D_1}{\Delta_D(z)}$$

On obtient alors:

$$h_D(z) = \frac{h_D}{\left[1 - \left(\frac{z_0}{z} \right)^{3/4} \right]^{1/3}}$$

L'équation III.17 devient:

$$m_{vi} = \frac{u^* M_v P}{R T I} \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{z_0}{z} \right)^{3/4} \right]^{1/3}} \frac{P_{vm} - P_{vi}}{P - P_{vm}} \quad (III.21)$$

Cette nouvelle équation appelle quelques remarques. Premièrement, à l'entrée du tube, z est égal à z_0 et p_{vi} tend vers p_{vm} . L'équation devient indéterminée du type 0/0. Cette indétermination ne peut pas être levée de façon analytique, p_{vi} étant une fonction trop compliquée de z . La résolution numérique de ce problème est cependant possible à partir de la simulation numérique présentée au chapitre suivant, en imposant un pas dz très petit. Le pas minimal dz est de 10^{-14} m. Au premier pas de calcul ($z=10^{-14}$ m), m_{vi} a une valeur finie indépendante de la vitesse débitante, et croissante en fonction de la température (tableau III.1)

$\gamma \backslash T$	25 °C	35 °C	40 °C
5 m/s	$5,18 \cdot 10^{-4}$	$7,85 \cdot 10^{-4}$	$9,21 \cdot 10^{-4}$
10 m/s	$5,18 \cdot 10^{-4}$	$7,85 \cdot 10^{-4}$	$9,21 \cdot 10^{-4}$
15 m/s	$5,18 \cdot 10^{-4}$	$7,84 \cdot 10^{-4}$	$9,21 \cdot 10^{-4}$

Tableau III.1 - Valeurs du taux de condensation à $z=10^{-14}$ m

On pouvait s'attendre à ce résultat. En effet, m_{vi} ne pouvait pas être nul, puisque la condensation se produit dès l'entrée du tube. Et il ne pouvait pas non plus être infini à cause des gaz incondensables qui freinent le phénomène de transfert de masse. Deuxièmement, la formule III.19 a été trouvée en supposant $\Delta/\Delta_D > 1$, ensuite l'intervalle a été élargi à $\Delta/\Delta_D < 1$. Si les calculs sont menés avec l'hypothèse $\Delta/\Delta_D < 1$, la solution s'écrit:

$$\frac{3}{20} \sigma^2 - \frac{3}{20} \sigma + \frac{1}{15} - \frac{3}{280} \frac{1}{\sigma^2} + \frac{1}{360} \frac{1}{\sigma^3} = \frac{37}{630} \frac{1}{Sc}$$

avec $\sigma = \Delta_D/\Delta$.

Cette équation se réduit à une équation du second degré, si l'on suppose les deux derniers termes du membre de gauche petits devant les autres:

$$\frac{3}{20} \sigma^2 - \frac{3}{20} \sigma + \frac{1}{15} = \frac{37}{630} \frac{1}{Sc}$$

Pour $Sc=0.6$, la solution de cette équation est $\sigma=1.176$, l'équation III.18 donne $\sigma=1.185$, soit une différence inférieure à 1%. La formule III.18 est une valeur approchée à 5% près de la solution exacte [24]. On peut donc, utiliser la formule III.18 sans commettre une erreur importante. Sur la figure III.9, le taux de condensation est représenté avec et sans correction de l'évolution axiale de la couche limite. L'effet de l'entrée du tube est très marqué, et la courbe sans correction est l'asymptote de la courbe avec correction.

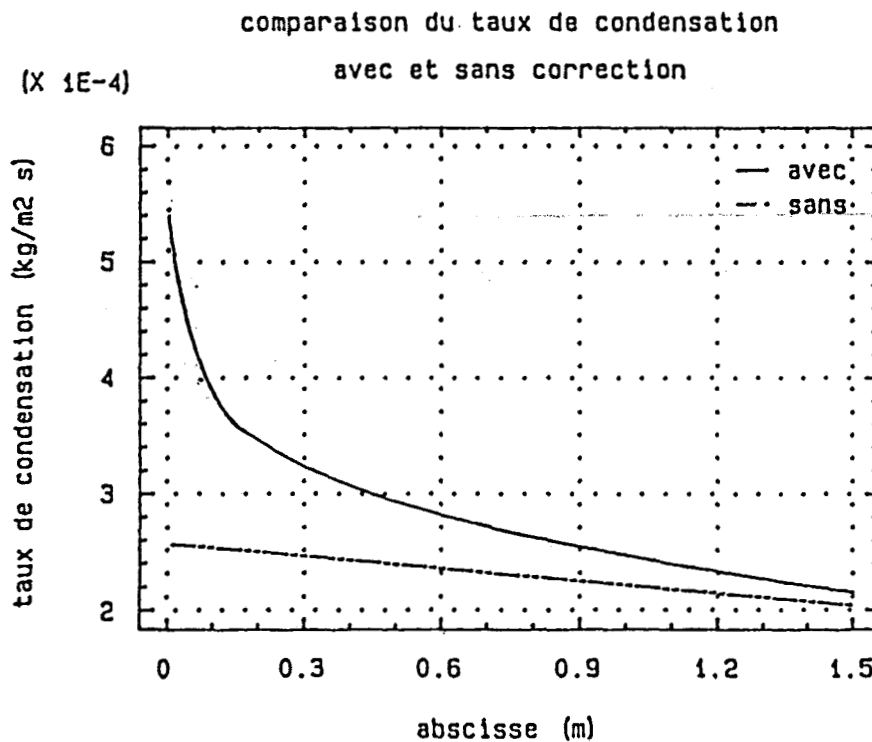


Fig III.9 - Evolution axiale du taux de condensation m_{vi}

Dans ce chapitre, nous avons étudié les deux résistances qui s'opposent au transfert de chaleur vers la paroi: le condensat et le film de gaz incondensables. La première qui est directement liée à l'épaisseur du condensat est modélisée à partir de l'équation du mouvement dans un plan avec prise en compte de l'effet de tension à l'interface. Pour la seconde résistance, nous proposons un nouveau modèle qui tient compte de l'évolution axiale du film de gaz incondensables. De plus à l'aide de deux théories complémentaires, nous avons modélisé le coefficient turbulent de diffusion de l'interface au coeur du mélange. La démarche itérative nécessaire pour la détermination du taux de condensation et des paramètres à l'interface est décrite au chapitre suivant.

chapitre 4

APPLICATION NUMERIQUE

chapitre 4

APPLICATION NUMERIQUE

Dans ce chapitre, nous décrivons de façon détaillée la démarche utilisée dans les calculs. En premier lieu, nous présentons la méthode d'intégration des équations différentielles correspondant aux bilans axiaux de masse, d'enthalpie et de quantité de mouvement. Ces bilans ont été développés au chapitre II. Pour les intégrer, nous avons utilisé la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4. En second lieu, le taux local de condensation, fonction de la température à l'interface, est déterminé en imposant l'égalité du flux entre le centre du tube et l'interface et, du flux calculé à l'aide des résistances thermiques du condensat et de la paroi. L'équation ainsi obtenue est résolue par la méthode de Newton. La détermination de l'épaisseur de condensat est effectuée à chaque pas de calcul par dichotomie. Les intégrales intervenant dans le coefficient de turbulence sont résolues par la méthode de Romberg. Les propriétés physiques dans le coeur du mélange sont calculées pour la vapeur sur la courbe de saturation; pour le gaz, on les détermine en fonction de la température /28/. Ces calculs ont été appliqués à l'air humide saturé à l'intérieur d'un tube vertical. L'eau de refroidissement circule à l'extérieur de ce tube dans un espace annulaire.

IV.1 Intégration par pas des équations de bilans: méthode de Runge-Kutta

Les équations différentielles (II.12,16,22,27,29,31) sont intégrées par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4. Cet ordre a été choisi pour assurer une très bonne précision d'intégration. Sous la forme générale, elle s'écrit:

$$\frac{d\vec{Y}}{dz} = \vec{f}(\vec{Y};t_i) \quad (\text{IV.1})$$

où f est la fonction explicitée du côté droit des équations citées précédemment et t_i la température de l'interface correspondant à Y

$$\vec{Y} = (Q_m, T_m, P) \quad (IV.2)$$

On suppose que Y est connu à l'entrée du tube :

$$\vec{Y}(0) = \vec{Y}_e \quad (IV.3)$$

La solution du système est trouvée en discrétisant les dérivées et en appliquant la méthode de Runge-Kutta . Si Δx est la longueur du pas entre deux coordonnées axiales quelconques x_k et $x_{k+1} = x_k + \Delta x$, la méthode permet d'obtenir Y_{k+1} en fonction Y_k . Le détail de cette méthode se trouve en annexe 3.

IV.2 Détermination de la température à l'interface: méthode de Newton

La démarche par pas décrite ci-dessus requiert la température à l'interface t_i . L'obtention de cette température est basée sur l'égalité des flux Φ_1, Φ_2, Φ_3 . La figure IV.1 schématise cette idée. Nous avons donc:

$$\Phi_1 = \Phi_2 = \Phi_3$$

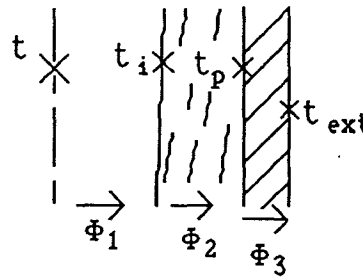


Fig IV.1

avec :

$$\Phi_1 = h(t_i - t) ds + L_v dq_E$$

$$\Phi_2 = h_{cc}(t_p - t_i) ds$$

$$\Phi_3 = \frac{\lambda_p(t_{ext} - t_p)}{r_{int}} * \ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right) ds$$

Recherchons la résistance thermique R_{th} telle que :

$$\Phi = \frac{1}{R_{th}} (t_{ext} - t_i) 2\pi r_{ext} dz$$

Soit:

$$\frac{R_{th}}{2\pi r_{ext} dz} = \frac{1}{h_{cc} 2\pi r_{ext} dz} + \frac{\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)}{\lambda_p 2\pi dz}$$

$$R_{th} = \frac{r_{ext}}{r_{int} h_{cc}} + r_{ext} \frac{\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)}{\lambda_p}$$

Nous avons maintenant deux flux: le flux Φ_1 et le flux Φ . La méthode de Newton consiste à chercher le zéro de la fonction $g(t_i) = \Phi_1 - \Phi$.

D'où:

$$t_i^{n+1} = t_i^n - \frac{g(t_i^n)}{g'(t_i^n)}$$

où g' est la dérivée de g par rapport à t_i . En partant de la n ème estimation, la formule ci-dessus fournit l'estimation suivante et ainsi de suite, jusqu'à ce que la différence entre deux estimations soit suffisamment petite. Le critère de convergence adopté est :

$$\frac{|t_i^n - t_i^{n+1}|}{t_i^{n+1}} \ll 10^{-7}$$

La détermination de la dérivée $g'(t_i)$ se fait à l'aide des formules :

$$g(t_i) = h(t - t_i) 2 \pi r_{int} dz + dq_E L_v - (t_{ext} - t_i) \frac{2 \pi r_{ext} dz}{R_{th}}$$

$$\frac{dg(t_i)}{dt_i} = g'(t_i) = -2 \pi r_{int} h dz + \frac{d(dq_E)}{dt_i} L_v + \frac{2 \pi r_{ext} dz}{R_{th}}$$

$$\frac{d(dq_E)}{dt_i} = \frac{d(m_{vi} ds)}{dt_i} = \frac{dm_{vi}}{dt_i} ds = \frac{d}{dt_i} \left[\frac{u^* M_v P}{R T I} \frac{P_{vm} - P_{vi}}{p - P_{vm}} \right] ds$$

soit

$$\frac{d(dq_E)}{dt_i} = \frac{u^* M_v P}{R T I} \frac{d}{dt_i} \left[\frac{P_{vm} - P_{vi}}{p - P_{vm}} \right] ds$$

$$\frac{d(dq_E)}{dt_i} = \frac{u^* M_v P}{R T I (p - P_{vm})} \frac{dP_{vi}}{dt_i} ds$$

avec

$$P_{vi} = 10 \left(2,7877 + \frac{7,625 * t_i}{241 + t_i} \right)$$

d'où

$$\frac{dP_{vi}}{dt_i} = \left(\frac{7,625}{241 + t_i} - \frac{7,625 * t_i}{(241 + t_i)^2} \right) * P_{vi}$$

La valeur de t_i ainsi obtenue est utilisée comme première estimation pour le pas suivant.

IV.3 Détermination de l'épaisseur de condensat: méthode par dichotomie.

La démarche utilisée ci-dessus demande la détermination de la résistance thermique dans laquelle intervient l'épaisseur de condensat. Ceci constitue la partie la plus longue et la plus délicate du calcul. Mais l'idée de base est simple ainsi que la méthode utilisée. A chaque pas de calcul, nous avons :

$$dq_v = dq_E$$

avec:

$$q_E = \frac{2 \pi r \rho_E}{\mu_E} \left[\left(g \rho_E - \frac{dP}{dz} \right) \frac{\delta^3}{3} - \frac{\tau_i \delta^2}{2} \right]$$

à l'abscisse $z+dz$

$$q_E^{k+1} = \frac{2 \pi r \rho_E}{\mu_E} \left[\left(g \rho_E - \frac{dP}{dz} \right) \frac{\delta_{k+1}^3}{3} - \frac{\tau_i \delta_{k+1}^2}{2} \right]$$

à l'abscisse z

$$q_E^k = \frac{2 \pi r \rho_E}{\mu_E} \left[\left(g \rho_E - \frac{dP}{dz} \right) \frac{\delta_k^3}{3} - \frac{\tau_i \delta_k^2}{2} \right]$$

Sur un élément dz , on obtient:

$$q_E^{k+1} - q_E^k = \frac{2 \pi r \rho_E}{\mu_E} \left[\left(g \rho_E - \frac{dP}{dz} \right) \left(\frac{\delta_{k+1}^3}{3} - \frac{\delta_k^3}{3} \right) - \frac{\tau_i}{2} (\delta_{k+1}^2 - \delta_k^2) \right]$$

A l'abscisse z , tous les paramètres sont connus. A l'abscisse $z+dz$, on cherche δ_{k+1} . Pour ce faire, on utilise la méthode par dichotomie:

Première étape: on encadre l'inconnue de sorte que:

$$\begin{aligned} dq_E(\delta^n) &> dq_v \\ dq_E(\delta^{n+1}) &< dq_v \end{aligned}$$

Deuxième étape: le domaine $[\delta^{n+1}, \delta^n]$ est divisé en deux :

$$\delta^{n+2} = (\delta^{n+1} + \delta^n) / 2$$

Troisième étape: on recherche les deux épaisseurs qui encadrent au plus près l'inconnue

Les étapes 2 et 3 sont effectuées jusqu'à ce que le critère de convergence soit atteint:

$$\frac{|dq_v - dq_E|}{dq_v} < 10^{-4}$$

Cette méthode peut se résumer sous la forme d'un organigramme:

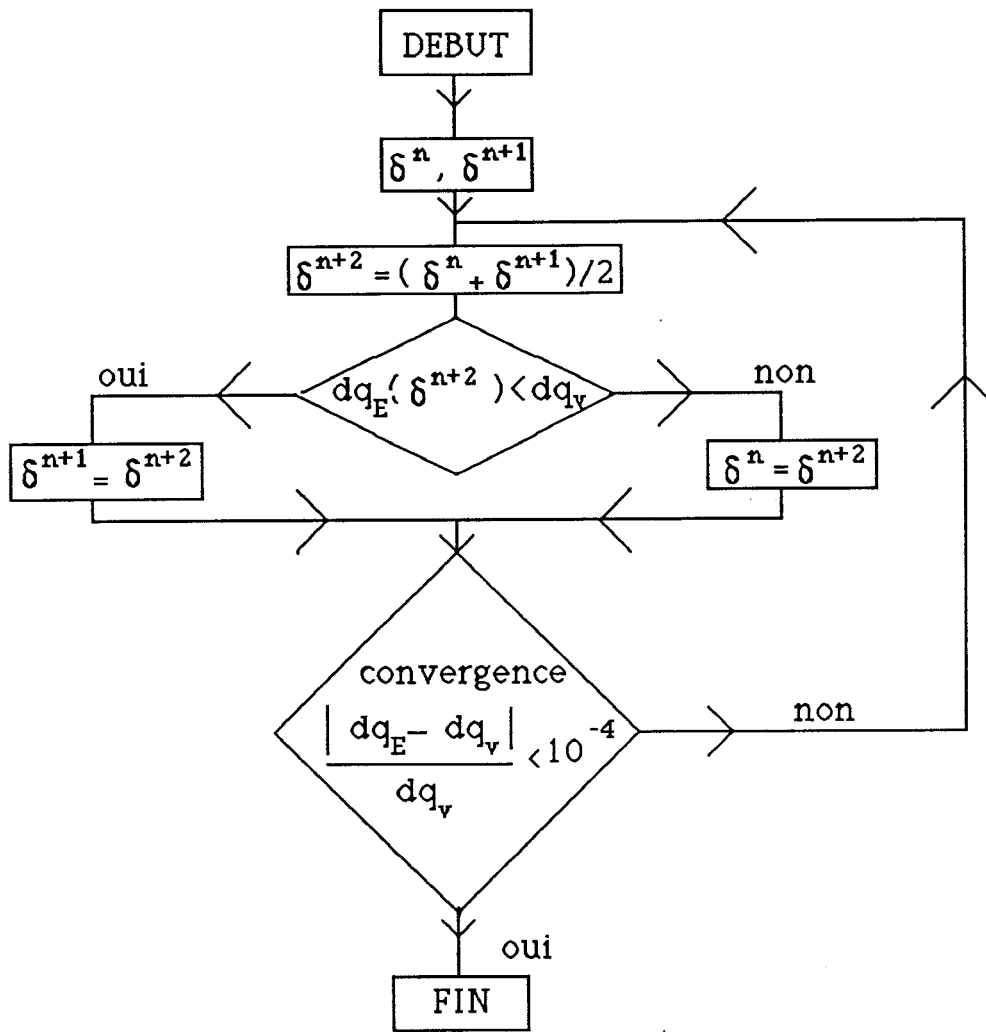


Fig IV.2 - Organigramme de la méthode de résolution par dichotomie

IV.4 Calcul des intégrales: méthode de Romberg

Dans l'équation III.17 intervient l'intégrale I qui ne peut pas être intégrée de façon analytique. De plus, dans cette intégrale apparaît la vitesse u^+ sous la forme d'une intégrale (III.15) qui ne peut être traitée que numériquement. La méthode de Romberg est choisie pour résoudre ces deux intégrales, car elle est simple à programmer, elle converge rapidement avec une approximation meilleure que la méthode de Simpson par exemple. En règle générale, il faut 10 itérations ($n=10$) pour que l'erreur sur deux estimations extrapolées successives soit inférieure à $5 \cdot 10^{-3}$. Le développement de cette méthode est présentée en annexe3.

IV.5 Organigramme

Deux programmes de calcul sont faits, un pour chaque sens d'écoulement. Ils ont un tronc commun, et les sous-programmes décrits précédemment se retrouvent dans les deux programmes.

Cependant, pour le cas contre-courant, il est nécessaire d'effectuer une boucle supplémentaire. En effet, les paramètres d'entrée de l'air sont connus à l'abscisse $z=0$, alors que l'épaisseur du condensat n'est connue qu'en $z=l$. Il faut estimer l'épaisseur en $z=0$. Plusieurs itérations sont nécessaires pour que la valeur de l'épaisseur soit proche de zéro en $z=l$.

Un seul organigramme (Fig IV.3) peut résumer les deux programmes, les pointillés représentent la boucle supplémentaire pour le cas contre-courant.

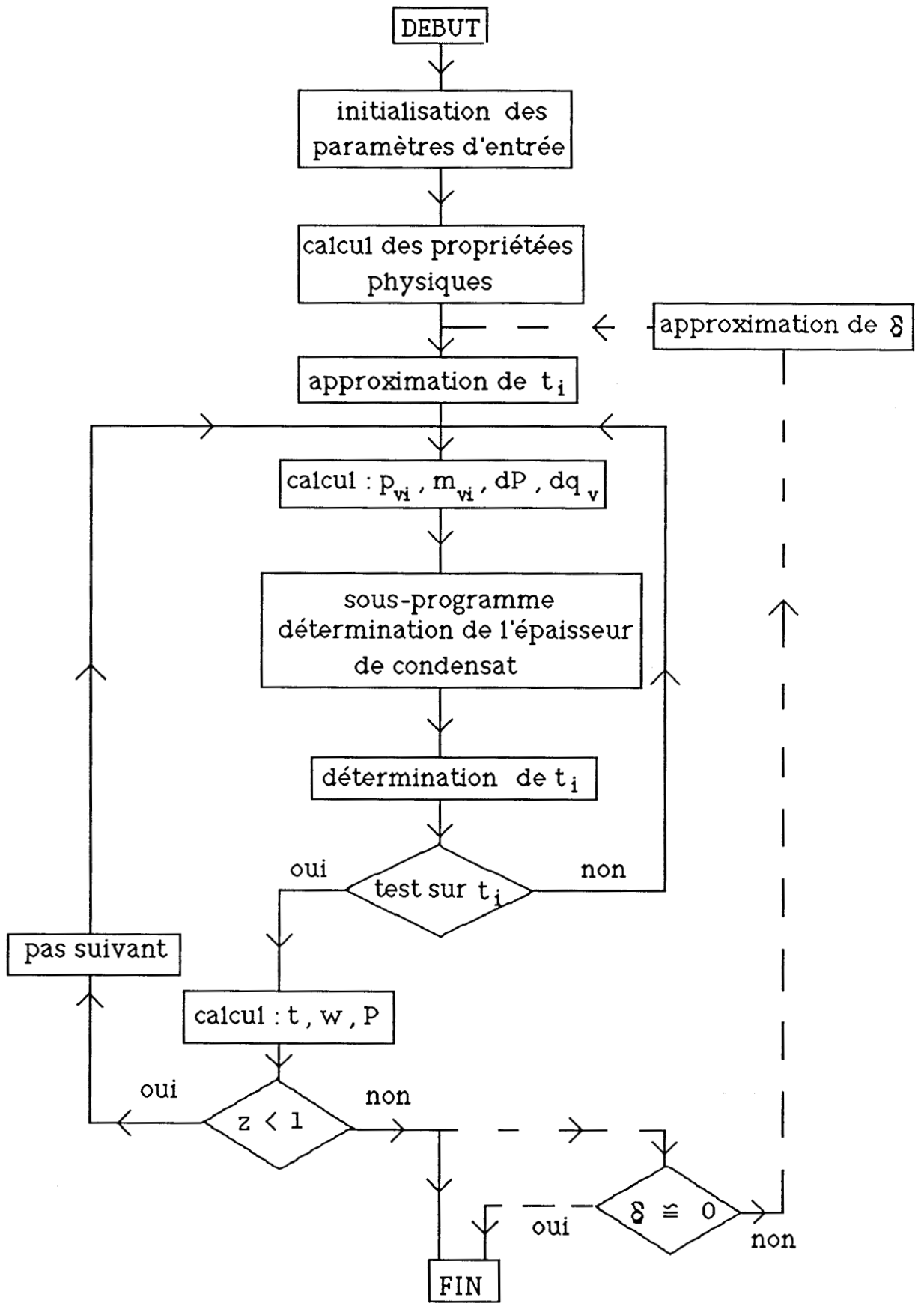


Fig IV.3 - Organigramme général

IV.6 Simulation numérique

IV.6.1 Sensibilité des paramètres

Ce paragraphe a pour objet de mettre en évidence la sensibilité des paramètres de sortie par rapport à un écart sur les différents paramètres d'entrée. On fait varier légèrement ces derniers qui sont la température et la vitesse du mélange et, la température de paroi froide, autour d'une ou plusieurs valeurs, et on relève l'influence sur les paramètres de sortie: température du mélange, température de paroi, débit de condensat, coefficient d'échange interne moyen. Cette étude n'est faite que sur le sens d'écoulement gaz/condensat en cocourant.

IV.6.1.1 Sensibilité à la température de paroi froide

La figure IV.4 représente l'évolution axiale de la température de paroi chaude pour deux températures de paroi froide : 4°C et 5°C, et à deux températures d'entrée du mélange: 25°C et 35°C.

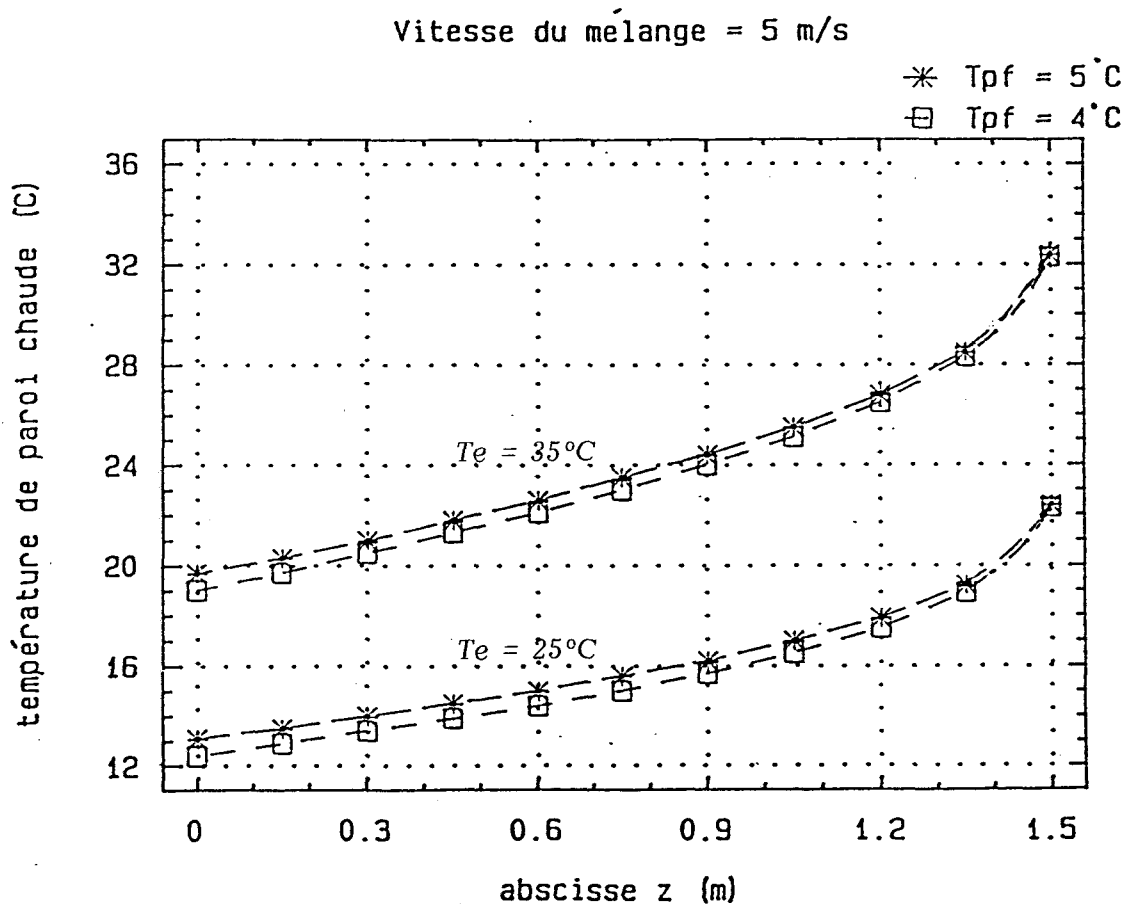


Fig IV.4 - Evolution axiale de la température de la paroi chaude

En sortie de tube c'est-à-dire à $z=0$, l'écart de température de paroi chaude est inférieur à 1°C . De plus, la différence relative sur le coefficient d'échange interne moyen est inférieure à 1%, et celle sur la masse condensée est de 4% au maximum, toujours pour 1°C d'écart de la température de paroi froide. Ces résultats indiquent que les paramètres de sortie sont peu sensibles à une variation de température de paroi froide. Ceci est dû à la faible conductivité de la paroi ($\lambda=0,188 \text{ W/m }^{\circ}\text{C}$).

IV.6.1.2 Sensibilité à la vitesse du mélange

Pour cette étude, la température d'entrée est fixée à 35°C et la température de paroi froide à 5°C . La vitesse varie de 6% autour de deux points: 5 m/s et 15 m/s.

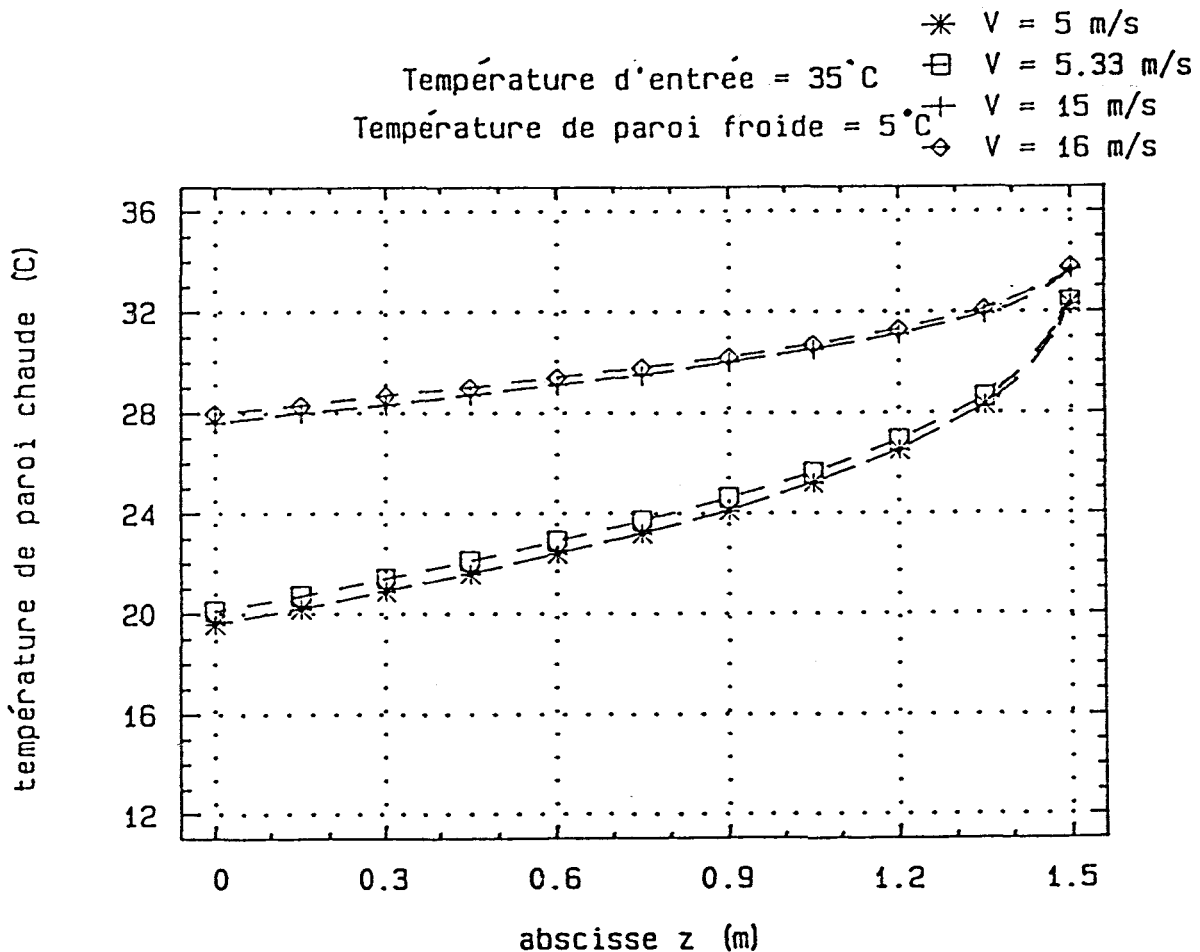


Fig IV.5 - Evolution axiale de la température de la paroi chaude

Sur la figure IV.5, la variation de température de paroi est de 1°C pour une variation de 6% de la vitesse. La différence relative sur la masse condensée est de 2,5% , ce qui est faible. Par contre, la différence relative sur le coefficient d'échange interne moyen atteint 6%, cette différence est mesurable, et lors des essais, il sera nécessaire de s'assurer de la constance de cette vitesse.

IV.6.1.3 Sensibilité à la température d'entrée

La vitesse du mélange est fixée à 10 m/s et la température de paroi froide à 5°C. La température d'entrée du mélange varie de 1°C autour de deux points: 25°C et 35°C. Il apparaît sur la figure IV.6 que l'écart entre deux courbes est constant et environ égal à 1°C.

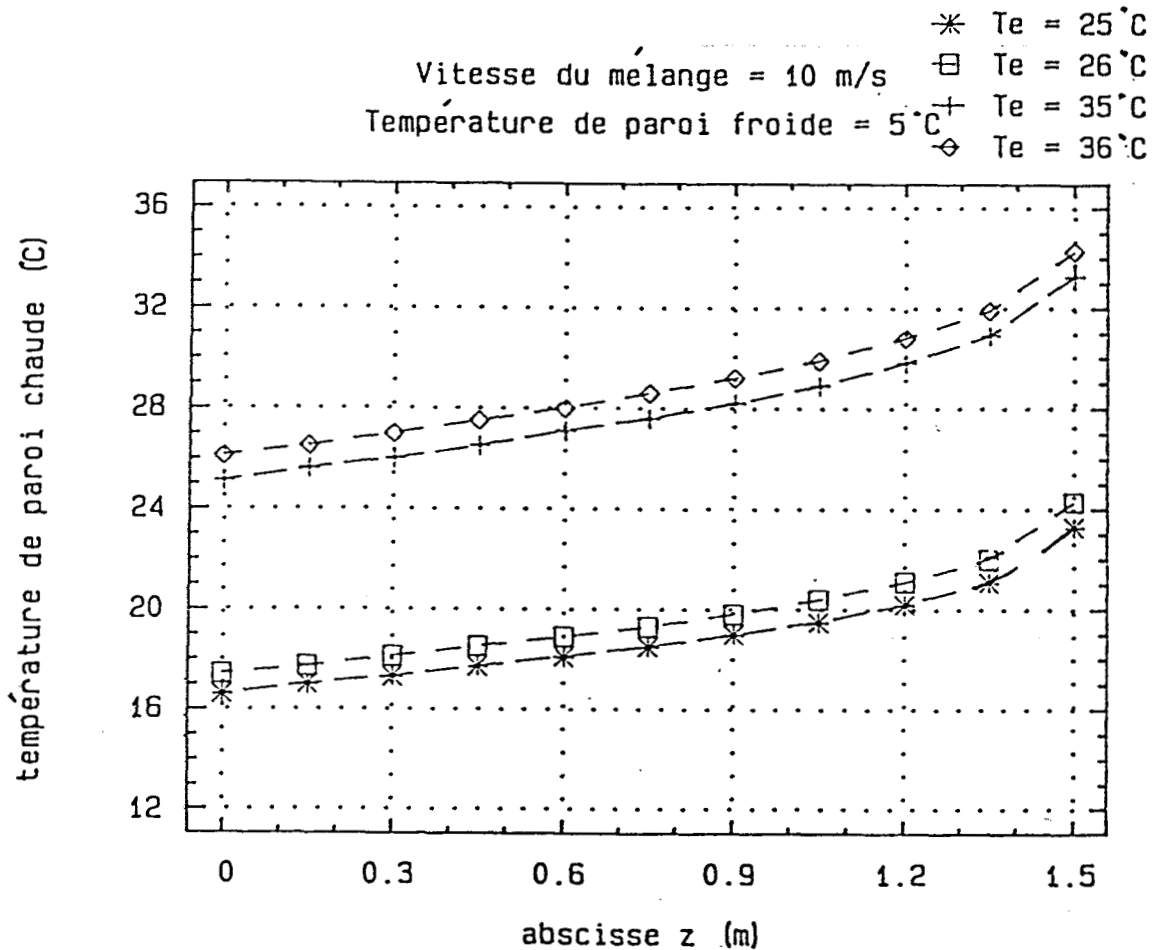


Fig IV.6 - Evolution axiale de la température de la paroi chaude

L'écart de 1°C sur la température d'entrée du mélange se retrouve en sortie. Le débit de condensat augmente de 7% lorsque la température du mélange

augmente de 1°C. Cependant, pour le même écart le coefficient d'échange interne moyen augmente de 4% . Il faut préciser que le mélange est supposé saturé. Une augmentation de la température du mélange engendre une augmentation de l'humidité absolue. C'est pour cette raison qu'une variation faible de la température du mélange a des répercussions importantes sur les paramètres de sortie.

En conclusion, la vitesse et la température du mélange sont des paramètres importants dans le sens où une faible variation de ceux-ci se répercute de façon appréciable sur les paramètres de sortie.

IV.6.2 Résultats théoriques

A l'aide de la simulation numérique dont les différentes parties ont été présentées dans les paragraphes précédents, on tente de mettre en évidence la différence qui peut exister entre les deux configurations d'écoulement. Le système d'axes est le même pour les deux sens. Ainsi, l'axe vertical (z) est orienté vers le haut et son origine est en bas du tube. En cocourant, l'air humide rentre en haut du tube ($z=l$) et s'écoule dans le sens des z négatifs; en contre-courant, l'air humide rentre en bas du tube ($z=0$) et va dans le sens des z positifs; dans les deux cas le condensat s'écoule dans le sens négatif. Quatre essais sont réalisés dans chaque sens, la température de paroi froide étant égale à 5°C pour tous les essais. La température d'entrée et la vitesse du mélange sont fixées aux valeurs suivantes: $T_e=25^\circ\text{C}$ et $T_e=40^\circ\text{C}$, $V=6$ m/s et $V=17$ m/s. Les résultats sont présentés sous forme de trois graphiques représentant l'évolution axiale de la température de paroi chaude, des débits-masse de condensat et de vapeur, et du coefficient local d'échange intérieur.

A la vue de ces graphiques, plusieurs remarques s'imposent:

- à faibles températures (25°C) et faibles vitesses (6 m/s), la différence entre cocourant et contre-courant est très faible. Le flux latent ne représente que 77% du flux total échangé.

- dans les conditions maximales, ($T_e=40^\circ\text{C}$, $V=17$ m/s), le flux latent représente 93% du flux total échangé en cocourant et 80% en contre-courant. D'autre part, on note que le coefficient local d'échange est plus élevé en cocourant, notamment en entrée du tube l'épaisseur de condensat y étant pratiquement nulle.

- à une augmentation de température ou de vitesse correspond, quelque soit le sens d'écoulement, une augmentation du flux échangé.

Te = 25°C Re = 12971 Tp = 5°C

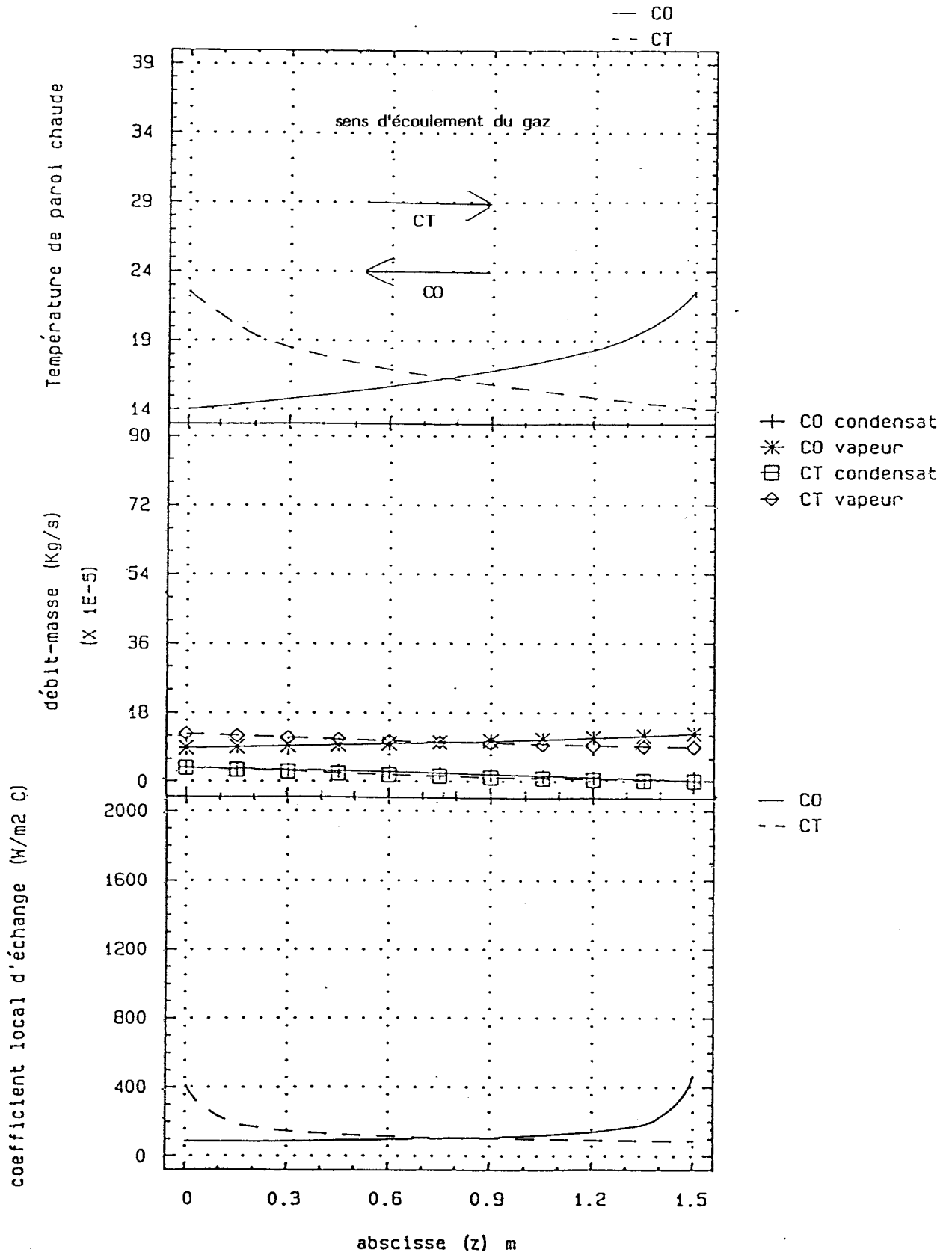


Fig IV.7 - Comparaison des deux sens d'écoulement par la simulation numérique

Te = 25 °C Re = 36751 Tp = 5 °C

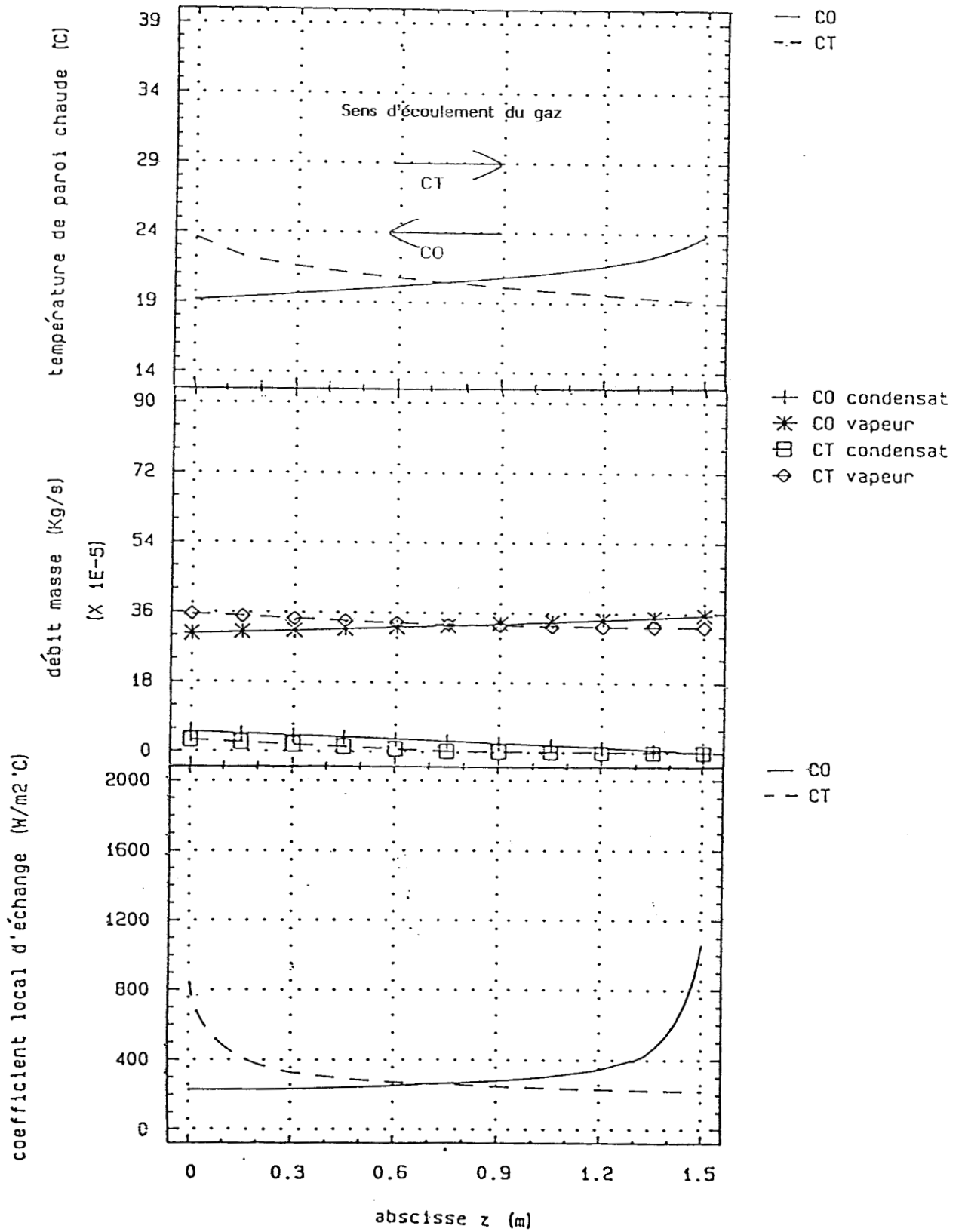


Fig IV.8 - Comparaison des deux sens d'écoulement par la simulation numérique

Te = 40°C Re = 11805 Tp = 5°C

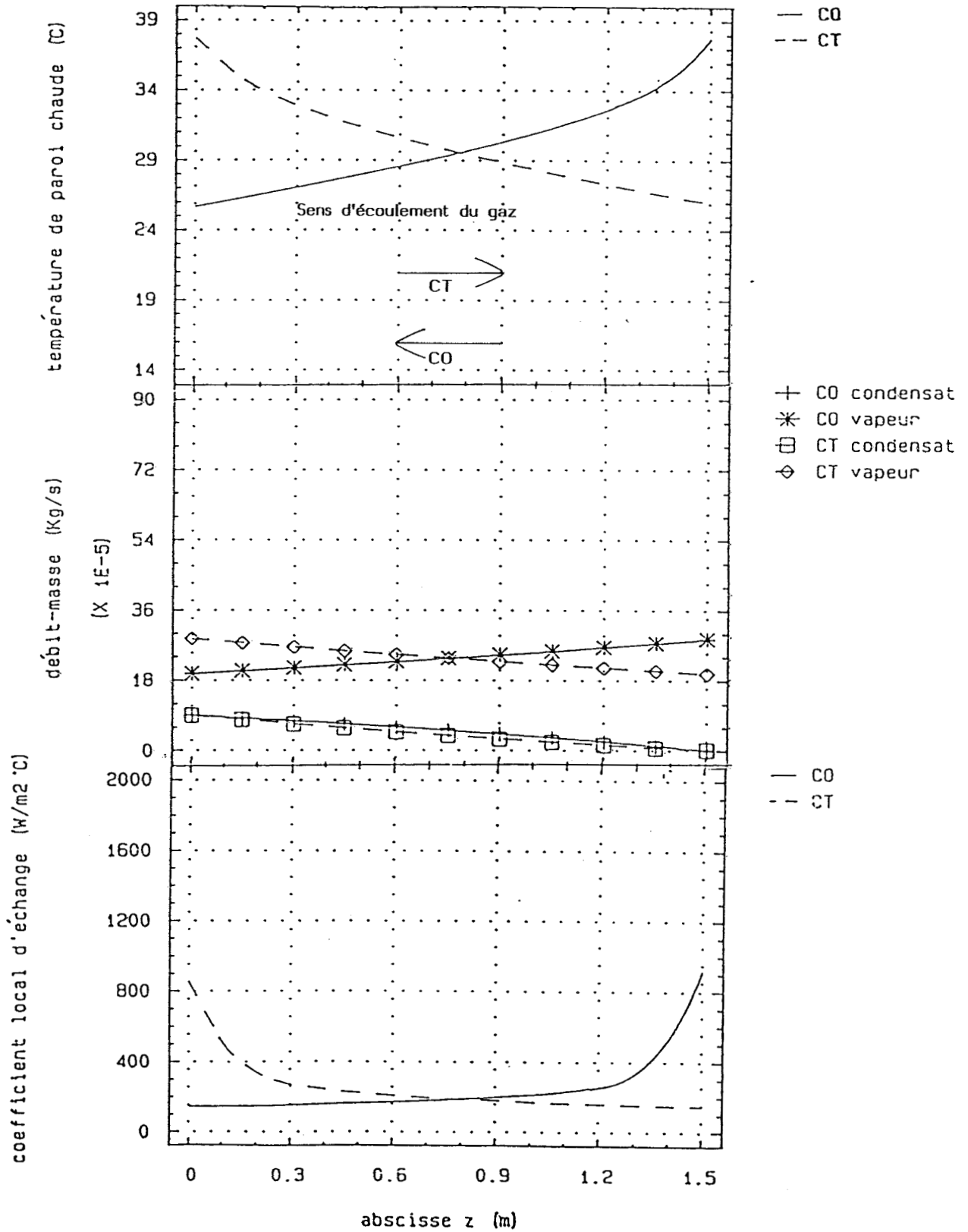


Fig IV.9 - Comparaison des deux sens d'écoulement par la simulation numérique

$T_e = 40\text{ }^\circ\text{C}$ $Re = 33450$ $T_p = 5\text{ }^\circ\text{C}$

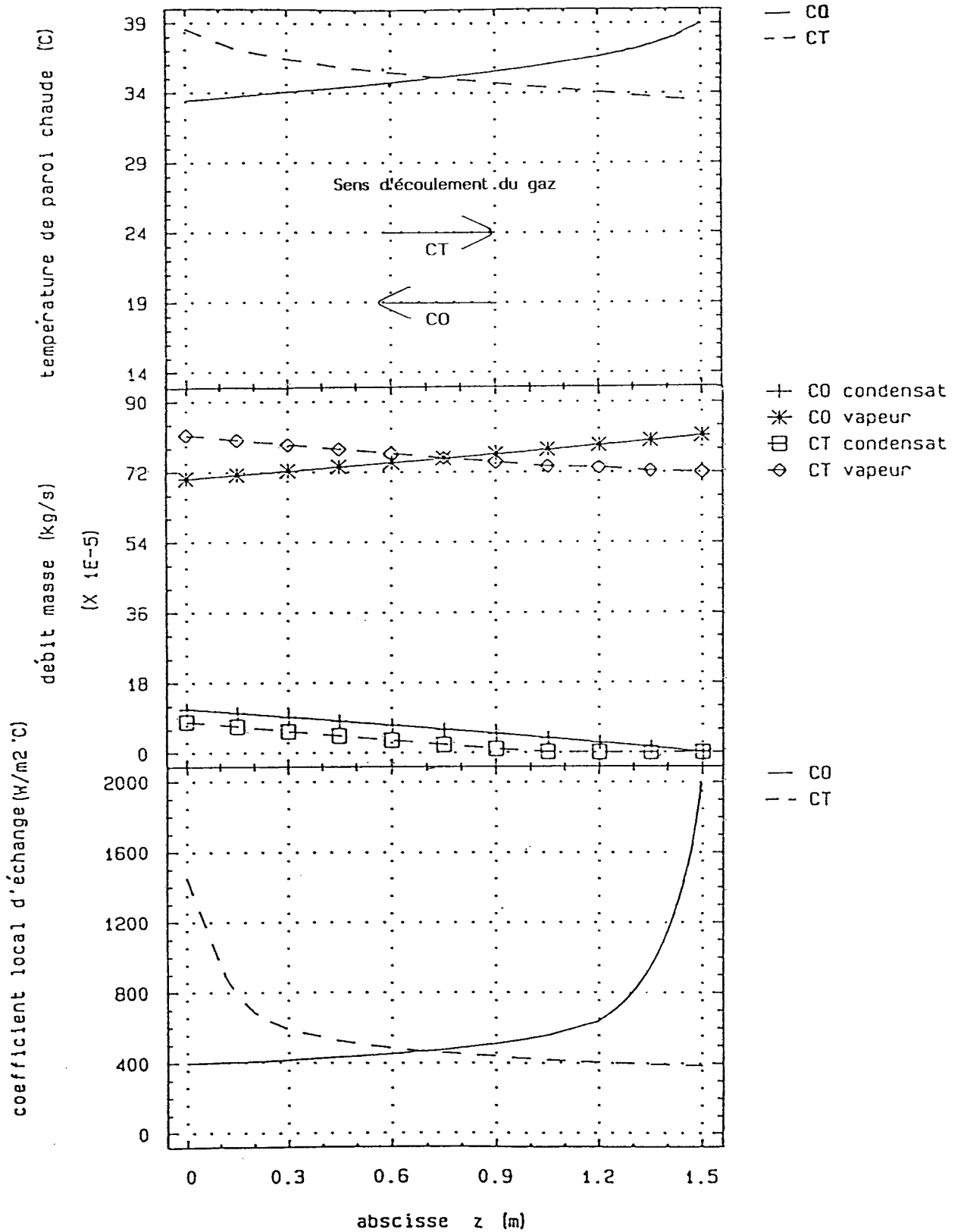


Fig IV.10 - Comparaison des deux sens d'écoulement par la simulation numérique

Dans le tableau suivant, sont regroupés les coefficients d'échange internes moyens pour les différentes vitesses et températures d'entrée, dans chaque configuration d'écoulement. L'écart entre cocourant et contre-courant est inférieur à 2%, pour $T=25^{\circ}\text{C}$ et $V=6\text{ m/s}$, mais il devient supérieur à 30 % dans les conditions maximales.

V m/s \ T_e °C	6		11		17	
	CO	CT	CO	CT	CO	CT
25	105	101	210	192	285	247
35	169	162	311	242	428	289
40	220	205	376	300	535	385

Tableau IV.1. Comparaison du coefficient d'échange intérieur moyen ($\text{W/m}^2\text{C}$) en cocourant et en contre-courant.

En conclusion de ce chapitre sur les résultats théoriques, le sens d'écoulement gaz/condensat en cocourant permet une meilleure récupération de l'énergie notamment grâce au flux d'énergie latente qui est plus important. En effet, le débit de condensat est toujours supérieur en cocourant surtout aux débits de vapeur élevés (Fig IV.8-10). Ceci se répercute sur le coefficient d'échange intérieur moyen. L'évolution de la température de paroi semble identique dans les deux sens d'écoulement à faibles vitesses. Une différence apparaît aux vitesses plus élevées à l'entrée du tube, ceci est dû à l'épaisseur de condensat qui est nulle en cocourant et maximale en contre-courant. Cet écart apparaît de façon significative sur les graphiques représentant l'évolution du coefficient local d'échange en fonction de l'abscisse.

Dans le paragraphe II.3, nous avons évoqué l'influence du transfert de masse sur le coefficient de convection. A l'aide de la simulation numérique, il apparaît que le rapport h/h_0 est égal au maximum à 1,01, ce qui indique que dans le cas de la condensation de l'air humide, le coefficient de convection n'est pas influencé par le transfert de masse.

chapitre 5

ETUDE EXPERIMENTALE:
MESURE DU FLUX LOCAL DE
CHALEUR DANS UN CONDENSEUR
INTRA-TUBULAIRE

chapitre 5

ETUDE EXPERIMENTALE: MESURE DU FLUX LOCAL DE CHALEUR DANS UN CONDENSEUR INTRA-TUBULAIRE

V.1 Description de l'installation d'essais

V.1.1 La section d'essais

Il s'agit d'une double enveloppe en polychlorure de vinyl (P.V.C.) disposée verticalement et ayant les dimensions suivantes:

- tube central : 34 mm de diamètre intérieur
40 mm de diamètre extérieur
- tube extérieur : 120 mm de diamètre intérieur
125 mm de diamètre extérieur

La section d'essais mesure 1,5 m de long. Sa conductivité thermique est égale à 0,188 W/m°C. La détermination de cette propriété thermique se trouve en annexe. Une section de tranquillisation de même longueur est installée en amont, elle est démontable et isolée. L'air humide circule à l'intérieur du tube central où une partie de la vapeur se condense. La puissance transférée est évacuée par l'écoulement d'eau froide à contre-courant dans l'espace annulaire.

La section d'essais a subi un traitement "plasma oxydant" de manière à rendre la surface interne mouillable à l'eau. L'angle de contact a été ramené à 10°. Pour diminuer cet angle, un produit tensio-actif "le coptal" est utilisé. Il est dilué dans de l'eau à raison de 1 à 5 g/l. On enduit ensuite la surface du condenseur avec ce mélange, puis on le laisse sécher. En fonctionnement, la surface reste parfaitement mouillable à l'eau pendant environ 30 minutes.

Une cuve de récupération de condensat est incluse dans l'installation. L'évacuation du condensat se fait par un tuyau vers le pot de mesure.

V.1.2 Instrumentation de la section d'essais

Afin de mesurer le flux local de chaleur échangée le long du condenseur, la face intérieure du tube central est équipée de 11 thermocouples de type T (cuivre/constantan), espacés de 15 cm. Ils sont collés sur onze génératrices différentes de telle manière qu'aucun point de mesure ne soit perturbé par un autre placé en amont. De plus, 10 cm de fils sont introduits et collés dans le tube pour éviter les pertes par conduction. En effet, les fils traversent la paroi, puis l'eau de refroidissement où ils sont refroidis malgré une isolation, puis ressortent dans l'air ambiant. Un calcul théorique montre qu'un point de mesure n'est plus influencé par l'eau de refroidissement si celle-ci en est à 8 cm. Ce calcul a été validé par une expérience qui a consisté à plonger les fils de thermocouples dans de l'eau glacée à 0°C et en laissant dans l'air ambiant le point de mesure suivi de 10 cm de fils. En 20 minutes aucune dérive de la température n'a été enregistrée.

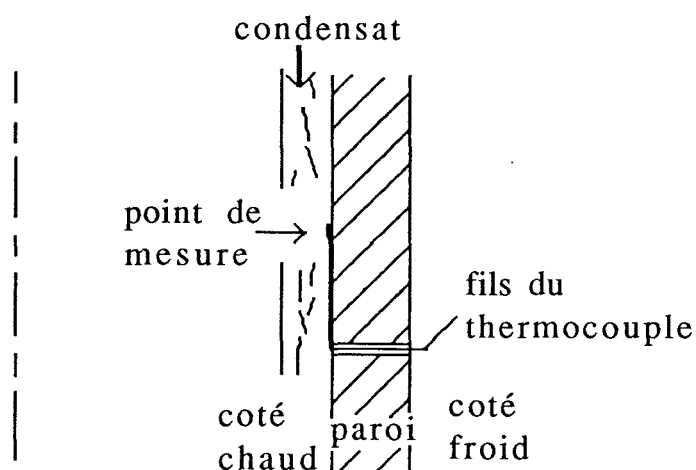


Fig. V.1 - Schéma d'installation des thermocouples

Les thermocouples sont fabriqués par décharge capacitive entre les fils de 0,2 mm de diamètre. Cette méthode a été éprouvée [27]. Elle a l'avantage d'une part, de ne pas introduire un métal supplémentaire (de l'étain par exemple). D'autre part, la jonction entre les deux fils ne peut qu'être parfaite puisqu'il y a fusion, mélange et solidification des deux métaux. La tenue mécanique de la jonction est aussi bonne que les fils eux-mêmes. La photo V.2 représente une jonction de deux fils de thermocouples de diamètre 0,2 mm grossie 20 fois. On peut remarquer que le point de mesure est à peine

plus gros que les fils. La connaissance de la température sur chaque face du condenseur et de la conductivité thermique permet la détermination du flux de chaleur traversant la paroi en fonction de la position du thermocouple.

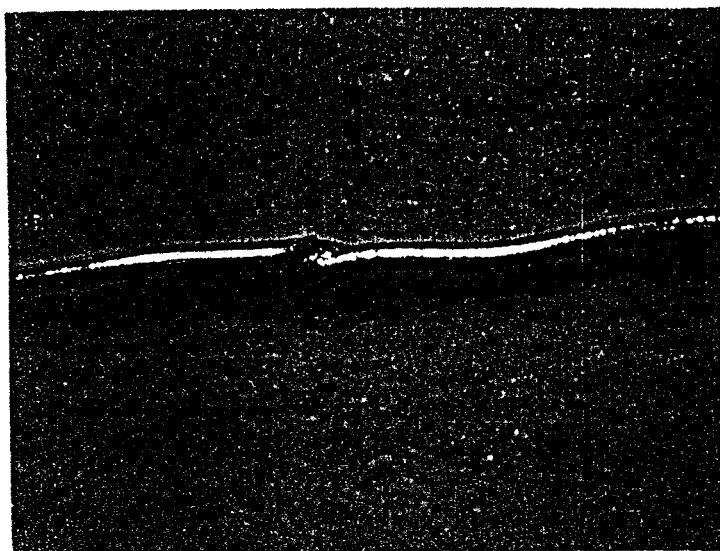


Fig V.2 - Photo d'une jonction

Pour mesurer les températures au coeur du mélange, quatre autres thermocouples sont répartis de la façon suivante: 2 à l'entrée du tube, 1 au milieu du tube, 1 en sortie du tube. Un test est effectué sur la section d'essais ainsi instrumentée. Le tube est mis dans une étuve réglée. Les mesures données par les thermocouples sont relevées et comparées à celles données au centième près par une sonde étalon. Plusieurs essais sont réalisés, ils sont regroupés en annexe. En conclusion, aucun thermocouple n'est défectueux ou ne donne de valeurs erronées. La déviation standard est toujours inférieure ou égale à 0,1 °C et ceci sur toutes les acquisitions.

La mesure du débit de condensat est une mesure primordiale car d'une part le débit est faible, et d'autre part, l'écart des débits entre cocourant et contre-courant est minime, il faut donc une méthode précise et fiable. La méthode retenue consiste à créer une légère dépression dans la cuve de récupération par l'intermédiaire d'un pot de mesure relié à une pompe à vide. Le condensat s'écoulant le long de la paroi interne du condenseur, est aspiré dans la cuve, puis dans le pot de mesure qui est posé sur une balance. La mesure du débit se fait en continu sur un intervalle de temps qui peut aller de 1 à 20 minutes. La figure V.3 représente le schéma de la partie récupération de condensat.

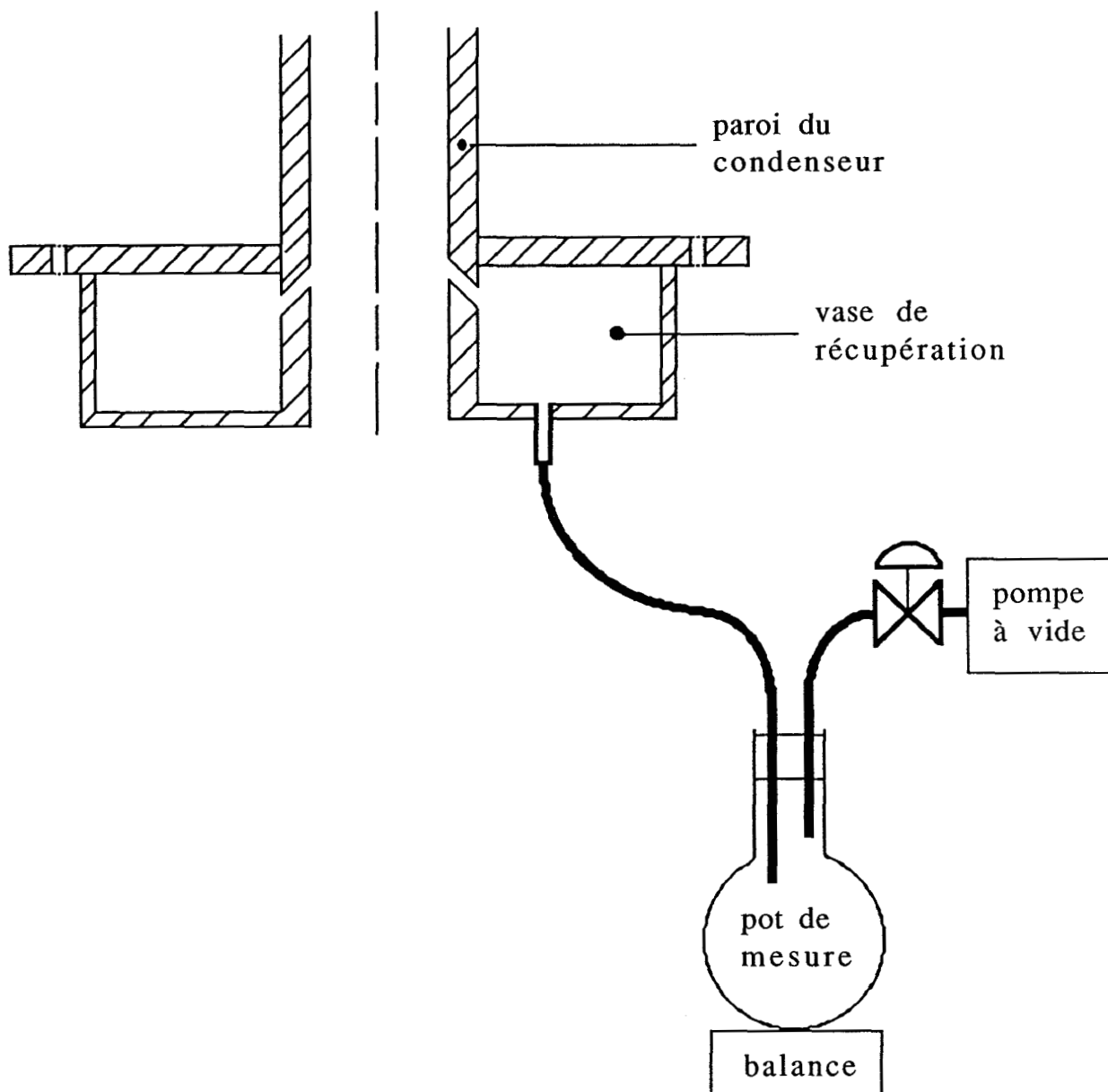


Fig V.3 - Schéma du système de récupération de condensat

Afin de valider cette méthode de mesure, nous comparons les mesures issues de deux autres méthodes: la première consiste à récupérer le condensat directement sous le tube et à mesurer la masse de condensat récupérée après la manipulation; la seconde consiste à récupérer le condensat par aspiration et à faire les mesures sans aspiration avant et après la manipulation. Les résultats des mesures par les trois méthodes sont regroupés dans le tableau suivant:

type de la méthode	durée de la récupération	débit de condensat mesuré
envisagée	15 mn	3,800 g/mn
1 ^{ère}	9 mn	3,811 g/mn
2 ^{ème}	12 mn	3,795 g/mn

Tableau V.1 - Résultats des différentes méthodes de récupération de condensat

L'erreur relative entre la méthode envisagée et la première est de 3‰, ce qui est négligeable. On peut donc utiliser la méthode envisagée sans commettre d'erreur due à la légère dépression existante dans le réseau de récupération. La mesure de l'humidité absolue en sortie de tube est réalisée par un hygromètre à miroir.

V.1.3 Schéma de l'installation

La figure V.5 représente le schéma de l'installation. Les circuits suivants y sont indiqués:

a) le circuit d'air humide

L'air provient d'un compresseur. Son débit, réglé par une vanne, peut aller jusqu'à 50 m³/h. Après le passage par un débit-mètre, l'air barbotte dans un bain d'eau distillée. Celle-ci est chauffée par des thermoplongeurs de 10 kW de puissance totale. Une régulation y est associée. L'air qui sort de ce ballon est saturé et à la température désirée. Ensuite, l'air humide est injecté dans le tube de tranquillisation, puis dans la section d'essais, ou directement dans cette dernière. Le rejet se fait dans l'air ambiant à la pression atmosphérique.

b) le circuit d'eau de refroidissement

Il s'agit d'un circuit fermé. Un groupe de production d'eau froide fournit de l'eau froide à environ 5°C qui est stockée dans un ballon de 200 l. L'eau de refroidissement y est puisée par l'intermédiaire d'une pompe. Le débit est réglé par une vanne et mesuré par un rotamètre. Il est tel que la température de paroi externe du condenseur est pratiquement constante sur toute la longueur.



Fig V.4 - Photos de l'installation

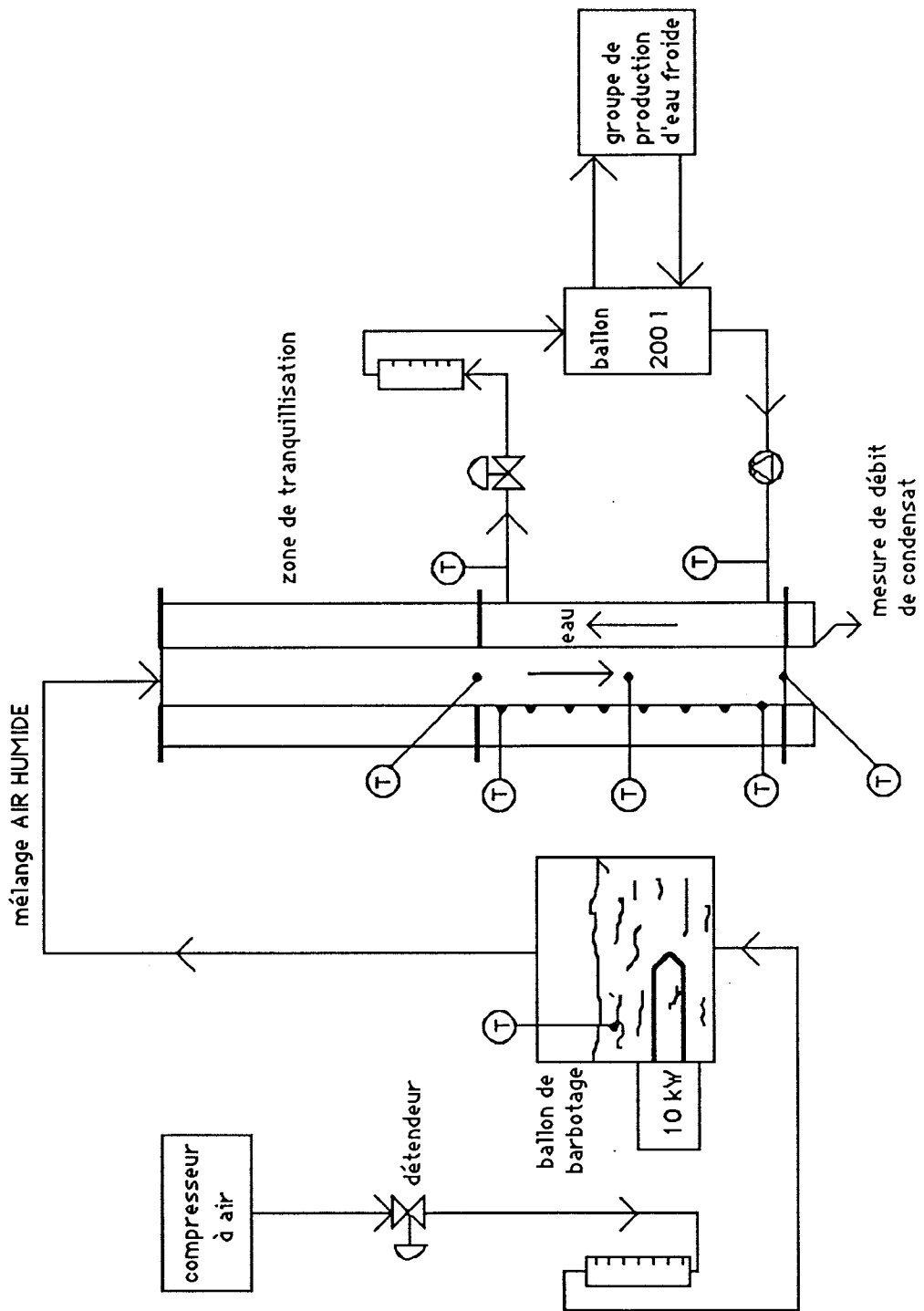


Fig V.5 - Schéma de l'installation

V.2 Procédure de réalisation d'un essai

V.2.1 Variables à régler

Les deux variables réglées à l'entrée côté chaud sont:

- la température T_m via la température de l'eau de barbotage. L'air étant saturé, l'humidité absolue dépend directement de cette température.
- le débit massique d'air sec M_g , par le rotamètre.

Il est important de noter que le débit massique d'air sec et la température T_m fixe le débit de vapeur.

V.2.2 Mesures effectuées et erreurs associées

a) mesures des températures

Nous avons employé des thermocouples de type T (cuivre/constantan) de 0,2 mm de diamètre pour les mesures suivantes:

- distribution de température en paroi chaude
- distribution en paroi froide
- température au coeur du mélange en entrée, au centre et en sortie de tube
- température dans le ballon de barbotage

Des thermocouples de type J sont utilisés pour la mesure de température de l'eau de refroidissement en entrée et en sortie de l'espace annulaire.

La précision attendue pour ces mesures de température est de 0,1°C.

La mesure de l'humidité absolue se fait à l'aide d'un hygromètre à miroir qui relève la température de rosée du mélange. La précision de cet appareil est de 0,2°C.

b) mesures des débits

Les débits d'eau de refroidissement et d'air sec sont mesurés à l'aide des rotamètres à flotteur d'une précision de 2%.

Le débit de condensat est obtenu par mesure de volume et de temps dans le pot de mesure, avec une précision estimée à 2%.

En ce qui concerne le débit de vapeur en entrée et en sortie, il est obtenu à partir de deux mesures: le débit d'air sec et la température du mélange pour l'entrée, et la température de rosée pour la sortie, à l'aide de la relation suivante:

$$q_v = q_g w$$

w étant l'humidité absolue définie au chapitre 2. L'incertitude sur le débit de

vapeur est évaluée à 3%.

V.2.3 Déroulement d'un essai

On enduit d'abord la face interne du tube de copal dilué puis on laisse sécher. L'eau de barbotage est mise à la température désirée, puis l'on fait circuler l'air sec, et l'eau de refroidissement. Le régime permanent est rapidement atteint. L'acquisition de données consiste en 17 températures, 1 température de rosée, 3 débits. On a employé un système d'acquisition AOIP de 40 voies couplé à un micro-ordinateur Olivetti et une imprimante, ce qui permet de dépouiller les données sur place et de façon pratiquement instantanée.

V.3 Dépouillement des mesures d'un essai

V.3.1 Mesures locales

L'essentiel du dépouillement est la détermination de flux thermique local par unité de longueur de tube Φ_i traversant la paroi, et du coefficient local d'échange h . En désignant par R_{ext} et R_{int} les rayons extérieur et intérieur du condenseur, ΔT_i l'écart de température entre les deux faces du condenseur, on a:

$$\Phi_i = 2 \pi \frac{\lambda}{\text{Log}\left(\frac{R_{ext}}{R_{int}}\right)} \Delta T_i \quad (V.1)$$

La précision de la mesure de Φ_i est obtenue à l'aide de l'équation précédente:

$$\frac{\Delta \Phi_i}{\Phi_i} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} + \frac{\Delta(\Delta T_i)}{\Delta T_i} + \frac{\Delta \left(\text{Log}\left(\frac{R_{ext}}{R_{int}}\right) \right)}{\text{Log}\left(\frac{R_{ext}}{R_{int}}\right)} \quad (V.2)$$

Les mesures de températures ont une précision de 0,1°C, l'incertitude sur la conductivité thermique du matériau est évaluée à 4% (Annexe), celle sur les mesures de longueur est de 0,01mm. En utilisant l'approximation suivante:

$$\text{Log}\left(\frac{R_{ext}}{R_{int}}\right) = \frac{e}{R_{int}} \quad (\text{V.3})$$

nous avons:

$$\frac{\Delta \Phi_i}{\Phi_i} = 6\%, \text{ pour } \Delta T_i = 10^\circ\text{C} \quad (\text{V.4})$$

$$\frac{\Delta \Phi_i}{\Phi_i} = 9\%, \text{ pour } \Delta T_i = 3^\circ\text{C} \quad (\text{V.5})$$

Le coefficient d'échange local et interne est évalué à partir du flux traversant la paroi et de l'écart de température entre le coeur du mélange et la paroi interne du tube. Soit:

$$h = \frac{\Phi_i}{(T_p - T_m) 2 \pi R_{int}} \quad (\text{V.6})$$

En utilisant les incertitudes présentées précédemment, l'incertitude sur le coefficient local d'échange est:

$$\frac{\Delta h}{h} = 7.5\% \text{ pour } (T_p - T_m) = 7^\circ\text{C} \quad (\text{V.7})$$

Ces incertitudes sont calculées dans le cas le plus défavorable. Elles diminuent lorsque les écarts de température augmentent.

V.3.2 Mesures globales

L'essentiel du dépouillement est la détermination de la puissance Φ échangée dans le condenseur ainsi que le coefficient d'échange interne moyen. Pour cela, on fait un bilan global d'enthalpie du coté chaud. L'écart de température sur le fluide froid est trop faible pour pouvoir être exploité.

$$\Phi = q_{v,e} h_{v,e} + q_{g,e} h_{g,e} + q_{E,e} h_{E,e} - q_{v,s} h_{v,s} - q_{g,s} h_{g,s} - q_{E,s} h_{E,s} \quad (\text{V.8})$$

Le débit de liquide à la sortie ($z=1$) étant nul, le débit de liquide à l'entrée ($z=0$) est égal au débit de condensat. En outre, comme nous ne mesurons pas la température du condensat lorsqu'il est évacué, nous la supposons égale à

celle du coeur du mélange gazeux en $z=0$. Avec ces simplifications , le bilan devient:

$$\Phi = q_E L + (q_{v,e} C_{pv} + q_g C_{pg}) (T_{m,e} - T_{m,s}) \quad (V.9)$$

où C_{pv} et C_{pg} sont respectivement les chaleurs massiques moyennes de la vapeur d'eau et de l'air, et L la chaleur latente de vaporisation. Dans l'équation ci-dessus , le premier terme peut être interprété comme la puissance échangée sous forme de chaleur latente, le second terme exprimant alors la contribution sous forme de chaleur sensible. Comme nous l'avons signalé dans le chapitre précédent, le flux latent représente jusqu'à 90% du flux total échangé, l'erreur relative sur le flux peut s'écrire:

$$\frac{\Delta \Phi}{\Phi} = \frac{\Delta q_{cond}}{q_{cond}} = 2\% \quad (V.10)$$

Le coefficient d'échange interne moyen est déterminé à partir d'un bilan d'enthalpie sur un élément de tube:

$$d\Phi = H dS (T_m - T_{p,f}) \quad (V.11)$$

$$d\Phi = q_m dh_m \quad (V.12)$$

avec $1/H = 1/h_{int} + R_{int}/\lambda * \ln(R_{ext}/R_{int})$ (V.13)

et h_m l'enthalpie du mélange soit:

$$h_m = C_{pg} T_m + L w$$

En éliminant $d\Phi$ entre les deux équations, et en intégrant entre l'entrée et la sortie du tube, on obtient dans l'hypothèse où $T_{p,f}$ est constante:

$$H = \frac{q_m C_{pg}}{S} \left[\ln \frac{T_{m,s} - T_{p,f}}{T_{m,e} - T_{p,f}} + L \int_e^s \frac{dw}{T_m - T_{p,f}} \right] \quad (V.14)$$

T_m est une fonction de w (équations II.5,II.8), l'intégrale de droite ne peut être résolue que numériquement. Pour déterminer l'incertitude sur le

coefficient H d'échange, nous utilisons l'équation (V.11), soit:

$$\frac{\Delta H}{H} = \frac{\Delta \Phi}{\Phi} + \frac{\Delta S}{S} + \frac{\Delta (T_m - T_{p,f})}{\min(T_m - T_{p,f})}$$

L'incertitude sur H est évaluée à 4%. A l'aide de l'équation (V.13), l'incertitude sur le coefficient d'échange interne moyen est de 7 %.

chapitre 6

RESULTATS

chapitre 6

RESULTATS

Nous présentons dans ce chapitre, les résultats des essais réalisés dans l'installation expérimentale décrite dans le chapitre précédent, et nous comparons ces résultats aux prévisions du modèle étudié.

Cette étude est complétée par les résultats expérimentaux issus des essais sans longueur de tranquillisation. Ces conditions d'utilisation sont proches de celles que l'on peut rencontrer dans l'industrie.

VI.1 Essais avec longueur de tranquillisation

VI.1.1 Profil de vitesse à l'entrée du tube

Afin de vérifier que l'écoulement est pleinement développé à l'entrée du tube d'expérimentation, un profil de vitesse a été fait en utilisant l'anémométrie fil chaud. L'investigation s'est faite sur le diamètre du tube et a débuté à 2mm de la paroi, cette distance étant le rayon de la sonde. Les mesures sont comparées (Fig VI.1) aux valeurs de la loi universelle /24/ représentée par l'équation suivante:

$$\frac{U-u}{u^*} = 5.75 \text{ Log}\left(\frac{R}{y}\right)$$

où U représente la vitesse au centre du tube, u la vitesse en y et u* la vitesse de frottement. Des mesures ont été effectuées à deux débits différents. Elles sont en bon accord avec la théorie ce qui nous permet de dire que le régime turbulent est pleinement développé.

profil de vitesse à l'entrée du tube
avec longueur de tranquillisation

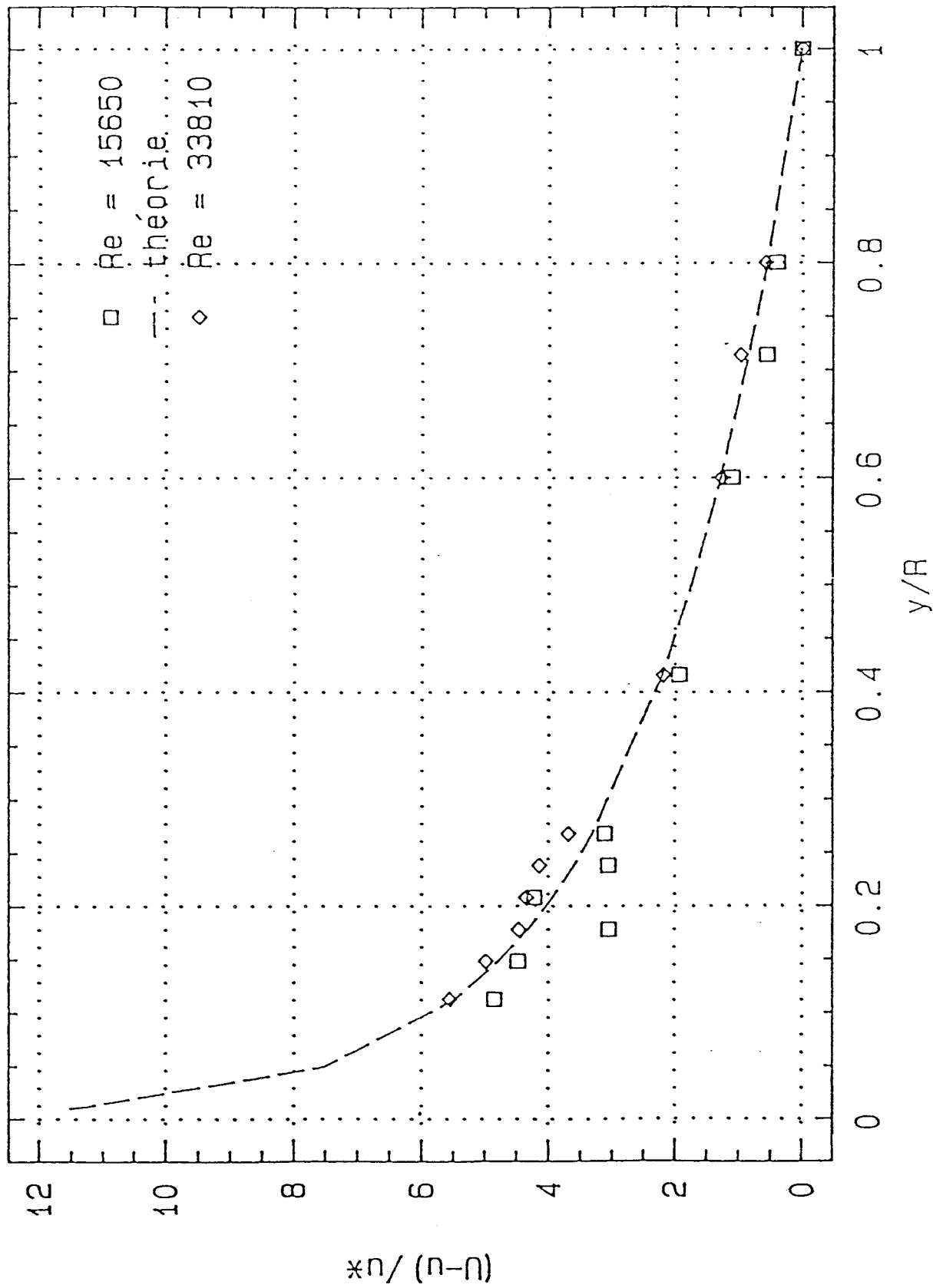


Fig VI.1

VI.1.2 Comparaison modèle/expérience

Les résultats sont présentés sous forme de graphique, où sont regroupés les deux sens d'écoulement, l'axe z restant le même pour les deux cas. Sur les diagrammes VI.2-5, nous comparons les résultats issus du modèle et ceux tirés des essais, à différentes températures et vitesses du mélange. A faible vitesse ($Re=11250$), les températures au coeur du mélange sont supérieures de $0,5\text{ °C}$ à celles prévues par le modèle. Cet écart devient nul pour des nombres de Reynolds plus élevés. Nous pouvons ainsi utiliser les températures calculées par le modèle pour évaluer le coefficient local d'échange. Les résultats sur les fractions massiques sont en bon accord avec le modèle. La distribution de températures en paroi chaude est aussi en bon accord avec le modèle. On note cependant, qu'en entrée de tube les mesures sont légèrement inférieures à celles calculées. Cet écart peut être dû au fort gradient longitudinal de température qui existe dans cette portion du tube. Les phénomènes bidimensionnels qui peuvent apparaître n'ont pas été pris en compte.

comparaison modèle/expérience en co
 essai 263 $Re=11250$ $T_e=24.9^\circ\text{C}$ $T_p=5^\circ\text{C}$

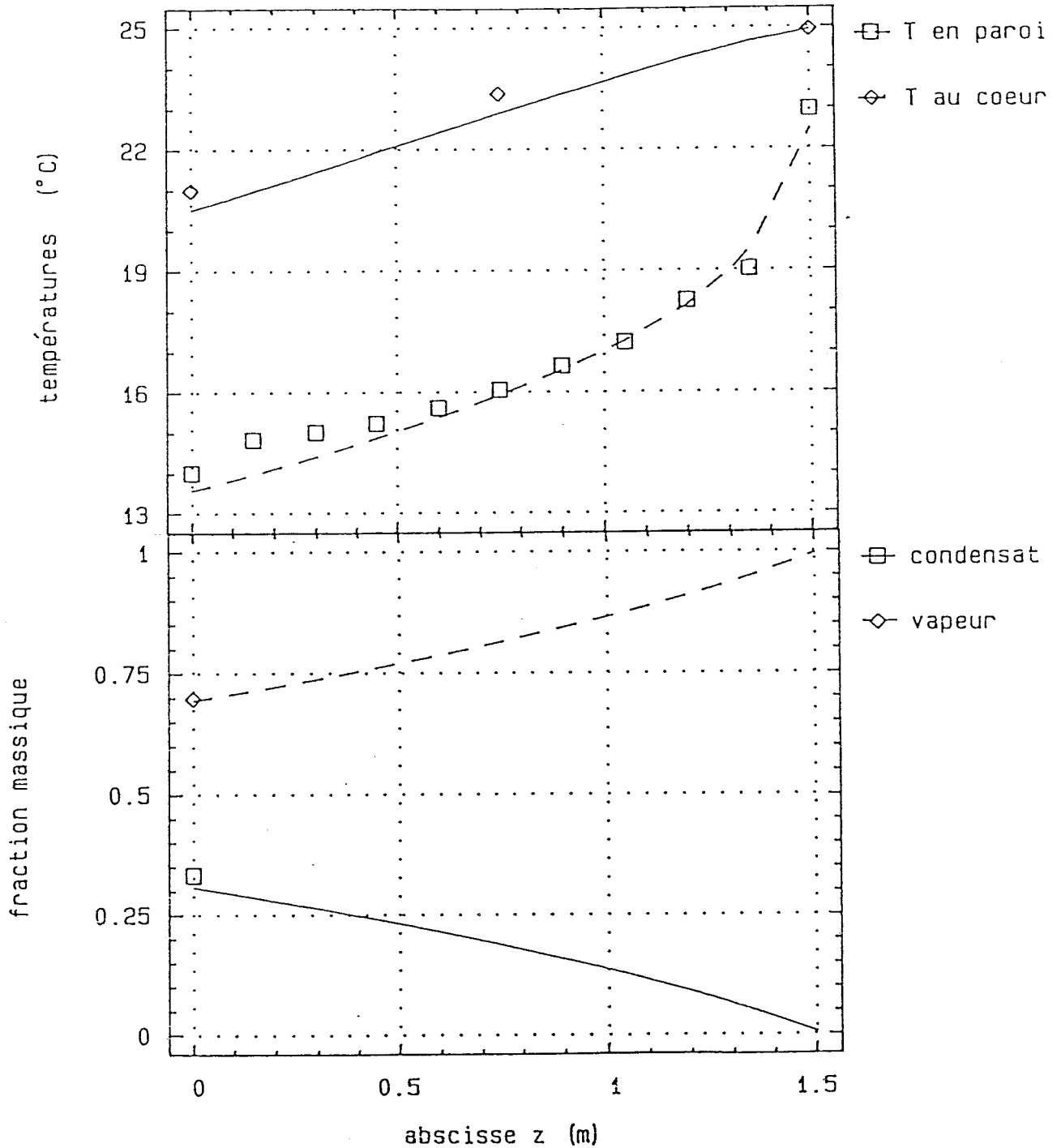


Fig VI.2

comparaison modèle/expérience en ct
 essai 243 Re=24200 Te=25.1°C Tp=6°C

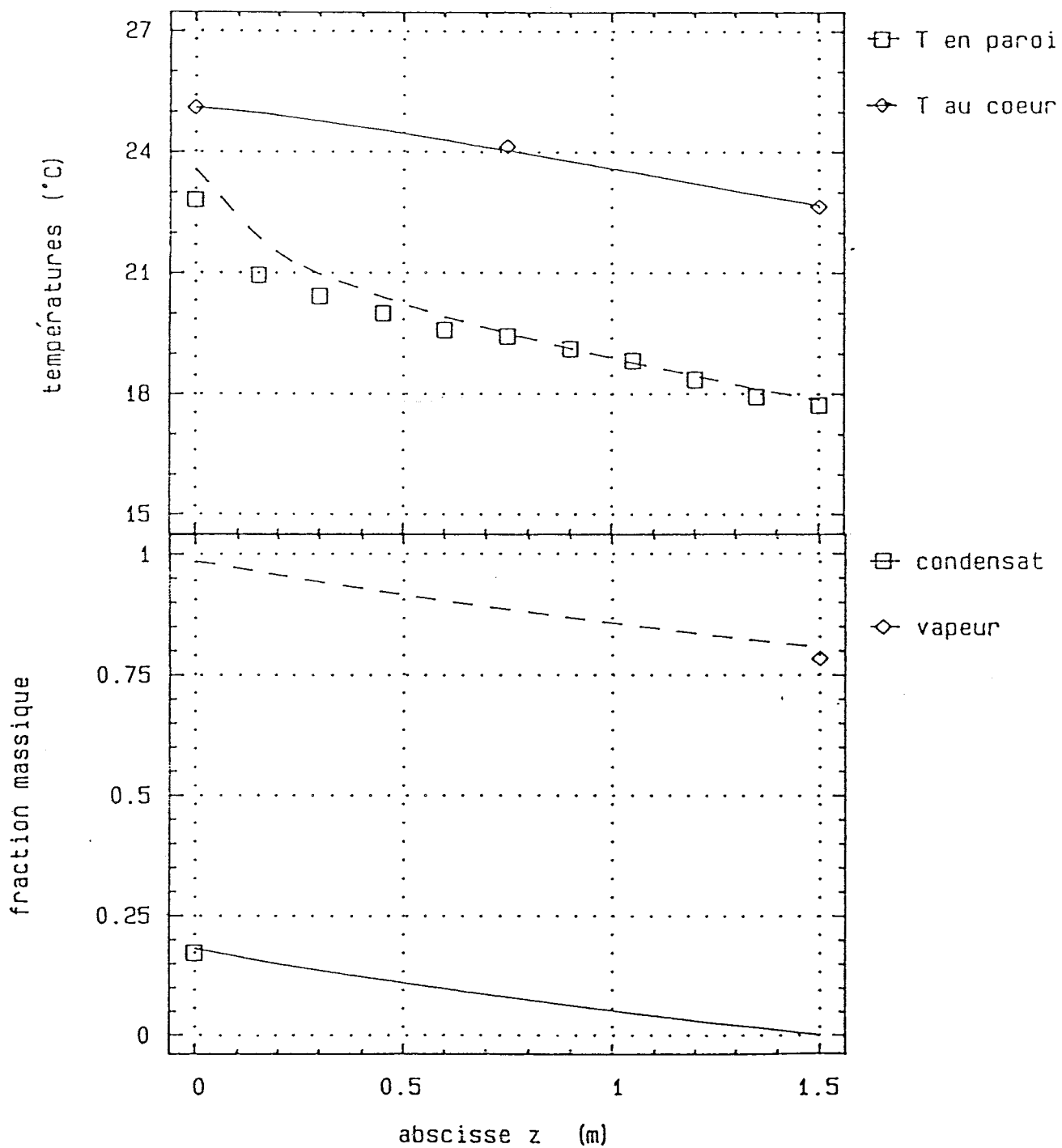


Fig VI.3

comparaison modèle/expérience en co
 essai 115 $Re=33500$ $T_e=40.4^\circ\text{C}$ $T_p = 7^\circ\text{C}$

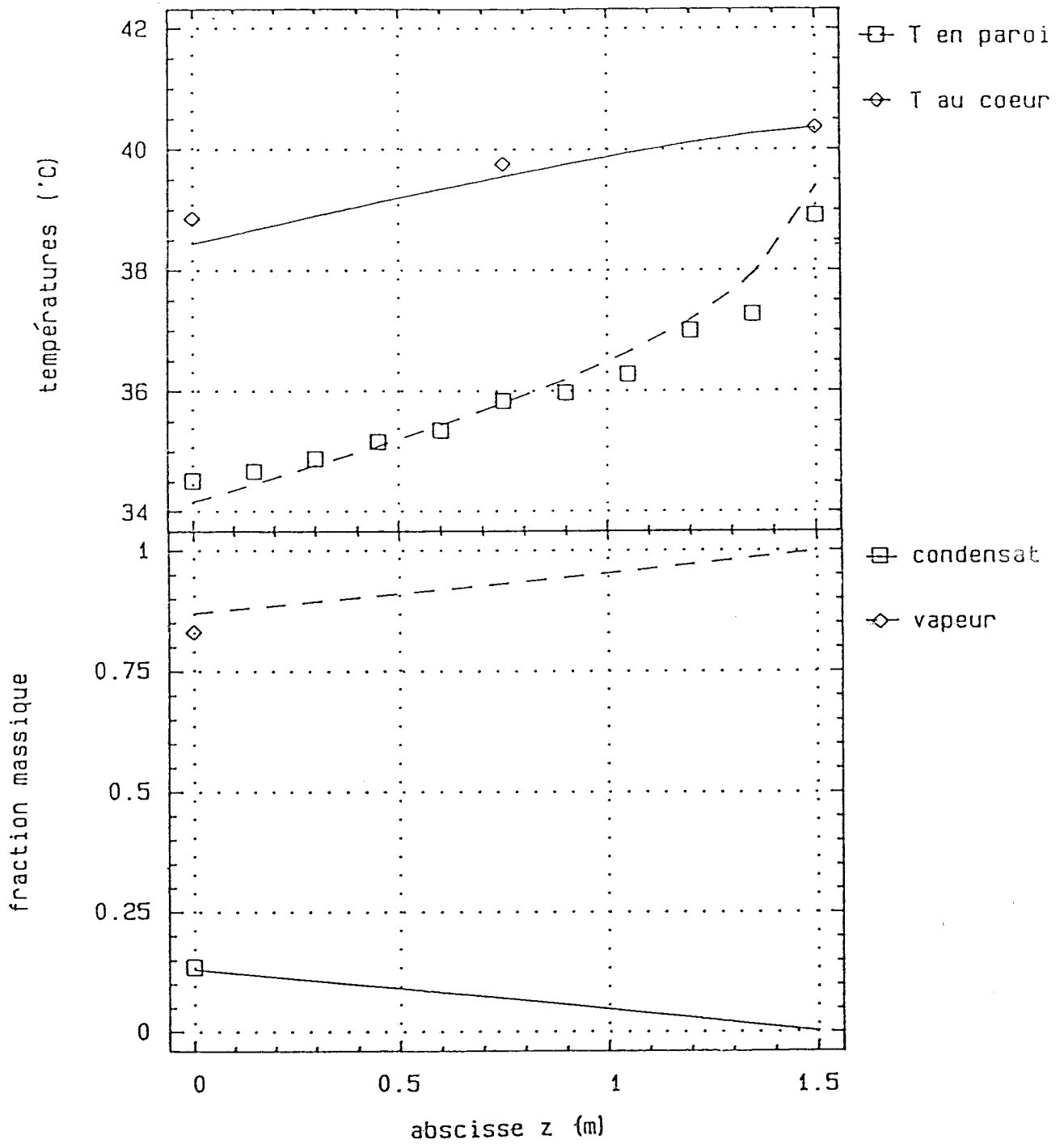


Fig VI.4

comparaison modèle/expérience en ct
 essai 253 Re=33500 Te=40.6°C Tp=7°C

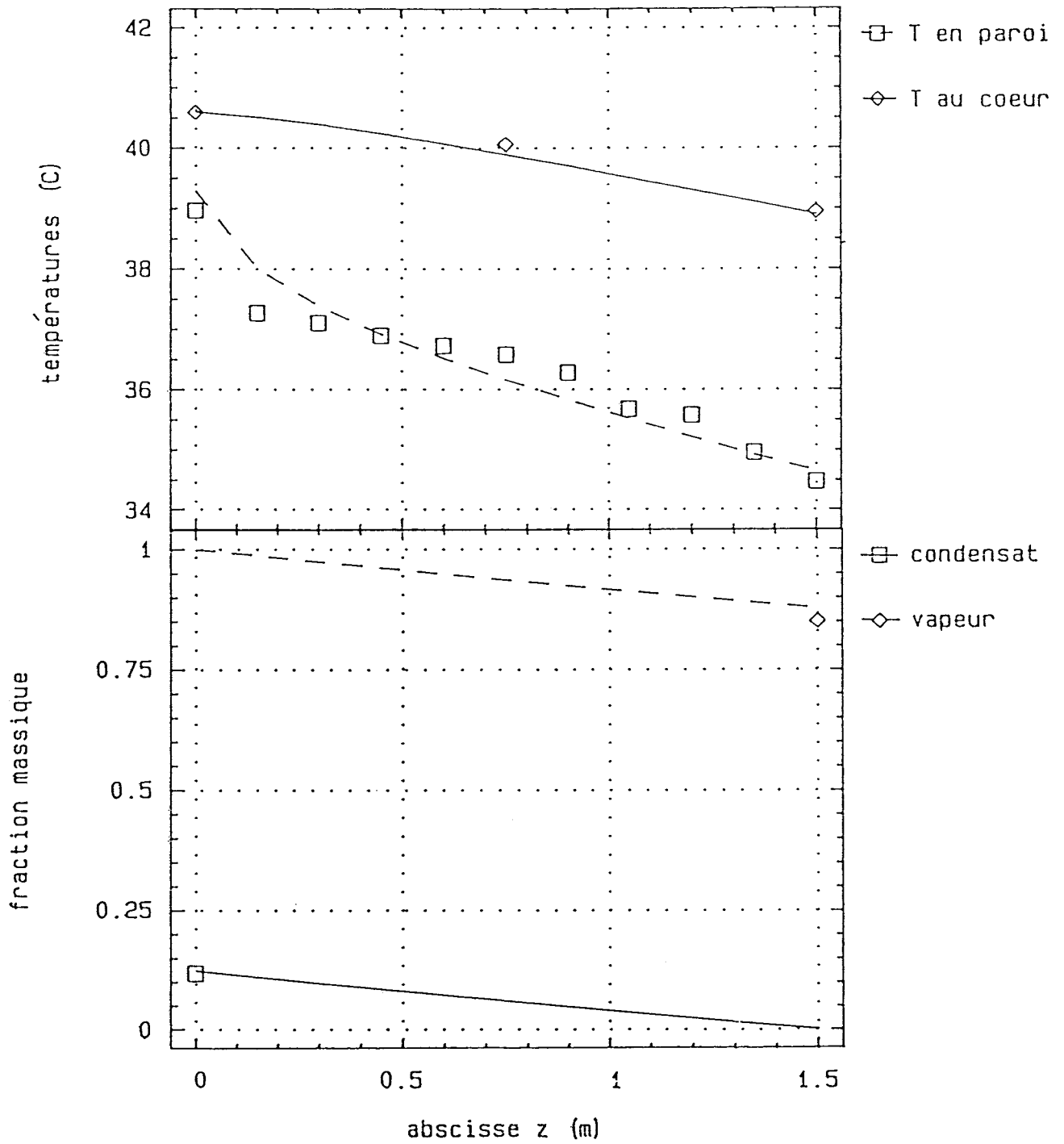


Fig VI.5

VI.1.3 Comparaison des deux sens d'écoulement

Les résultats sont présentés sous forme de trois graphiques qui représentent l'évolution axiale de la température au coeur du mélange, du flux de chaleur traversant la paroi et des fractions massiques. Celles-ci sont égales au rapport du débit de vapeur ou de condensat et du débit de vapeur à l'entrée du tube.

L'évolution axiale de la température au coeur du mélange est pratiquement identique pour les deux sens d'écoulement. En effet, le gradient de température est lié au flux convectif du mélange et au flux sensible de la vapeur migrant du coeur du mélange vers l'interface. Le taux de condensation m_{vi} étant faible, le flux convectif du mélange est prédominant et identique pour les deux sens d'écoulement. Le flux de chaleur sensible échangé dans l'échangeur n'est pas ou peu influencé par le sens d'écoulement du mélange.

Les fractions massiques sont représentatives du flux latent échangé dans le condenseur. On remarque sur les quatre essais présentés que le sens cocourant permet de récupérer plus de condensat. Le débit de condensat est d'autant plus important que la vitesse ou la température d'entrée est élevée. Cependant, la mesure du débit de condensat est légèrement inférieure à celle prévue par le modèle, sans pour autant que le débit de vapeur mesuré soit supérieur aux prévisions du modèle. L'air est parfaitement saturé en entrée, la méthode de mesure du débit de condensat a été validée par différentes méthodes (Tableau V.1), seule la mesure du point de rosée en sortie peut être sous-estimée. Cette erreur qui reste quand même limitée (<10%) peut être due à la forte humidité (90 %) qui existe encore en sortie de tube, l'appareil de mesure possède dans cette gamme d'humidité une incertitude plus importante. Cependant, seul le débit de condensat intervient dans les calculs.

L'évolution axiale du flux traversant la paroi est représentée dans les graphiques du bas. On remarque le bon accord entre les mesures et le modèle. Cependant, en entrée de tube, les mesures sont inférieures au modèle, l'écart restant inférieur à 7%. Ces mesures sont directement liées aux mesures de températures de paroi, et une hypothèse de cet écart a été donnée au paragraphe précédent. Le flux de chaleur échangé à travers la paroi est supérieur en cocourant sauf pour le cas où $Re=11250$ et $Te=24.9^{\circ}C$

(Fig VI.6) où les évolutions axiales sont similaires pour les deux sens d'écoulement.

La figure VI.10 représente l'évolution axiale du coefficient local d'échange intérieur dans différentes conditions d'entrée. Les effets d'entrée du tube sont très marqués dans les deux sens d'écoulement.

Re = 11250 Te = 24.9°C Tp = 5°C

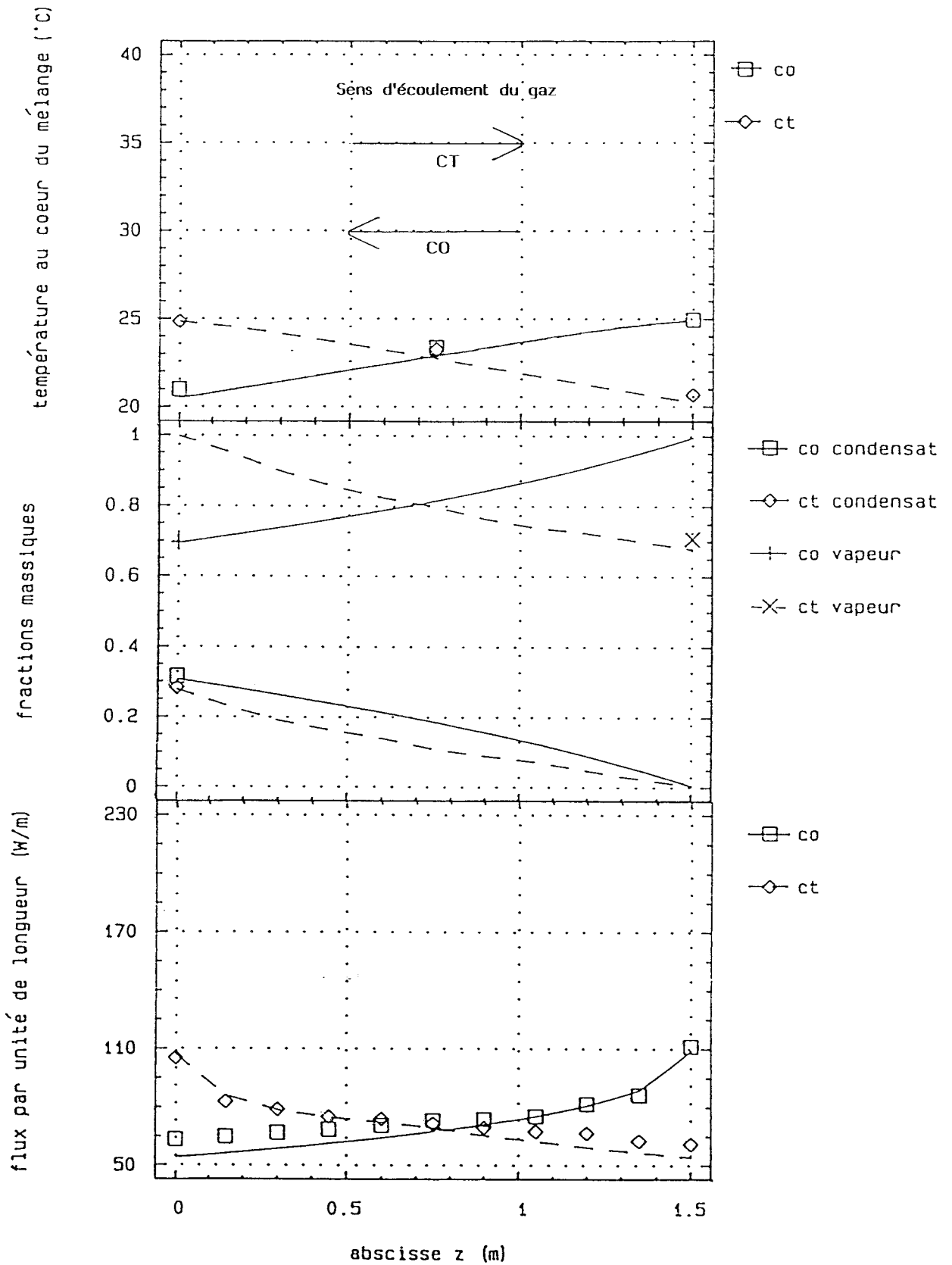


Fig VI.6 - Comparaison des deux sens d'écoulement

Re = 34520 Te = 25.3°C Tp = 7.2°C

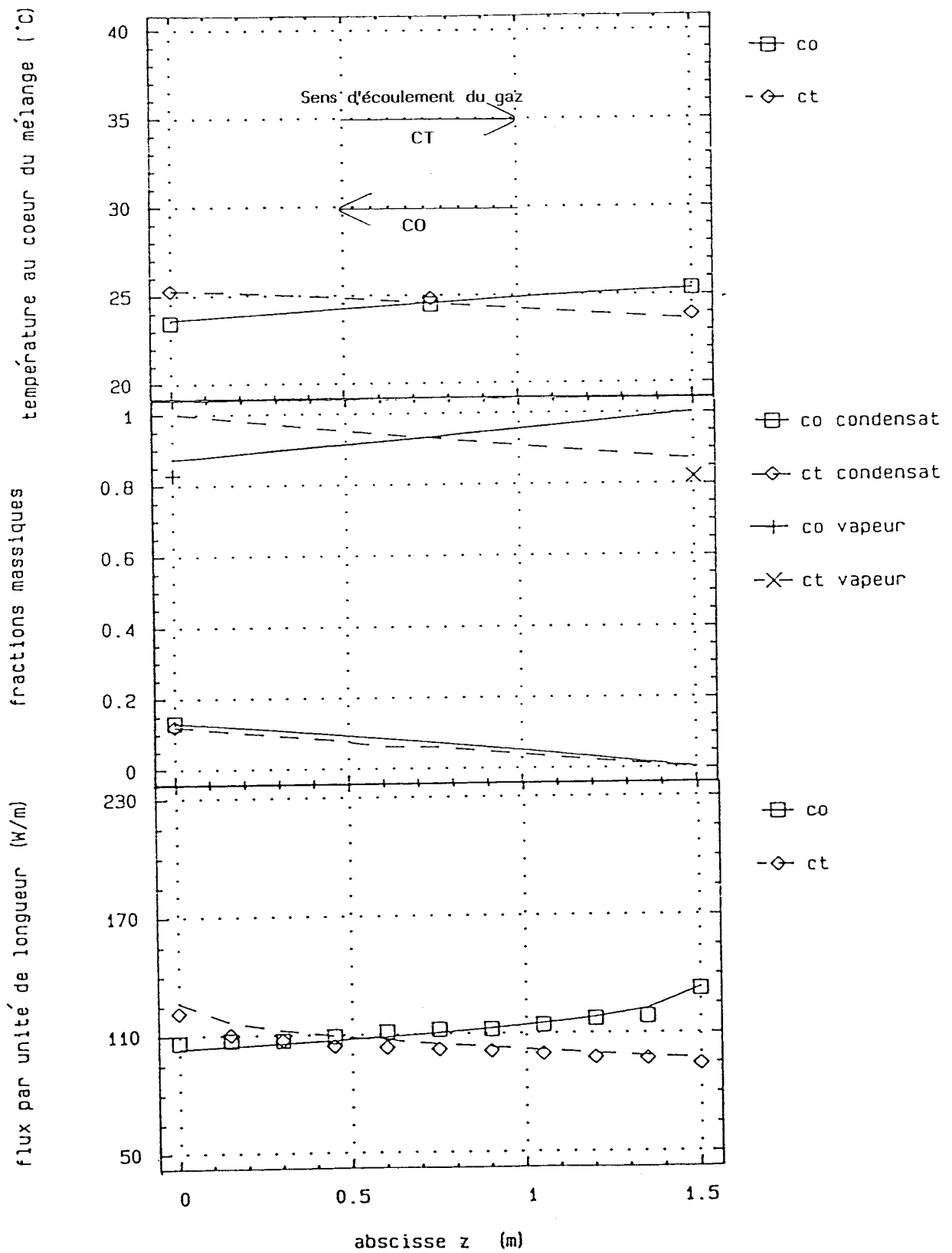


Fig VI.7 - Comparaison des deux sens d'écoulement

Re = 11990 Te = 40.1°C Tp = 6°C

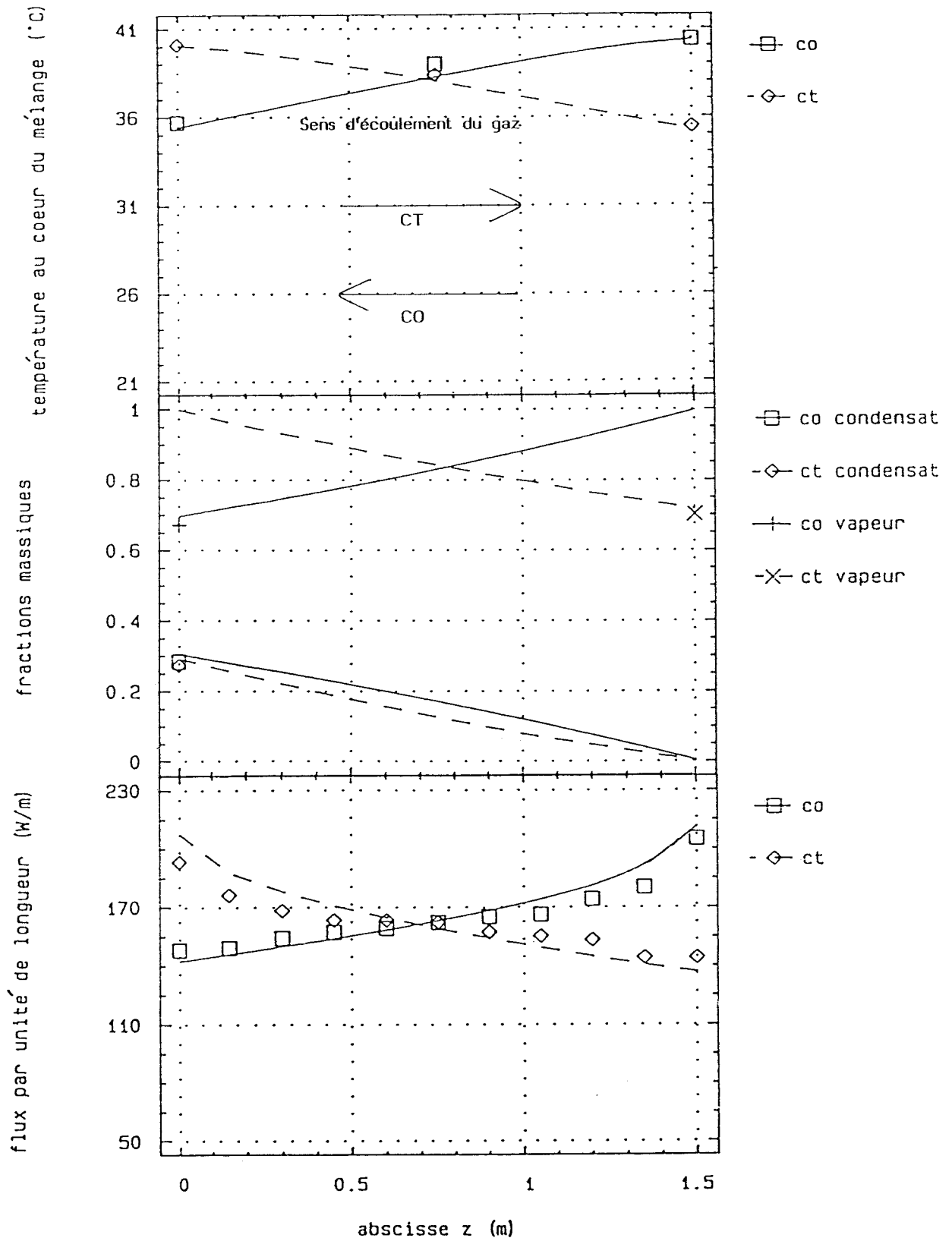


Fig VI.8 - Comparaison des deux sens d'écoulement

Re = 33500 Te = 40.4°C Tp = 7°C

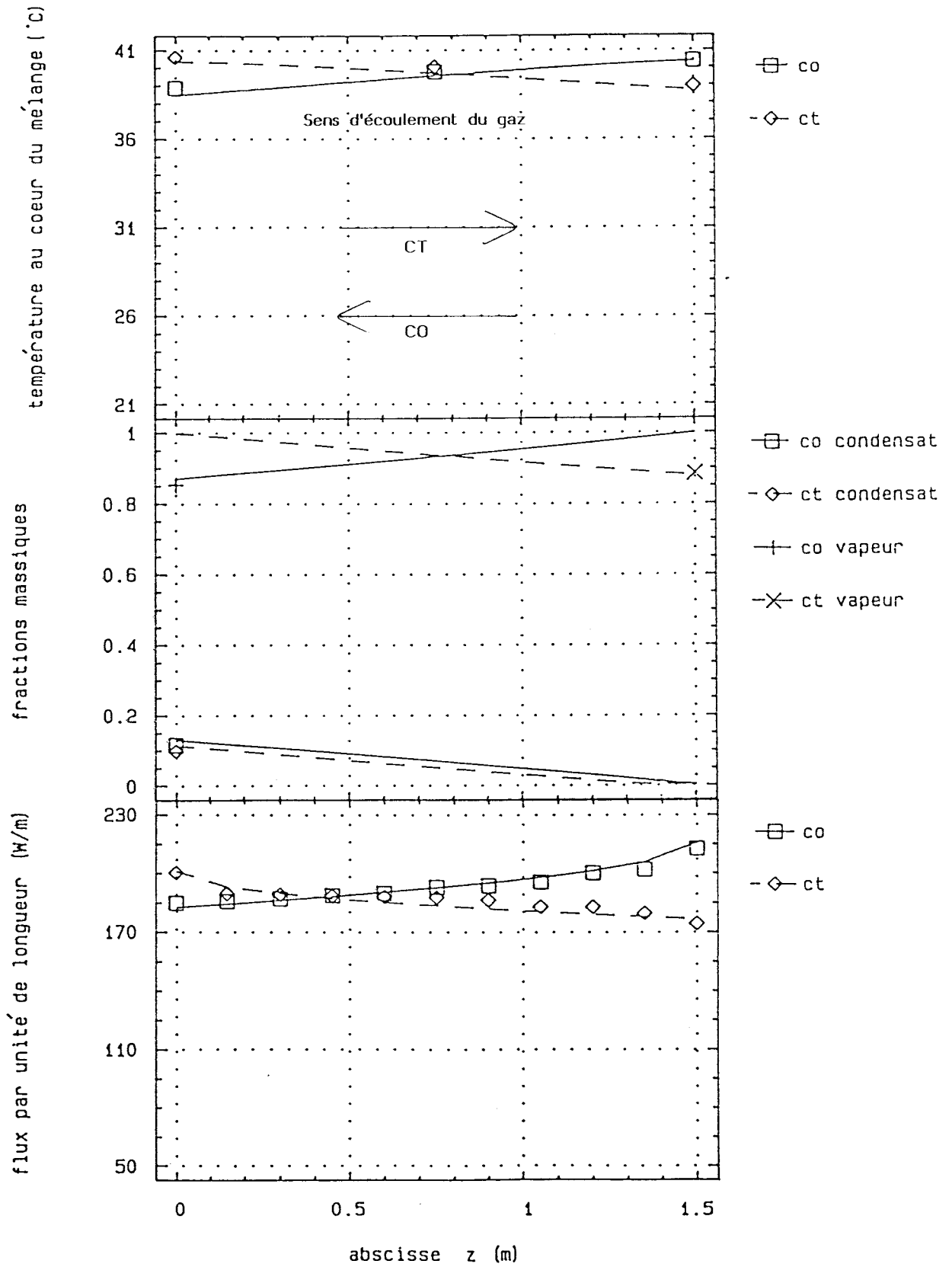


Fig VI.9 - Comparaison des deux sens d'écoulement

Sens d'écoulement du gaz
 CT →
 ← CO

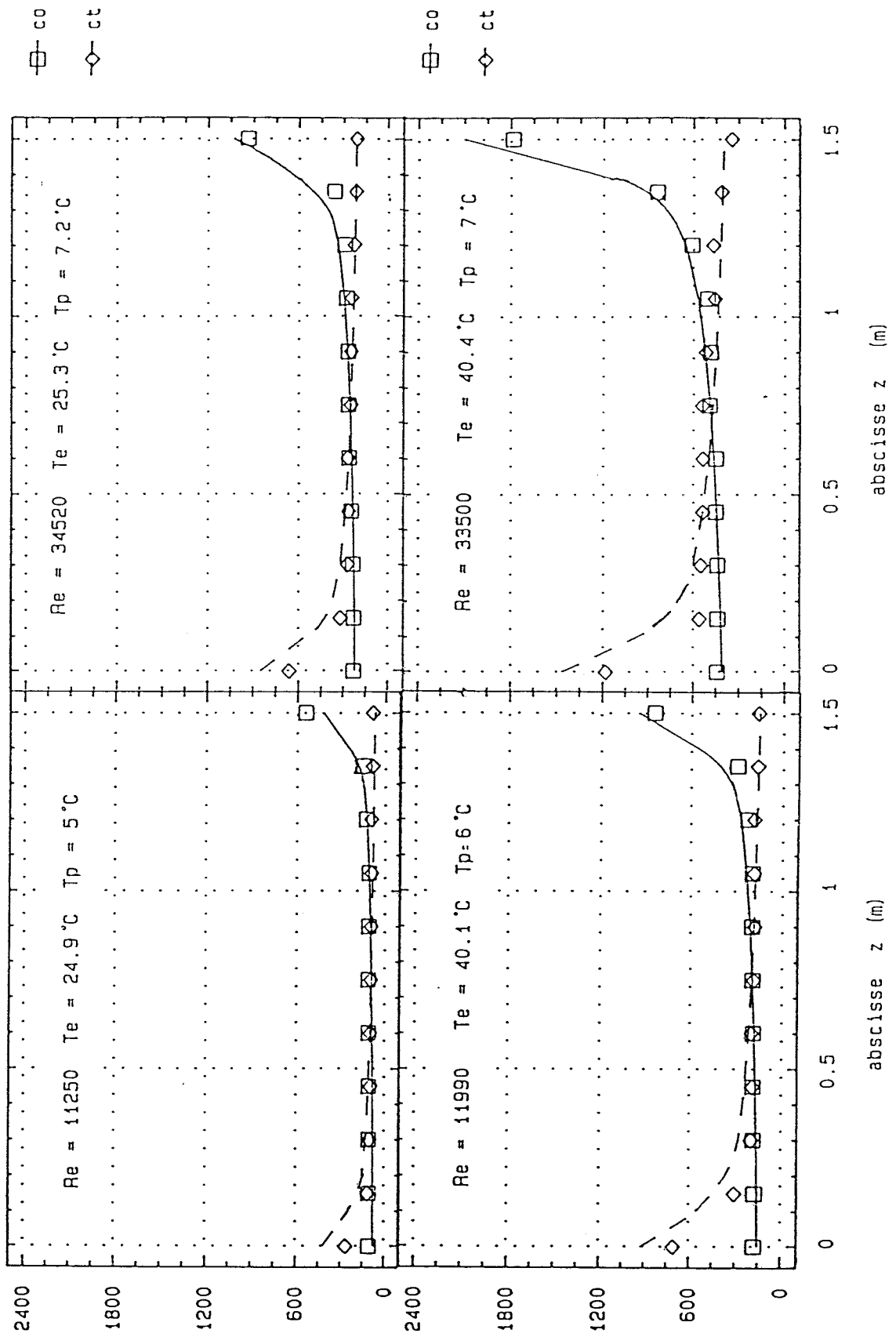


Fig VI.10 - Comparaison des deux sens d'écoulement
 coefficient local d'échange (W/m² C)

Dans le tableau suivant , sont regroupés les coefficients d'échange interne moyens pour différentes conditions d'entrée. Ceux-ci dans le sens cocourant sont supérieurs à ceux dans le sens contre-courant. Ceci s'explique par le fait que le flux latent échangé en cocourant est plus important. Ces valeurs sont à rapprocher des valeurs du modèle (Tableau IV.1). L' écart que l'on peut constater est dû au débit de condensat mesuré qui est légèrement inférieur aux prévisions du modèle.

V m/s Te °C	6		11		17	
	C0	CT	C0	CT	C0	CT
25	105	97	205	188	270	214
35	155	142	284	204	401	250
40	213	176	355	249	498	342

Tableau VI.1 Comparaison des coefficients d'échange internes moyens en cocourant et en contre-courant avec longueur de tranquillisation

VI.2 Essais sans longueur de tranquillisation

VI.2.1 Profil de vitesse à l'entrée du tube

Les vitesses ont été relevées à 5 cm de l'entrée du tube et elles sont regroupées dans la figure VI.11. La loi universelle est aussi représentée à titre indicatif. On remarque que le profil est très plat et qu'il est semblable pour les deux nombres de Reynolds. A la vue de cette courbe, on peut supposer que les couches limites sont très minces, que les échanges thermiques et massiques sont accentués et que le condensat sera fortement perturbé par l'écoulement gazeux.

profil de vitesse à l'entrée du tube
sans longueur de tranquillisation

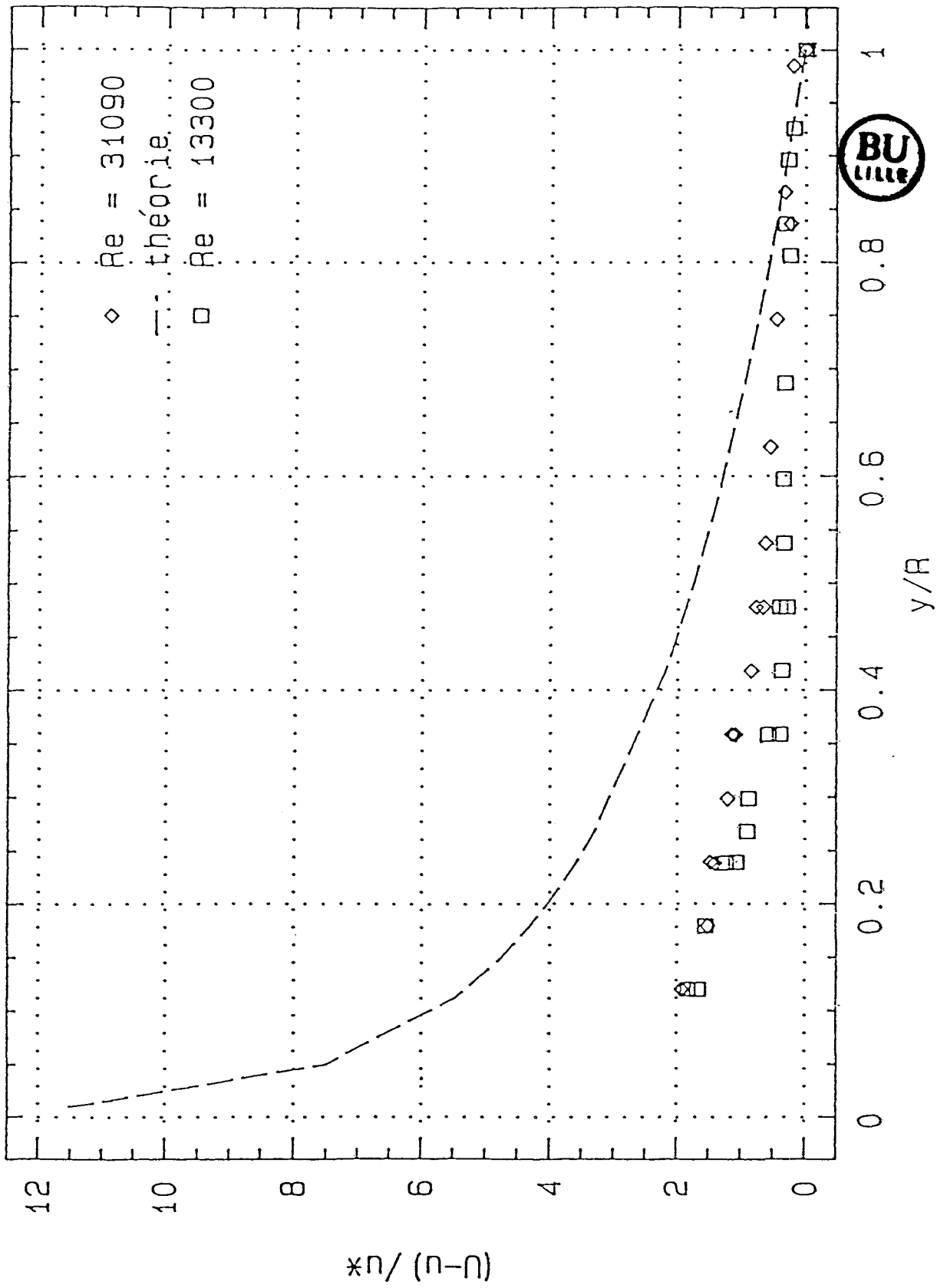


Fig VI.11

VI.1.2 Comparaison des deux sens d'écoulement

Les essais se déroulent de la même manière que précédemment. L'air humide saturé rentre directement dans la section d'essais. Le modèle théorique n'est donc plus valable puisqu'il a été établi pour un écoulement turbulent établi. Une comparaison qualitative est cependant présentée dans le graphique du haut, figure VI.12. Le flux traversant la paroi est supérieur en cocourant au modèle, et inférieur en contre-courant. De ce fait, l'écart entre les deux sens d'écoulement est augmenté. Dans les deux autres graphiques figure VI.12, la différence devient significative. La turbulence est sans doute la cause de cette augmentation, comme on l'avait prédit à la vue du profil de vitesse (Fig VI.11). En effet, en cocourant elle favorise l'écoulement de condensat et diminue les couches limites, permettant ainsi de meilleurs échanges thermiques. En contre-courant, les couches limites sont aussi plus fines, mais l'écoulement de condensat est freiné par le courant gazeux, augmentant ainsi son épaisseur. Le flux de chaleur traversant la paroi est donc moins important.

Lors de ces essais, il est apparu des vagues à la surface du condensat, surtout en contre-courant du fait de l'épaisseur plus importante de condensat. De plus dans ce sens pour $Re=33500$ et $Te=40,4^{\circ}C$, très peu de condensat a été récupéré en bas du tube. Cette particularité peut s'expliquer par l'égalité en valeur absolue du poids du liquide et de la tension de cisaillement à l'interface.

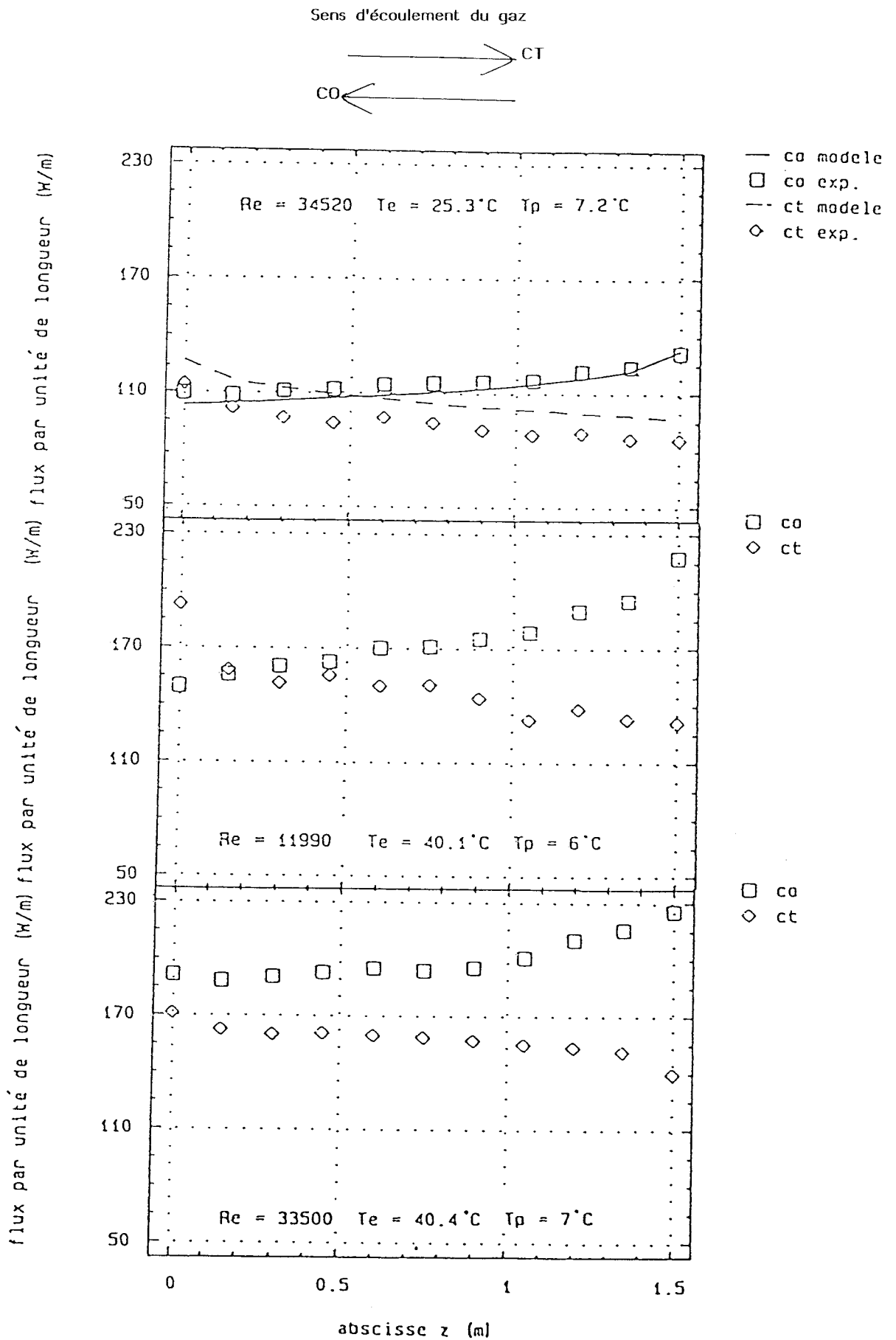


Fig VI.12 - Comparaison des deux sens d'écoulement

Dans le tableau suivant, sont regroupés les coefficients d'échange internes moyens. On note une augmentation des valeurs en cocourant, et une nette diminution en contre-courant.

V m/s Te °C	6		11		17	
	CO	CT	CO	CT	CO	CT
25	127	76	234	105	312	94
35	176	104	394	128	508	70
40	225	111	526	183	609	50

Tableau VI.2 Comparaison des coefficients d'échange internes moyens en cocourant et en contre-courant sans longueur de tranquillisation

En conclusion de ce chapitre, les résultats expérimentaux confirment les résultats trouvés par notre modèle. Le sens d'écoulement gaz/condensat en cocourant permet une meilleure récupération de l'énergie. Le fait d'enlever la longueur de tranquillisation permet d'augmenter les échanges en cocourant et de les diminuer en contre-courant.

CONCLUSION

CONCLUSION

Le travail présenté dans ce rapport s'inscrit dans le contexte général de la modélisation des transferts de chaleur et de masse lors de la condensation d'une vapeur sur les parois d'un tube en présence de gaz incondensables, en convection forcée turbulente.

La récupération optimale de cette énergie libérée par exemple dans les condenseurs est conditionnée par

- l'accumulation de gaz incondensables près du film liquide
- l'épaisseur du condensat qui est soumis à son poids et à la tension de cisaillement à l'interface gaz/liquide.

Il nous a été demandé d'étudier l'influence du sens d'écoulement de l'air humide sur la condensation en film dans un condenseur monotubulaire vertical. Nous nous sommes appliqués dans un premier temps, à écrire les équations de bilans de masse, d'enthalpie et de quantité de mouvement dans un élément de volume, pour chaque phase et pour les deux sens d'écoulement.

La modélisation du coefficient de diffusion qui apparaît dans les équations de bilans est effectué en prenant deux modèles complémentaires:

- la théorie de la longueur du mélange de Prandtl valable au coeur de l'écoulement qui suppose une similitude entre les diffusivités turbulentes,
- l'équation de Deissler pour la région proche de l'interface.

Afin de compléter cette modélisation, il nous est apparu nécessaire de tenir compte de l'évolution axiale du coefficient de diffusion. En effet, à l'image du film de condensat qui croît le long du condenseur, les gaz incondensables s'accumulent à l'interface et ceci d'une façon croissante dans le sens de l'écoulement gazeux. La théorie du film nous a permis de corriger le coefficient de diffusion en fonction de l'abscisse z .

Les résultats théoriques montrent un écart entre les deux sens d'écoulement qui s'accroît lorsque la vitesse ou la température du mélange

augmente. Le sens cocourant permet une meilleure récupération de l'énergie.

Un banc expérimental a permis de valider le modèle et de conforter les résultats théoriques. Le montage est constitué d'un condenseur intra-tubulaire sur les deux faces duquel sont disposés des micro-thermocouples. Les essais ont été réalisés à différentes températures et différentes vitesses et ceci pour les deux sens d'écoulement. L'ensemble des résultats est en bon accord avec ceux de la simulation numérique, et ne présente que peu d'écart. En outre, les effets d'entrée sont très marqués ce qui justifie la prise en compte dans le modèle numérique de l'évolution axiale du coefficient de diffusion.

Une autre série d'essais a été effectuée sans longueur de tranquillisation, afin de retrouver les conditions industrielles. Les écarts se sont accentués, et les résultats en cocourant sont meilleurs que ceux avec longueur de tranquillisation. Cependant, aucune comparaison avec le modèle théorique n'est possible.

Nos résultats qui indiquent un accroissement du transfert de masse dans les deux sens quand le débit du mélange augmente, sont en accord avec ceux de Hikita /18/. De plus, le travail présenté dans ce mémoire complète les résultats déjà publiés car nous faisons varier la température d'entrée du mélange. De plus, le débit de condensat est contrôlé par des phénomènes physiques (condensation et tension de cisaillement à l'interface gaz/liquide) et non pas par l'opérateur. Et nous avons mis en évidence l'importance des conditions d'entrée du mélange sur les échanges; ce point qui a un intérêt primordial pour les applications industrielles, ne semble pas avoir fait l'objet de publication.

Du point de vue théorique, le modèle permet donc d'obtenir un meilleur accord avec l'expérience en tenant compte de la correction apportée au coefficient de diffusion. Du point de vue pratique, le sens d'écoulement air humide/ condensat en cocourant doit être préféré.

Sur la base de l'étude théorique et expérimentale accomplie dans cette thèse, nous pouvons proposer les perspectives de recherches suivantes:

- l'extension de l'étude au cas de la condensation de plusieurs vapeurs ou d'une vapeur pure,
- l'étude du phénomène selon des géométries de condenseurs plus complexes (à l'intérieur de tubes corrugués)
- généraliser le calcul à un condenseur multi-tubulaires.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- /1/ COLBURN (A.P.) ,HOUGEN (O.A.)
" Design of cooler condenser for mixtures of vapors with noncondensing gases ."
Ind.Eng.Chem n°26,pp1178-1172 ,1934
- /2/ ROHSENOW (W.M.), WEBBER (J.H.)
" Effect of vapor velocity on laminar and turbulent film condensation."
Trans. A.S.M.E., Vol. 78 ,p. 1637-1643 , 1956
- /3/ RASCHTEIN (D.), WEBB (D.R.)
" Condensation of steam from mixtures with air in a shell and tube exchanger at atmospheric and reduced pressures".
Chem.Eng.Res.Des., Vol. 65, March 1987
- /4/ MINKOWYCK (J.W.), SPARROW (E.M.)
"Condensation heat transfer in the presence of non condensable".
Int.J.Heat massTransfer, Vol 9, N°10, 1966
- /5/ SPARROW (E.M.), ECKERT (E.R.G.)
" Effect of superheated vapor and non condensable gas on laminar film condensation".
A.I.Ch.E. Journal, Vol 7, N°3 473-77, 1961
- /6/ JONES (W.P.), RENZ (U.)
"Condensation from a turbulent stream onto a vertical surface".
I. J.H.M.T., 17, 9, 1019-1028, 1974
- /9/ ROHSENOW (W.M.)
" Film condensation"
Handbook of Heat Transfer section 12 ,1985 .
- /10/ DEO (P.V.), WEBB (D.R.)
" An experimental investigation of the effect of waves on vapour side heat and mass transfer in filmwise condensation inside a vertical tube".
Int.J. Multiphase Flow, Vol 9, N°1, p.37-48, 1983
- /11/ OWEN (R.G.), LEE (W.C.)
" A review of some recent developpements in condensation theory".
I.CHEME, Symposium Series N°75,1984
- /12/ BORISHANSKIY (V.M.), VOLKOW (D.I.)
" Heat Transfer from Steam condensing inside Vertical pipes and coils".
Heat Transfer, Soviet research, Vol 10, N°4, 1978
- /13/ LEBEDEV (P.D.), BAKLASTOW (A.M.), SERGOZIN (Z.F.)
" Aerodynamic, Heat and Mass Transfer in vapour condensation from humid air on a flat plate in a longitudinal flow in asymmetricly cooled slot".
Int.J.Heat and Mass Transfer, Vol 12, p.833-842, 1969

- /14/ BORISHANSKIY (V.M.), VOLKOW (D.I.)
 " Effect of Uncondensable Gas Content on Heat Transfer in Steam
 Condensation in a vertical tube".
 Heat Transfer, Soviet Research, Vol 9, N°2, 1977
- /15/ BORISHANSKIY (V. M.), VOLKOW (D.I.)
 " Experimental Study of Heat Transfer upon Steam Condensation in a vertical
 tube"
 Heat Transfer, Soviet Research, Vol 11, n°1, 1979
- /16/ BARRERE (M)
 "Stabilité des fluides biphasiques"
 Note technique 50 de l'institut de Mécanique Appliquée,
 Université libre de Bruxelles, 1983.
- /17/ KREBS (R.G.), SCHÜNDER (E.U.)
 "Condensation with noncondensing gases inside vertical tubes with turbulent
 gas and film flow"
 Chem.Eng.Process, 18, 341-356 (1984)
- /18/ HIKITA (H.), ISHIMI (K.), IKEKI (H.)
 "Mass transfer into turbulent gas streams in wetted-wall columns with
 cocurrent and countercurrent gas liquid flow."
 J. of chemical Engineering of Japan, Vol 11, N°2, 1978
- /19/ COLBURN (A.P.), HOUGEN (O.A.)
 " Design of cooler condensers for mixtures of vapors with condensing gases "
 Ind. Eng. Chem. N°26, p.1178-1182, 1934
- /20/ DUMINIL (M.)
 " Air humide "
 Techniques de l'Ingénieur B2230
- /21/ BANNWART (A.C.)
 "Etude théorique et expérimentale de la condensation d'une vapeur en
 présence d'incondensables .Proposition d'un modèle de film gazeux en
 convection forcée turbulente"
 Thèse Institut national polytechnique de Grenoble, Juillet 1984
- /22/ COLBURN (A.P.), DREW (T.B.)
 "The condensation of mixed vapors "
 Trans. AIChE, N°33, p.197-215, 1937
- /23/ BIRD (R.B.), STEWART (W.E.), LIGHTFOOT (E.N.)
 "Transport phenomena"
 John Wiley, New-York, 1960
- /24/ SCHLICHTING (H.)
 "Boundary-Layer theory"
 Mc Graw-Hill Book Company, 1951

/25/ SACADURA (J.F)

" Initiation aux transferts thermiques " Technique et Documentation, Lavoisier 1978.

/26/ LEGEAY-DESQUELLES (F.)

" Etude théorique et expérimentale du transfert de chaleur et de masse dans une couche limite incompressible avec condensation sur une plaque plane."
Thèse, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6, Juin 1984.

/27/ HOSTACHE (G.), PRENEL (P.), POCAR (R.)

" Couples thermoélectriques à définition spatiotemporelle fine "
Revue Générale de Thermique, n°299, p 539-543, novembre 1986.

/28/ RAZNJEVIC (K.)

"Tables et diagrammes thermodynamiques"
Editions Eyrolles, 1970.

ANNEXES

ANNEXE 1

Etalonnage des thermocouples

Le tube instrumenté de onze thermocouples en paroi et de quatre au centre du tube, est mis dans une enceinte de grandes dimensions qui peut être réglée en température. Une sonde de référence Pt 100 précise au 2/100 °C est aussi introduite dans l'enceinte. Plusieurs essais ont été réalisés, trois d'entre eux sont présentés:

série n°6 : le tube est disposé dans l'enceinte réglée autour de 60°C

série n°8 : le tube est disposé pendant 12 heures dans l'enceinte sans chauffage et sans brassage de l'air

série n°9 : le tube est disposé pendant 12 heures dans l'enceinte sans chauffage et après brassage de l'air

Pour les séries 8 et 9, la déviation standard s est de l'ordre de 0,1°C, ce qui correspond à l'incertitude sur ce type de thermocouple. L'écart entre la moyenne des températures et la température de référence a diminué de 0,8°C à 0,4°C grâce au brassage. Pour la série n°6, cet écart est du même ordre de grandeur. Aucune raison n'a été apportée pour expliquer cette erreur systématique. Pour cette série, on remarque que la déviation standard est plus importante puisqu'elle est de l'ordre de 0,2°C. Mais ceci est dû à la régulation qui se fait à 1°C près. Enfin, aucun thermocouple ne s'est avéré défectueux.

	A	B	C	D	E
1	57,9	57,8	58,0	57,8	57,7
2	58,1	58,0	58,0	57,8	57,8
3	58,8	58,7	58,6	58,0	58,1
4	58,4	58,3	58,0	57,9	57,5
5	58,5	58,5	58,5	58,2	58,1
6	58,8	58,5	58,5	58,0	57,9
7	58,9	58,6	58,7	58,2	58,2
8	58,8	58,7	58,5	58,2	57,9
9	58,7	58,5	58,3	57,9	57,8
10	58,7	58,7	58,5	58,2	57,9
11	58,5	58,4	58,3	58,0	57,7
12	58,3	58,5	58,3	57,8	57,7
13	58,1	58,0	58,0	57,8	57,7
14	58,6	58,4	58,3	58,3	58,1
15	58,3	58,3	58,1	58,3	57,9
\bar{T}	58,49	58,39	58,30	58,03	57,86
ds	0,21	0,20	0,23	0,18	0,18
T_{ref}	58,01	57,80	57,72	57,53	57,36

série n°6

	A	B	C	D	E
1	25,1	24,9	25,0	25,1	25,2
2	25,0	25,0	25,0	25,1	25,1
3	25,1	25,1	24,9	25,1	25,2
4	25,2	25,3	25,0	25,1	25,1
5	25,2	25,2	25,0	25,1	25,1
6	25,2	25,2	25,1	25,1	25,1
7	25,3	25,2	25,0	25,1	25,1
8	25,2	25,2	25,0	25,1	25,1
9	25,2	25,2	25,0	25,1	25,1
10	25,1	25,3	25,0	25,1	25,1
11	25,1	25,3	25,1	25,1	25,1
12	25,1	25,2	25,2	25,1	25,1
13	25,1	25,2	25,2	25,1	25,0
14	25,2	25,3	25,2	25,0	25,1
15	25,1	25,3	25,2	25,0	25,1
\bar{T}	25,14	25,19	25,06	25,08	25,10
ds	0,07	0,11	0,09	0,03	0,04
$T_{\text{réf}}$	25,73				

série n°8

	A	B	C	D	E
1	25,5	25,5	25,5	25,5	25,5
2	25,5	25,5	25,5	25,5	25,5
3	25,4	25,5	25,5	25,4	25,5
4	25,5	25,5	25,4	25,5	25,5
5	25,4	25,4	25,4	25,4	25,3
6	25,4	25,5	25,4	25,4	25,5
7	25,4	25,4	25,5	25,5	25,5
8	25,4	25,5	25,5	25,5	25,5
9	25,4	25,5	25,5	25,5	25,5
10	25,4	25,5	25,3	25,5	25,4
11	25,4	25,4	25,5	25,5	25,4
12	25,4	25,5	25,4	25,5	25,5
13	25,4	25,4	25,5	25,4	25,4
14	25,4	25,4	25,3	25,5	25,4
15	25,4	25,3	25,4	25,4	25,3
\bar{T}	25,42	25,45	25,44	25,46	25,44
ds	0,04	0,06	0,07	0,05	0,07
T_{ref}	25,82				

série n°9

ANNEXE 2

Détermination des caractéristiques thermiques du matériau P.V.C.

Détermination de la diffusivité thermique: a

Cette détermination s'est faite au L.E.M.T.A. à l'Ecole des Mines de Nancy. La méthode utilisée est la méthode "flash". Le dépouillement se fait à partir des enregistrements de la variation de la température sur la face opposée à celle recevant l'impulsion. L'expérimentation et le modèle sont décrits dans l'article suivant:

"Diffusivité et méthode flash" par A.DEGIOVANNI, R.G.T. n°185, mai 1977.

Trois expériences ont été menées. La valeur moyenne de la diffusivité est:

$$a = 0,126 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

pour une déviation standard de

$$ds = 1,24 \cdot 10^{-9}$$

Soit un écart relatif de 0,9%.

Détermination de la masse volumique : ρ

La masse volumique est déterminée par pesée d'un échantillon sur une balance précise au millième de gramme. Le volume est déterminé par mesure au pied à coulisse à 2/100 mm près.

La valeur de la masse volumique est :

$$\rho = 1453 \pm 11 \text{ kg/m}^3$$

Soit une erreur relative de 0,8%.

Détermination de la chaleur massique: C_p

L'échantillon chauffé à une température θ_{pvc} est plongé dans de l'eau à une température initiale θ_i . L'ensemble échantillon+eau atteint une température finale θ_f .

La chaleur massique est déterminée par la relation suivante:

$$C_p = \frac{(m_{\text{eau}} C_{p \text{ eau}} + \mu) (\theta_f - \theta_i)}{m_{\text{pvc}} (\theta_{\text{pvc}} - \theta_i)}$$

où μ est l'équivalent en eau du calorimètre. Cinq mesures ont été effectuées.
Le résultat est:

$$C_p = 1,028 \cdot 10^3 \text{ +/- } 0,03 \cdot 10^3 \text{ J/kg}^\circ\text{C}$$

L'incertitude sur les mesures est de 3%.

Détermination de la conductivité thermique: λ

Soit $\lambda = a \cdot \rho \cdot C_p$, d'où

$$\lambda = 0,189 \text{ W/m}^\circ\text{C}$$

Avec une incertitude relative de 4,7 % on a:

$$\lambda = 0,189 \text{ +/- } 0,009 \text{ W/m}^\circ\text{C}$$

ANNEXE 3

Méthodes numériques

Méthode de Runge-Kutta

Soit l'équation suivante:

$$\frac{d\vec{Y}}{dz} = \vec{f}(\vec{Y}; t_i)$$

La solution du système est trouvée en discrétisant les dérivées et en appliquant la méthode de Runge-Kutta . Si Δx est la longueur du pas entre deux coordonnées axiales quelconques x_k et $x_{k+1} = x_k + \Delta x$, la méthode permet d'obtenir Y_{k+1} en fonction Y_k . La formule d'ordre 4 peut s'exprimer ainsi:

$$\vec{Y}_{k+1} = \vec{Y}_k + \frac{\Delta x}{6} * (\vec{f}_1 + 2\vec{f}_2 + 2\vec{f}_3 + \vec{f}_4)$$

avec

$$\begin{aligned}\vec{f}_1 &= \vec{f}(\vec{Y}_k; t_{i,k}) \\ \vec{f}_2 &= \vec{f}\left(\vec{Y}_k + \frac{\Delta x}{2} * \vec{f}_1; t_{i,k+\frac{1}{2}}\right) \\ \vec{f}_3 &= \vec{f}\left(\vec{Y}_k + \frac{\Delta x}{2} * \vec{f}_2; t_{i,k+\frac{1}{2}}\right) \\ \vec{f}_4 &= \vec{f}\left(\vec{Y}_k + \Delta x * \vec{f}_3; t_{i,k+\frac{1}{2}}\right)\end{aligned}$$

$t_{i,k+\frac{1}{2}}$ est la valeur de t_i calculée à $x_k + \frac{\Delta x}{2}$

Méthode de Romberg

Cette méthode utilise une extrapolation de Richardson à partir des résultats obtenus par la méthode des trapèzes. L'intégrale peut s'écrire:

$$I = \int_a^b f(x) dx$$

Afin d'expliciter la procédure, les évaluations par la méthode des trapèzes sont notées $F_{1,q}$, où 2^{q-1} désigne le nombre d'intervalles. On aura:

$$\left\{ \begin{array}{l} F_{1,q} = \frac{\Delta x}{2} \left[f(a) + f(b) + 2 \sum_{j=1}^l f(a+j \Delta x) \right] \\ \Delta x = (b-a) / 2^{q-1} \\ l = 2^{q-1} - 1 \end{array} \right.$$

Ainsi:

$$q=1 \Rightarrow F_{1,1} = \frac{b-a}{2} (f(a) + f(b))$$

$$q=2 \Rightarrow F_{1,2} = \frac{b-a}{2} \left(f(a) + f(b) + 2 f\left(a + \frac{b-a}{2}\right) \right)$$

On en déduit les valeurs extrapolées $F_{p,q}$ par:

$$F_{p,q} = \frac{1}{4^{p-1} - 1} \left(4^{p-1} F_{p-1,q+1} - F_{p-1,q} \right)$$

Si l'on dispose les éléments $F_{p,q}$ comme ceux d'une matrice, l'élément F est une pondération des éléments situés juste au-dessus affectés des poids (-1) et (4^{p-1}) . Ainsi, partant d'une valeur $q=1$, on calcule à l'aide des relations ci-dessus, les évaluations "trapézoïdales" $F_{1,1}, F_{1,2}, \dots, F_{1,n}$, d'où on en déduit la

seconde ligne $F_{2,1}$, $F_{2,2}$,..., puis la troisième, etc...jusqu'à $F_{n,1}$. La suite des valeurs trapézoïdales $F_{1,1}, \dots, F_{1,n}$ converge vers I; la suite des valeurs extrapolées $F_{1,1}, F_{2,1}, \dots, F_{n,1}$ converge encore bien plus rapidement vers I. En pratique, on calcule les quantités en suivant les flèches indiquées Fig 1, c'est-à-dire: $F_{1,1}, F_{1,2}, F_{2,1}$, puis $F_{1,3}, F_{2,2}, F_{3,1}$, etc..., et on s'arrête lorsque deux valeurs $F_{n-1,1}, F_{n,1}$ extrapolées successives sont suffisamment proches l'une de l'autre.

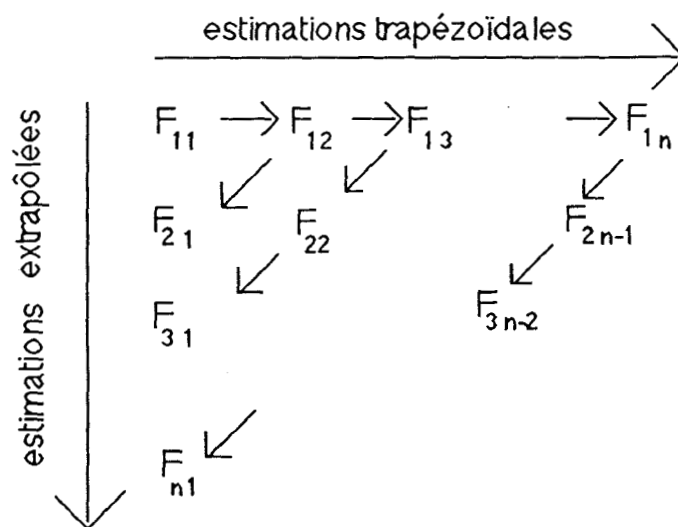


Fig 1

Pour pouvoir appliquer cette méthode, il est nécessaire de pouvoir calculer $f(x)$ en des x_i dont le nombre croît à volonté, ce qui signifie en pratique que $f(x)$ est connue sous forme analytique, ce qui est le cas ici. En règle générale, il faut 10 itérations ($n=10$) pour que l'erreur sur deux estimations extrapolées successives soit inférieure à $5 \cdot 10^{-3}$.



Charles PELE

INFLUENCE DU SENS D'ÉCOULEMENT DE L'AIR HUMIDE SUR LA CONDENSATION EN FILM DANS UN CONDENSEUR MONOTUBULAIRE VERTICAL

L'étude consiste à évaluer l'influence du sens d'écoulement d'un mélange saturé d'air humide sur les transferts de chaleur et de masse dans un échangeur monotubulaire vertical.

L'un des paramètres influencé est la tension de cisaillement exercée par l'écoulement gazeux à la surface du film de condensat. Le second point étudié est l'influence du sens d'écoulement sur la diffusion de la vapeur dans le mélange gazeux.

Un modèle mathématique simple est élaboré à partir des équations unidimensionnelles de bilans de masse, d'énergie et de quantité de mouvement dans l'hypothèse d'un écoulement par tranches en régime turbulent. Le film de condensat est supposé en régime laminaire et est représenté par le modèle de Nusselt avec prise en compte de la tension de cisaillement exercée par le gaz. Le coefficient de diffusion est modélisé près de la paroi par l'équation de Deissler et au coeur du mélange par la longueur du mélange de Prandtl.

Pour valider ce modèle, un montage expérimental permet d'accéder au flux local traversant la paroi, grâce à des microthermocouples positionnés sur chacune des faces du tube fabriqué dans un matériau peu conducteur.

Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec ceux du modèle. Ils indiquent que le sens d'écoulement gaz/condensat en cocourant permet une meilleure récupération de l'énergie.

Mots clés

CONDENSATION - INCONDENSABLE - CONVECTION FORCEE - EQUATION DE DEISSLER