

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE  
ET  
L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE  
DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de  
DOCTEUR INGÉNIEUR

par

**R. L. FREITAS**

Master of Science  
Université Fédérale de Rio de Janeiro  
Rio de Janeiro, Brésil

---

## HYDRODYNAMIQUE DES ÉCOULEMENTS EAU-VAPEUR DANS LA ZONE REMOILLÉE D'UN TUBE CHAUFFANT EN RENOYAGE

---

*Soutenue le 24 Septembre 1981, devant la Commission d'Examen*

- M.	G. LESPINARD	<i>Président</i>
MM.	M. CHABRILLAC	
	J. M. DELHAYE	
	R. MORET	
	H. SUREAU	

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE

ET

L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE

DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR INGÉNIEUR

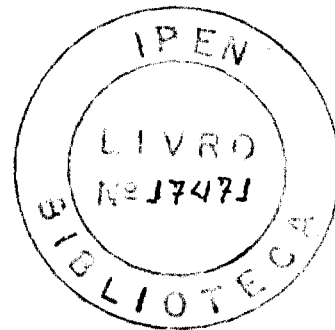
par

**R. L. FREITAS**

Master of Science

Université Fédérale de Rio de Janeiro

Rio de Janeiro, Brésil



---

## HYDRODYNAMIQUE DES ÉCOULEMENTS EAU-VAPEUR DANS LA ZONE REMOILLÉE D'UN TUBE CHAUFFANT EN RENOYAGE

---

*Soutenu le 24 Septembre 1981, devant la Commission d'Examen*

M. G. LESPINARD *Président*

MM. M. CHABRILLAC  
J. M. DELHAYE  
R. MORET  
H. SUREAU

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES  
I. P. E. N.

*A Tessa*  
*A Bernardo*

## REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble dans le Service des Transferts Thermiques dirigé par M. SEMERIA à qui j'exprime toute ma reconnaissance pour son accueil.

Je tiens à remercier M. COURTAUD, Chef de la Section d'Etudes de Thermohydraulique des Réacteurs à Eau pour sa compétence et son esprit critique.

Mes plus vifs remerciements vont à M. DERUAZ, ingénieur au Service des Transferts Thermiques, qui m'a constamment guidé avec compétence et patience au cours de cette thèse.

Je suis reconnaissant à M. DELHAYE, ingénieur au Service des Transferts Thermiques, pour la direction de la thèse.

J'adresse mes plus sincères remerciements à MM. PIC, EXCOFFON et DELPLUQUE pour leur aide à la mise au point et à la réalisation des essais.

Je remercie toute l'équipe de la pile Mélusine pour son accueil sympathique et sa collaboration fructueuse. Ma gratitude s'adresse également à M. VERAT de Thomson-CSF pour nous avoir prêté le matériel nécessaire aux visualisations neutrographiques.

Je remercie la Commission Nationale d'Energie Nucléaire du Brésil qui a financé partiellement mes études.

Mes remerciements vont également à tout le personnel du Service des Transferts Thermiques du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble et particulièrement à mes camarades de laboratoire dont j'ai pu apprécier la compétence et l'esprit d'entraide.

Enfin, je remercie M. LESPINARD, professeur à l'Institut Polytechnique de Grenoble, d'avoir accepté la présidence du Jury de thèse, MM. CHABRILLAC, MORET et SUREAU d'avoir accepté d'être membre du Jury.

## TABLE DES MATIERES

### CHAPITRE 1 : POSITION DU PROBLEME

- 1.1. ACCIDENT DE REFERENCE
- 1.2. ANALYSE QUALITATIVE DU RENOVAGE
  - 1.2.1. Phénomènes mis en jeu
  - 1.2.2. Paramètres importants
- 1.3. OBJECTIF DU PRESENT TRAVAIL

### CHAPITRE 2 : ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE

- 2.1. INTRODUCTION
- 2.2. MODELES DE PREDICTION DU POINT DE GENERATION NETTE DE VAPEUR
- 2.3. MODELES DE TAUX DE VIDE
  - 2.3.1. Modèles de Zuber, Staub et Bijwaard
    - 2.3.1.1. Valeurs du paramètre de distribution
    - 2.3.1.2. Valeurs de la vitesse de dérive pondérée de la vapeur
    - 2.3.1.3. Densité du flux volumétrique de la vapeur et du mélange. Distribution de température
  - 2.3.2. Modèle de Yamazaki et Yamaguchi
- 2.4. CARTES D'ECOULEMENTS
- 2.5. PERTE DE PRESSION TOTALE
  - 2.5.1. Modèle homogène
  - 2.5.2. Modèle à phases séparées
- 2.6. ESSAIS PRELIMINAIRES : MESURES DE PERTE DE PRESSION TOTALE ET COMPARAISON AVEC LES RESULTATS DE CALCUL
  - 2.6.1. Boucle ERSEC
  - 2.6.2. Comparaison calcul-expérience
- 2.7. CONCLUSION

---

### CHAPITRE 3 : CHOIX D'UNE METHODE DE MESURE DU TAUX DE VIDE

#### 3.1. CRITERES DE CHOIX D'UNE METHODE DE MESURE

#### 3.2. ESSAIS PRELIMINAIRES

##### 3.2.1. Dispositif expérimental

##### 3.2.2. Essais réalisés

#### 3.3. RESULTATS DES MESURES

##### 3.3.1. Mesures en transmission

##### 3.3.2. Mesures en diffusion

#### 3.4. CONCLUSION

### CHAPITRE 4 : DISPOSITIF EXPERIMENTAL. BOUCLE DADINE

#### 4.1. INSTALLATION D'ESSAIS

##### 4.1.1. Circuit

##### 4.1.2. Les sections d'essais

##### 4.1.3. Mode opératoire

##### 4.1.4. Implantation de la boucle DADINE

#### 4.2. ASPECTS NEUTRONIQUES DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

### CHAPITRE 5 : RESULTATS EXPERIMENTAUX

#### 5.1. ETALONNAGE DE LA MESURE DE TAUX DE VIDE

##### 5.1.1. Etalonnage à froid ( $T = 20^{\circ}\text{C}$ )

##### 5.1.2. Effet de la pression et de la température de l'eau sur le taux de comptage

##### 5.1.3. Courbe d'étalonnage. Neutrons froids et thermiques

#### 5.2. MESURES DE TAUX DE VIDE

#### 5.3. EFFET DU GRADIENT AXIAL DU TAUX DE VIDE

#### 5.4. DETERMINATION DU POINT DE GENERATION NETTE DE VAPEUR

##### 5.4.1. Description de tubes intensificateurs d'images neutrographiques

##### 5.4.2. Dispositif expérimental. Essais et résultats

#### 5.5. MESURES DE PERTE DE PRESSION

## CHAPITRE 6 : INTERPRETATION DES EXPERIENCES

### 6.1. CHOIX D'UN MODELE DE TAUX DE VIDE

#### 6.1.1. Modèles testés

#### 6.1.2. Analyse des résultats

#### 6.1.3. Tentative de détermination du paramètre de distribution et de la vitesse de dérive pondérée

##### 6.1.3.1. Principe

##### 6.1.3.2. Résultats

##### 6.1.3.3. Conclusion

### 6.2. PERTE DE PRESSION. COMPARAISON CALCUL-EXPERIENCE

#### 6.2.1. Modèles utilisés

#### 6.2.2. Analyse des résultats

#### 6.2.3. Détermination du multiplicateur de frottement du liquide

##### 6.2.3.1. Principe

##### 6.2.3.2. Résultats

##### 6.2.3.3. Calcul de la reconstitution de la perte de pression

## CONCLUSIONS

ANNEXE : INFLUENCE DE LA PERTE DE PRESSION DANS LE COEUR SUR LE DEBIT D'EAU DE SECOURS

## NOMENCLATURE

## REFERENCES

---

CHAPITRE 1  
POSITION DU PROBLEME

La présente étude se place dans le cadre de la sûreté des réacteurs à eau sous pression. Elle concerne le renoyage du coeur lors de l'accident de référence et s'attache plus particulièrement à déterminer les conditions du fluide réfrigérant dans la zone remouillée du coeur.

### 1.1. ACCIDENT DE REFERENCE

Les conditions normales de fonctionnement d'un réacteur nucléaire à eau sous pression (fig. 1.1) ne peuvent plus se maintenir lorsqu'un Accident de Perte de Réfrigérant Primaire (APRP) se produit. Cet accident, qui est le plus grave pris en compte pour les analyses de sûreté, consiste en la rupture soudaine et complète de la plus grosse tuyauterie du circuit primaire ( $D = 650 \text{ mm}$ ), occasionnant la perte partielle ou totale du fluide caloporteur.

Le déroulement de cet accident avec intervention efficace des systèmes de refroidissement de secours (fig. 1.2) peut se diviser en trois phases principales (Dietz, 1969) :

- la décompression du réacteur
- le remplissage du fond de cuve
- le renoyage du coeur

Au cours de la *décompression* dont la durée maximale est de l'ordre de 20 s, une grande partie de la chaleur stockée dans les éléments combustibles est évacuée par le mélange eau-vapeur qui s'échappe du coeur du réacteur, limitant ainsi la température de paroi.

Néanmoins, le coeur présente encore des risques d'échauffement anormal en raison de la puissance dégagée par la désintégration des produits de fission. Cette puissance résiduelle qui ne constitue que 3 à 4% de la puissance nominale mais atteint cependant une centaine de mégawatts pour l'ensemble du coeur, ne peut pas être négligée car elle représente par ses conséquences le danger principal pour le réacteur. En effet, immédiatement après la rupture de la conduite du circuit primaire, le débit du fluide à l'intérieur du coeur décroît et peut même s'inverser. La cuve du réacteur peut se vider complètement et le coeur se trouver

dénoyé. La chaleur résiduelle ne peut plus être évacuée, la température du coeur augmente très rapidement (de l'ordre de  $10^{\circ}\text{C/s}$ ) et la fusion du coeur intervient alors après quelques minutes.

Il faut donc injecter de l'eau dans le coeur, de façon à évacuer cette puissance résiduelle et éviter l'échauffement excessif des éléments combustibles. Dans les réacteurs actuellement construits en France, cette injection d'eau est faite dans la branche froide du circuit primaire par les systèmes de refroidissement de secours : accumulateurs qui commencent à délivrer leur eau au coeur au voisinage de 40 bar et pompes basse pression lorsque la décompression est à son terme (fig. 1.2).

Dans un premier temps intervient le *remplissage du fond de cuve* dont la durée dépend à la fois du débit d'eau de secours et des échanges de chaleur avec les structures dont l'inertie thermique est élevée. Durant toute cette phase les échanges de chaleur dans le coeur sont pratiquement nuls. La température des éléments combustibles continue donc à croître et ne pourra être limitée que lors de la phase *renoyage* qui constitue la phase de refroidissement proprement dite du coeur et qui débute lorsque l'eau atteint la base de la longueur active des crayons combustibles.

## 1.2. ANALYSE QUALITATIVE DU RENOYAGE

### 1.2.1. Phénomènes mis en jeu

Le remouillage de la paroi chaude des crayons combustibles est d'une importance fondamentale pour la sûreté des réacteurs à eau sous pression lors d'un accident de perte de réfrigérant. Quand l'eau atteint le bas du coeur, l'énergie stockée dans les crayons combustibles dépend :

- de la puissance résiduelle
- du temps mis par l'eau pour atteindre le bas de la longueur active.

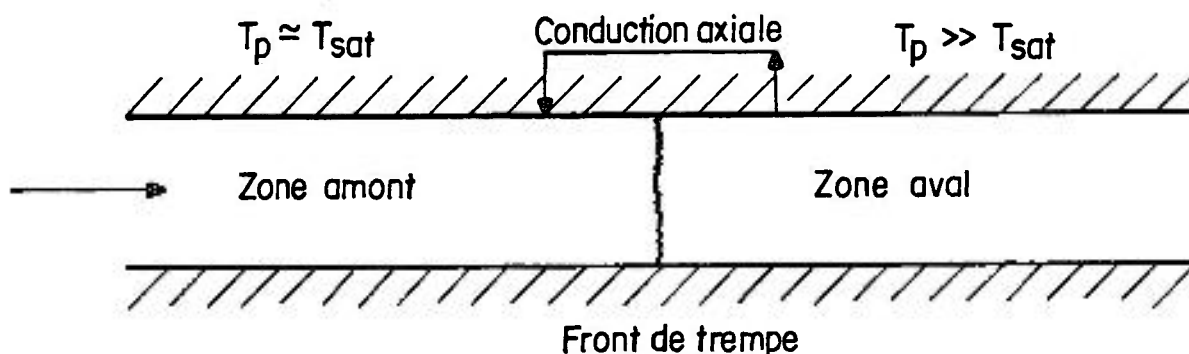
Cette énergie correspond en général à des températures de paroi telles que l'eau ne peut entrer immédiatement en contact avec la surface chaude de la gaine et le refroidissement du coeur résulte de phénomènes

complexes dont on rappelle ici les éléments essentiels.

Au cours du processus de refroidissement, à un instant donné, on peut définir trois zones axiales (fig. 1.3) associées à différents régimes d'écoulement (figs 1.4 et 1.5).

- zone amont : la gaine est remouillée et sa température est voisine de la température de saturation. La configuration de l'écoulement peut évoluer entre la convection forcée de l'eau seule et le régime annulaire dispersé.
- zone aval : la gaine est isolée de la phase liquide par un film de vapeur et sa température est très supérieure à la température de saturation. On peut alors avoir de l'ébullition en film, un écoulement dispersé ou de la vapeur seule.
- front de trempe : c'est une courte zone de transition entre les zones amont et aval. Elle est caractérisée par une chute brutale de la température de paroi, avec déversement de chaleur de l'aval vers l'amont par conduction axiale dans la gaine.

La progression du front de trempe dépend (pour un état de surface donné de la gaine) des conditions hydrodynamiques locales du fluide au niveau du front de trempe (fig. 1.6, Andréoni, 1975) et des conditions thermiques de la paroi à l'aval (échanges avec le mélange eau-vapeur) qui dépendent elles-même en partie de la progression du front de trempe. Ces conditions sont bouclées par la conduction axiale dans la gaine, comme le montre le schéma simplifié ci-après.



Dans la zone asséchée, la paroi des éléments combustibles peut atteindre des températures très élevées, incompatibles avec la tenue mécanique de la gaine. Il est donc fondamental de décrire correctement les échanges de chaleur qui prévalent dans cette zone. Or ces échanges sont complexes dans la mesure où ils dépendent des conditions locales du fluide et mettent simultanément en oeuvre conduction, convection et rayonnement. Ainsi, dans le cas de l'écoulement dispersé avec déséquilibre thermodynamique, qui constitue le type d'écoulement le plus fréquemment rencontré dans la zone asséchée, on observe les échanges de chaleur suivants :

- échanges parois-vapeur :
  - . conduction
  - . convection
  - . rayonnement
  
- échanges parois-gouttelettes :
  - . rayonnement
  - . impact des gouttelettes ou pénétration dans le film de vapeur surchauffée près de la paroi
  
- échanges vapeur-gouttelettes :
  - . conduction
  - . convection
  - . rayonnement

*Les modèles s'attachant à décrire les mécanismes de transfert de chaleur dans la zone aval (Plummer et al., 1974 ; Deruaz et Petitpain, 1976, Ganic et Rohsenow, 1977), nécessitent tous la connaissance des conditions locales du fluide, c'est à dire vitesse et température de chaque phase, diamètres des gouttelettes, taux de vide. Ces conditions sont initialisées au niveau du front de trempe où l'état du fluide dépend de l'état en fin de zone amont et du déstockage de chaleur au front de trempe.*

### 1.2.2. Paramètres importants

L'ensemble des travaux expérimentaux qui ont été réalisés jusqu'ici dans le domaine du renoyage, a montré que les paramètres influençant le refroidissement sont, pour une puissance résiduelle donnée :

- la pression moyenne dans le coeur
- la température initiale des éléments combustibles
- la température de l'eau de secours à l'entrée du coeur
- enfin et surtout le débit massique  $M$  d'eau atteignant effectivement les crayons combustibles.

Dans le réacteur, la valeur de ce débit résulte du couplage entre le coeur et le circuit primaire. En effet, lorsque l'eau d'injection de secours commence à progresser sur la longueur active des crayons combustibles, la vapeur générée à la fois par la puissance résiduelle et de déstockage de chaleur au niveau du front de trempe entraîne des gouttelettes d'eau. Ce mélange traverse le coeur en limitant l'excursion en température des régions chaudes, pénètre dans le plenum supérieur où se produit une séparation partielle des phases et progresse vers la brèche en traversant le générateur de vapeur puis la pompe primaire. Au passage du générateur de vapeur, une part importante de l'eau du mélange est vaporisée dans les tubes qui sont alors chauffés par le circuit secondaire dont l'inertie thermique est grande.

Ainsi, l'écoulement traversant la pompe (dont le coefficient de perte de pression vaut environ 80% du coefficient de perte de pression total du circuit primaire) est constitué :

- de gouttelettes,
- de la vapeur qui s'échappe du coeur (ce débit massique représente de 10 à 50% du débit massique total),
- de la vapeur provenant de gouttelettes vaporisées dans le générateur de vapeur.

La perte de pression que subit cet écoulement, se traduit par une augmentation de pression dans le plenum supérieur qui tend à réduire le débit d'eau effectif de secours  $M$ . A un instant donné et en première approximation, ce débit est tel que (cf. annexe) :

$$M \sim \left[ \rho g h_{dc} - (\Delta P_c + \Delta P_{cp}) \right]^{0,5} \quad (1.1)$$

M dépend donc de la perte de pression dans le circuit primaire  $\Delta P_{cp}$ , de la hauteur d'eau dans le downcomer  $h_{dc}$  mais aussi de la perte de pression dans le coeur  $\Delta P_c$ .

La sensibilité de M à  $\Delta P_c$  ne peut cependant être déduite simplement de l'expression précédente, car M,  $\Delta P_{cp}$  et  $\Delta P_c$  sont des grandeurs liées.

Selon les situations (cf. annexe) le débit M entrant effectivement dans le coeur peut être relativement insensible à  $\Delta P_c$ , c'est le cas notamment lorsque M est élevé, ou au contraire en dépendre fortement par exemple lorsque M est faible. Dans ce dernier cas, l'efficacité de l'injection de secours est limitée et il est donc particulièrement intéressant de pouvoir prédire  $\Delta P_c$  avec une bonne précision.

*Or, la composante la plus importante de la perte de pression dans le coeur  $\Delta P_c$  est la perte de pression dans la zone remouillée (zone amont), laquelle est composée en majeure partie du terme de perte de pression par gravité qui ne peut être déterminé correctement qu'avec une bonne connaissance du taux de vide.*

### 1.3. OBJECTIF DU PRESENT TRAVAIL

En matière de sûreté la zone à problèmes du coeur est évidemment la zone asséchée où des températures élevées peuvent apparaître. Il n'est donc pas surprenant que l'essentiel de l'effort consacré à la thermohydraulique du coeur durant le renoyage porte sur la description détaillée de la zone asséchée ainsi que sur la propagation du front de trempe dont on a vu l'importance.

Beaucoup moins examinée est la zone remouillée qui attire peu l'attention en raison des niveaux faibles de température qui la caractérisent. Nous avons vu cependant que les conditions hydrodynamiques du fluide dans la zone remouillée jouent un rôle qui ne peut être négligé :

- le titre en fin de zone remouillée influence, avec la pression

et le débit de renoyage, la vitesse de propagation du front de trempe.

- les conditions locales de l'écoulement en zone asséchée sont définies, à la limite inférieure de celle-ci, par les conditions locales du fluide en fin de zone remouillée. L'influence du déstockage de chaleur au front de trempe n'est importante que lorsque le liquide est localement sous-saturé.
- le débit d'eau entrant effectivement dans le coeur, et dont il est évident qu'il déterminera l'efficacité du refroidissement de secours, dépend fortement du taux de vide de la zone remouillée.

L'étude bibliographique qui suit montre que la plupart des travaux sur la modélisation du taux de vide, l'ébullition sous-saturée, les pertes de pression, ont été réalisés dans des conditions proches des conditions nominales de fonctionnement des réacteurs à eau (sous pression ou bouillants) c'est à dire dans le domaine de fortes pressions (70 à 150 bar), forts flux de chaleur ( $50 \text{ à } 150 \text{ W cm}^{-2}$ ) et vitesses élevées de liquide ( $> 1 \text{ m s}^{-1}$ ). Un besoin se fait donc manifestement sentir quant à l'amélioration de nos connaissances pour les basses pressions, faibles flux et vitesses qui constituent les conditions du refroidissement de secours.

Le présent travail tente de répondre à ce besoin par une étude expérimentale centrée sur la mesure du taux de vide par diffusion neutronique, et sur la mesure des pertes de pression dans une section d'essais tubulaire de diamètre hydraulique identique à celui des canaux de refroidissement des réacteurs sous pression.

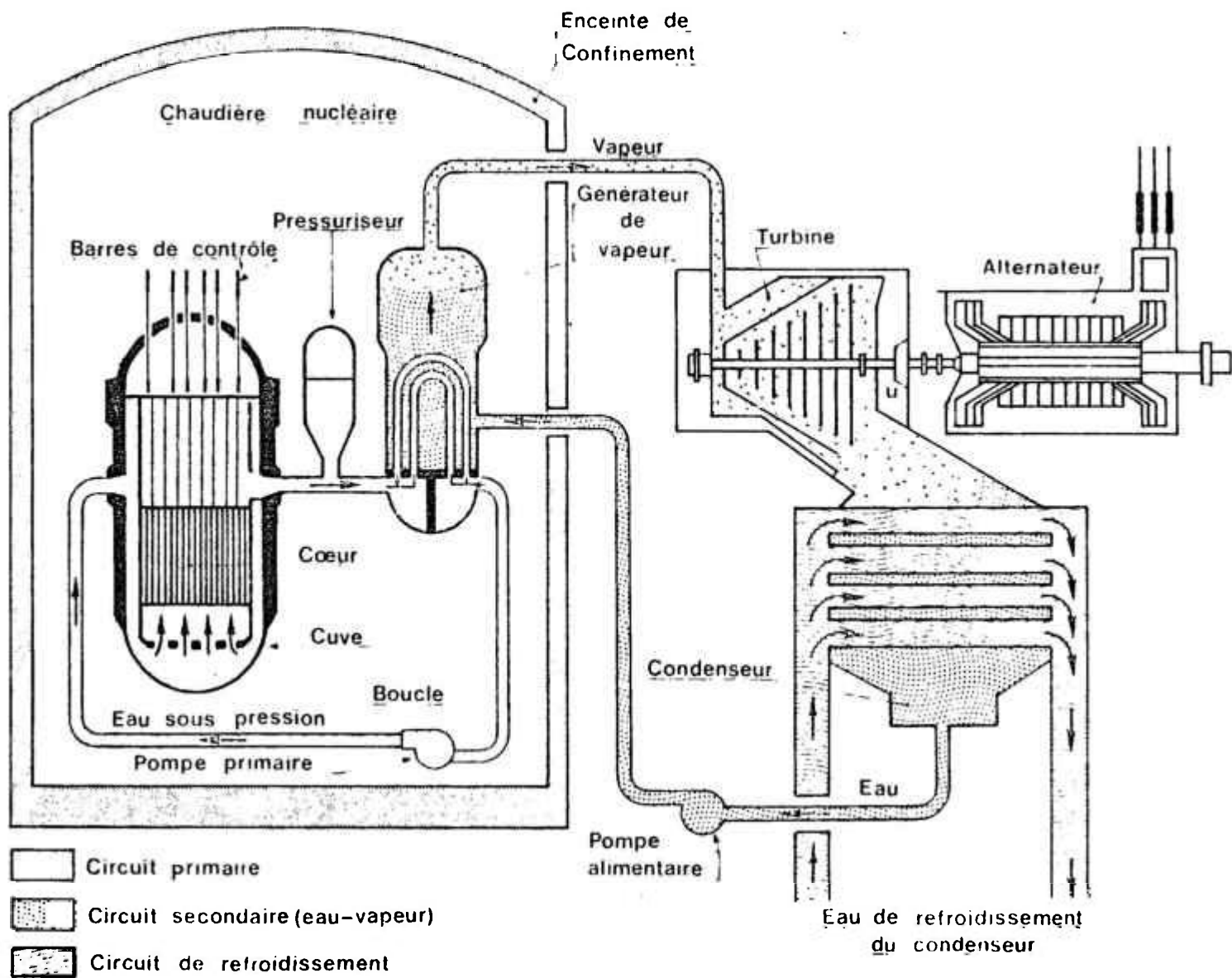


Fig.1.1: Schéma de principe d'un réacteur à eau sous pression

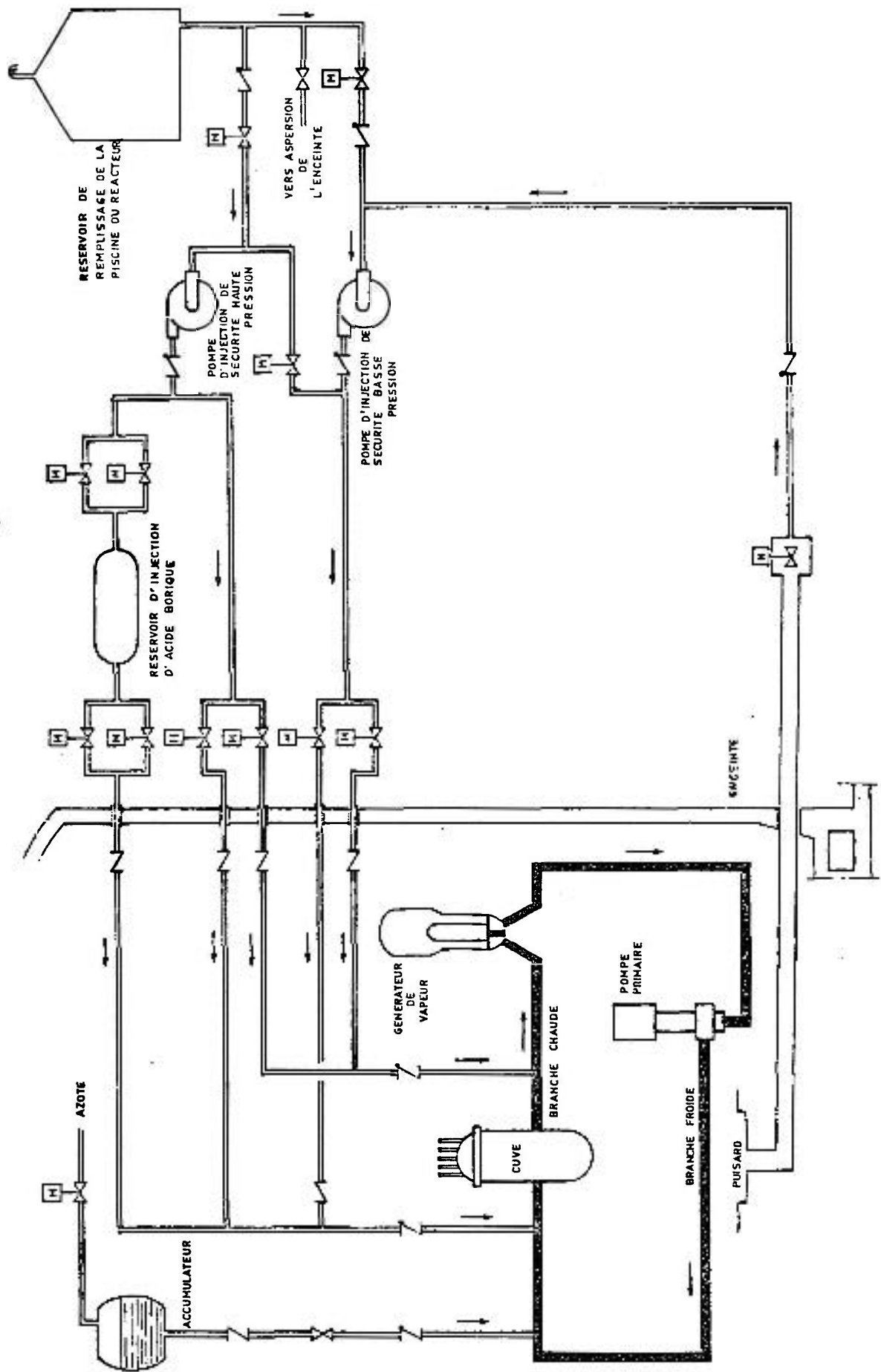


Fig. 1.2 : Circuit d'injection de sécurité

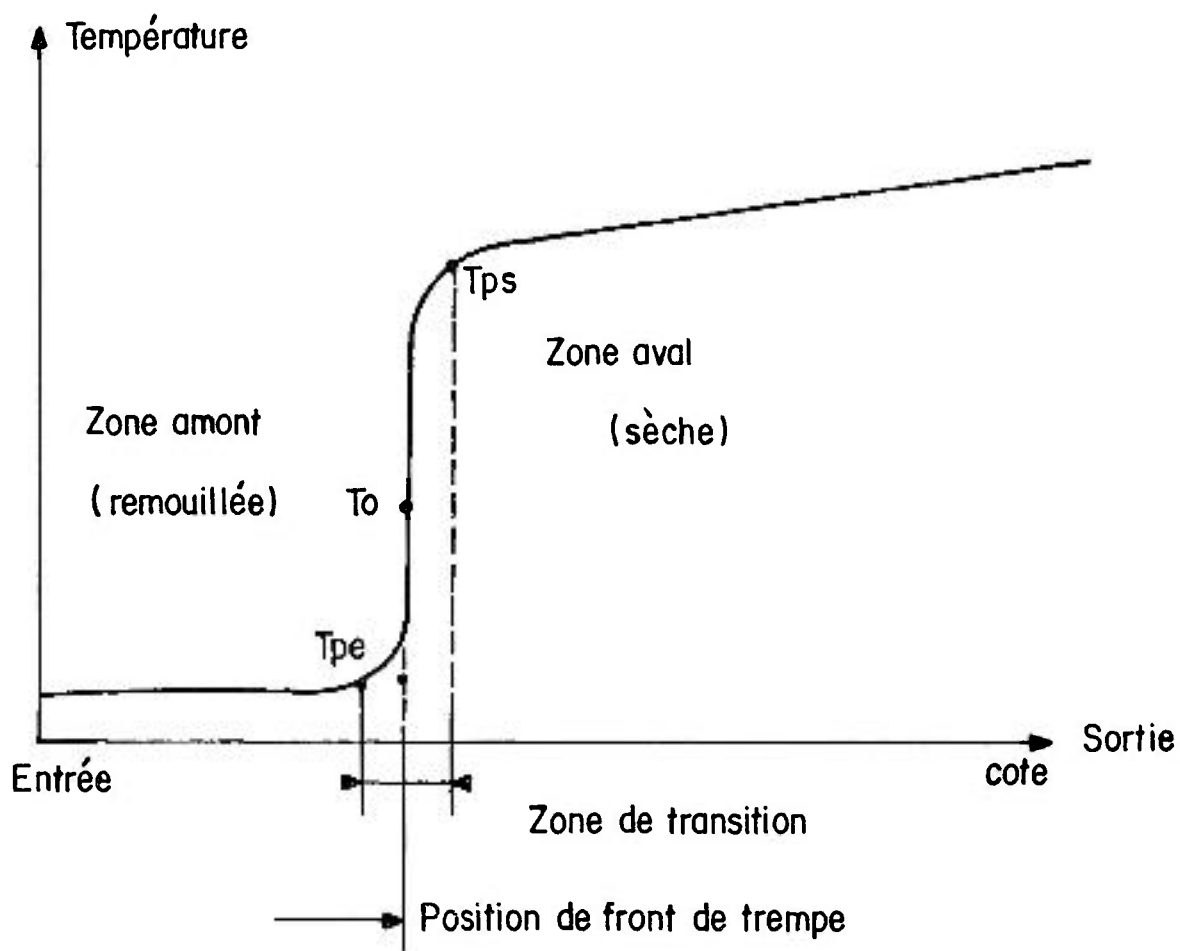


Fig.1.3 : Profil de température le long du barreau

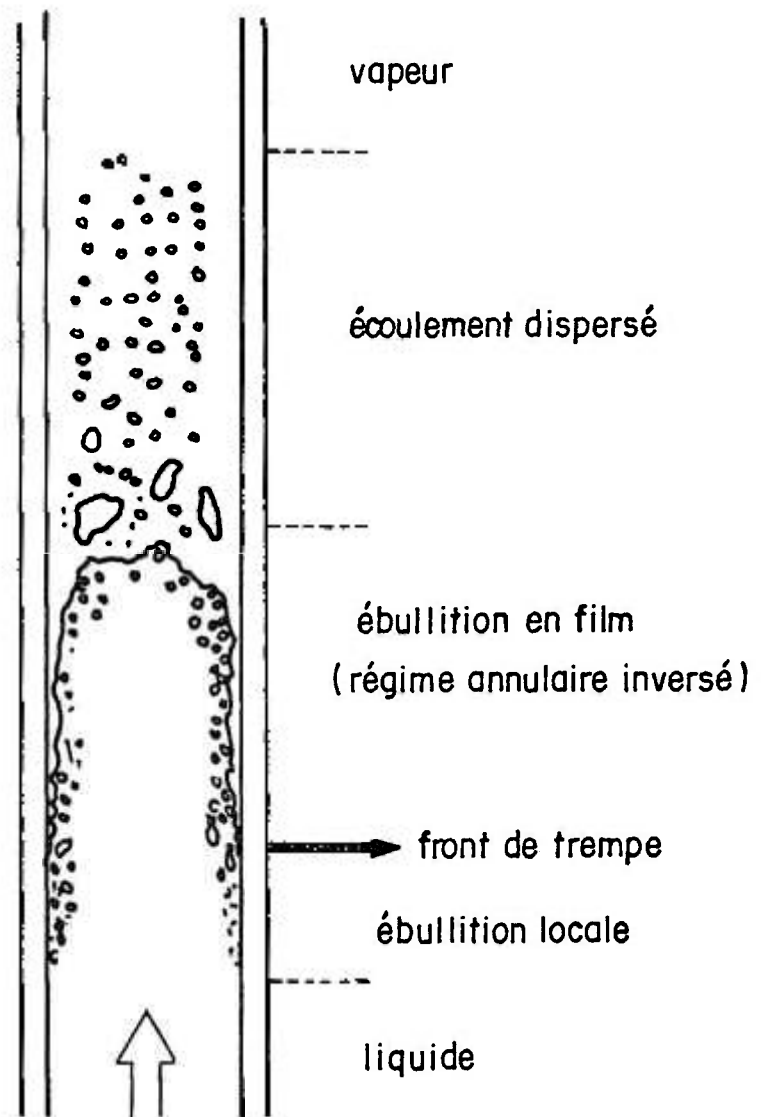


Fig.1.4: Régimes d'écoulement au cours du renoyage  
d'un canal chaud  
Titre faible au front de trempe  
(non à l'échelle)

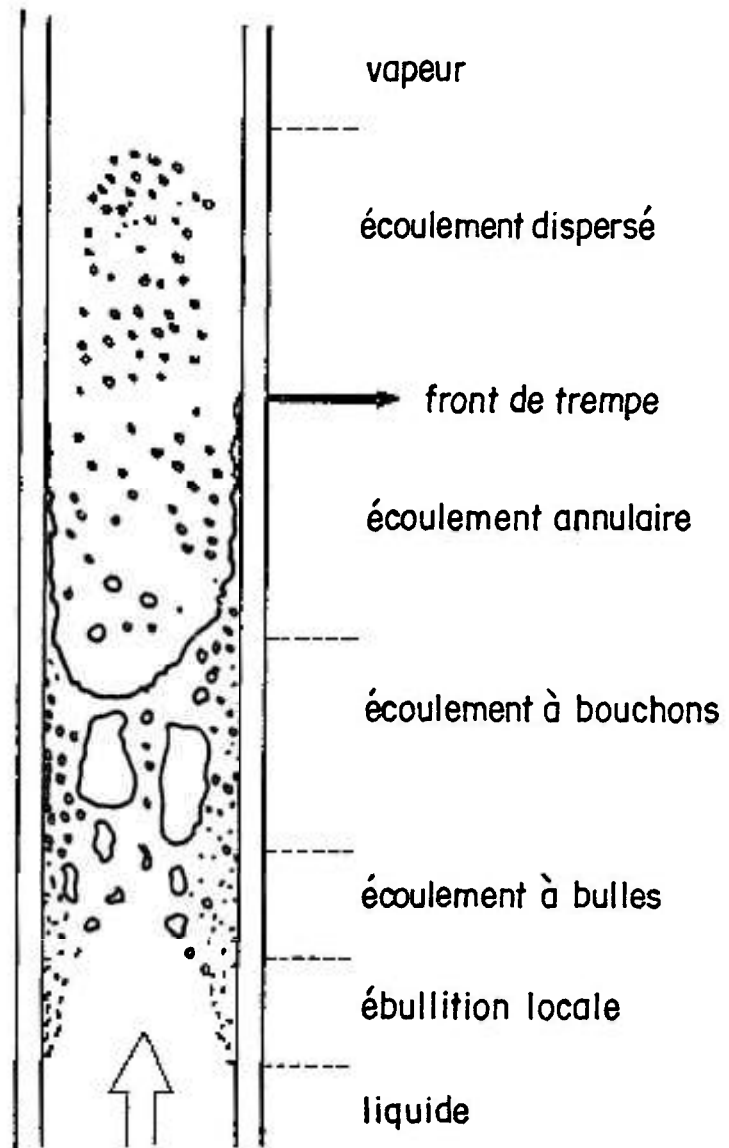


Fig.1.5 : Régimes d'écoulement au cours du renoyage d'un canal chaud .Titre élevé au front de trempe ( non à l'échelle)

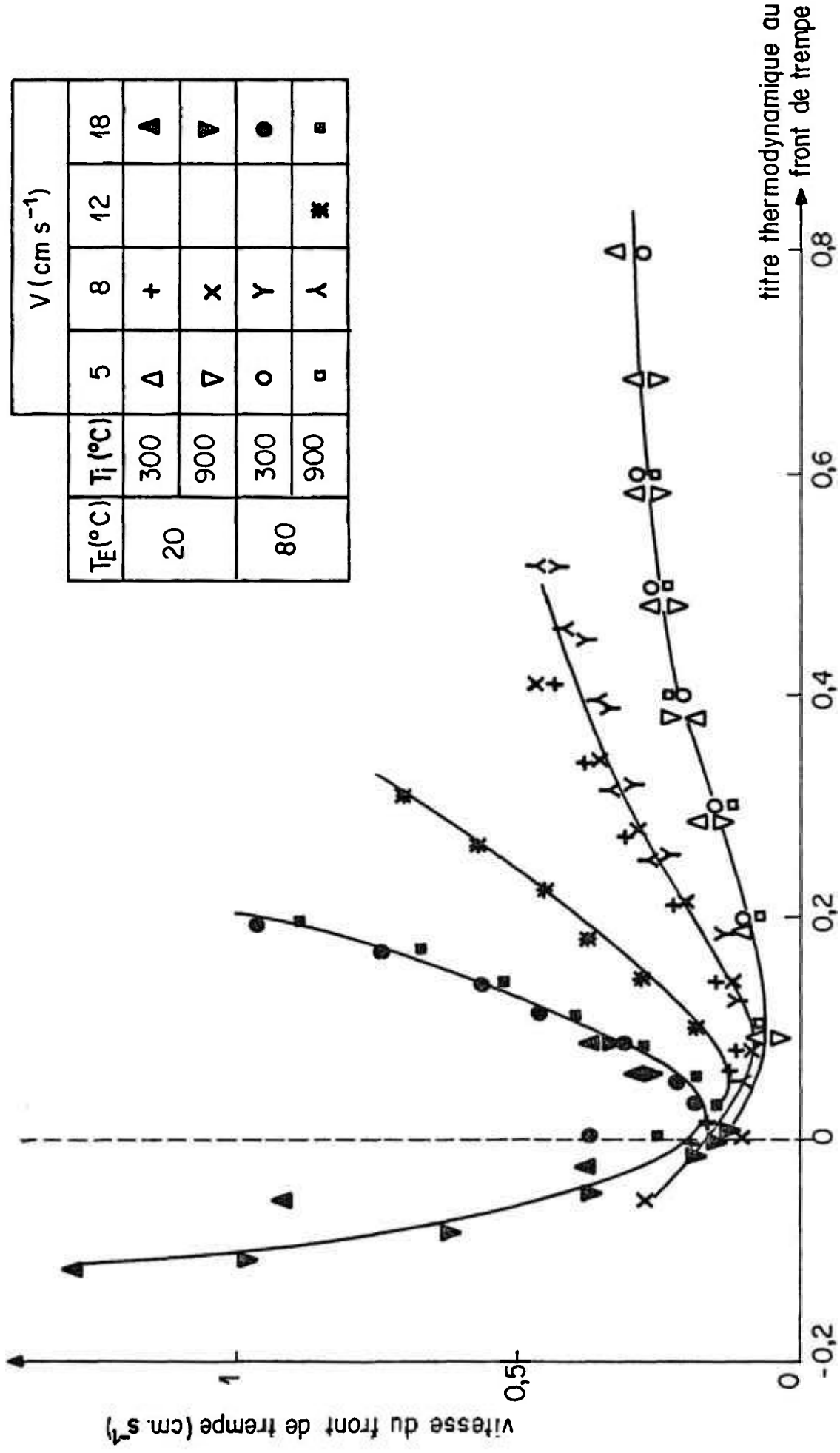


Fig.1.6: Influence du titre thermodynamique sur la vitesse de trempe (Andréoni 1975)

$T_E$  : température de l'eau à l'entrée de la section d'essai;  $T_i$  température initiale de paroi

$V$ : vitesse de l'eau à l'entrée de la section d'essai

CHAPITRE 2  
ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE

Le problème lié à la sûreté des réacteurs à eau légère que nous nous proposons d'aborder, n'a pas fait jusqu'ici, malgré son importance reconnue, l'objet d'une attention particulière. En revanche il existe de nombreux travaux portant sur les éléments nécessaires à sa compréhension (modélisation du taux de vide et des pertes de pression en écoulement diphasique, incluant l'ébullition sous-saturée et l'influence des configurations d'écoulement). L'analyse bibliographique ci-dessous s'attachera à en préciser les aspects importants et leur intérêt pour notre application particulière.

## 2.1. INTRODUCTION

Les régimes d'ébullition observés le long d'un canal chauffant, sont liés au transfert de chaleur entre la paroi chaude et le liquide. Les mécanismes d'échange peuvent être classés en plusieurs catégories :

- le transfert de chaleur par convection forcée en écoulement monophasique liquide,
- le transfert de chaleur par condensation des bulles attachées à la paroi,
- le transfert de chaleur par convection due à l'agitation des bulles,
- le transfert de chaleur par la chaleur de vaporisation des bulles détachées.

A ces mécanismes sont généralement associées dans les modèles de taux de vide quatre régions distinctes (fig. 2.1) :

- Région monophasique : de l'entrée jusqu'au point de début d'ébullition nucléée (DEN) il n'y a pas génération de vapeur. L'échange de chaleur se fait par convection forcée en écoulement monophasique liquide.
- Région fortement sous-saturée : au point DEN les premières bulles de vapeur apparaissent et jusqu'au point de génération nette de vapeur (GNV) de plus en plus de bulles se forment sur la surface chaude. Cette région est caractérisée par une couche de liquide surchauffé très mince et par un tapis de bulles en contact avec la paroi.

- Région faiblement sous-saturée : au point GNV les bulles commencent à quitter la paroi chaude et le taux de vide augmente nettement. En aval du point GNV, même si le taux de vide est important, il n'y a pas d'équilibre thermodynamique car le liquide est encore sous-saturé et le titre réel est plus grand que le titre calculé par le bilan thermique (point BT).
- Région d'ébullition saturée : quand les conditions d'équilibre sont atteintes (point EQ), tout le liquide est à la température de saturation.

## 2.2. MODELES DE PREDICTION DU POINT DE GENERATION NETTE DE VAPEUR

Le point de génération nette de vapeur (GNV) représente le point de transition entre la région fortement sous saturée et la région faiblement sous saturée. Pratiquement, le point GNV peut être défini comme le point de transition entre l'écoulement monophasique et l'écoulement diphasique.

La plupart des modèles dont l'applicabilité est limitée aux conditions précisées par les auteurs (tableau 2.1), s'attachent à définir les conditions hydrodynamiques permettant à une bulle formée à la paroi de s'en détacher. Les observations expérimentales de Dix (1971), ont cependant montré que le critère de détachement d'une bulle n'est pas suffisant pour déterminer le point GNV.

Par ailleurs, Saha et Zuber (1974) ont analysé un grand nombre de résultats expérimentaux sur le point GNV et ils ont confirmé que les conditions hydrodynamiques ne sont pas suffisantes pour prédire ce point mais que les conditions thermiques doivent aussi être considérées. Le point GNV est déterminé par le taux de vaporisation et de condensation près de la paroi, lesquels sont respectivement fonctions du flux de chaleur et de la sous-saturation locale du liquide. Les mécanismes prépondérants dans la détermination du point GNV dépendent de la vitesse massique :

- a) Pour de faibles vitesses massiques, le phénomène est contrôlé par la thermique. Les bulles de vapeur apparaissent dans le canal lorsque la vaporisation l'emporte sur la

condensation. Le paramètre qui contrôle ce phénomène est le nombre de Nusselt :

$$\text{Nu} \triangleq \frac{\mathcal{Q} D_h}{k_\ell (\Delta T_{\text{sous}})_{\text{GNV}}} \quad (2.1)$$

où  $\mathcal{Q}$  est le flux de chaleur à la paroi,  $D_h$  le diamètre hydraulique,  $k_\ell$  la conductivité thermique du liquide et  $(\Delta T_{\text{sous}})_{\text{GNV}}$  la sous-saturation du liquide.

b) Pour des vitesses massiques élevées, la position du point GNV est contrôlée par l'hydrodynamique. Les bulles attachées à la paroi perturbent l'écoulement comme les aspérités d'une surface rugueuse et les turbulences ainsi créées tendent à arracher les bulles formées à la paroi. Dans ces conditions le facteur de frottement, ou le nombre de Stanton si l'analogie de Reynolds s'applique, doit constituer le paramètre de similitude. Le nombre de Stanton s'écrit :

$$\text{St} \triangleq \frac{\text{Nu}}{\text{Re} \cdot \text{Pr}} = \frac{\mathcal{Q}}{G C_{p\ell} (\Delta T_{\text{sous}})_{\text{GNV}}} \quad (2.2)$$

où  $\text{Re}$  est le nombre de Reynolds,  $\text{Pr}$  le nombre de Prandtl,  $G$  la vitesse massique et  $C_{p\ell}$  la chaleur massique du liquide.

Saha et Zuber ont représenté les résultats expérimentaux de plusieurs auteurs concernant le point GNV dans un système de coordonnées logarithmiques  $\text{St} - \text{Pe}$ , (fig. 2.2) où  $\text{Pe}$  est le nombre de Péclet défini par :

$$\text{Pe} \triangleq \text{Re} \text{Pr} \quad (2.3)$$

Ce système de coordonnées fait apparaître, puisque

$$\text{St} = \text{Nu} \text{Pe}^{-1} \quad (2.4)$$

- une droite de pente -1 dans la gamme de vitesses massiques

Auteurs	Domaine d'applicabilité				Observations
	Pression bar	Vitesse massique $\text{g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	Flux de chaleur $\text{W cm}^{-2}$	Fluide	
Bowring-1962	11,0 - 138,0	54,7 - 114,0	5,0 - 160,0	H <sub>2</sub> O	Le point GNV est caractérisé par le détachement des bulles de la paroi qui se déplacent dans le liquide sous-saturé sans se condenser.
Costa - 1966	1,75 - 5,0	300 - 700	100 - 420	H <sub>2</sub> O	Le point GNV est placé au point d'apparition de la perte de pression par accélération.
Levy - 1967	4,19 - 139	40,5 - 121	24,3 - 191,2	H <sub>2</sub> O	Le point GNV est calculé à partir d'un bilan de forces sur une bulle ou la gravité a été négligé.
Staub - 1968	27,0 - 69,6	70 - 135	21,3 - 49,7	H <sub>2</sub> O	Même analyse que Levy. La gravité est importante pour $G < 27 \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .
Rouhani - 1968	9,9 - 39,6	57,5 - 145,5	61,5 - 122,5	H <sub>2</sub> O	Le point GNV est caractérisé par le détachement des bulles de la paroi qui se déplacent dans le liquide sous-saturé mais la condensation est prise en compte.
Ahmad - 1970	> 3,1	34,3 - 276,7	36,9 - 78,6	H <sub>2</sub> O	Le point GNV est calculé à partir d'un coefficient d'échange basé sur la sous-saturation du liquide.
Lippert - 1971	9,45 - 20,7	67,5 - 540,0	3,79 - 49,2	Fréon 113	Le point GNV est calculé graphiquement à partir de la courbe d'ébullition.
Dix - 1971	3,16 et 8,48	10,22 - 20,66	0,36 - 2,99	Fréon 114	Le point GNV est donné par une corrélation empirique fonction du nombre de Reynolds, du flux de chaleur et du coefficient d'échange monophasique.
Saha et Zuber 1974	Voir paragraphe 2.2				
Sekoguchi et al 1974	1,37 - 15,7	29,5 - 86,5	4,65 - 174,5	H <sub>2</sub> O	Le point GNV est donné par une corrélation empirique fonction du nombre d'ébullition.
Unal - 1975	1,0 - 158,0 12,0 - 33,0	13,2 - 281,8 18,0 - 139,1	15,0 - 192,0 2,0 - 6,0	H <sub>2</sub> O Fréon 22	Le point GNV est déterminé expérimentalement par cinématographie ultra rapide à haute pression.
Betten et Paul 1976	82,7 - 137,9 3,17 - 11,4	76,5 - 122,0 81,0 - 445,5	25,2 - 191 0,36 - 12,99	H <sub>2</sub> O -11-12 113-114	Modification de l'analyse de Levy-Staub. Agitation de la bulle produit turbulence localisé équivalente à celle du coeur liquide.

Tableau 2.1 : Gamme de validité des différents modèles sur le point de génération nette de vapeur.

où la thermique contrôle le phénomène puisque alors  
 $Nu = cte$ ,

- une droite horizontale  $St = cte$  lorsque le phénomène est contrôlé par l'hydrodynamique.

Les points expérimentaux se regroupent sur ces deux droites dont les équations sont données au tableau 2.2, où  $x_{GNV}$  est le titre au point GNV,  $\rho_l$  la masse volumique du liquide,  $\Delta h_{lg}$  la chaleur de vaporisation,  $a$  la diffusivité thermique et  $v_{ent}$  la vitesse d'entrée du liquide.

Mécanisme Prépondérant	$Pe \triangleq \frac{D_h G C_{pl}}{k_l}$	corrélations
Thermique	$\leq 70000$	$Nu = 455$ $x_{GNV} = - 0,0022 \frac{f}{\rho_l \Delta h_{lg}} \frac{D_h}{a}$
Hydrodynamique	$> 70\ 000$	$St = 0,0065$ $x_{GNV} = - 154 \frac{f}{\rho_l \Delta h_{lg}} \frac{1}{v_{ent}}$

Tableau 2.2 : Modèle de Saha-Zuber pour le point de génération nette de vapeur.

Pour des conditions typiques de renoyage ( $Pe \leq 10^4$ ), le phénomène est donc contrôlé par la thermique.

### 2.3. MODELES DE TAUX DE VIDE

De nombreuses publications sont apparues dans les vingt dernières années, proposant une modélisation de la distribution du taux de vide. Ces études, théoriques et/ou expérimentales, ont contribué à une meilleure compréhension du phénomène, mais leurs applications sont, soit peu satisfaisantes dans leurs comparaisons avec les données expérimentales, soit valables pour un régime d'écoulement particulier. Comme on peut le remar-

quer sur le tableau 2.2 bis, il existe différentes manières de déterminer l'évolution du taux de vide : à partir de corrélations empiriques soit du taux de vide (par exemple, Lockhart et Martinelli, 1948), soit du glissement (par exemple, Marchaterre et Hoglund, 1962) où à partir des profils radiaux des vitesses et du taux de vide local dans un canal (par exemple, Bankoff, 1960).

Une étude de Zuber, Staub et Bijwaard (1966) a mis en évidence que les modèles existants (tableau 2.2 bis) considéraient séparément les formulations nécessaires à la prédiction du taux de vide dans la région sous-saturée et saturée, à savoir : *le profil radial du taux de vide local, le profil radial du flux volumétrique local, la distribution axiale de température du liquide et la vitesse relative entre phases.* Ils ont regroupé toutes ces formulations dans un seul modèle et ont proposé une *expression générale pour la distribution du taux de vide.*

### 2.3.1. Modèle de Zuber, Staub et Bijwaard

Dans un écoulement diphasique il y a toujours un mouvement relatif d'une phase par rapport à l'autre. Par conséquent, cet écoulement doit être formulé en fonction de deux champs de vitesse. Ainsi, en utilisant des variables locales moyennées dans le temps on peut définir :

$$j_g \stackrel{\Delta}{=} \alpha v_g \quad (2.5)$$

$$j_\ell = (1 - \alpha)v_\ell \quad (2.6)$$

$$j \stackrel{\Delta}{=} j_g + j_\ell \quad (2.7)$$

$$V_{gj} \stackrel{\Delta}{=} v_g - j = (1 - \alpha)(v_g - v_\ell) \quad (2.8)$$

où  $j_g$  est la densité du flux volumétrique de la vapeur,  $\alpha$  le taux de vide local,  $v_g$  la vitesse locale de la vapeur,  $j_\ell$  la densité du flux volumétrique du liquide,  $v_\ell$  la vitesse locale du liquide,  $j$  la densité du flux volumétrique du mélange et  $V_{gj}$  la vitesse de dérive de la vapeur.

AUTEURS	EQUATIONS	OBSERVATIONS
Lockhart et Martinelli 1949	$\frac{1-\alpha}{\alpha} = 0,28 \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,64} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0,36} \left(\frac{v_l}{v_g}\right)^{0,07}$	Écoulement horizontal eau-air à la pression atmosphérique
Bankoff - 1960	$\alpha = K\beta$ où $K = 0,71 + 0,00145p$	Écoulement à bulles
Griffith et Wallis 1961	$\alpha = \frac{j_g}{j+v_T}$ où $v_T = 0,35 \sqrt{\frac{g \Delta \rho D_h}{\rho_l}}$	Écoulement à bouchons
Marchaterre et Hoglund - 1962	$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{1-x}{x} \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{v_g}{v_l}}$	$\frac{v_g}{v_l} = f\left(\frac{x}{1-x} \frac{\rho_l}{\rho_g}, Fr\right)$ $j_g > 25 \text{ cms}^{-1}$
Neal 1963	$\alpha = \frac{1}{C_o j + 0,35 \left[\frac{g \Delta \rho D_h}{\rho_l}\right]^{1/2}}$	Écoulement à bulles et à bouchons
Zivi 1964	$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{1-x}{x} \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{v_g}{v_l}}$	$\frac{v_g}{v_l} = \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{1/3}$
Zuber et al. 1966	voir paragraphe 2.3.1.	
Smith - 1969	$\alpha = \left\{ 1 + \frac{\rho_g}{\rho_l} K \left(\frac{1-x}{x}\right) + \frac{\rho_g}{\rho_l} (1-K) \left(\frac{1-x}{x}\right) \left[ \frac{\rho_l}{\rho_g} + K \left(\frac{1-x}{x}\right) \right]^{1/2} \right\}^{-1}$	Écoulement annulaire $K = 0,4$
Ahmad - 1970	$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{1-x}{x} \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{v_g}{v_l}}$	$\frac{v_g}{v_l} = \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0,205} Re^{-0,016}$ $p > 10 \text{ bar} ; G > 40 \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Cunnigham et Yeh 1976	$\alpha = 0,925 \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0,239} \left(\frac{j_g}{v_{bcr}}\right)^a \left(\frac{j_g}{j_g + j_l}\right)^{0,6}$ $v_{bcr} = \frac{2}{3} \sqrt{g R_{bcr}} ; R_{bcr} = \left(\frac{1,53}{2/3}\right)^2 \sqrt{\frac{\sigma}{g \rho_l}}$	$a = \begin{cases} 0,67 \Rightarrow \frac{j_g}{v_{bcr}} < 1 \\ 0,47 \Rightarrow \frac{j_g}{v_{bcr}} > 1 \end{cases}$
Yamazaki et Yamaguchi - 1976	$\frac{\alpha}{(1-\alpha)(1-K\alpha)} = \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{x}{(1-x)}$	$K = \begin{cases} 1 \Rightarrow \frac{g \Delta \rho D_h \mu_l^2}{\sigma^2 \rho_l} \geq 2 \times 10^{-6} \\ 0,57 \Rightarrow \frac{g \Delta \rho D_h \mu_l^2}{\sigma^2 \rho_l} < 2 \times 10^{-6} \end{cases}$

Tableau 2.2 bis : Modèles de taux de vide

Dans la modélisation des propriétés globales d'un écoulement diphasique, on utilise des moyennes spatio-temporelles. Soit  $\langle Y \rangle$  la valeur moyenne d'un scalaire ou d'un vecteur sur une section droite d'un canal, définie par la relation :

$$\langle Y \rangle \triangleq \frac{1}{A} \int_A Y \, dA \quad (2.9)$$

On définit aussi la valeur moyenne pondérée par la relation :

$$\bar{Y} \triangleq \frac{\frac{1}{A} \int_A \alpha Y \, dA}{\frac{1}{A} \int_A \alpha \, dA} \equiv \frac{\langle \alpha Y \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad (2.10)$$

Alors,

$$\langle j_g \rangle = \langle \alpha v_g \rangle = \langle \alpha j \rangle + \langle \alpha v_{gj} \rangle \quad (2.11)$$

et

$$\bar{v}_g = \frac{\langle \alpha v_g \rangle}{\langle \alpha \rangle} = \frac{\langle j_g \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad (2.12)$$

L'expression générale pour le taux de vide est donnée par :

$$\langle \alpha \rangle = \frac{\langle j_g \rangle}{C_o \langle j \rangle + \bar{v}_{gj}} = \frac{J_g}{C_o J + \bar{v}_{gj}} \quad (2.13)$$

où  $J_g$  et  $J$  sont les vitesses superficielles de la vapeur et du mélange diphasique.

Le paramètre de distribution  $C_o$  défini par :

$$C_o = \frac{\langle \alpha j \rangle}{\langle \alpha \rangle \langle j \rangle} \quad (2.14)$$

rend compte de la non-uniformité des profils de vitesse et de taux de vide. La vitesse de dérive pondérée de la vapeur définie par :

$$\bar{V}_{gj} \triangleq \frac{\langle \alpha V_{gj} \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad (2.15)$$

représente l'effet de la vitesse relative entre phases. L'effet de la non uniformité du profil radial de température, c'est à dire du déséquilibre thermodynamique est pris en compte par la densité du flux volumétrique de la vapeur et du mélange.

Il faut remarquer qu'aucune hypothèse n'a été faite pour établir l'équation (2.13). Ainsi, si on suppose que  $C_o$  et  $\bar{V}_{gj}$  sont connus pour chaque régime d'écoulement, le taux de vide moyen  $\langle \alpha \rangle$  peut être calculé si l'on a déterminé  $J_g$  et  $J$ .

#### 2.3.1.1. Valeurs du paramètre de distribution

La détermination du paramètre de distribution  $C_o$  nécessite la connaissance du profil de taux de vide et de la densité du flux volumétrique du mélange ;  $C_o$  est fonction de la géométrie du canal et du régime d'écoulement. En outre, Rouhani et Axelsson (1970) ont montré que  $C_o$  est fortement dépendant de la valeur de la vitesse massique pour  $G < 200 \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

La plupart des corrélations de  $C_o$  ne sont valables que dans un domaine restreint d'application et quelquefois seulement pour l'expérience considérée. Les valeurs plus couramment utilisées sont celles proposées par Zuber et al. (1967) (tableau 2.3).

Régime d'écoulement	Turbulent	Bouchon	Annulaire	Homogène	Bulles-Bouchons (Dix, 1971)
$C_o$	1,13	1,2	1,0	1,0	$\beta \left[ 1 + \left( \frac{1}{\beta} - 1 \right)^b \right]$ $b = \left( \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0,1} \beta \triangleq \frac{Q_g}{Q_T}$

Tableau 2.3 : Valeurs du paramètre de distribution

Pour l'écoulement annulaire Ishii (1976) a proposé une expression de  $C_o$  dépendant du taux de vide :

$$C_o = 1 + \frac{1 - \alpha}{\alpha + 4 \sqrt{\rho_g / \rho_l}} \quad (2.16)$$

### 2.3.1.2. Valeurs de la vitesse de dérive pondérée de la vapeur

La vitesse relative entre la phase vapeur et le liquide et par conséquent  $\bar{v}_{gj}$  dépend surtout du cisaillement exercé à l'interface liquide-vapeur aussi bien que de la géométrie de cette interface. Il faut donc connaître chaque régime d'écoulement séparément pour pouvoir prédire correctement la vitesse de dérive pondérée.

Les expressions couramment utilisées de  $\bar{v}_{gj}$  sont celles données par Zuber et al. (1967) pour différents régimes d'écoulement (tableau 2.4). Récemment, Ishii et al. (1976) a proposé une équation pour la vitesse de dérive pondérée en fonction du taux de vide pour un régime d'écoulement annulaire :

$$\bar{v}_{gj} = \pm \left\{ \frac{\alpha (1 - \alpha)^2 D_h}{0,005 [1 + 75(1 - \alpha)] \rho_g \sqrt{\alpha} D_h (1 - \alpha)^3 + \frac{1}{3} \Delta \rho g} \right\}^{1/2} \quad (2.17)$$

Régime d'écoulement	Turbulent	Bouchons	Annulaire	Homogène
$\bar{v}_{gj}$	$1,18 \left[ \frac{g \sigma \Delta \rho}{\rho_l^2} \right]^{1/4}$	$0,56 \left[ \frac{g \Delta \rho D_h}{\rho_l} \right]^{1/2}$	$23 \left[ \frac{\alpha v_{ent}}{\rho_g D_h} \right]^{1/2} \frac{\Delta \rho}{\rho_l}$	0

Tableau 2.4 : Valeurs de la vitesse de dérive pondérée

### 2.3.1.3. Densité du flux volumétrique de la vapeur et du mélange Distribution de température

Lorsqu'il y a ébullition,  $J_g$  dépend du taux massique de formation de la vapeur par unité de volume  $\Gamma_g$ . Si l'on suppose un régime permanent et des propriétés physiques constantes,  $J_g$  peut être obtenu

par intégration de l'équation de continuité de la phase vapeur :

$$\frac{\partial J_g}{\partial z} = \frac{\Gamma_g}{\rho_g} \quad (2.18)$$

et

$$J_g - J_{gi} = \int_{z_i}^z \frac{\Gamma_g}{\rho_g} dz \quad (2.19)$$

où  $J_{gi}$  est la vitesse superficielle de la vapeur à la cote de changement de régime  $z_i$ .

Il est évident que pour déterminer  $J_g$  il est nécessaire de connaître  $\Gamma_g$  au point d'abscisse  $z_i$ .  $\Gamma_g$  dépend de la topologie des interfaces, du champ de température des deux phases et du régime d'écoulement. Donc, il est nécessaire de connaître l'équation constitutive appropriée pour chaque régime d'écoulement particulier. A l'heure actuelle, les équations constitutives ne sont pas connues avec un degré suffisant de précision pour garantir leur utilisation dans ce type de problème. Zuber et al. ont évité cette difficulté en se donnant a priori une distribution de température axiale appropriée. Cela revient à spécifier les conditions de déséquilibre thermodynamique des phases. En effet, en ébullition sous-saturée une partie de l'énergie qui est transférée de la paroi chaude au fluide est utilisée pour augmenter la température du liquide sous-saturé tandis que l'autre sert à la vaporisation.

Si l'on néglige les effets d'énergie cinétique et potentielle et l'échauffement par frottement et si on suppose les propriétés physiques constantes l'équation d'énergie en régime permanent s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[ J_l \rho_l h_l + J_g \rho_g h_g \right] = \frac{q''_h}{A_T} \quad (2.20)$$

Les enthalpies du liquide et de la vapeur  $h_l$  et  $h_g$ , respectivement, peuvent être exprimées en fonction du point de génération nette de vapeur  $z_{GNV}$ , de la température moyenne du liquide  $T_{GNV}$  et de la sous-saturation  $\Delta T_{sous}$  au point GNV.

Alors :

$$h_l = C_{pl} [T(z) - T_{GNV}] \quad (2.21)$$

$$h_g = \Delta h_{lg} + C_{pl} (\Delta T_{\text{sous}})_{GNV} \quad (2.22)$$

où  $\Delta h_{lg}$  est la chaleur de vaporisation.

Intégrons l'équation (2.20) avec les conditions aux limites au point GNV, suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} z = z_{GNV} \\ T = T_{GNV} \\ \alpha = 0 \\ J_g = 0 \\ v_l = v_{\text{ent}} \end{array} \right. \quad (2.23)$$

En tenant compte des équations (2.21) et (2.22), on obtient l'équation :

$$J_l \rho_l C_{pl} [T(z) - T_{GNV}] + J_g \rho_g [\Delta h_{lg} + C_{pl} (\Delta T_{\text{sous}})_{GNV}] = \frac{\mathcal{P} P_h}{A_T} (z - z_{GNV}) \quad (2.24)$$

Pour exprimer la densité du flux volumétrique de la vapeur et du mélange, on utilise l'équation (2.24) et la relation de continuité :

$$\rho_l v_{\text{ent}} = J_l \rho_l + J_g \rho_g \quad (2.25)$$

Alors :

$$J_g = \frac{\frac{\mathcal{P} P_h (z - z_{GNV})}{A_T \Delta h_{lg} \rho_g} - \frac{v_{\text{ent}} \rho_l C_{pl} [T(z) - T_{GNV}]}{\rho_g \Delta h_{lg}}}{1 + \frac{C_{pl} [T_{\text{sat}} - T(z)]}{\Delta h_{lg}}} \quad (2.26)$$

et

$$J = \frac{\frac{\mathcal{P} P_h (z - z_{GNV})}{A_T \Delta h_{lg} \rho_g} - \frac{v_{\text{ent}} \rho_l C_{pl} [T(z) - T_{GNV}]}{\rho_g \Delta h_{lg}} \frac{\Delta \rho}{\rho_l}}{1 + \frac{C_{pl} [T_{\text{sat}} - T(z)]}{\Delta h_{lg}}} + v_{\text{ent}} \quad (2.27)$$

Il est nécessaire pour obtenir  $J_g$  et  $J$  et par conséquent  $\{\alpha\}$ , que la distribution de température axiale dans le canal et le point de génération nette de vapeur soient connus.

### Distribution de température

Soit  $T_{ent}$  la température du liquide à l'entrée du canal chaud et  $z_{BT}$  la longueur nécessaire pour chauffer le liquide de la température  $T_{ent}$  jusqu'à la température de saturation  $T_{sat}$  sans qu'aucune vaporisation ne se produise (fig. 2.3). Alors :

$$z_{BT} = \frac{A_T}{f P_h} \rho_l v_{ent} C_{pl} (T_{sat} - T_{ent}) \quad (2.28)$$

Zuber et al. introduisent une longueur caractéristique

$$\Delta l = z_{BT} - z_{GNV}$$

où

$$z_{GNV} = \frac{A_T}{\psi P_h} \rho_l v_{ent} C_{pl} (T_{GNV} - T_{ent}) \quad (2.29)$$

$$\text{d'où} \quad \Delta l = \frac{A_T}{P_h} \rho_l v_{ent} C_{pl} (\Delta T_{sous})_{GNV} \quad (2.30)$$

et ils choisissent une distribution de température telle que :

$$T^+ \triangleq \frac{T(z) - T_{GNV}}{(\Delta T_{sous})_{GNV}} = F\left(\frac{z - z_{GNV}}{\Delta l}\right) \quad (2.31)$$

où  $F$  est une fonction à déterminer. Cette fonction peut être obtenue en considérant les conditions aux limites que la distribution de température doit satisfaire soit :

$$\text{Pour } z \gg z_{BT}, \lim_{z \gg z_{BT}} F = 1 \quad (2.32)$$

et

$$\text{pour } z = z_{BT}, F(0) = 0 \quad (2.33)$$

et une condition sur la dérivée de  $F$  en  $z = z_{GNV}$  qui s'écrit :

$$\left. \frac{dF}{dz} \right|_{z=z_{GNV}} = \left. \frac{dF}{dz} \left| \frac{d\{\alpha\}}{dz} \right| \right|_{z=z_{GNV}} = 0 \quad (2.34)$$

c'est-à-dire :

$$\left. \frac{dF}{dz} \right|_{z=z_{\text{GNV}}} = \frac{f_p h}{v_{\text{ent}} \rho_l C_{pl} (\Delta T_{\text{sous}})_{\text{GNV}} A_T} - \frac{1}{\Delta \ell} \quad (2.35)$$

Les fonctions les plus simples qui satisfont ces conditions sont :

$$T^+ = \frac{T(z) - T_{\text{GNV}}}{(\Delta T_{\text{sous}})_{\text{GNV}}} = 1 - \exp\left(-\frac{z - z_{\text{GNV}}}{\Delta \ell}\right) \quad (2.36)$$

et

$$T^+ = \frac{T(z) - T_{\text{GNV}}}{(\Delta T_{\text{sous}})_{\text{GNV}}} = \tanh\left(\frac{z - z_{\text{GNV}}}{\Delta \ell}\right) \quad (2.37)$$

Kroeger et Zuber (1968) ont montré que la forme de la fonction  $F$  donnant la distribution de température axiale n'a pas de grande influence pour la détermination de  $J_g$  et  $J$  et par conséquent de  $\alpha$ .

### 2.3.2. Modèle de Yamazaki et Yamaguchi

Dans ce modèle le taux de vide est calculé à l'aide de la relation suivante :

$$\frac{x}{(1-x)(1-K\alpha)} = \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{x}{(1-x)}$$

où  $K$  est un paramètre empirique adimensionnel qui varie en fonction des propriétés physiques du fluide et du diamètre de la section d'essais :

$$K = \begin{cases} 1 \Rightarrow \frac{g \Delta \rho D_h \mu_l^2}{\sigma^2 \rho_l} \geq 2 \times 10^{-6} \\ 0,57 \Rightarrow \frac{g \Delta \rho D_h \mu_l^2}{\sigma^2 \rho_l} < 2 \times 10^{-6} \end{cases}$$

Les valeurs de  $K$  sont indépendantes du régime d'écoulement, du flux de chaleur et de la vitesse massique du liquide. Dans les conditions du renoyage, la valeur de  $K$  est égale à 1.

### 2.4. CARTES D'ECOULEMENTS

Les difficultés rencontrées dans l'analyse d'un écoulement diphasique sont dues en partie à l'évolution de la configuration de l'écoulement. Il est évident que pour étudier un écoulement à bouchons ou un écoulement annulaire, par exemple, il est souhaitable d'utiliser des modèles appropriés à chaque type d'écoulement et de définir les transitions entre chaque régime.

Les diagrammes d'écoulement les plus couramment utilisés sont proposés par Griffith et Wallis (1961), Bennett et al. (1965), Hewitt et Roberts (1969), Govier et Aziz (1972), Oshinowo et Charles (1974). Plus récemment, Dukler et Taitel (1977) ont prédit la transition du régime bouchon-annulaire dans un écoulement vertical ascendant à partir d'un bilan de forces sur une goutte.

Les modèles ou corrélations sont nombreux et ne peuvent être commentés et comparés ici. Les divergences importantes que l'on observe dans les cartes d'écoulement correspondantes donnent à penser que dans de nombreux cas certains paramètres sont ignorés ou mal pris en compte.

## 2.5. PERTE DE PRESSION TOTALE

L'application de l'équation de bilan de quantité de mouvement à un écoulement diphasique permanent dans un canal vertical chauffé de section droite uniforme, montre que la perte de pression totale est la somme de trois composantes (Collier 1972). Celles-ci sont dues aux gradients de pression par frottement accélération et élévation. Sous une forme différentielle,

$$\frac{dp}{dz} \Big|_T = \frac{dp}{dz} \Big|_F + \frac{dp}{dz} \Big|_A + \frac{dp}{dz} \Big|_G \quad (2.38)$$

où

$$-\frac{dp}{dz} \Big|_F = \frac{P_h}{A_T} \tau_w \quad (2.39)$$

$$-\frac{dp}{dz} \Big|_A = \frac{1}{A_T} \frac{d}{dz} (M_g v_g + M_l v_l) \quad (2.40)$$

$$-\frac{dp}{dz} \Big|_G = \frac{1}{A_T} g (A_g \rho_g + A_l \rho_l) \quad (2.41)$$

où  $P_h$  est le périmètre mouillé,  $A_T$  l'aire totale de passage du fluide,  $\tau_w$  la tension de cisaillement à la paroi,  $M_g$  le débit massique de la phase vapeur,  $M_l$  le débit massique de la phase liquide,  $A_g$  l'aire de passage de la phase vapeur et  $A_l$  l'aire de passage de la phase liquide.

Il existe deux modèles de base pour résoudre l'équation (2.38) qui sont le modèle homogène et le modèle à phases séparées.

### 2.5.1. Modèle homogène

Le modèle homogène considère le mélange diphasique comme un fluide monophasique ayant des propriétés physiques moyennes. La vitesse de la phase vapeur et celle de la phase liquide sont identiques et le pseudo fluide est en équilibre thermodynamique.

a) Perte de pression par frottement

Le gradient de pression diphasique par frottement est donné par :

$$-\frac{dp}{dz}\Big|_F = \frac{2 C_{fd} G^2 \bar{v}'}{D_h} \quad (2.42)$$

et

$$\bar{v}' = (1 - x)v'_l + x v'_g \quad (2.43)$$

où  $\bar{v}'$  est le volume massique du mélange,  $v'_l$  le volume massique de la phase liquide,  $v'_g$  le volume massique de la phase vapeur et  $C_{fd}$  le coefficient de frottement du mélange diphasique.

Alternativement, on peut l'exprimer aussi en fonction du gradient de pression monophasique pour la phase liquide, admettant que le débit total de l'écoulement est égal au débit de liquide. Ainsi,

$$-\frac{dp}{dz}\Big|_F = -\frac{dp}{dz}\Big|_{F_{fo}} \phi_{fo}^2 = \frac{2 C_{fo} G^2 v'_l}{D_h} \phi_{fo}^2 \quad (2.44)$$

où  $C_{fo}$  est le coefficient de frottement du liquide et  $\phi_{fo}^2$  est appelé le multiplicateur de frottement du liquide.

La loi de Blasius s'écrit,

$$C_{fd} = 0,079 \operatorname{Re}_d^{-0,25} = 0,079 \left(\frac{D_h G}{\bar{\mu}}\right)^{-0,25} \quad (2.45)$$

ou

$$C_{fo} = 0,079 \operatorname{Re}^{-0,25} = 0,079 \left(\frac{D_h G}{\mu_l}\right)^{-0,25} \quad (2.46)$$

En substituant les équations (2.42), (2.45) et (2.46) dans l'équation (2.44), on obtient :

$$\phi_{fo}^2 = \left(\frac{\bar{\mu}}{\mu_l}\right)^{-0,25} \left(\frac{\bar{v}'}{v'_l}\right) \quad (2.47)$$

où  $\mu_l$  est la viscosité du liquide et  $\bar{\mu}$  la viscosité apparente du mélange.

Pour utiliser l'équation (2.44) il faut connaître la viscosité apparente du mélange dans l'équation (2.47). Les relations suivantes, qui n'ont comme mérite que de satisfaire aux conditions aux limites du taux de vide, sont généralement proposées dans la bibliographie.

$$\frac{1}{\bar{\mu}} = \frac{(1-x)}{\mu_l} + \frac{x}{\mu_g} \quad (\text{Mc Adams, 1942}) \quad (2.48)$$

$$\bar{\mu} = (1-x)\mu_l + x\mu_g \quad (\text{Cicchitti, 1960}) \quad (2.49)$$

$$\bar{\mu} = (1-\beta)\mu_l + \beta\mu_g \quad (\text{Dukler, 1964}) \quad (2.50)$$

où  $\mu_g$  est la viscosité de la phase vapeur.

Récemment, Ishii et Zuber (1979) ont proposé l'équation suivante :

$$\frac{\bar{\mu}}{\mu_c} = \left(1 - \frac{\alpha_d}{\alpha_{dm}}\right)^{-2.5\alpha_{dm}} (\mu_d + 0.4\mu_c) / (\mu_d + \mu_c) \quad (2.51)$$

où les indices c et d sont relatifs à la phase continue et dispersée, et  $\alpha_{dm}$  correspond à la concentration maximale du taux de vide,

$$\alpha_{dm} = 0,62 \quad \text{pour des particules solides}$$

$$\alpha_{dm} = 1,0 \quad \text{pour des particules fluides (liquide ou gaz).}$$

Owens (1963) a proposé d'utiliser  $\bar{\mu} = \mu_l$ . Delhaye (1981) recommande cette expression pour des écoulements verticaux eau-vapeur, pour des pressions de 17 à 103 bar.

#### b) Perte de pression par accélération

Le terme d'accélération est calculé en admettant que le volume massique de chaque phase reste constant le long du canal chauffant et que la vitesse de la phase liquide et la vapeur sont égales. Alors, l'équation (2.40), devient :

$$-\frac{dp}{dz}\Big|_A = \frac{1}{A_T} \frac{d}{dz} (M_g + M_l)v = G \frac{d\bar{v}}{dz} \quad (2.52)$$

comme :

$$\bar{v} = G \bar{v}' \quad (2.53)$$

$$-\frac{dp}{dz}\Big|_A = G^2 \frac{d\bar{v}'}{dz} = G^2 v'_{lg} \frac{dx}{dz} \quad (2.54)$$

où

$$v'_{lg} = v'_g - v'_l \quad (2.55)$$

### c) Perte de pression par gravité

L'équation (2.41) s'écrit simplement :

$$-\frac{dp}{dz}\Big|_G = g \left[ \alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_l \right] = \frac{g}{\bar{v}'} \quad (2.56)$$

Finalement, la perte de pression totale le long d'un canal chauffant donné par le modèle homogène, après intégration des équations (2.44) (2.54) et (2.56) est :

$$\Delta p_T = \frac{2 C_{fo} G^2 L}{D_h \rho_l} \frac{1}{x_B} \int_0^{x_B} \phi_{fo}^2 dx + G^2 v'_l x + \frac{g L}{x v'_{lg}} \ln \left[ 1 + \frac{x v'_{lg}}{v'_l} \right] \quad (2.57)$$

La résolution de cette équation nécessite la connaissance du multiplicateur de frottement du liquide (viscosité apparente du mélange), du titre massique et du volume massique de chaque phase.

### 2.5.2. Modèle à phases séparées

Le modèle à phases séparées prend en compte le fait que l'écoulement diphasique peut avoir des vitesses de phases différentes. Deux versions de ce modèle sont envisageables. Dans la première version, la plus sophistiquée, on écrit pour chaque phase les équations de bilan de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, ainsi que les

lois d'interactions entre les phases et avec la paroi de la conduite. La deuxième version, la plus simple, est établie à partir des trois équations de bilan appliquées à l'ensemble des deux phases et de l'équation de bilan de masse pour la phase vapeur. Nous aborderons seulement la deuxième version, compte tenu de sa simplicité d'utilisation. Dans ce modèle, le terme de frottement donné par l'équation (2.39) est calculé à partir de corrélations empiriques ou d'expressions simplifiées pour le multiplicateur de frottement diphasique.

a) Perte de pression par frottement

Comme pour le modèle homogène, ce terme est établie en fonction de l'équation (2.44) et du gradient de pression monophasique par frottement pour la phase liquide considérée comme seule dans le canal. De cette façon,

$$-\frac{dp}{dz}\bigg|_F = -\frac{dp}{dz}\bigg|_{F_f} \phi_f^2 = \frac{2 C_f G^2 (1-x)^2 v_l'}{D_h} \phi_f^2 \quad (2.58)$$

où  $C_f$  est le coefficient de frottement de la phase liquide et  $\phi_f^2$  le multiplicateur de frottement de la phase liquide.

De l'équation (2.46) et l'équation de Blasius,

$$C_f = 0,079 \left( \frac{D_h (1-x)G}{\mu_l} \right)^{-0,25} \quad (2.59)$$

on a :

$$\frac{C_f}{C_{fo}} = \left[ \frac{1}{(1-x)} \right]^{0,25} \quad (2.60)$$

et substituant l'équation (2.44) et (2.58),

$$\phi_{fo}^2 = (1-x)^2 \frac{C_f}{C_{fo}} \phi_f^2 = (1-x)^{1,75} \phi_f^2 \quad (2.61)$$

Des études de validation sur différentes corrélations du multiplicateur de frottement du liquide ont été faites par Collier (1974), Idsinga (1975). Les conclusions de ces travaux ne sont pas convergentes.

Wallis (1969) a proposé pour un écoulement à bouchons :

$$\phi_{fo}^2 = (1 - \alpha) \quad (2.62)$$

tandis que Lahey et Moody (1974), ont suggéré pour un écoulement annulaire :

$$\phi_{fo}^2 = \frac{(1 - \alpha)^{1,75}}{(1 - \alpha)^2} \quad (2.63)$$

b) Perte de pression par accélération

Si l'on admet que le volume massique de chaque phase reste constant le long du canal, l'intégration de l'équation (2.40) conduit à :

$$\Delta p_A = \frac{G^2}{\rho_l} \left[ \frac{(1 - \alpha)^2}{(1 - \alpha)} + \frac{x^2}{\alpha} \frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right] \quad (2.64)$$

c) Perte de pression par gravité

Le terme de gravité s'exprime de la même manière que pour le modèle homogène :

$$-\frac{dp}{dz} \Big|_G = g \left[ \alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_l \right] \quad (2.65)$$

La perte de pression totale pour le modèle d'écoulement à phases séparées le long d'un canal chauffant est donc donnée par la somme des équations (2.44), (2.64) et (2.65), soit :

$$\begin{aligned} \Delta p_T = & \frac{2 C_{fo} G^2 L}{D_h \rho_l} \frac{1}{x_s} \int_0^{x_s} \phi_{fo}^2 dx + \frac{G^2}{\rho_l} \left[ \frac{(1 - \alpha)^2}{(1 - \alpha)} + \frac{x^2}{\alpha} \frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right] + \\ & + g L \frac{1}{x_s} \int_0^{x_s} \left[ \alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_l \right] dx \quad (2.66) \end{aligned}$$

Pour résoudre cette équation il est nécessaire de connaître la distribution axiale de taux de vide, le titre massique et le multiplicateur de frottement du liquide.

Les écoulements basse pression auxquels on s'intéresse, sont caractérisés par de grands écarts de vitesse entre phases, et ce modèle, malgré les hypothèses simplificatrices qu'il utilise, est a priori préférable au modèle homogène.

## 2.6. ESSAIS PRELIMINAIRES : MESURES DE PERTE DE PRESSION TOTALE ET COMPARAISON AVEC LES RESULTATS DE CALCUL

Avant d'entreprendre éventuellement un travail plus complet, il était souhaitable d'obtenir une idée des possibilités de la modélisation existante pour la prévision des pertes de pression dans les conditions du refroidissement de secours. Les essais de référence ont été effectués sur la boucle ERSEC.

### 2.6.1. Boucle ERSEC

L'installation d'essais ERSEC (Etude de Refroidissement de Secours des Eléments Combustibles) permet d'étudier expérimentalement l'efficacité des systèmes de refroidissement de secours sur différents types de section d'essais.

Cette installation, dont le schéma de principe est présenté dans la figure 2.4 comprend essentiellement :

- une cuve de stockage où l'on peut amener l'eau d'injection à la température désirée avec une pompe de circulation, une préchauffe électrique ou deux échangeurs suivant le cas,
- une pompe à piston qui sert à imposer la charge nécessaire à l'injection de l'eau de refroidissement,
- un séparateur eau-vapeur à la sortie de la section d'essai, muni d'un réservoir de récupération de l'eau éjectée au cours de l'essai ; le niveau d'eau peut être mesuré tout au long de l'essai par un capteur de pression,
- une chaudière électrique permettant d'ajuster la pression de la boucle au début de chaque essai.

Gamme de paramètres - condition d'essais (tableau 2.5)

Les paramètres essentiels sont maintenus constants au cours d'un essai dans la gamme suivante :

- vitesse massique de l'eau :  $G = 2-5-8-12 \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
- flux de chaleur imposé :  $\mathcal{Q} = 3-5-7 \text{ W cm}^{-2}$
- sous-saturation de l'eau :  $\Delta T_{\text{sous}} = T_{\text{sat}} - T_{\text{ent}} = 20-80^\circ\text{C}$
- pression :  $p = 1-3-6 \text{ bar}$
- température initiale de paroi :  $T_p = 300-600^\circ\text{C}$

Les principales mesures effectuées sont :

- débit d'injection d'eau de refroidissement,
- flux thermique imposé par le chauffage électrique,
- température de l'eau à l'entrée de la section d'essais,
- perte de pression le long du canal,
- température de paroi des éléments chauffants.

Les mesures de perte de pression ont été effectuées en régime permanent lorsque le renoyage (refroidissement de secours par injection d'eau à la partie basse) est terminé, c'est à dire la section d'essais entièrement remouillée. Celle-ci était constituée d'un tube d'inconel, de diamètre 12 x 14 mm, chauffé par effet Joule et dont la distribution axiale de puissance était donc uniforme.

Le mode de chauffage n'autorisant pas la mesure de l'évolution axiale de la pression dans de bonnes conditions, on a mesuré la perte de pression de l'écoulement entre l'entrée et la sortie de sections d'essais de longueurs chauffantes différentes (cf. tableau 2.5).

2.6.2. Comparaison calcul-expérience

Les modèles utilisés pour le calcul sont les suivants :

1. Point de génération nette de vapeur :

Aucun des modèles ou corrélations dont on dispose (tableau 2.1)

Longueurs chauffantes (mm)				Paramètres		
1017	2130	2730	3325	$G$ (g cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> )	$\varphi$ (W cm <sup>-2</sup> )	$\Delta T_{\text{sous}}$ (°C)
x Δ	x Δ	x Δ	x Δ	2	3	80
xoΔ	xoΔ	xoΔ	xoΔ	2	3	20
x	x	x	x	5	3	80
x	x	x	x	5	3	20
x	x	x	x	8	3	80
x	x	x	x	8	3	20
x	x			12	3	80
xoΔ	xoΔ	xoΔ	xoΔ	12	3	20
xoΔ	xoΔ	xoΔ		2	5	80
xoΔ	xoΔ	xoΔ	xoΔ	5	5	80
xoΔ	xoΔ	xoΔ	xoΔ	5	5	20
x	xoΔ	xoΔ	xoΔ	8	5	80
xoΔ	xoΔ	xoΔ	xoΔ	8	5	20
x	xoΔ	xoΔ	xoΔ	12	5	80
xoΔ	xoΔ	xoΔ	xoΔ	12	5	20
x	x	x	x	5	7	80
x	x	x	x	5	7	20
xoΔ	xoΔ	xoΔ	xoΔ	8	7	80
xo	x	xo	xo	8	7	20
xo	xo	xo	xo	12	7	80
xo	x	xo	xo	12	7	20

Pression (bar) 1-3-6  
x o Δ

Tableau 2.5 : Conditions des essais de mesure de pertes de pression pour différentes longueurs chauffantes - Boucle ERSEC

n'a été établi dans les conditions du refroidissement de secours (faibles débits, pression et flux de chaleur). Le modèle de Saha et Zuber (paragraphe 2.2) rendant compte d'un grand nombre de résultats expérimentaux, y compris pour des valeurs du nombre de Péclet proches de celles qui nous intéressent plus particulièrement (fig. 2.2), a été retenu pour le calcul du point GNV.

## 2. Taux de vide

Le taux de vide a été calculé à l'aide du modèle de Zuber, Staub et Bijwaard (1966) (modèle "Drift Flux"). Les différentes valeurs de  $C_o$  et  $\bar{v}_{gj}$  issues des tableaux 2.3 et 2.4 respectivement, correspondant aux différents régimes d'écoulement sont données au tableau 2.6. Il faut préciser que pour un essai donné, les valeurs de  $C_o$  et  $\bar{v}_{gj}$  ont été maintenues constantes (même régime d'écoulement) dès l'apparition du point GNV jusqu'à la sortie de la longueur chauffante.

Régime d'écoulement	Turbulent	Bouchons	Annulaire	Homogène
$C_o$	1,13	1,2	1,0	1,0
$\bar{v}_{gj}$	$1,18 \left[ \frac{g \sigma \Delta \rho}{\rho_l^2} \right]^{1/4}$	$0,56 \left[ \frac{g \Delta \rho D_h}{\rho_l} \right]^{1/2}$	$23 \left[ \frac{\mu_l v_{ent}}{\rho_g D_h} \right]^{1/2} \frac{\Delta \rho}{\rho_l}$	0,0

Tableau 2.6 : Valeurs de  $C_o$  et  $\bar{v}_{gj}$  utilisées dans la comparaison calcul-expérience.

Des calculs ont été également effectués avec le paramètre de distribution  $C_o$  proposé par Dix (1971) (tableau 2.3). On a aussi calculé le taux de vide avec le modèle de Yamazaki et Yamaguchi (1976) (cf. paragraphe 2.3.2)

## 3. Cartes d'écoulements

Comme il a été signalé au paragraphe 2.4, les différentes cartes d'écoulements existantes comportent des divergences importantes pour qu'on

puisse les analyser ici. Cependant, on a fait des calculs avec le modèle analytique de Dukler et Taitel pour la transition du régime bouchons - annulaire.

#### 4. Perte de pression totale :

Le calcul de la perte de pression totale a été effectué avec le modèle homogène et le modèle à phases séparées suivant les procédures décrites aux paragraphes 2.5.1. et 2.5.2. respectivement. On a utilisé la viscosité apparente du mélange donnée par l'équation (2.48) pour le modèle homogène et les expressions (2.62) et (2.63) du multiplicateur de frottement du liquide, selon le type d'écoulement considéré, pour les calculs avec le modèle à phases séparées.

Les figures 2.5.a à 2.5.g comparent les pertes de pression calculées aux résultats expérimentaux :

- (i) Le terme de gravité jouant un rôle important dans la perte de pression, les valeurs calculées avec le modèle homogène, figures 2.5.a.1, 2.5.a.2 et 2.5.a.3, qui surestime le taux de vide sont, comme on pouvait s'y attendre, largement inférieures aux valeurs expérimentales (30 à 70% quand la pression varie de 1 à 6 bar).
- (ii) Le modèle de Yamazaki sous estime également la perte de pression quand il est associé au multiplicateur de frottement du régime à bouchons, figs 2.5.a.4, 2.5.b.5 et 2.5.b.6 (70 à 30% quand la pression varie de 1 à 6 bar). L'utilisation du multiplicateur de frottement annulaire améliore un peu les résultats sans qu'on puisse cependant s'en satisfaire : écarts de + 30 à - 20% à pression atmosphérique et sous estimation atteignant 40% aux pressions supérieures, figs 2.5.b.7, 2.5.b.8 et 2.5.c.9.
- (iii) Le modèle "Drift Flux", figs 2.5.c.10 à 2.5.f.24 fournit des résultats sensiblement améliorés mais les écarts entre calcul et résultats expérimentaux atteignent encore généralement des valeurs élevées comme le montre le tableau 2.7.

P (bar) \ Régime	Turbulent	Bouchons	Annulaire	Bouchons Dix	Annulaire Dix
1	- 35%	- 25%	+ 25%	- 50%	+ 35%
6	- 20%	- 15%	- 20%	- 20%	+ 6% - 10% *

\* même ordres de grandeur à 3 bar.

Tableau 2.7 : Ecart maximal obtenu lors de la comparaison calcul-expérience. Modèle "Drift Flux".

On note en particulier,

- que les modèles "Drift Flux" turbulent et bouchons sous estiment systématiquement la perte de pression,
- que le modèle annulaire prend particulièrement mal en compte l'effet de pression,
- qu'enfin la modification du paramètre de distribution proposé par Dix n'apporte une amélioration sensible que pour le cas annulaire lorsque la pression est différente de 1 bar.

(iv) Enfin les calculs effectués en utilisant les cartes de régime d'écoulement, en particulier la carte récente de Dukler et Taitel (1977), n'apportent pas d'amélioration décisive comme on l'observe sur les figurent 2.5.g.25, 2.5.g.26 et 2.5.g.27.

## 2.7. CONCLUSION

Au cours de cette analyse bibliographique, nous avons examiné les principaux modèles d'écoulement susceptibles d'être utilisés pour préciser les caractéristiques du milieu diphasique occupant la partie remouillée d'un coeur de réacteur lors du refroidissement de secours. Une première comparaison calculs-expérience a été réalisée à partir de mesures globales de perte de pression effectuées sur la boucle ERSEC dans un tube de diamètre hydraulique voisin du diamètre hydraulique d'un assemblage de réacteur à eau sous pression.

Les principales conclusions qui ressortent de ce travail sont les suivantes :

a) Point de génération nette de vapeur

Les débits faibles auxquels on s'intéresse se situent sensiblement en deça de la limite inférieure du domaine de validité du modèle de Saha et Zuber.

La comparaison calcul-expérience portant sur la perte de pression seulement ne permet pas de conclure quant à la qualité des prévisions de ce modèle et une vérification de son applicabilité par d'autres moyens paraît nécessaire.

Les valeurs de sous-saturation obtenues sont cependant très faibles, inférieures à 5°C environ. Les modèles, s'ils fournissent des résultats différents entre eux, sont cependant en majorité d'accord pour prédire des zones d'ébullition sous refroidies très courtes. Dans ces conditions, les conséquences d'une erreur de détermination du point GNV sur l'évolution axiale du taux de vide et de la perte de pression dans les écoulements diphasiques auxquels on s'intéresse ici, sont très limitées.

Il n'apparaît donc pas qu'un travail destiné à préciser ce point soit de première urgence, quel qu'en soit l'intérêt sur le plan strictement scientifique.

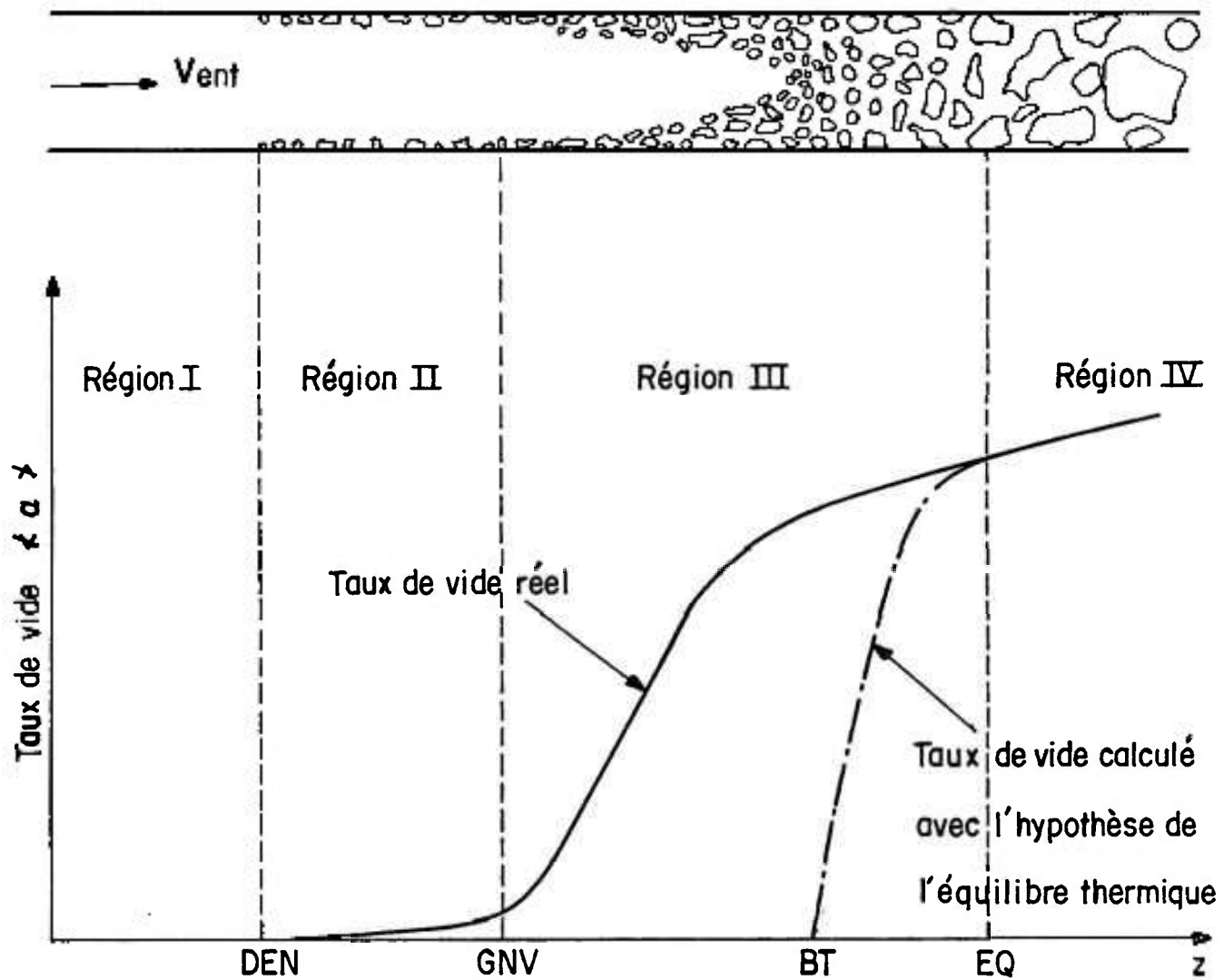
b) Taux de vide et perte de pression totale

La comparaison des pertes de pression calculées aux résultats expérimentaux a montré que les modèles simples examinés ne permettent pas généralement des prévisions d'une précision satisfaisante. Cependant cela ne signifie nullement qu'aucun des modèles de taux de vide utilisés ne convient à notre problème car, par nature, les mesures globales effectuées ne permettent pas de faire la part de l'impact des éventuelles insuffisances de la modélisation du taux de vide dans la mesure où intervient également au niveau de la comparaison les éventuelles insuffisances du modèle de frottement utilisé.

---

Les figures 2.6 et 2.7 illustrent le fait évident qu'une même perte de pression globale peut être obtenue avec des modèles de taux de vide et des multiplicateurs de frottement différents alors que des écarts importants sur le taux de vide sont associés à ces différents modèles (fig. 2.8).

*Il apparait donc souhaitable que le choix d'une modélisation soit fondé sur un travail expérimental plus approprié, lequel s'attacherait à la mesure directe de l'évolution axiale du taux de vide et de l'évolution axiale de la pression statique.*



Région I Ecoulement monophasique liquide

Région II Ecoulement fortement sous-saturé

Région III Ecoulement faiblement sous-saturé

Région IV Ecoulement saturé

DEN : début d'ébullition nucléée

GNV : génération nette de vapeur

BT : bilan thermique

EQ : équilibre

Fig. 2.1 : Présentation schématique du profil axial de taux de vide dans un canal chauffant

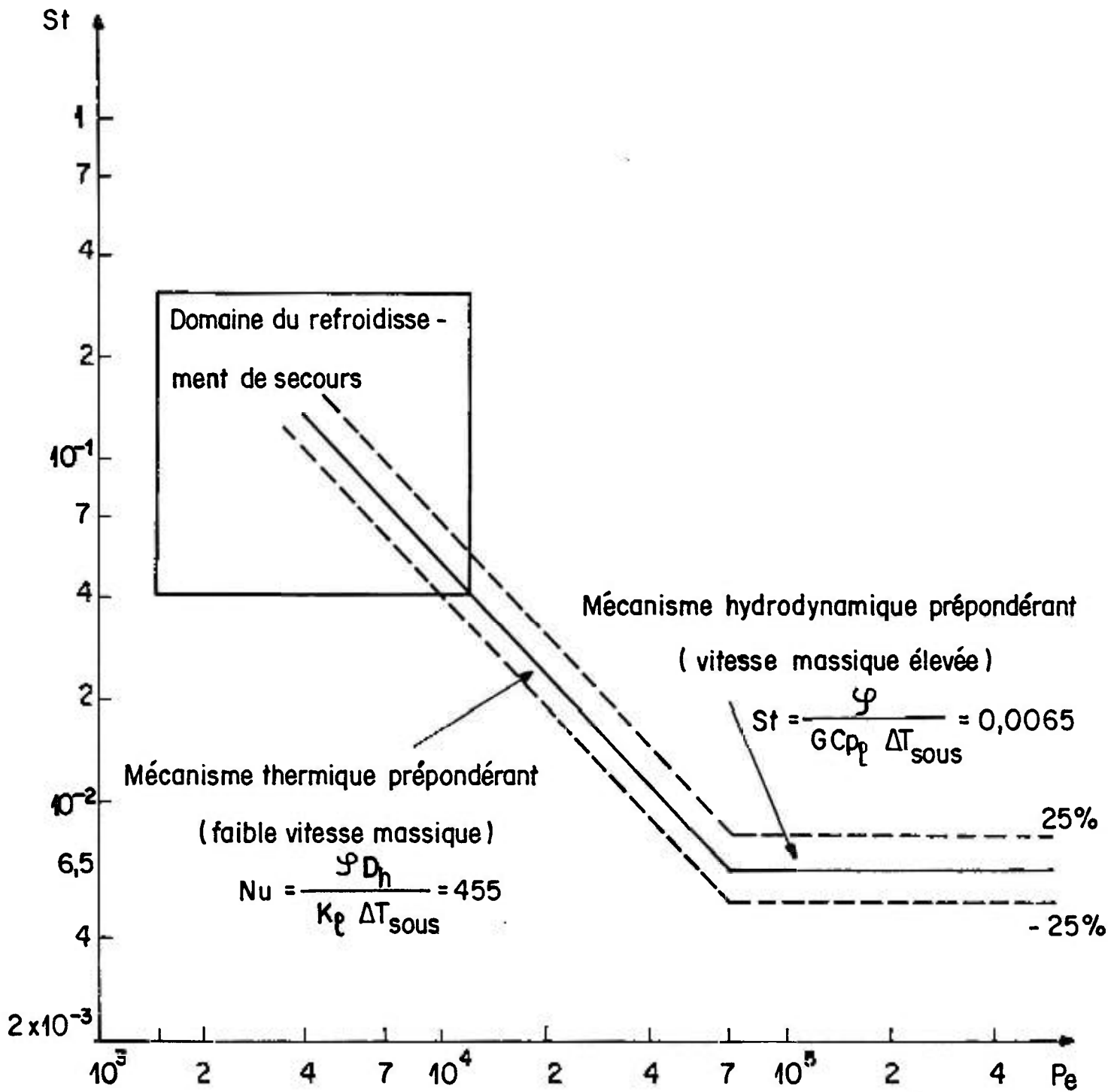


Fig. 2.2 : Point de génération nette de vapeur (modèle de Saha et Zuber, 1974)

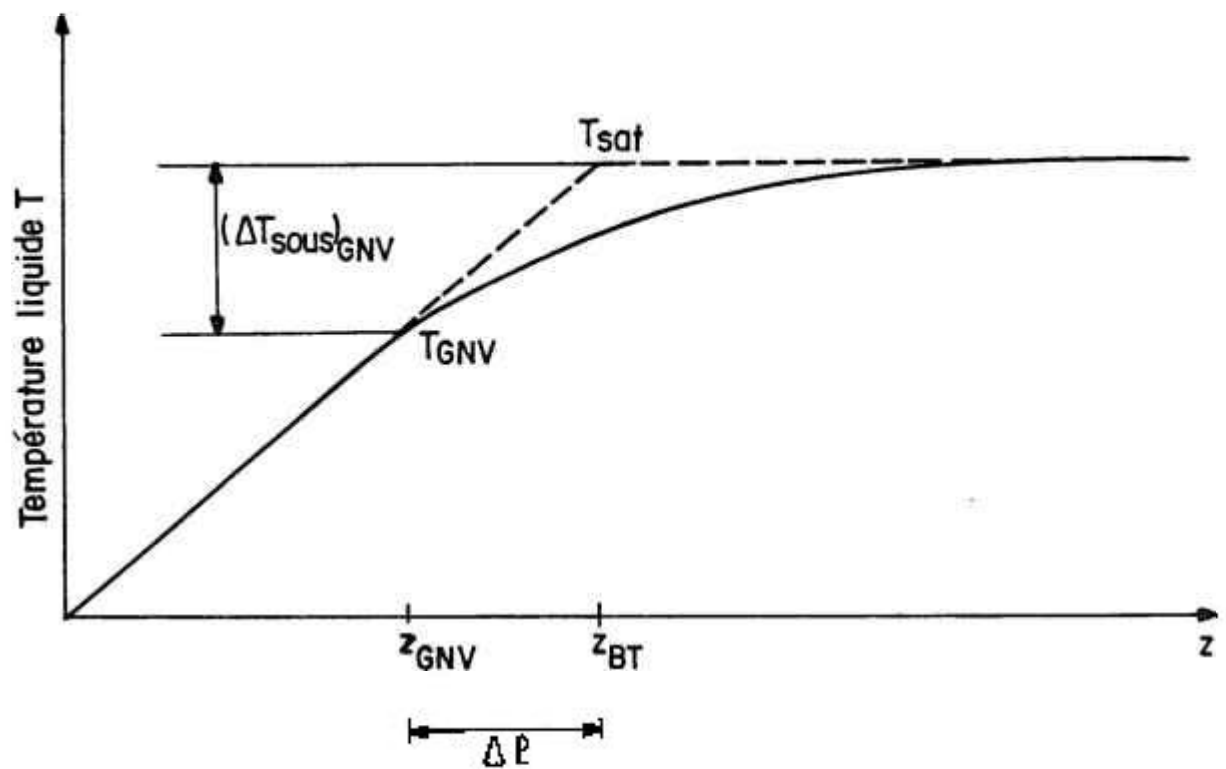
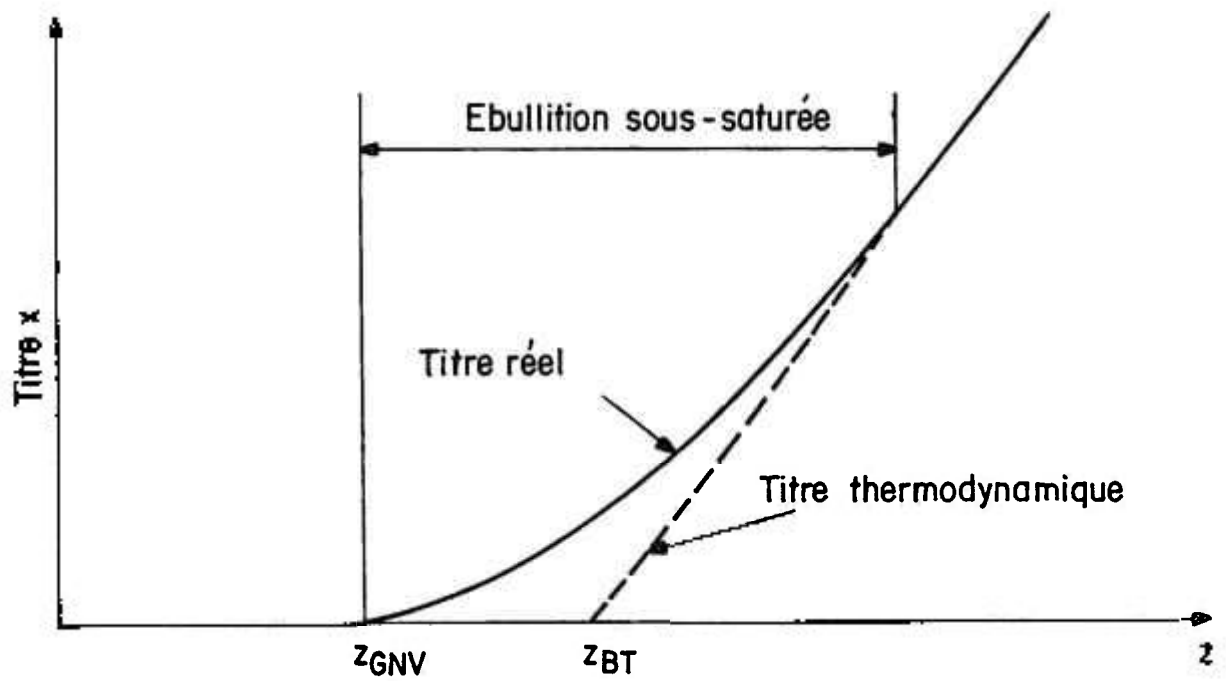


Fig. 2.3 : Evolution axiale du titre et de la température du liquide dans un canal chauffant

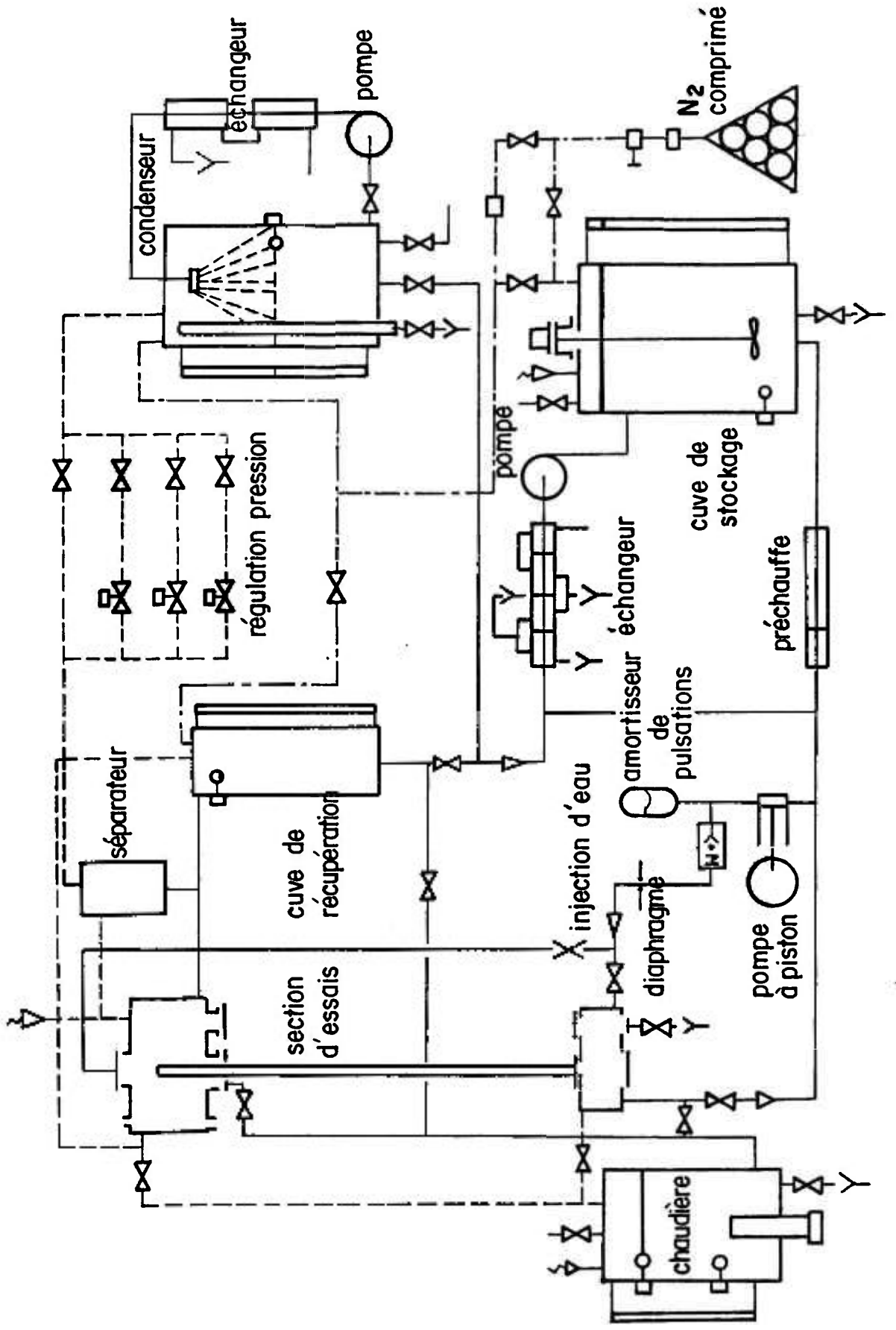


Fig. 2.4 : Schéma de principe de la boucle E.R.S.E.C.

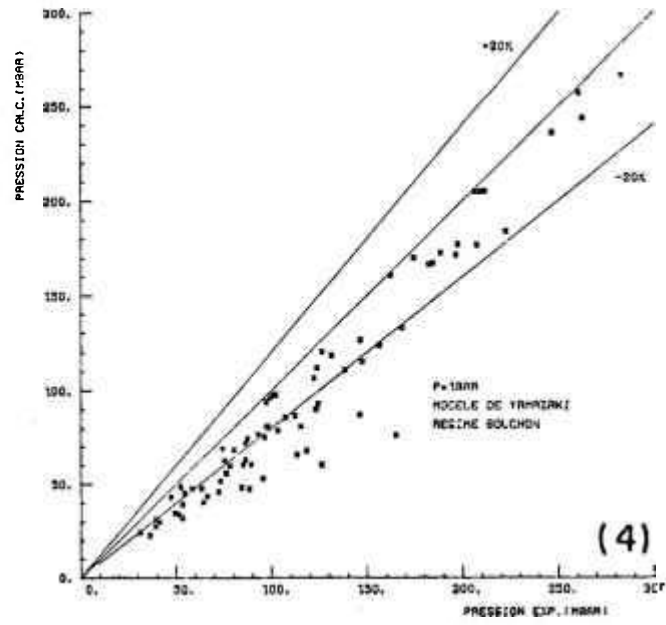
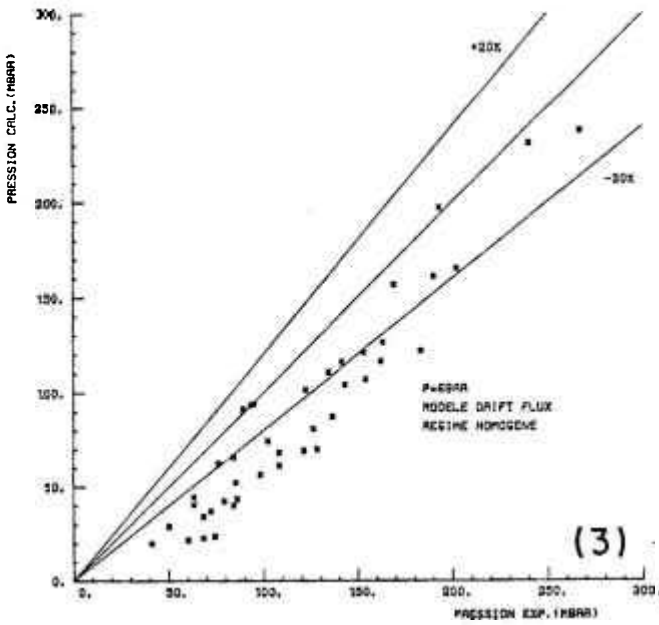
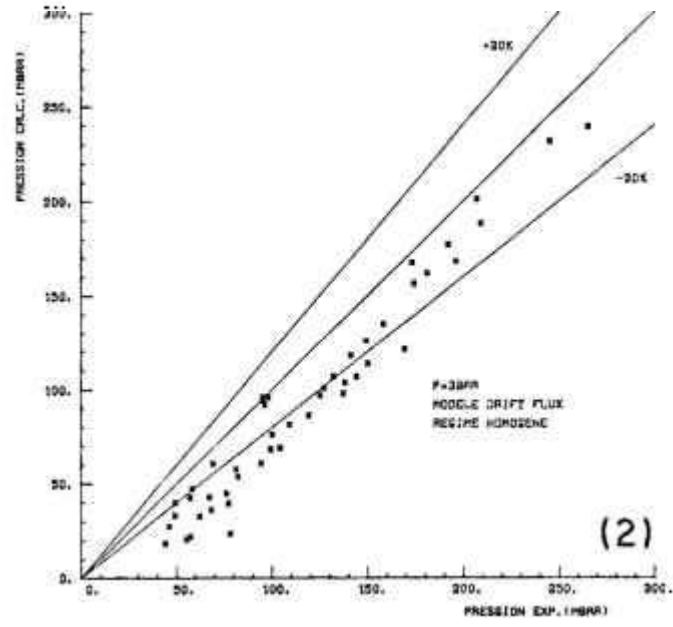
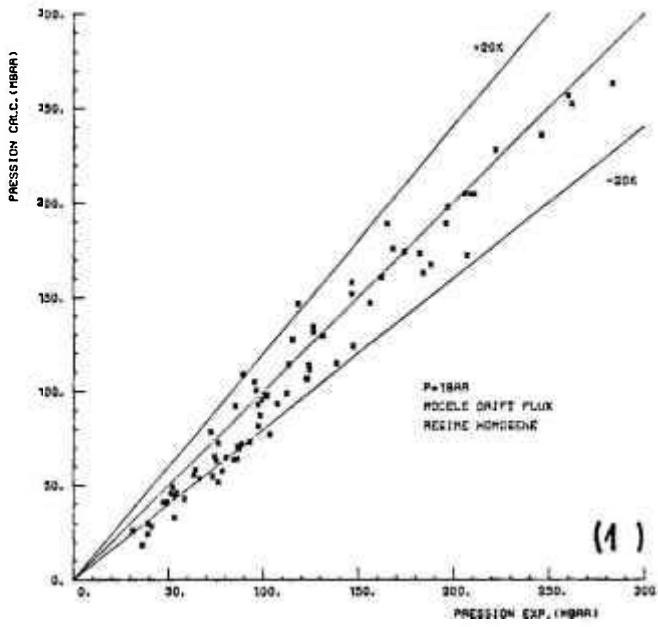


Fig.2-5-a : Comparaison entre la perte de pression totale calculée et mesurée

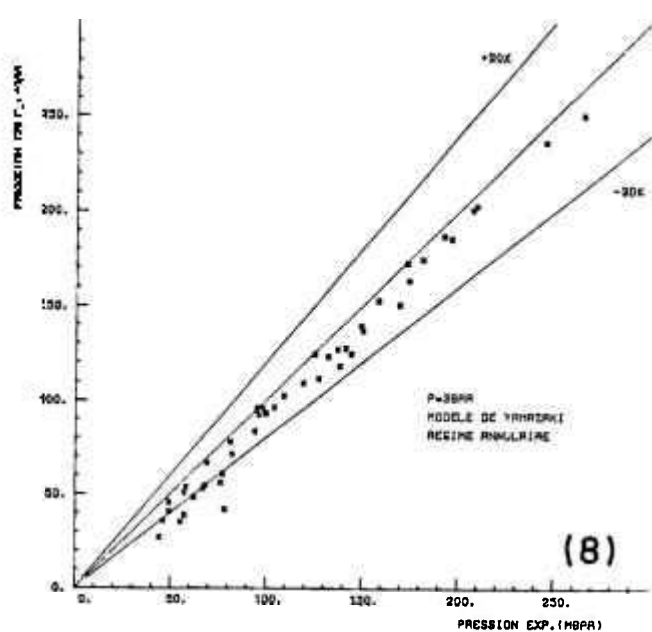
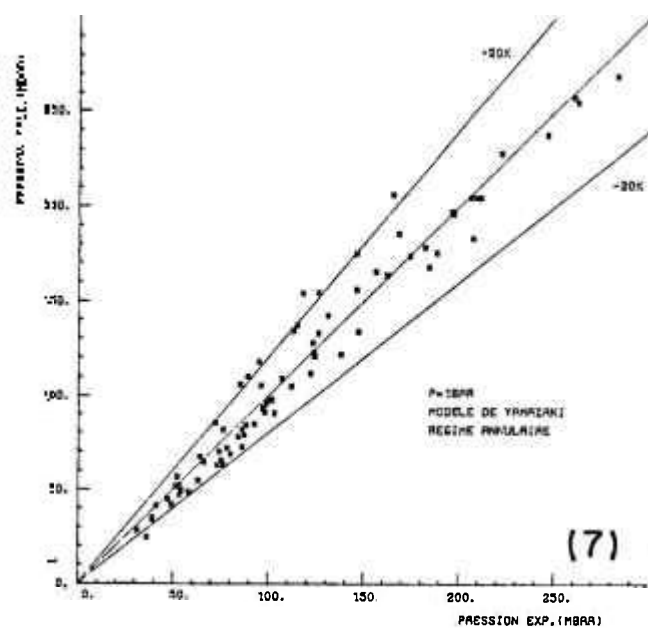
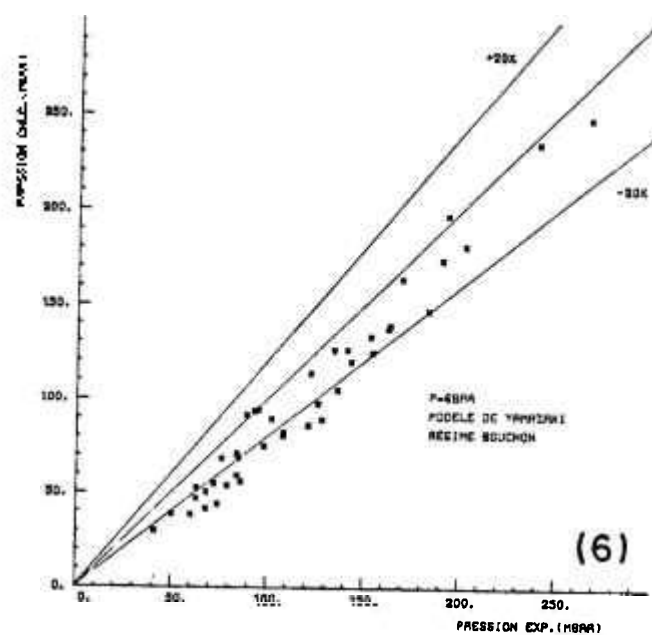
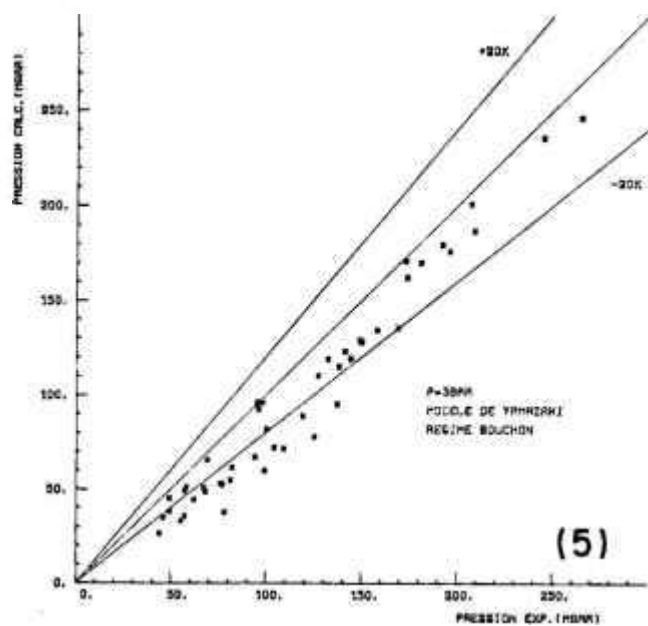


Fig.2.5-b: Comparaison entre la perte de pression totale calculée et mesurée

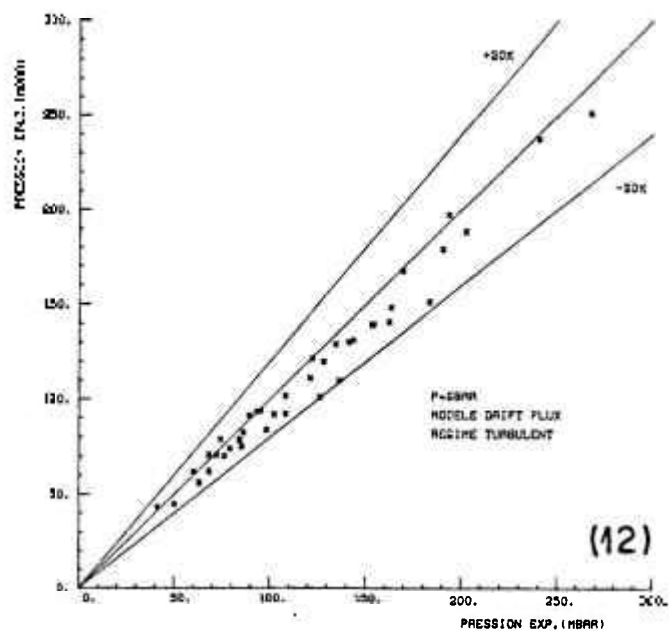
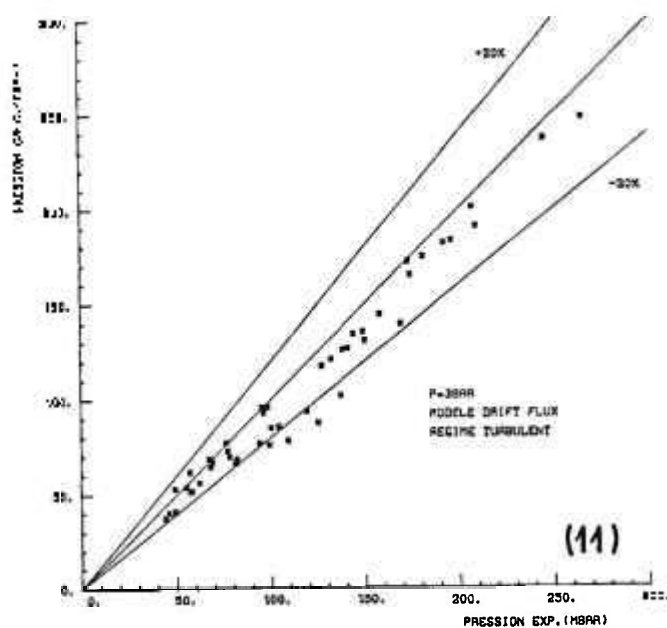
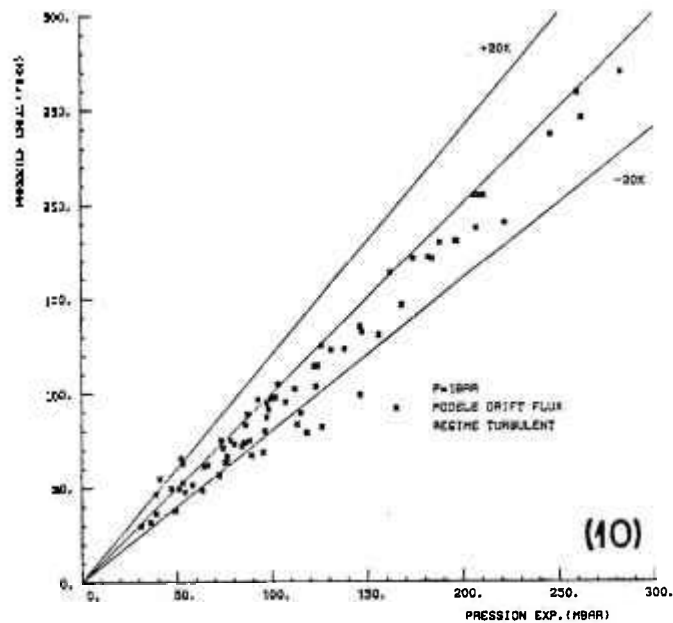
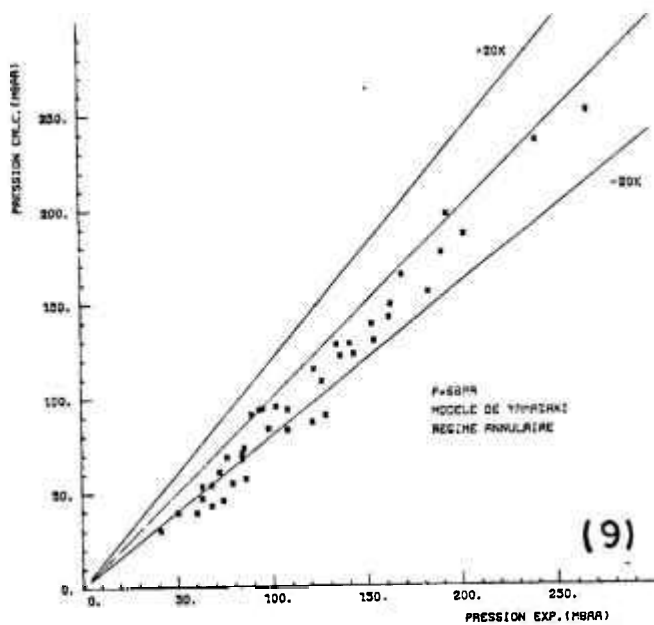


Fig.2.5-c : Comparaison entre la perte de pression totale calculée et mesurée

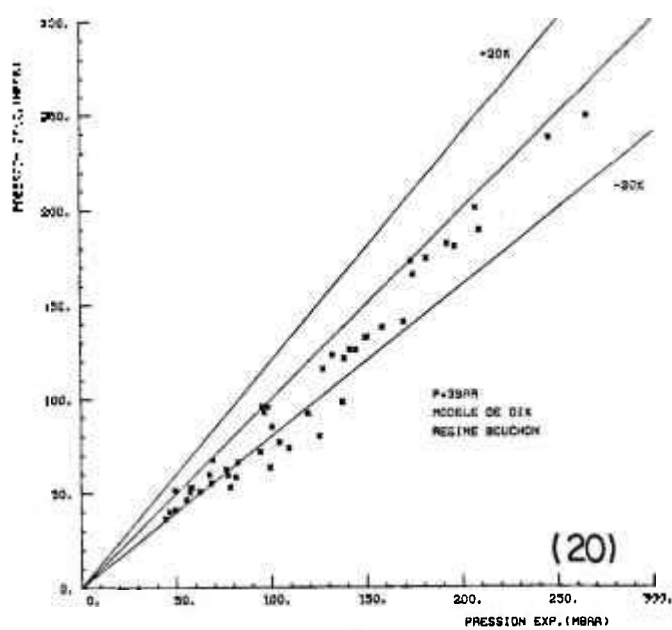
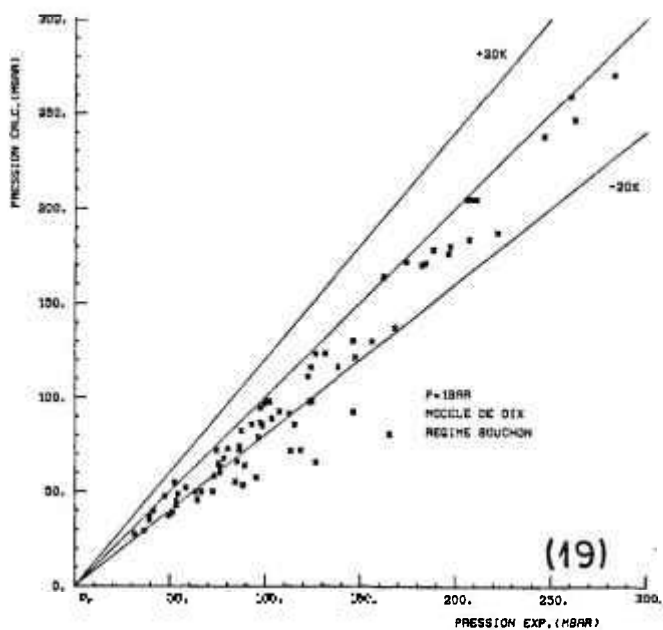
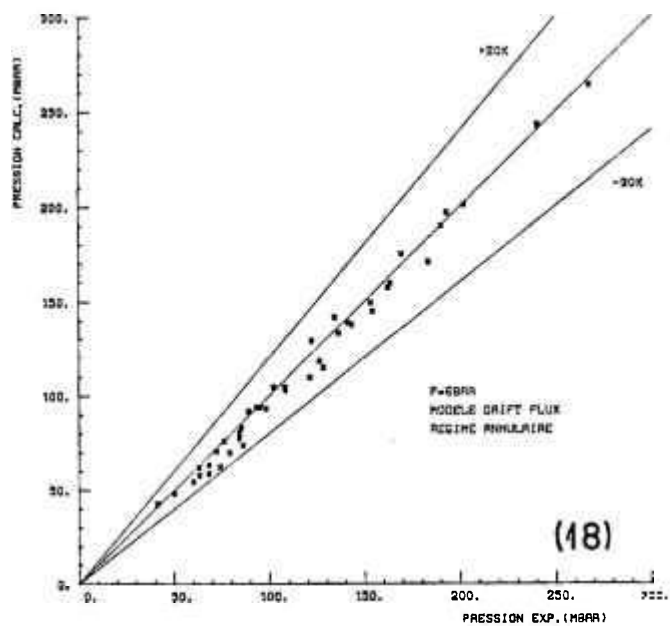
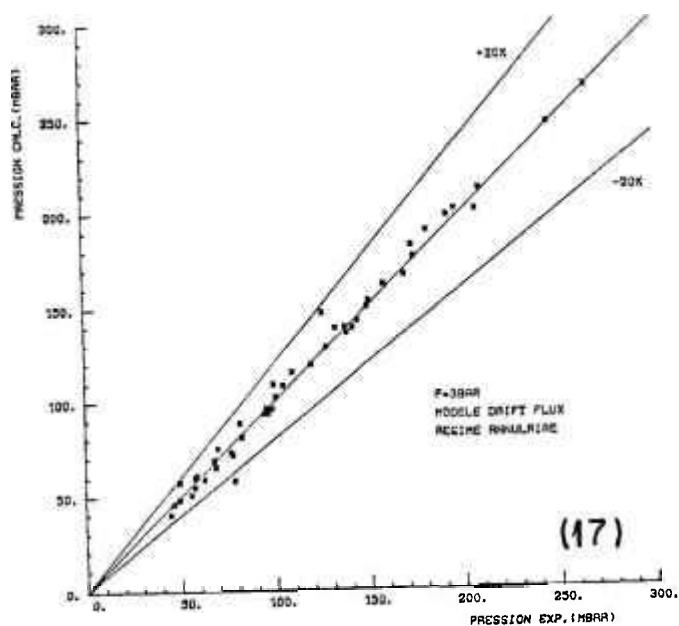


Fig.2.5-e : Comparaison entre la perte de pression totale calculée et mesurée

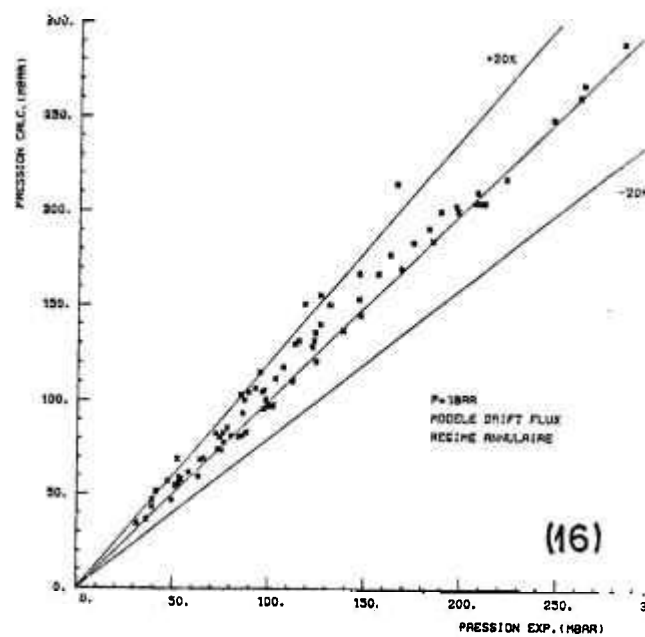
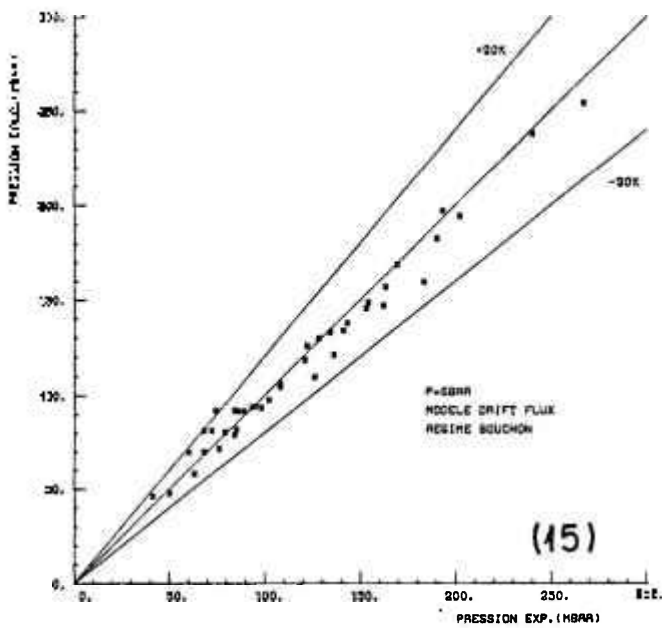
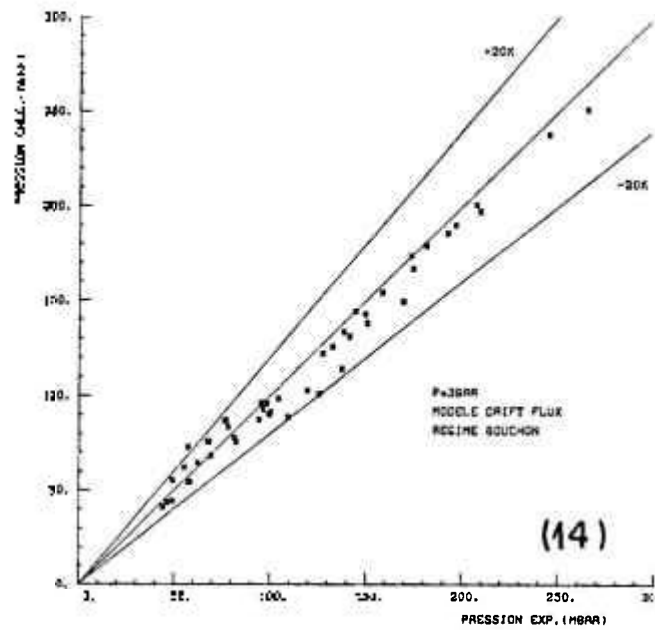
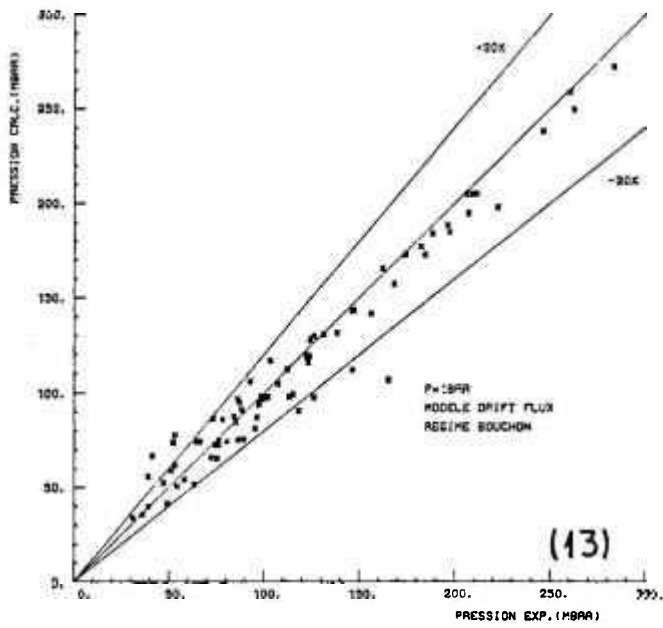


Fig.2.5-d: Comparaison entre la perte de pression totale calculée et mesurée

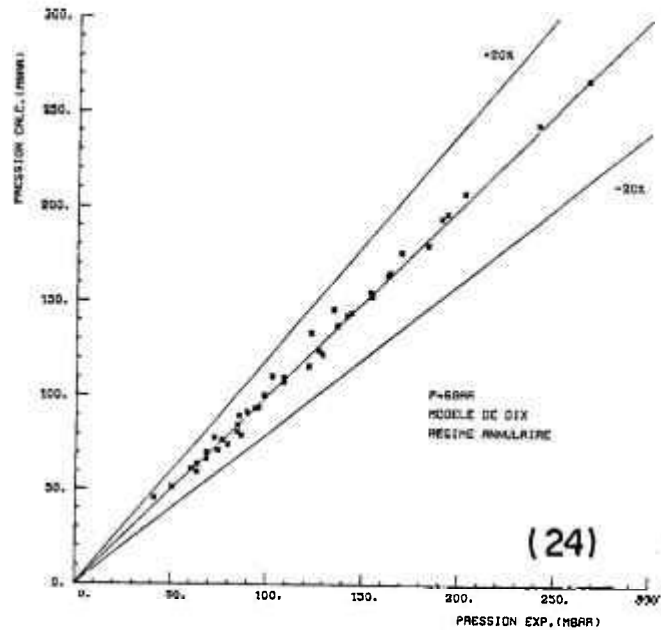
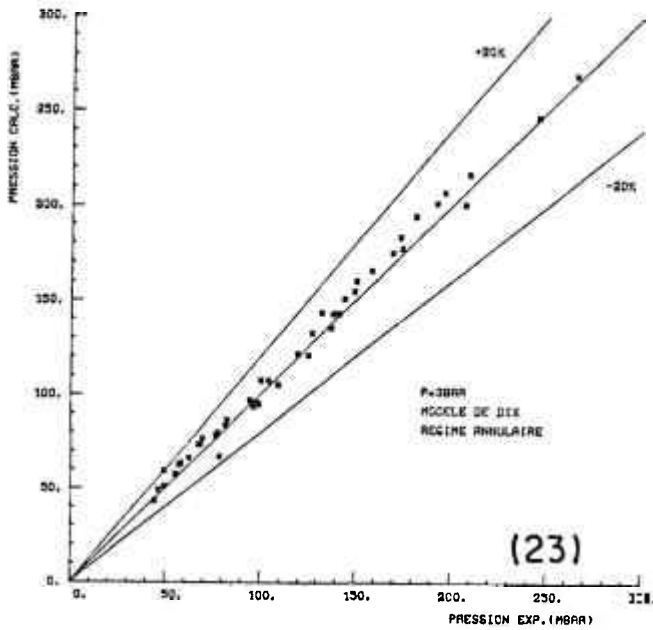
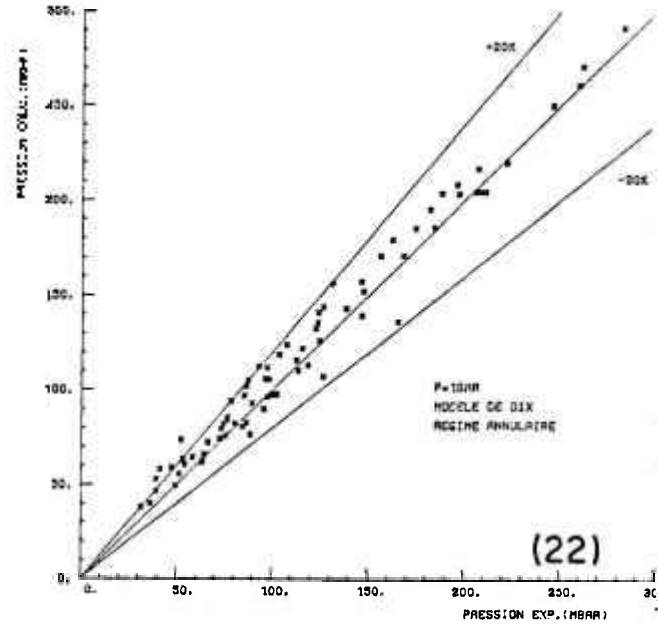
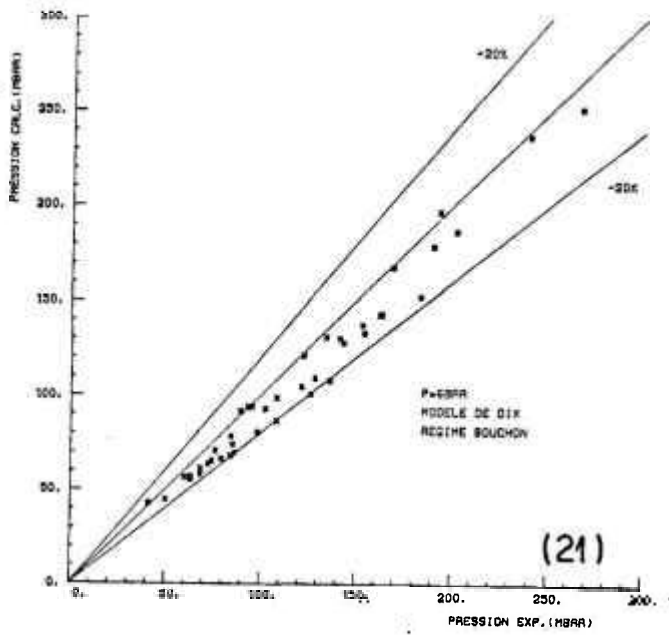


Fig.2.5-f : Comparaison entre la perte de pression totale calculée et mesurée

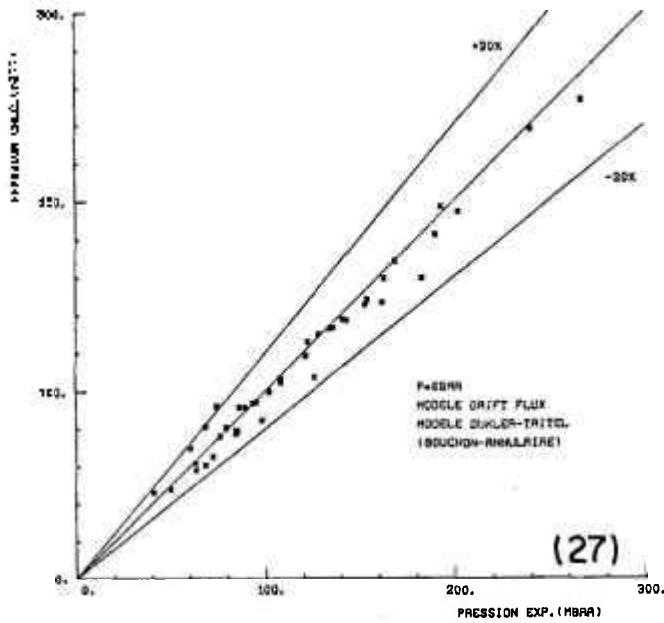
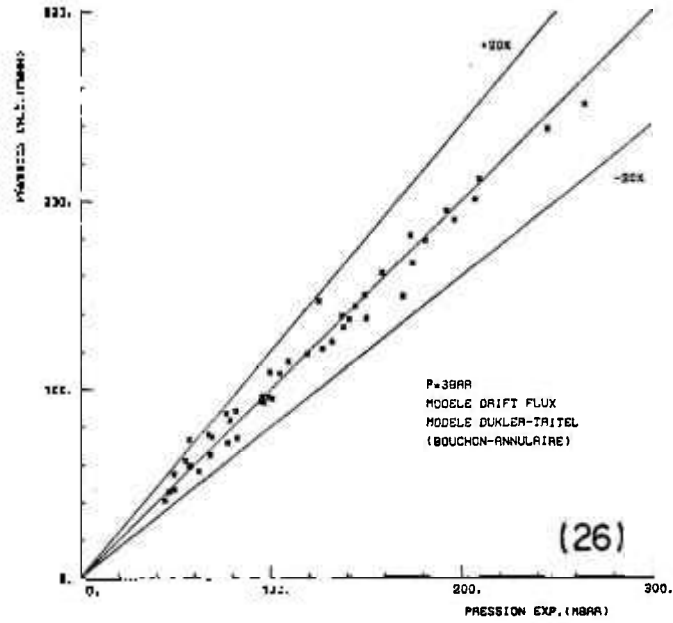
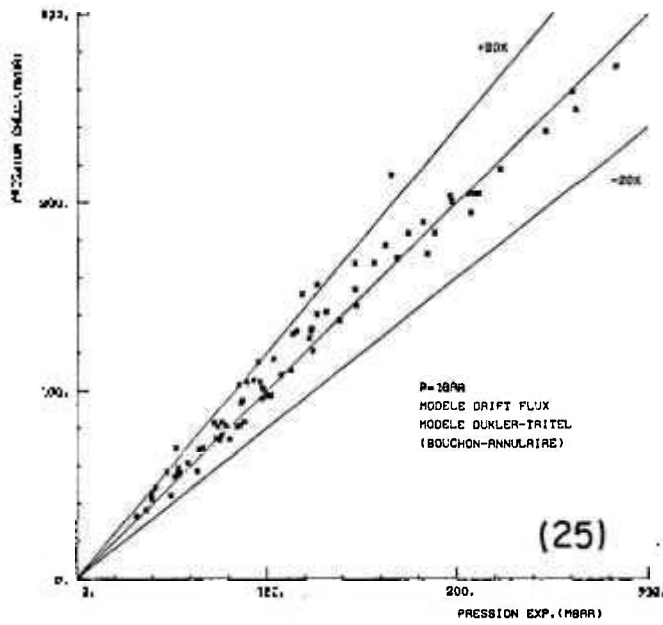


Fig.2.5-g. Comparaison entre la perte de pression totale calculée et mesurée

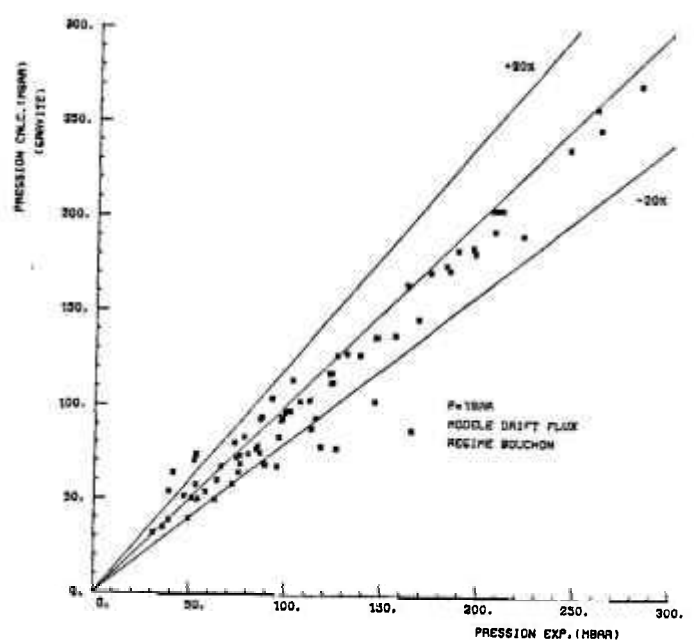
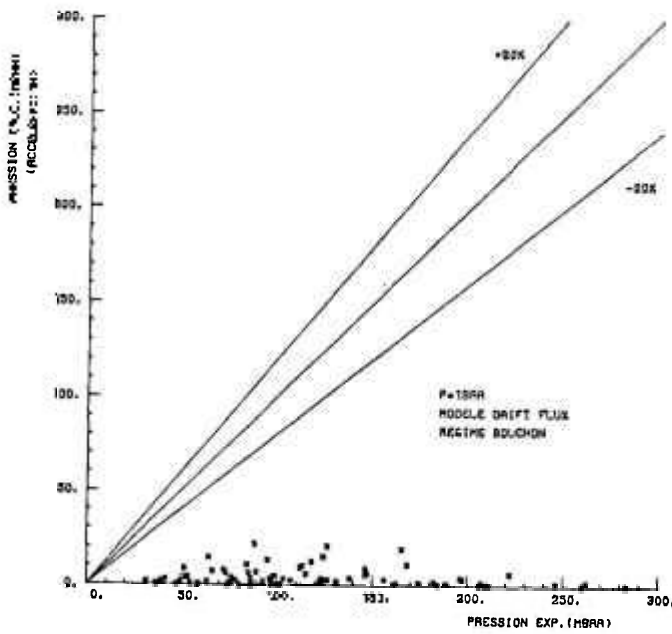
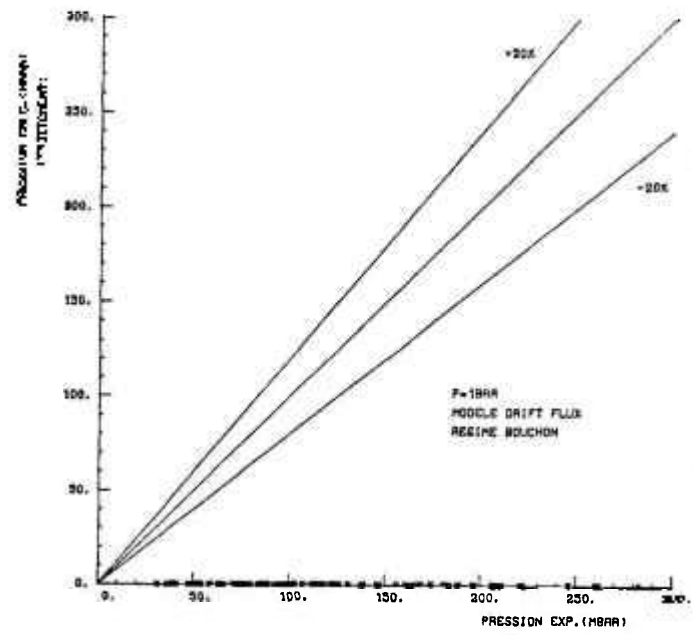
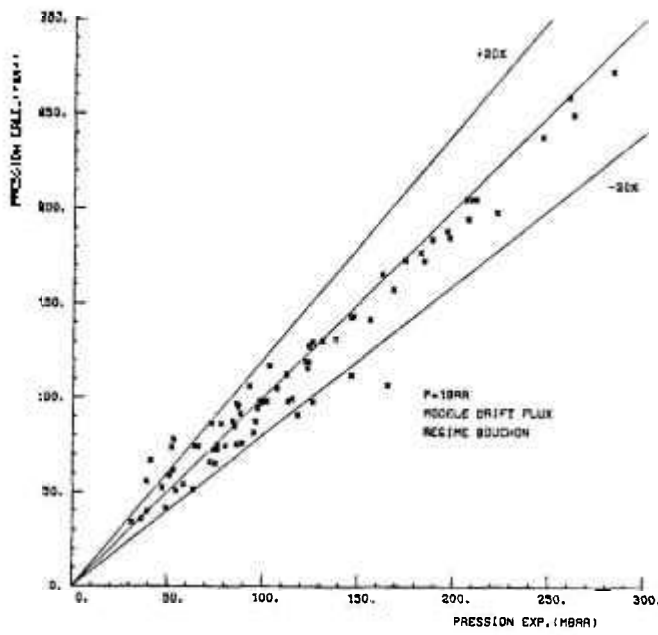


Fig.2.6: Différents termes de perte de pression  
Régime bouchon

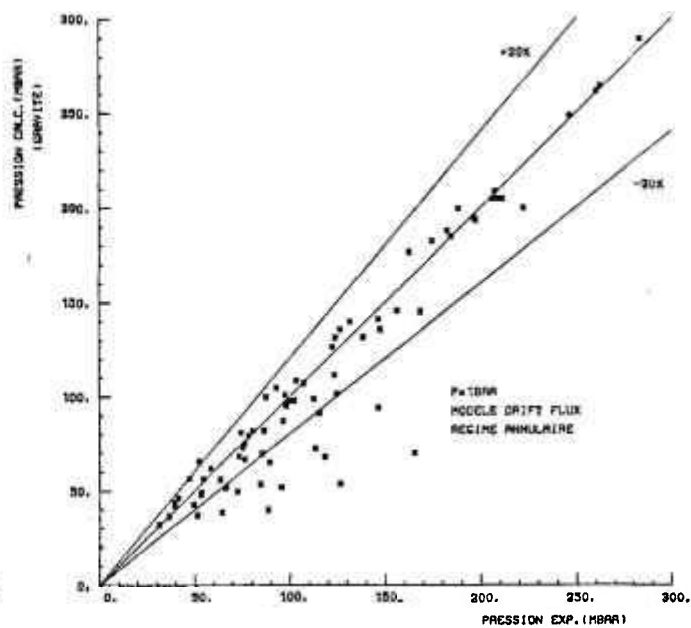
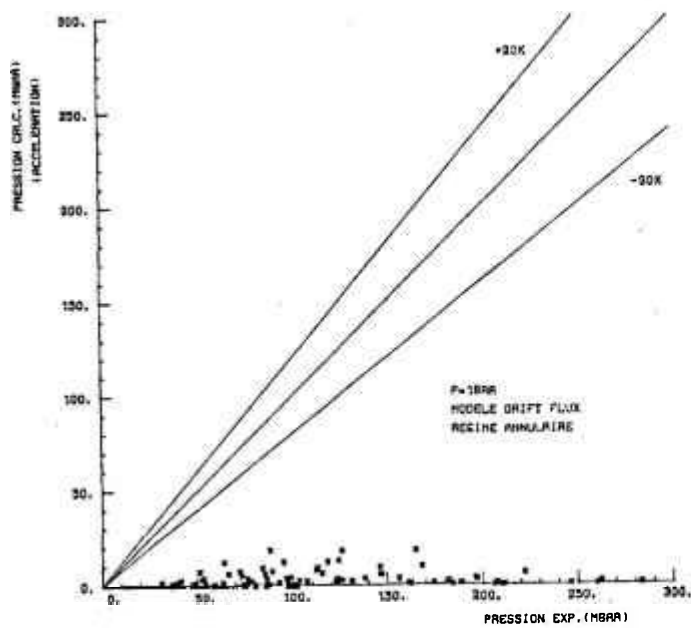
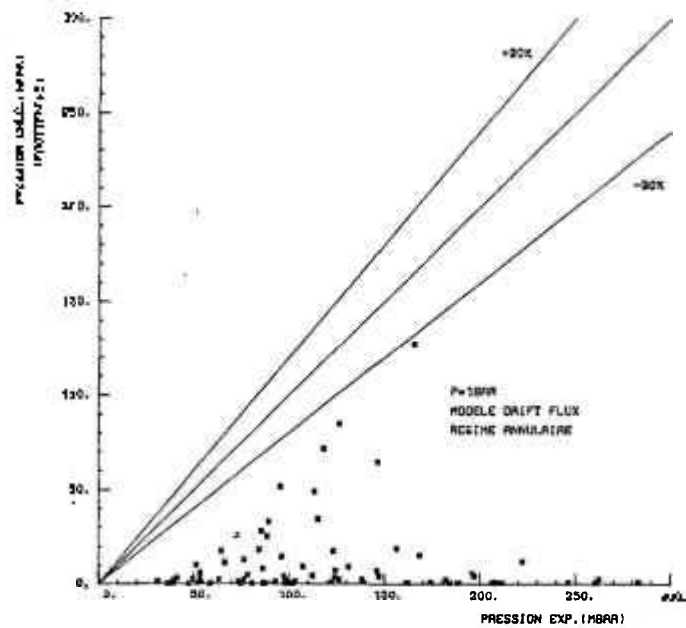
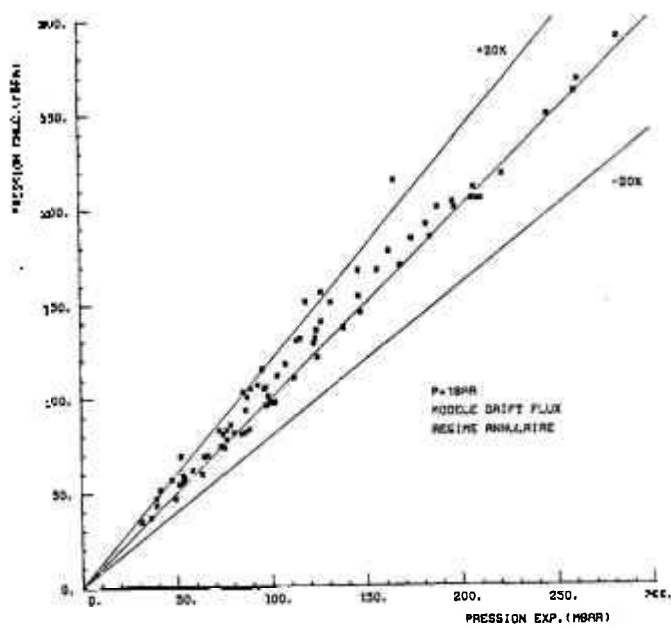


Fig. 2.7: Différents termes de perte de pression  
 Régime annulaire

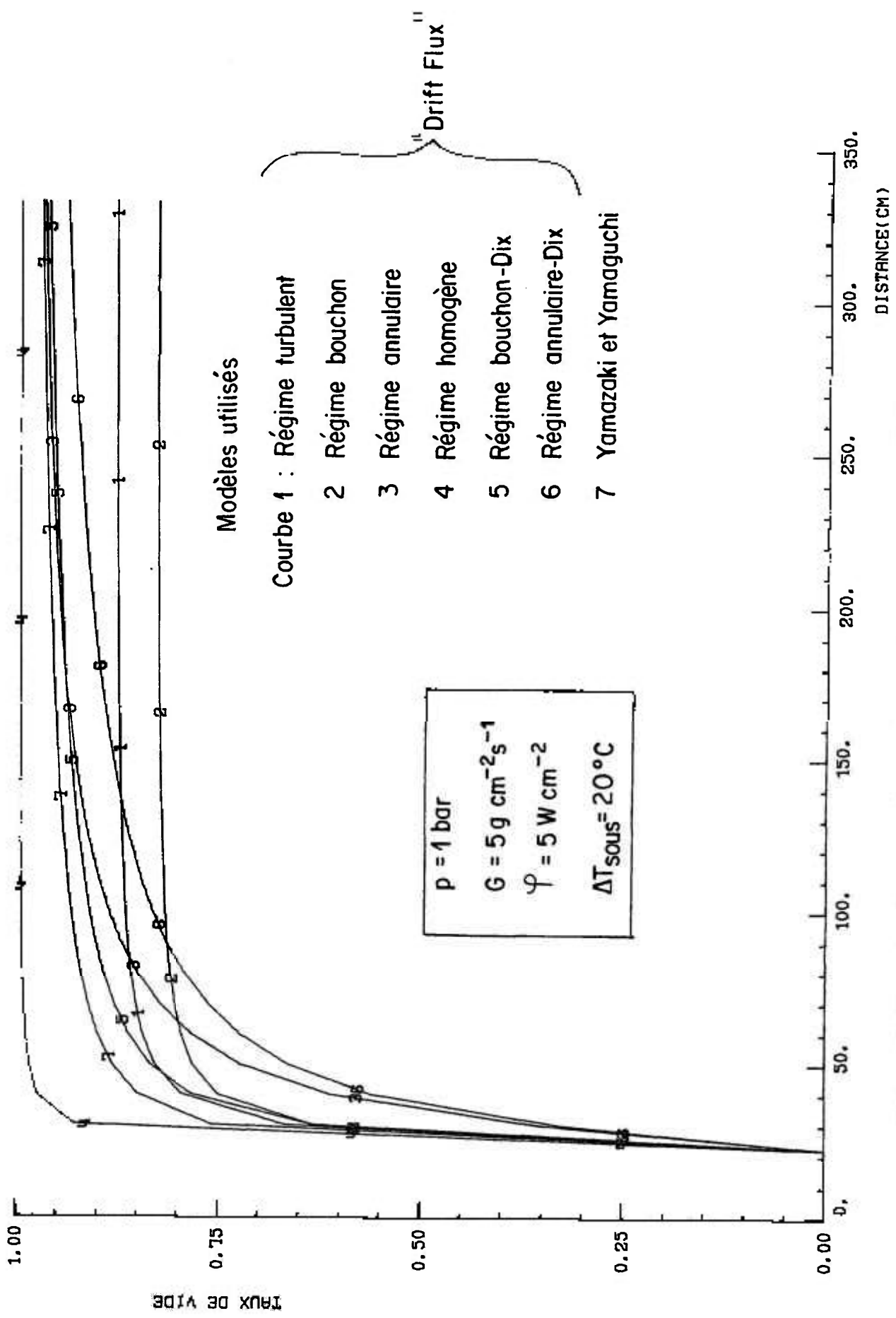


Fig. 2.8: Profil axial de taux de vide pour différents modèles

CHAPITRE 3  
CHOIX D'UNE METHODE  
DE MESURE DU TAUX DE VIDE

La nécessité d'une étude expérimentale basée sur la mesure directe du taux de vide le long d'un canal chauffant dans les conditions du refroidissement de secours (basses pressions, faibles flux de chaleur et vitesses) a été montrée dans le Chapitre précédent.

Dans ce Chapitre on fera un bref rappel des différentes techniques de mesure à notre disposition puis on présentera les essais mis en oeuvre pour qualifier une méthode appropriée aux caractéristiques des écoulements auxquels on s'intéresse. Cette méthode utilise la propriété qu'ont les milieux hydrogénés de diffuser les neutrons.

### 3.1. CRITERES DE CHOIX D'UNE METHODE DE MESURE

L'importance du taux de vide dans la description des écoulements diphasiques a suscité un développement considérable des méthodes de mesure dont les plus couramment utilisées sont rappelées dans le tableau 3.1.

Aucune technique n'est universelle et le meilleur choix dépend de nombreux facteurs parmi lesquels le type de taux de vide que l'on souhaite mesurer, la gamme de taux de vide, les régimes d'écoulements associés, et les contraintes technologiques sont généralement les plus importants. Ainsi les conditions principales auxquelles doit répondre une méthode susceptible d'être retenue pour notre problème sont les suivantes :

- *mesure du taux de vide sur une section droite,*
- *bonne résolution sur toute la gamme de taux de vide qui, compte tenu des basses pressions qui caractérisent le renoyage, va de 0 à près de 1,*
- *insensibilité à la distribution radiale des phases, les milieux diphasiques rencontrés allant de l'écoulement à bulles à l'écoulement annulaire,*
- *utilisation possible sur une section d'essais tubulaire, de diamètre hydraulique faible ( $D_h \approx 12$  mm, voisin du diamètre hydraulique d'un sous-canal de réacteur à eau pressurisée), et chauffée directement par effet Joule.*

Techniques de mesure de taux de vide	Méthode	Principe	Observations
Volumétrique	Globale	Mesure du volume du liquide ou de la vapeur dans une portion de la section d'essais : vannes à fermeture rapide.	Interruption de l'écoulement à chaque fois qu'on fait une mesure.
	Locale	Mesure du temps de présence des phases sur une sonde	Valables seulement pour les liquides conducteurs de l'électricité (méthode résistive)
Electrique	Globale	Variation de l'impédance du milieu avec $\alpha$	
	Thermique	Locale	Variation du coefficient d'échange de chaleur entre le liquide et la vapeur ; anémométrie à fil chaud.
Optique	Locale ou Globale	Variation de l'indice de réfraction du milieu ou atténuation d'un faisceau optique.	Méthode inapplicable lorsqu'on a des parois métalliques (méthode globale).
	Locale	Variation de la vitesse du son dans un mélange diphasique	
Radiation	Globale	Absorption ou diffusion des rayons X, $\gamma$ , $\beta$ et neutrons	Les rayonnements X, $\gamma$ , $\beta$ interagissent faiblement avec le mélange diphasique tandis que les neutrons le font fortement.

Tableau 3.1 : Différentes techniques de mesure de taux de vide

Ces conditions imposent l'élimination de nombreuses méthodes. C'est le cas par exemple de celles qui utilisent des sondes, qu'elles soient optiques ou électriques : à la difficulté liée à la nécessité de déterminer des taux de vide moyens sur une section à partir de mesures locales, il faut ajouter le risque de perturbations de l'écoulement, soit directement soit indirectement par les hétérogénéités de flux de chaleur à la paroi que leur fixation entraîne.

L'utilisation des rayonnements X,  $\gamma$  et  $\beta$  si elle permet quant à elle l'accès direct au taux de vide moyen sur une section et ne perturbe pas l'écoulement, est cependant difficile à envisager ici :

- le coefficient d'atténuation de l'eau pour les rayons X et  $\gamma$  est faible tandis que les parois métalliques ont un pouvoir absorbant élevé. La résolution de la méthode ne peut alors être satisfaisante pour les écoulements à fort taux de vide.
- l'utilisation des rayons  $\beta$  n'est possible quant à elle qu'avec des canalisations de petit diamètre et des parois très mince étant donné le parcours limité des  $\beta$  dans la matière.

A l'inverse, les neutrons qui interagissent fortement avec l'hydrogène de l'eau et sont peu sensibles aux parois métalliques semblent beaucoup plus intéressants. Le tableau 3.2 rappelle les travaux antérieurs utilisant les neutrons pour la mesure du taux de vide : thermalisation ou modération et atténuation de neutrons rapides, atténuation de neutrons thermiques, diffusion de neutrons rapides et épithermiques... toutes ces méthodes ont conduit à un certain succès.

Bien qu'ayant été utilisées dans des conditions assez différentes de celles qui nous occupent (utilisation d'absorbeurs, canalisation de gros diamètre) elles donnent à penser que des solutions existent :

- au problème de l'insensibilité au régime d'écoulement grâce aux possibilités d'utiliser soit l'atténuation soit la diffusion sous des angles variés,
- à celui d'une bonne résolution de la méthode sur toute la gamme de taux de vide par le choix d'une énergie adaptée des neutrons.

Auteurs	Source de Neutrons	Observations
Beckjord et al. (1958)	Réacteur BWR	Mesures du taux de vide dans le coeur d'un réacteur expérimental par une mesure du rapport du flux rapide au flux thermique.
Thie et al. (1961)	Réacteur BWR	Confirmation de la méthode de Untermeyer (1958). Mesure du taux de vide en différents endroits du coeur du réacteur.
Sha et Bonilla (1965)	Sb - Be	Mesures du taux de vide utilisant la méthode d'atténuation ou modération de neutrons rapides.
Jackson et al. (1968)	Générateur de neutrons de 14 MeV	Mesures du taux de vide sur des canalisations avec des parois épaisses ( $D_{int}=76,2$ mm, $D_{ext}=127$ mm).
Harms et al. (1971) Hancox et al. (1973)	Réacteur piscine de l'Université de Mc Master	Mesures du taux de vide dans une canalisation rectangulaire par transmission de neutrons
Riegel (1978)	Réacteur piscine Siloette - CENG	Mesure du taux de vide par diffusion des neutrons rapides et épithermiques lors de la dépressurisation d'une canalisation de gros diamètre ( $D_{int}=100$ mm ; $D_{ext}=125$ mm) à 150 bar
Banerjee et al. (1978)	Réacteur piscine de l'Université de Mc Master	Mesures du taux de vide par diffusion de neutrons rapides et épithermiques pour des canalisations de $D_{int}=25$ mm et 50 mm.
Frazzoli et al. (1978)	$^{252}\text{Cf}$	Mesure du taux de vide par diffusion des neutrons thermalisés par l'eau dans une canalisation de grand diamètre ( $D_{int}=100$ mm ; $D_{ext}=120$ mm).
Frazzoli et Magrini (1979)	$^{252}\text{Cf}$	Mesures du taux de vide par transmission des neutrons dans une canalisation de faible diamètre ( $D_{int}=20$ mm ; $D_{ext}=25$ mm).
Ducros (1980)	Réacteur piscine Siloette CENG et générateur de neutrons de 3 et 14 MeV	Mesures du taux de vide par diffusion de neutrons rapides et épithermiques pour une canalisation de grand diamètre ( $D_{int}=100$ mm ; $D_{ext}=125$ mm).

Tableau 3.2 : Mesure de taux de vide par transmission ou diffusion de neutrons. Etudes antérieures.

Des essais préliminaires destinés à vérifier ces possibilités et définir une méthode de mesure de taux de vide utilisant des neutrons ont ainsi été effectués.

### 3.2. ESSAIS PRELIMINAIRES

Ils ont été réalisés à la pile Mélusine (Marouby, 1973) qui est un réacteur de recherche du type piscine implanté au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble.

#### 3.2.1. Dispositif expérimental (fig. 3.1)

##### a) Source de neutrons

La prise du faisceau de neutrons est effectuée à la sortie du coeur après traversée d'une cuve à eau lourde, fig. 3.2. Le spectre disponible en sortie de canal est donc essentiellement thermique (énergie  $E_n$  de l'ordre de 0,025 eV) comme le montre la fig. 3.3. Le faisceau de neutrons est guidé par un collimateur rectangulaire (largeur 13 mm, hauteur 5 ou 1,8 mm) à l'intérieur duquel est placé un filtre de bismuth (longueur 80 mm) pour éliminer les rayons  $\gamma$ . Le flux de neutrons à la sortie du collimateur 13 x 5 mm est de  $4 \times 10^7 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

L'interposition d'un bloc de béryllium dans le faisceau permet de disposer de neutrons froids ( $E_n \leq 0,005 \text{ eV}$ ). Il est possible également d'obtenir des neutrons épithermiques ( $0,5 \text{ eV} < E_n < 1000 \text{ eV}$ ) en plaçant à la sortie du collimateur un écran de cadmium de 0,5 mm d'épaisseur.

##### b) Section d'essais

Le faisceau est dirigé perpendiculairement à la section d'essais qui est centrée dans le faisceau par neutrographie (cf. 4.2). La section d'essais est constituée d'un tube en inconel de diamètre 12 x 14 mm non chauffée.

Le taux de vide a été simulé par des formes en aluminium (matériau transparent aux neutrons) de faible épaisseur (0,5 mm) pour deux configurations d'écoulement (fig. 3.4) :

- régime annulaire (RA) : l'air au centre, l'interface d'aluminium et l'eau en contact avec la paroi de la section d'essais.  $\alpha = 0,25 - 0,50 - 0,75 - 0,80 - 0,90 - 0,93$ .
- régime annulaire inverse (RAI) : l'eau au centre, l'interface d'aluminium et l'air en contact avec la paroi de la section d'essais.  $\alpha = 0,25 - 0,50 - 0,75 - 0,80 - 0,85 - 0,90$ .

Le régime à bulles n'existe à basse pression que sur une longueur très faible et n'a pas été considéré ici.

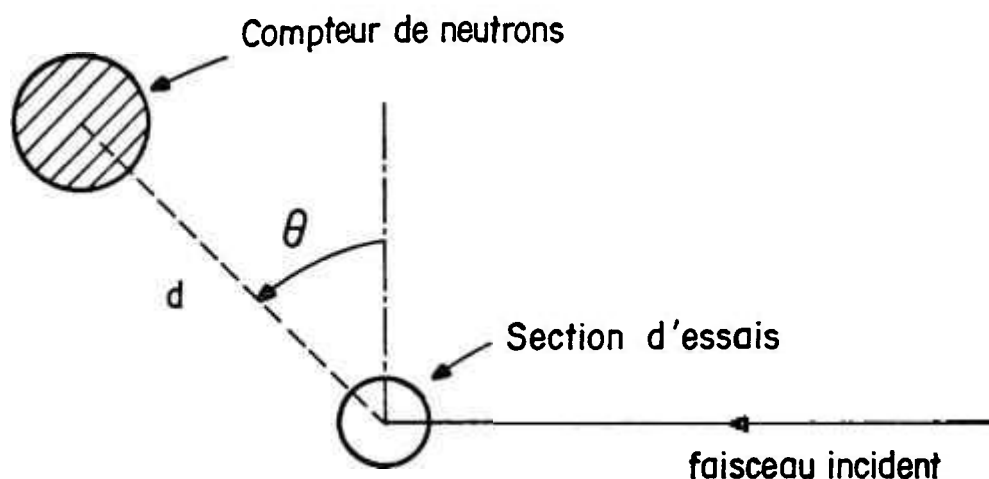
L'effet de la présence d'une quantité plus ou moins importante d'aluminium dans la section d'essais sur le taux de comptage a été vérifié. Des essais ont été réalisés avec les pièces en aluminium sans eau dans la section d'essais (taux de vide simulés : 0,25 à 1) et la figure 3.5 montre que pour les faibles épaisseurs d'aluminium retenues cet effet est inférieur à 1%.

### c) Détection des neutrons

Les comptages ont été effectués à l'aide d'un compteur à dépôt de bore type CPNB20 de 25,5 mm de diamètre et 284 mm de longueur utile. Le compteur est couplé à un système électronique SAIT B constitué essentiellement d'un amplificateur et d'un filtre qui élimine les signaux dus au bruit de fond et aux rayons X et  $\gamma$ , permettant ainsi d'obtenir un signal proportionnel au nombre de neutrons comptés. Le compteur est protégé contre les neutrons parasites à l'aide de feuilles de cadmium et caoutchouc boré.

Selon la position du détecteur de neutrons par rapport à la section d'essais, deux méthodes de mesures de taux de vide sont possibles, comme le montre le schéma ci-après :

- transmission de neutrons :  $\theta = 90^\circ$
- diffusion de neutrons :  $\theta \neq 90^\circ$



En diffusion, la distance  $d$  et l'angle  $\theta$  entre la section d'essais et le compteur résultent d'un compromis pour avoir des taux de comptage et des contrastes satisfaisants.

### 3.2.2. Essais réalisés

a) Transmission de neutrons : pour  $d = 150$  mm, le tableau 3.3 résume les différents cas étudiés.

Faisceau (mm) \ Neutrons	Epithermiques	Thermiques	Froids
13 x 5	x	saturation du syst. de comptage	x
13 x 1,8	x	x	taux de comptage trop faible

Tableau 3.3 : Essais préliminaires. Transmission de neutrons

b) Diffusion de neutrons : dans ces essais, on a fait varier la distance  $d$  et l'angle  $\theta$  pour une même dimension du faisceau  $13 \times 5$  mm (tableau 3.4).

$\theta$ \ Neutrons	Epithermiques	Thermiques	Froids
- 30°	x	x $\Delta$	x
0°	Taux de comptage faible	xo $\Delta$	x
+ 30°	Taux de comptage faible	x $\Delta$	x

distance (mm) 100 - 150 - 165  
                   x       o        $\Delta$

Tableau 3.4 : Essais préliminaires. Diffusion de neutrons.

Dans tous ces essais, l'eau était à la température ambiante ( 20°C) et le taux de comptage a été réalisé sur 100 secondes.

### 3.3. RESULTAT DES MESURES

#### 3.3.1. Mesures en transmission

Les figures 3.6, 3.7 et 3.8 présentent les résultats obtenus avec les trois spectres de neutrons. Les remarques suivantes peuvent être faites :

- neutrons froids (fig. 3.6) et thermiques (fig. 3.7) : donnent un très bon contraste (le contraste est défini comme le rapport entre le taux de comptage pour la section d'essais vide et pleine d'eau), de l'ordre de 9,5 et 7 respectivement, mais la méthode est sensible à la répartition radiale des phases : Pour les neutrons froids  $\Delta\alpha/\alpha < 0,22$  et pour les neutrons thermiques  $\Delta\alpha/\alpha < 0,15$ . La réponse au RAI est plus importante que celle du RA car une partie du faisceau traverse la section d'essais sans rencontrer d'eau.

- neutrons épithermiques (fig. 3.8) : le contraste est très faible (1,8 à 2) car les neutrons ont des énergies élevées et ils n'arrivent pas à être absorbés (l'absorption nécessite une thermalisation préalable) dans la section d'essais. Ils sont peu sensibles à la répartition radiale des phases  $\Delta\alpha/\alpha < 0,04$ .

Cela étant, la méthode de transmission de neutrons ne paraît pas convenable pour la détermination du taux de vide global. Riegel (1978) Yuen (1978), Frazzoli et Magrini (1979) sont arrivés à la même conclusion en faisant des expériences avec des sections d'essais de diamètres différents (25 à 100 mm).

### 3.3.2. Mesures en diffusion

Dans cette campagne de mesures on a comparé la réponse du compteur de neutrons pour différentes positions de celui-ci par rapport à la section d'essais et il a été confirmé que le contraste est une fonction de l'angle  $\theta$  (en diffusion, le contraste est le quotient entre les taux de comptage pour la section d'essais pleine d'eau et la section d'essais vide). Lorsqu'on varie la distance  $d$  entre le compteur et la section d'essais, le taux de comptage est modifié mais la sensibilité au taux de vide est pratiquement inchangée, (fig. 3.9).

Contrairement à la méthode de transmission, la réponse au RA est plus forte que celle du RAI car le faisceau rencontre toujours de l'eau quand il traverse la section d'essais. Les remarques suivantes peuvent être faites pour chaque énergie de neutrons :

- neutrons froids : les résultats obtenus sont présentés dans les figures 3.10, 3.11 et 3.12 pour chaque position du compteur. La réponse de RA n'est pas monotone pour  $\theta = 30^\circ$  (fig. 3.10); cela est dû au fait que le processus de diffusion est étroitement lié au processus de transmission dans un milieu hydrogéné et que les neutrons qui sont diffusés n'arrivent pas à traverser la barrière d'eau, provoquant ainsi une baisse du taux de comptage lorsque la quantité d'eau dans la section d'essais devient importante. La

réponse en rétrodiffusion ( $\theta = - 30^\circ$ ) présente un très bon contraste (6,5) et une excellente sensibilité (fig. 3.12) notamment aux forts taux de vide ( $\alpha > 80\%$ ).

- neutrons thermiques : les figures 3.13, 3.14 et 3.15 présentent les résultats des mesures pour chaque position du compteur. On remarque que la sensibilité est très bonne sur toute la gamme de taux de vide et que l'influence de la répartition radiale des phases dans une section droite diminue au fur et à mesure qu'on varie le compteur de  $\theta$  positif à  $\theta$  négatif. Cela est dû à la moindre participation de la transmission dans le phénomène de diffusion. Le meilleur résultat a été obtenu avec  $\theta = - 30^\circ$  et  $d = 100$  mm (fig. 3.15).
- neutrons épithermiques (fig. 3.16) : le contraste est très faible (1,18) mais les résultats sont peu sensibles à la répartition radiale des phases.

### 3.4. CONCLUSION

Les méthodes de mesures de taux de vide par transmission et diffusion de neutrons froids, thermiques et épithermiques ont été étudiées avec des formes creuses d'aluminium simulant la vapeur. Une large gamme de taux de vide représentative de celle attendue dans la zone remouillée dans un réacteur à eau légère durant le refroidissement de secours a été examinée et une attention particulière a été portée aux effets de la sensibilité des méthodes, notamment pour les taux de vide élevés.

Les résultats obtenus, dont les aspects essentiels sont résumés dans le tableau 3.5, montrent que la méthode utilisant *la rétrodiffusion* ( $\theta = - 30^\circ$ ) *des neutrons thermiques (fig. 3.15) est à bien des regards la mieux adaptée à notre problème.* Elle se caractérise en effet par :

- un effet limité de la distribution radiale des phases sur le taux de vide mesuré,
- un taux de comptage permettant des mesures relativement rapides sur les écoulements en régime permanent et compatible avec la mesure sur les écoulements lentement variables (cas de la zone remouillée durant le renoyage),

- un contraste raisonnable, de l'ordre de 4,
- et une bonne résolution pour les taux de vide élevés auxquels nous aurons fréquemment à faire.

Sur ce dernier point l'intérêt des neutrons froids a été mis en évidence. La méthode permettant de les obtenir étant d'une mise en oeuvre commode (simple interposition d'un bloc de béryllium sur la trajectoire du faisceau de neutrons) *la possibilité d'utiliser les neutrons froids aux forts taux de vide n'est pas écartée.*

La mesure du taux de vide d'écoulements diphasiques réels nécessitera l'emploi d'une courbe d'étalonnage permettant la détermination du taux de vide à partir du résultat brut de mesure qu'est le taux de comptage. Des courbes comme celles présentées sur la fig. 3.15 peuvent en principe être utilisées dans ce but. Cependant, les essais ayant permis de les obtenir ont été réalisés à la température ambiante alors que la température de l'eau dans les écoulements réels pourra atteindre des valeurs de l'ordre de 160°C. L'effet sur le taux de comptage de ce paramètre supplémentaire sera quantifié sur l'installation d'essais DADINE réalisée pour permettre la mesure du taux de vide dans les écoulements rencontrés en zone remouillée lors du renoyage.

Neutrons	Méthode de mesure faisceau (mm)	Taux de comptage (c/s)		Contraste		Effet de la distribution radiale de taux de vide			
		$\alpha=1,0$	$\alpha=0,0$	global $\alpha=0,0 \rightarrow \alpha=1,0$	moyen $0,8 \leq \alpha \leq 1,0$	$\alpha=0,2$	$\alpha=0,4$	$\alpha=0,6$	$\alpha=0,8$
Froids	Transmission (13x5)	17090	1920	8,9	2	0,218	0,19	0,125	0,065
	Diffusion (13 x 5) $\theta = \begin{cases} 30^\circ \\ 0^\circ \\ -30^\circ \end{cases}$	18	75	4,2	3,5	0,62	0,43	0,26	0,1
		17 22	108 143	6,3 6,5	3,8 3,7	0,25 0,11	0,25 0,145	0,168 0,118	0,07 0,065
Thermiques	Transmission(13x1,8)	11100	1450	7,7	1,82	0,153	0,195	0,13	0,07
	Diffusion (13 x 5) $\theta = \begin{cases} 30^\circ \\ 0^\circ \\ -30^\circ \end{cases}$	249	898	3,6	2,3	0,218	0,235	0,145	0,065
		249 270	1012 1190	4 4,4	2,2 2,2	0,125 0,04	0,1 0,04	0,082 0,021	0,047 0,017
Epithermiques	Transmission (13x1,8) (13 x 5)	862	467	1,85	1,16	0,047	0,04	0,035	0,027
	Diffusion (13 x 5) $\theta = - 30^\circ$	1780	872	2	1,2	0,042	0,04	0,035	0,023
		49	58	1,18	1,02	0,06	0,077	0,078	0,06

Tableau 3.5 : Essais préliminaires : Taux de comptage, contraste et effet de la distribution radiale du taux de vide.

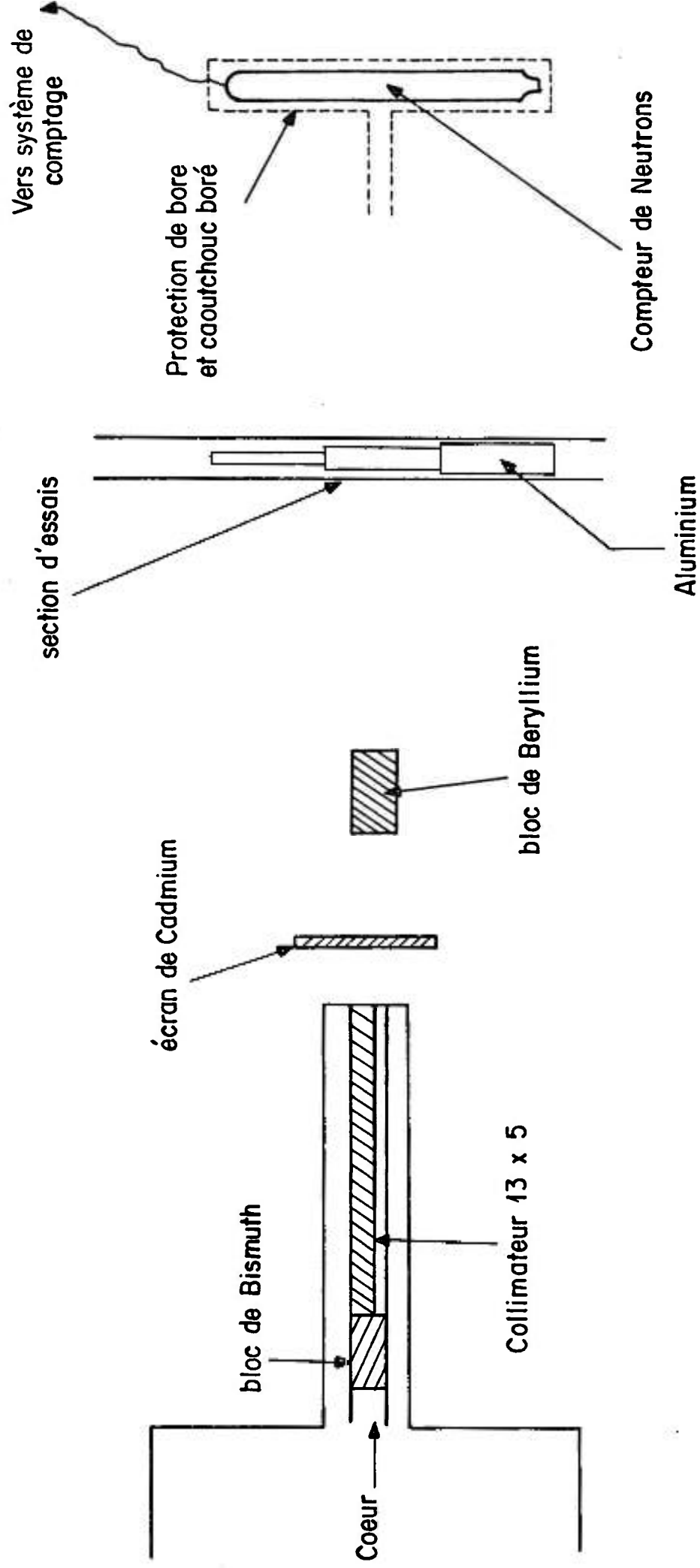


Fig. 3.1 : Schéma de principe du montage expérimental pour la mesure de taux de vide

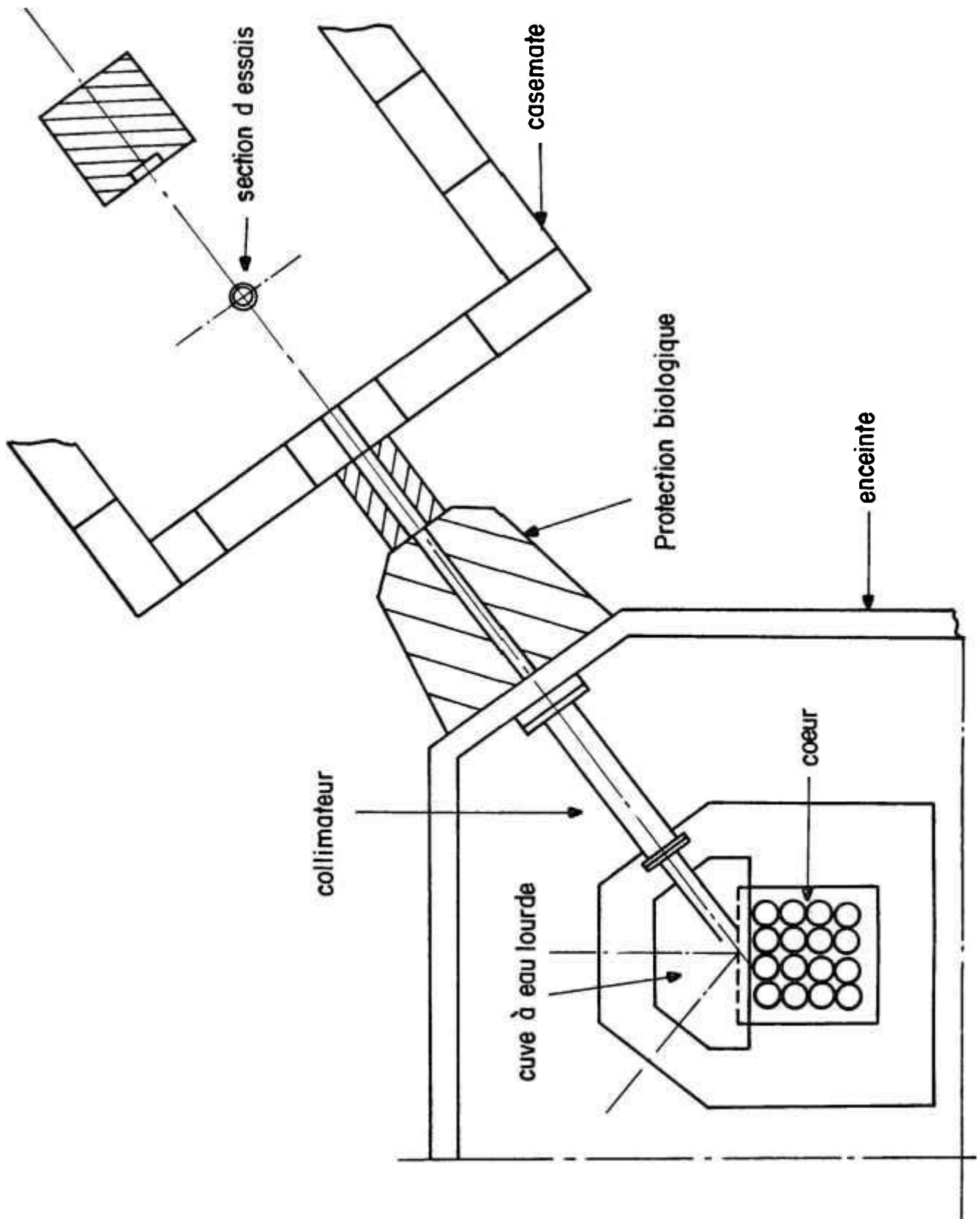


Fig.3.2: Prise du faisceau de neutrons .Pile Mélusine

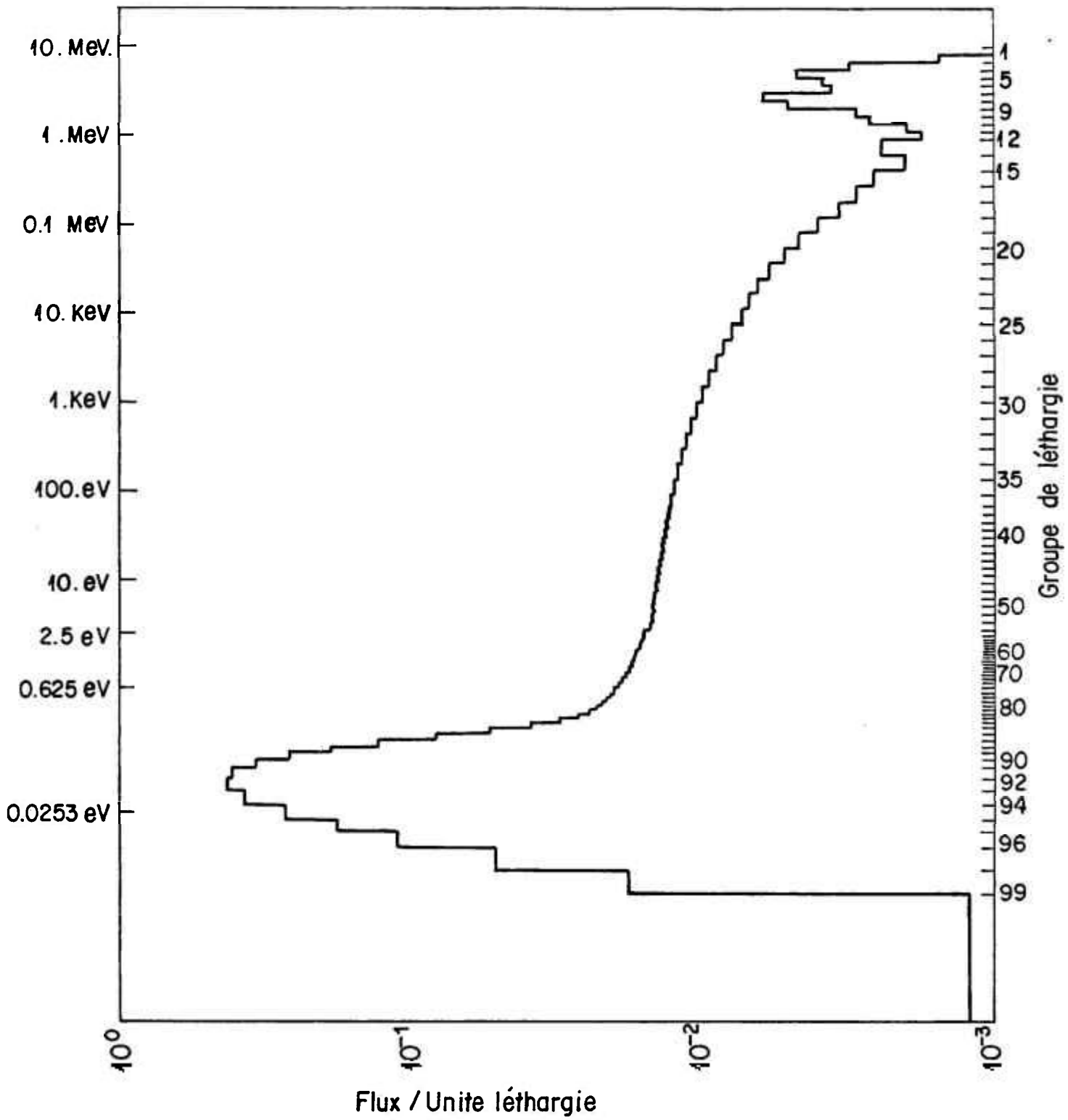


Fig.3.3: Spectre thermique "Mélusine"

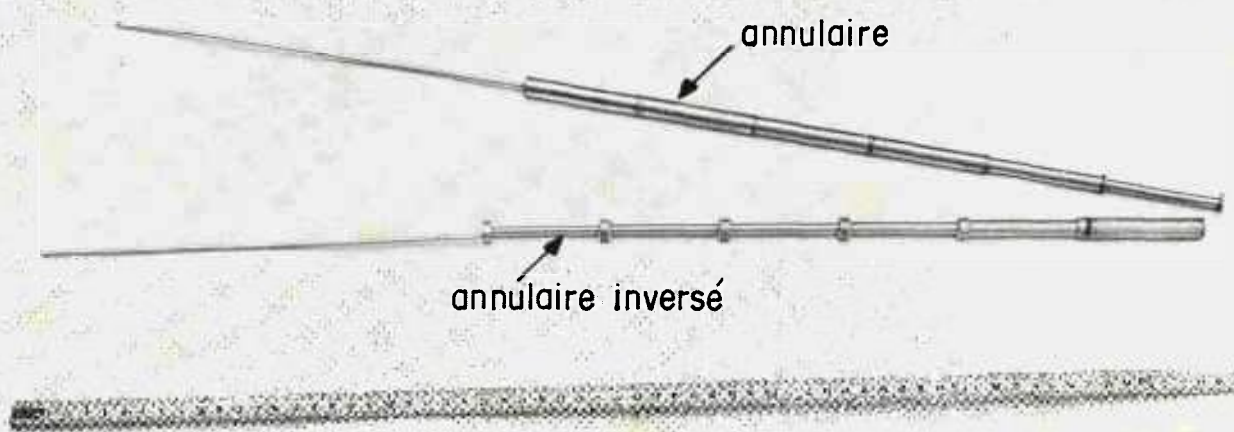


Fig. 3.4 : Formes d'aluminium simulant le taux de vide

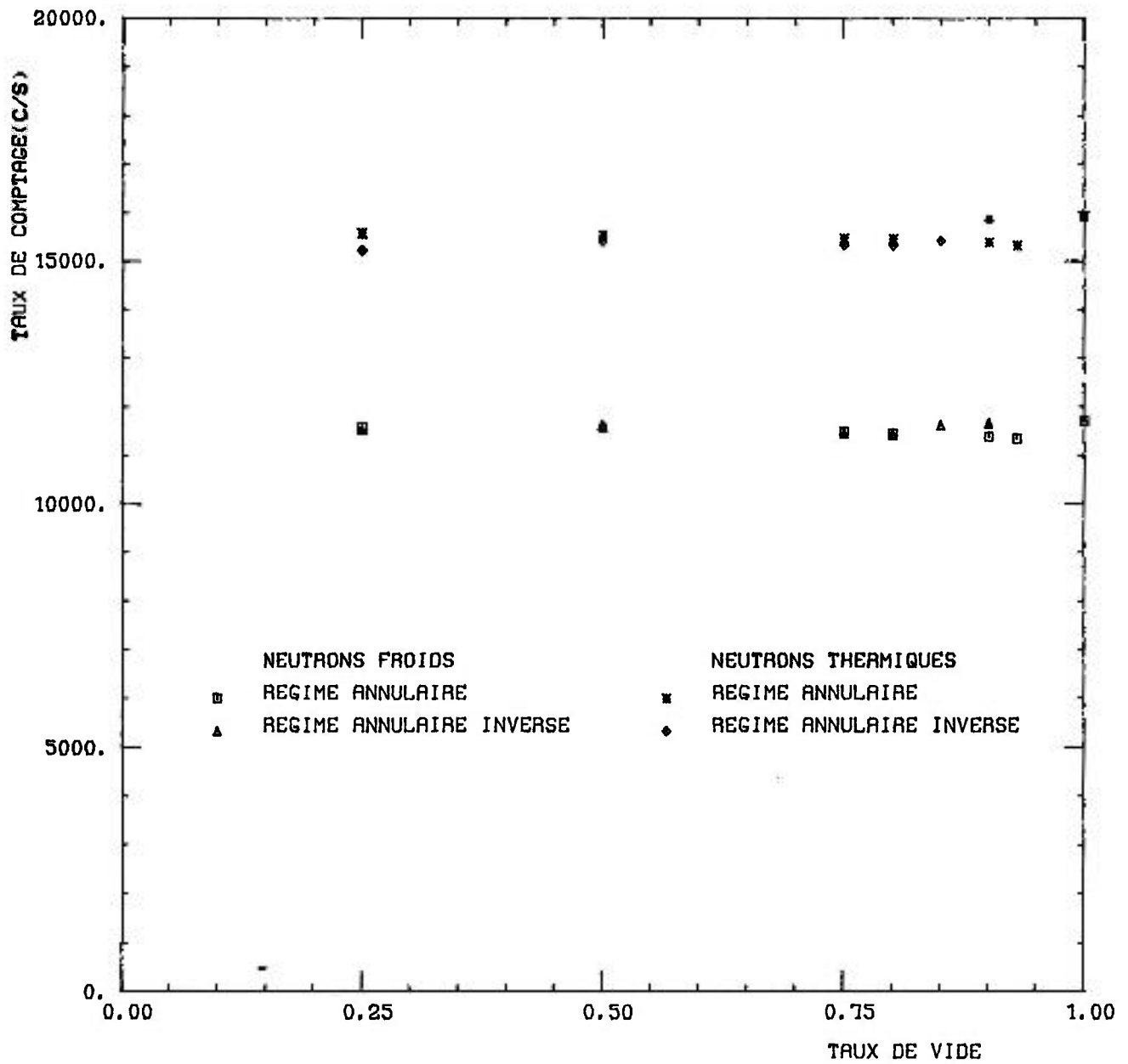


Fig. 3.5 : Sensibilité de la méthode à la présence de l'aluminium

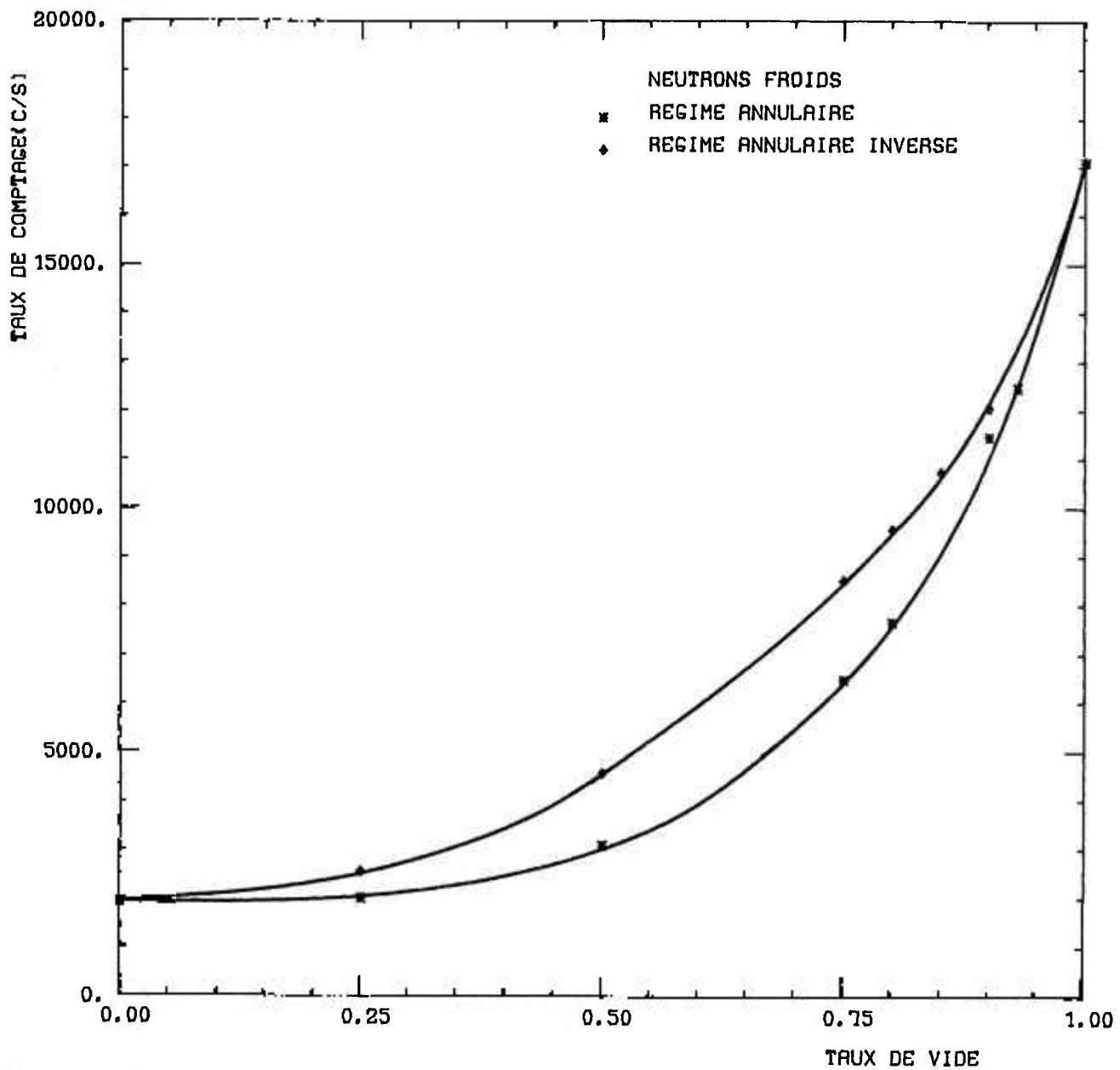


Fig.3.6 : Mesure de taux de vide par transmission .Neutrons froids

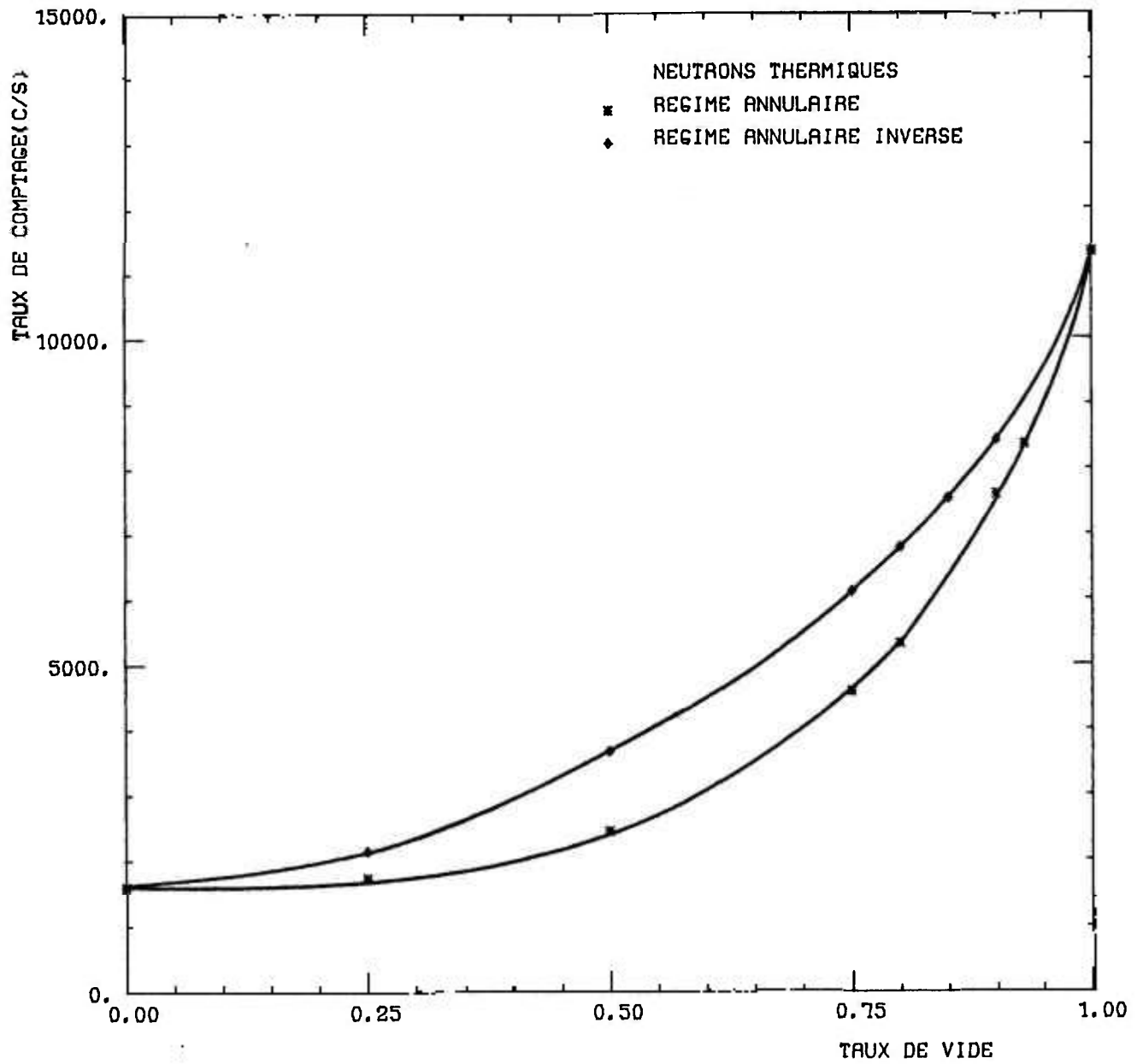


Fig. 3.7: Mesure de taux de vide par transmission. Neutrons thermiques

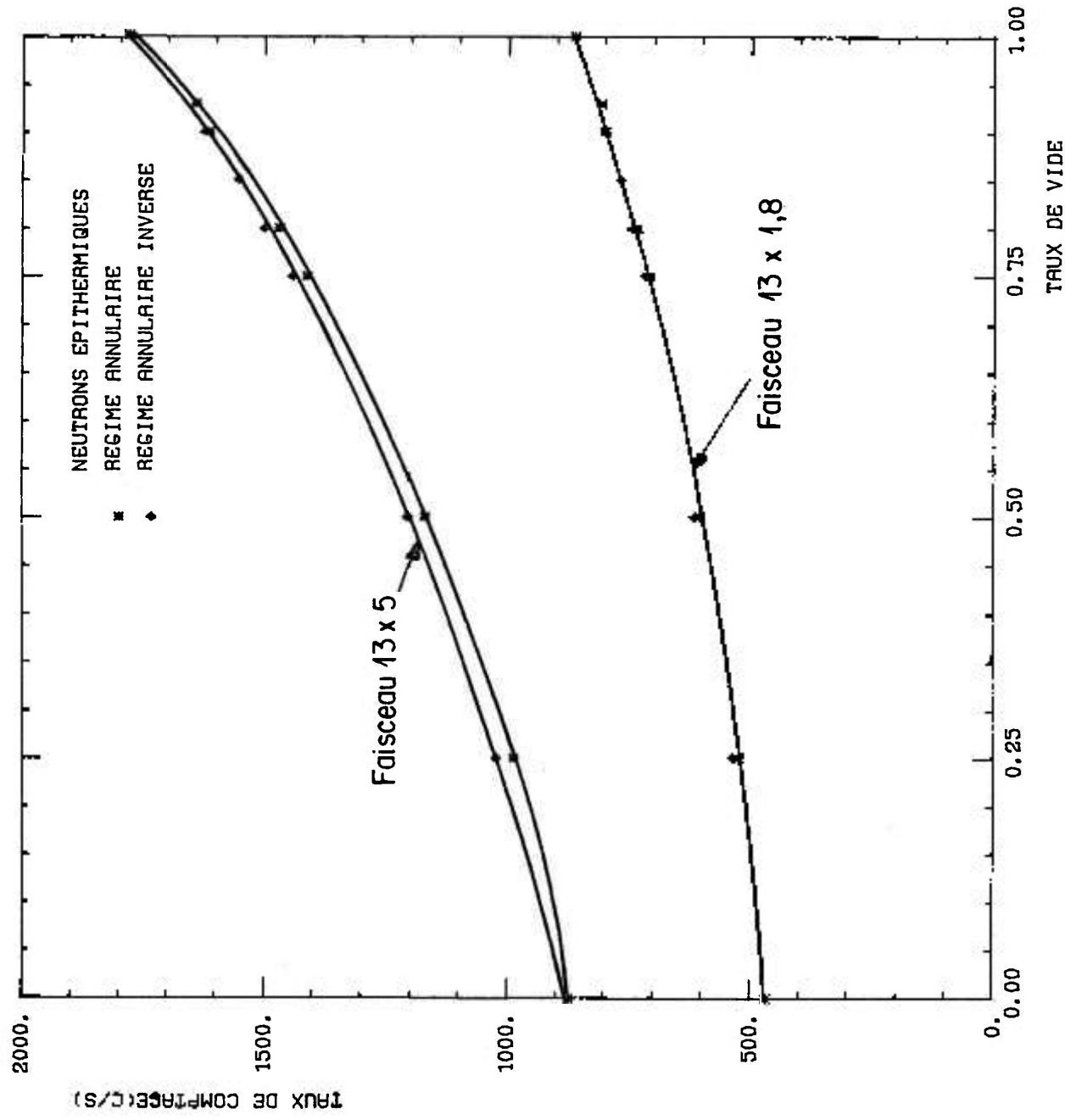


Fig .3.8 : Mesure de taux de vide par transmission . Neutrons épithermiques

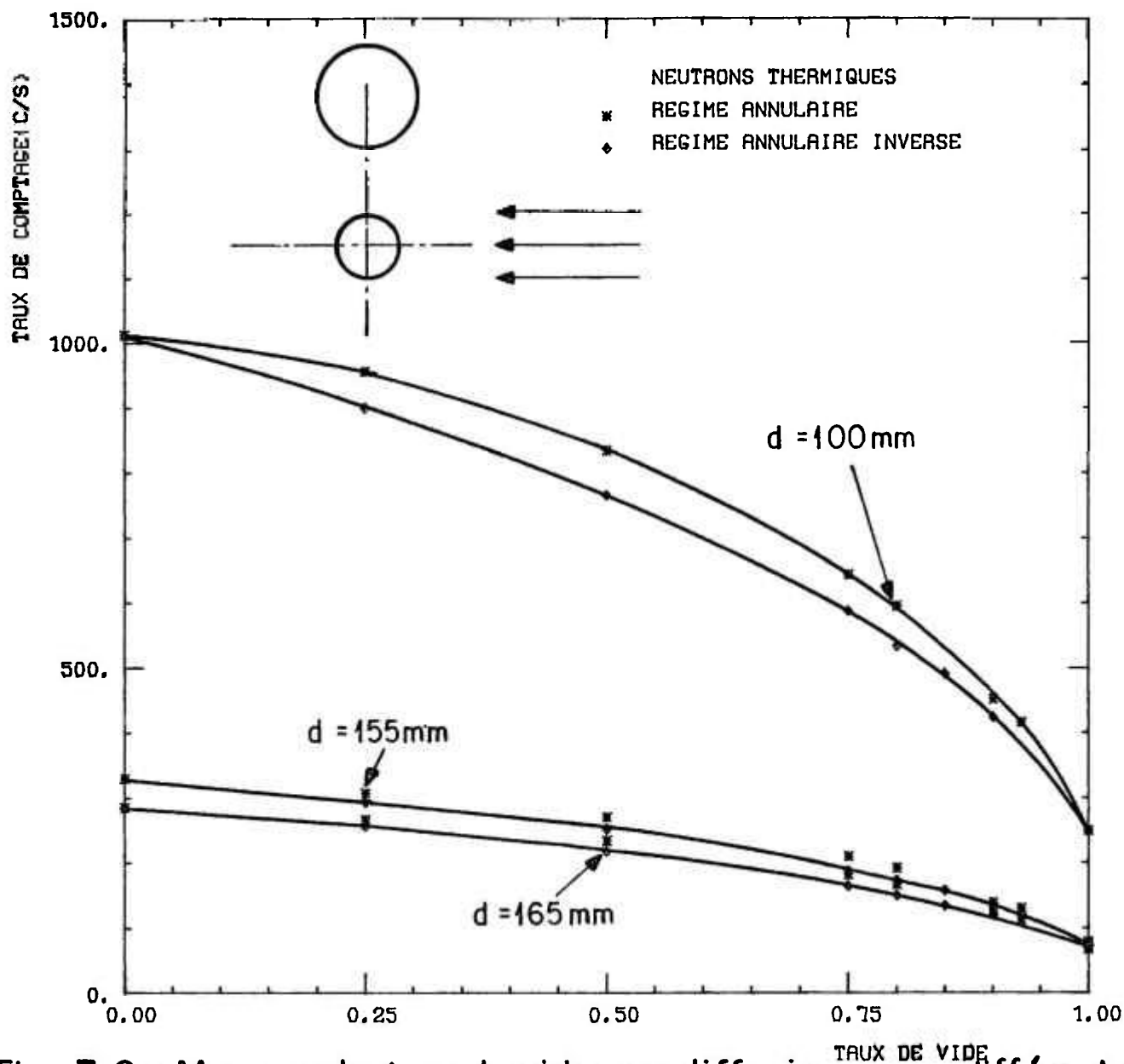


Fig. 3.9 : Mesure de taux de vide par diffusion pour différentes distances compteur - section d'essais.  $\theta = 0^\circ$

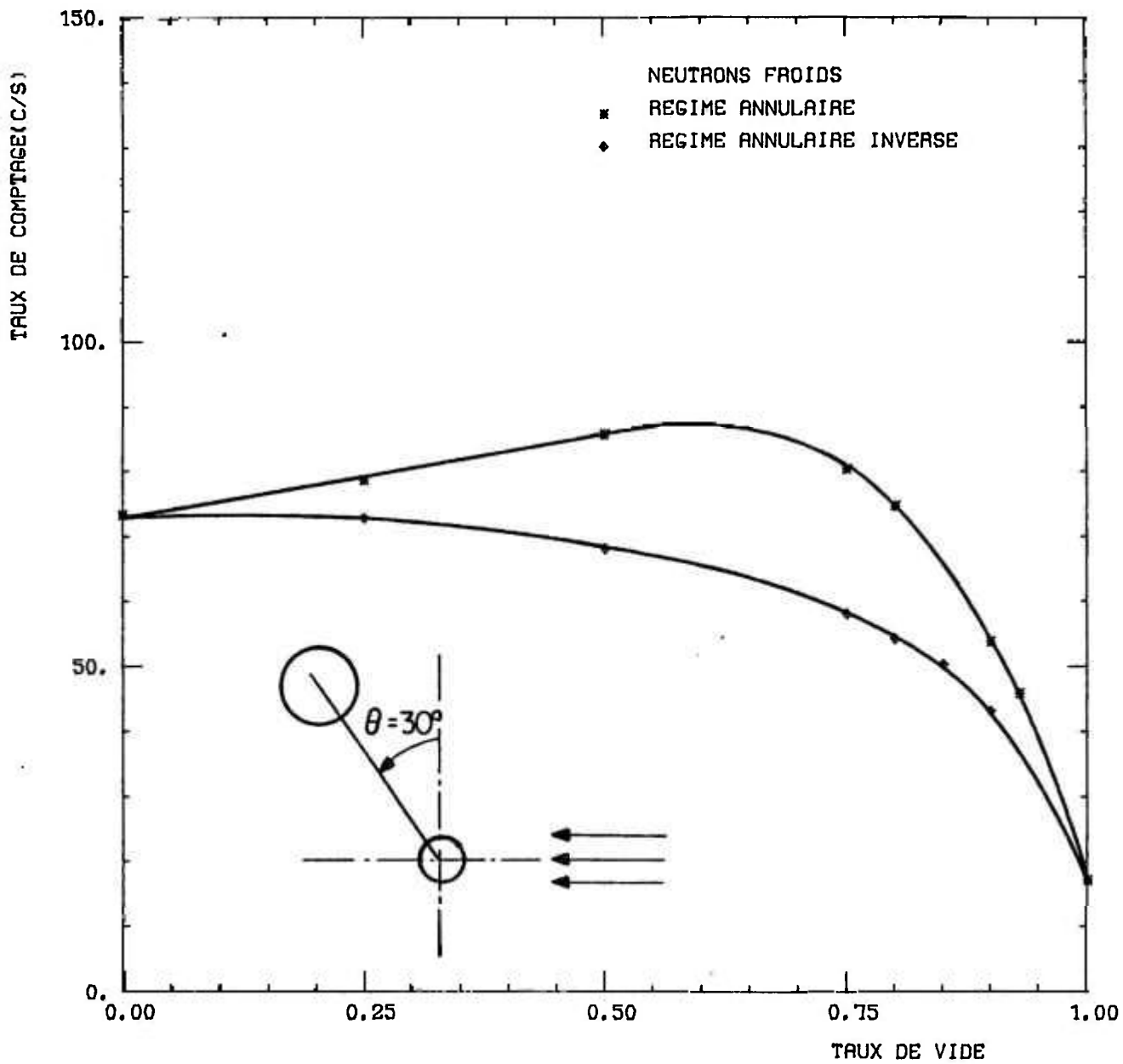


Fig.3.10: Mesure de taux de vide par diffusion . Neutrons froids .  $\theta = 30^\circ$

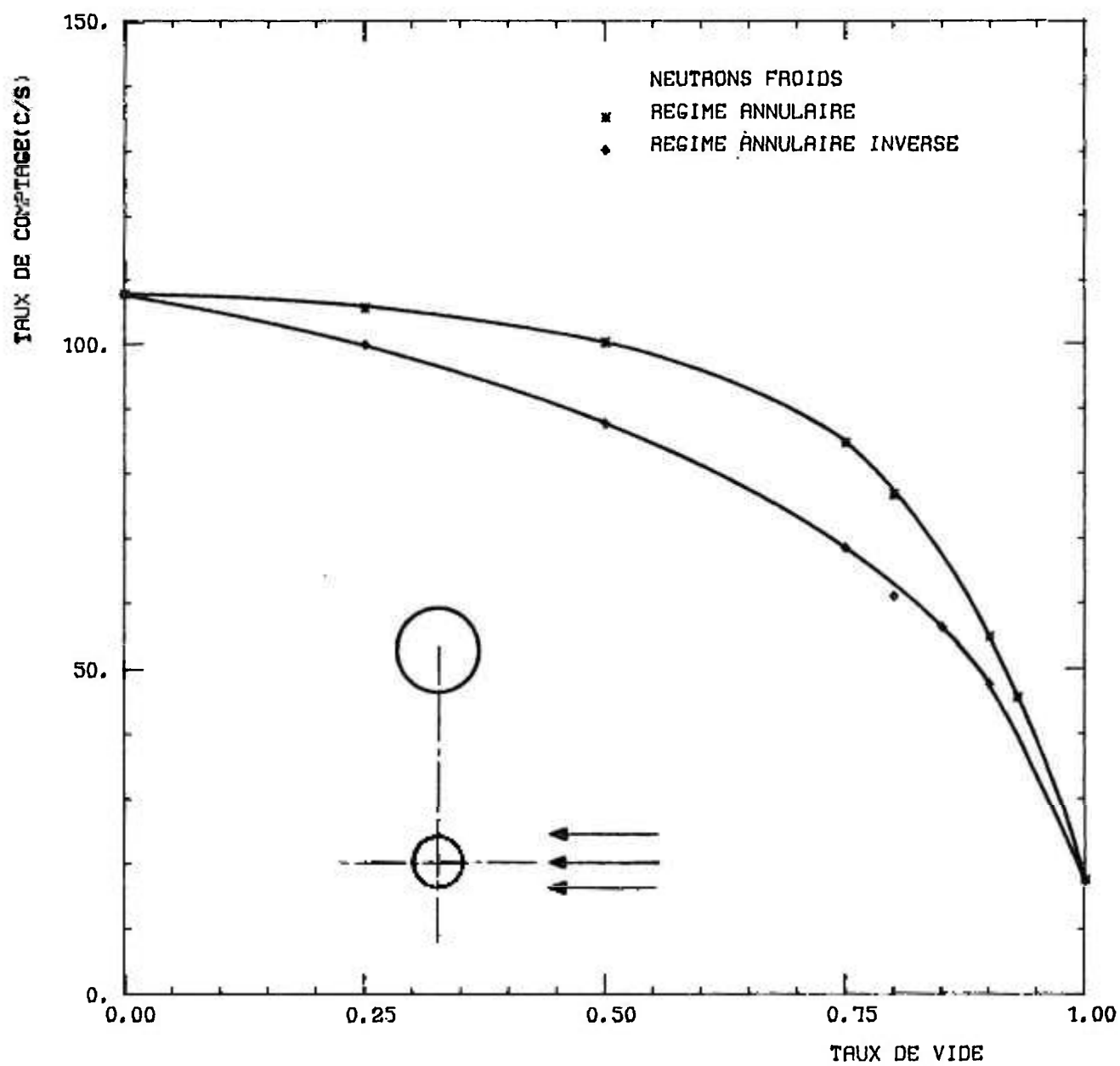
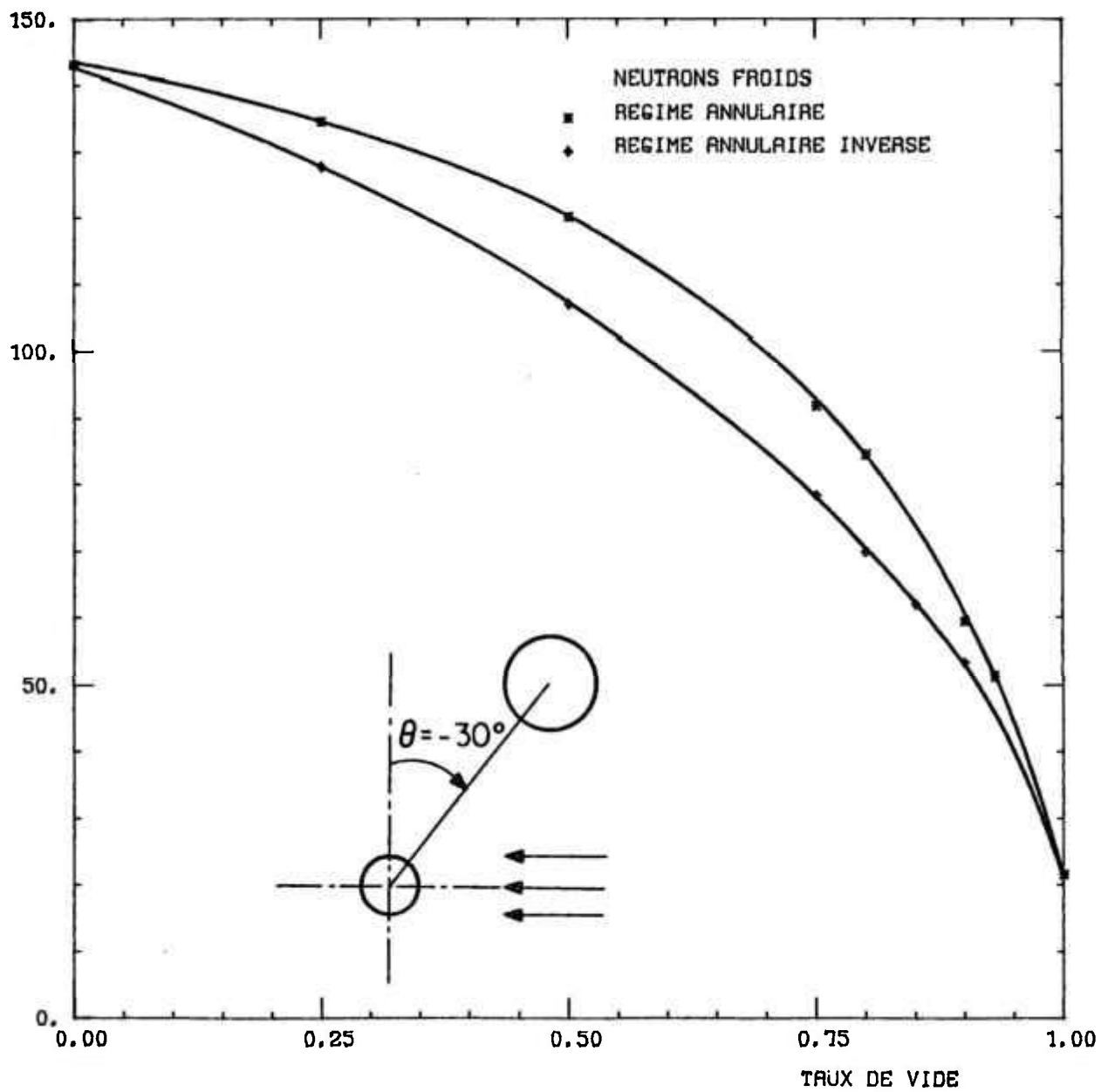


Fig.3. 11 : Mesure de taux de vide par diffusion .Neutrons froids  $\theta = 0$



g. 3.12 : Mesure de taux de vide par diffusion .Neutrons froids  $\theta = -30^\circ$

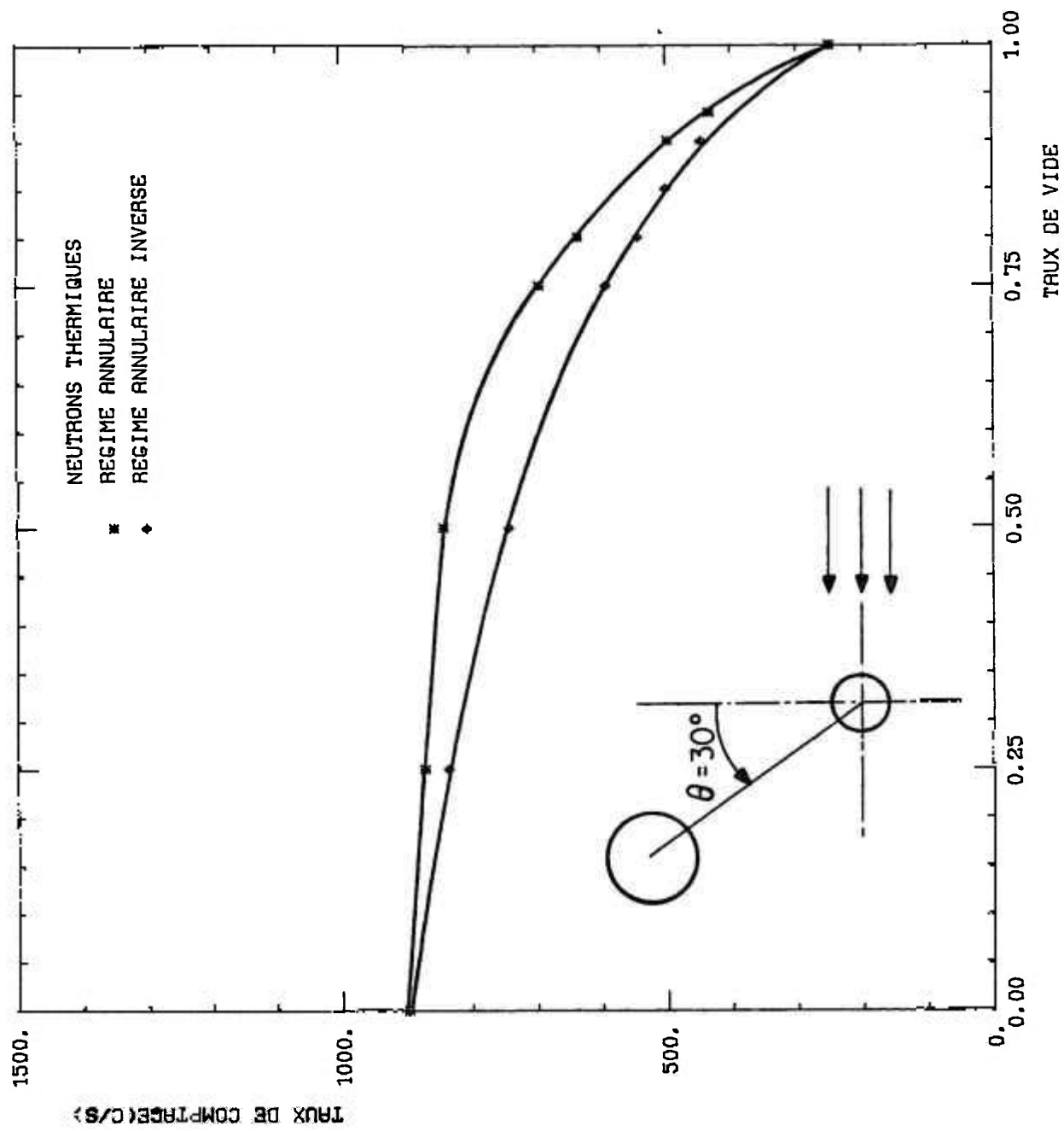


Fig. 3.13: Mesure de taux de vide par diffusion. Neutrons thermiques  $\theta = 30^\circ$

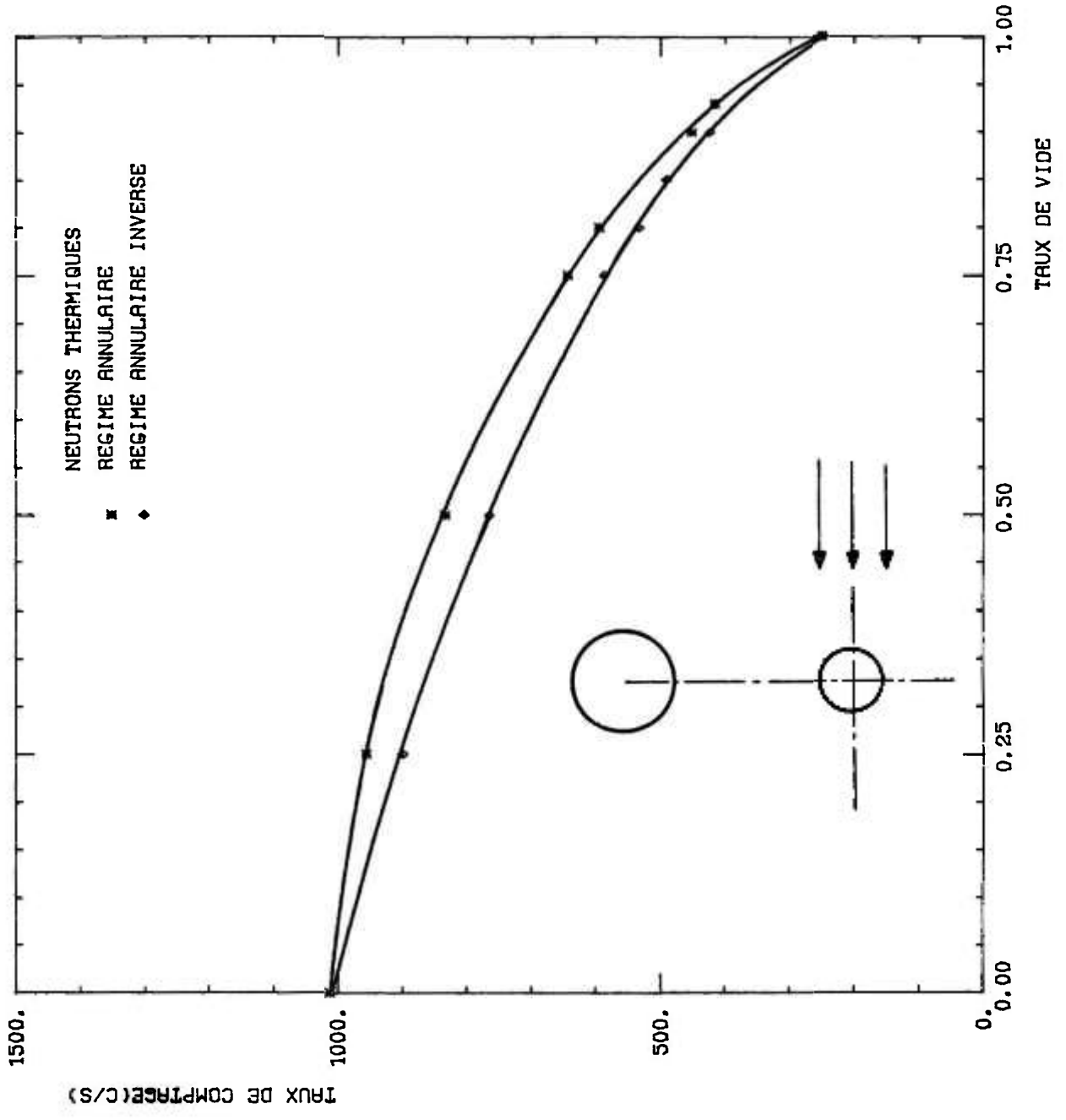


Fig. 3.14 : Mesure de taux de vide par diffusion - Neutrons therminiques  $A = 0^\circ$

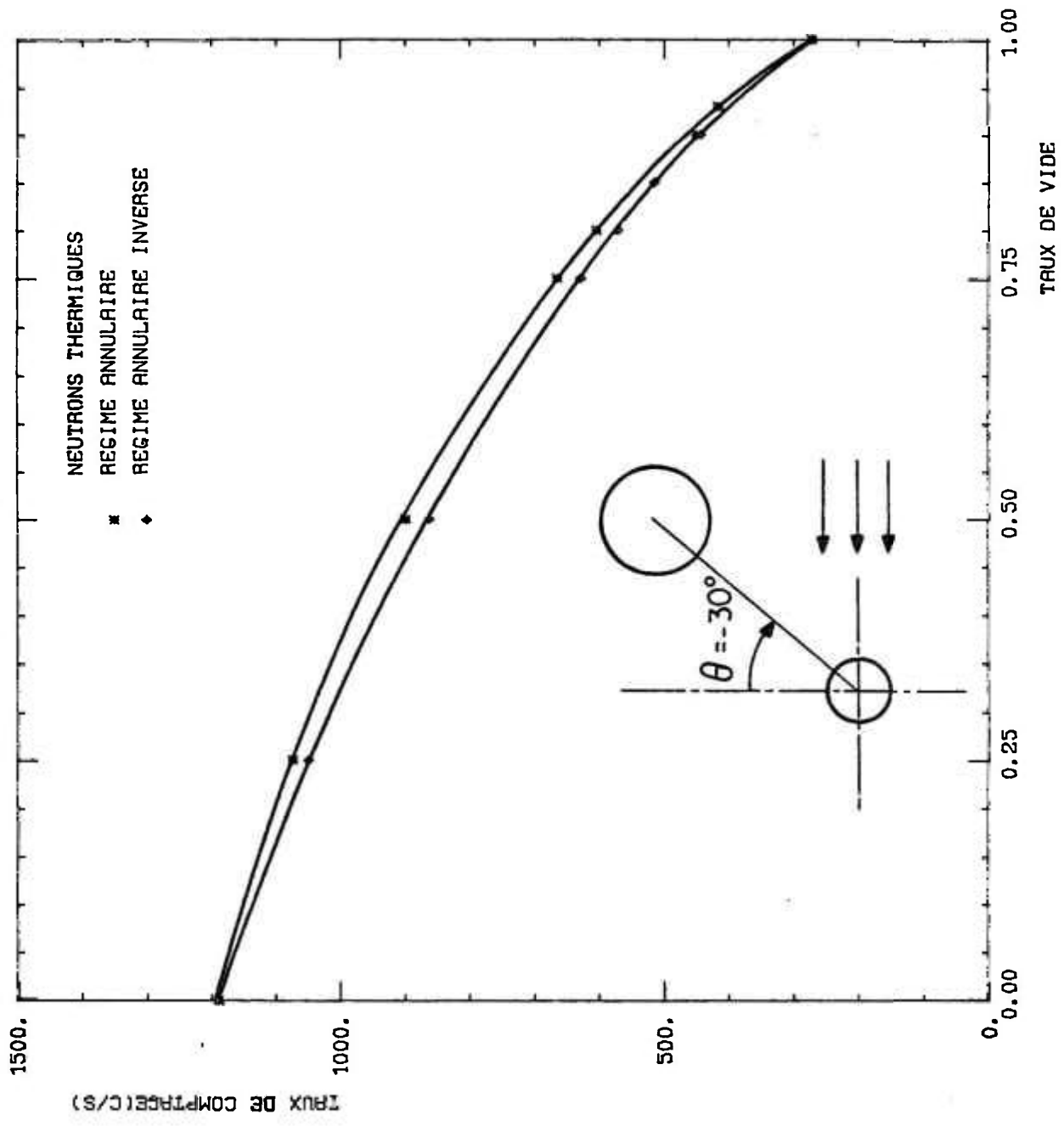


Fig. 3.15 : Mesure de taux de vide par diffusion. Neutrons thermiques  $\theta = -30^\circ$

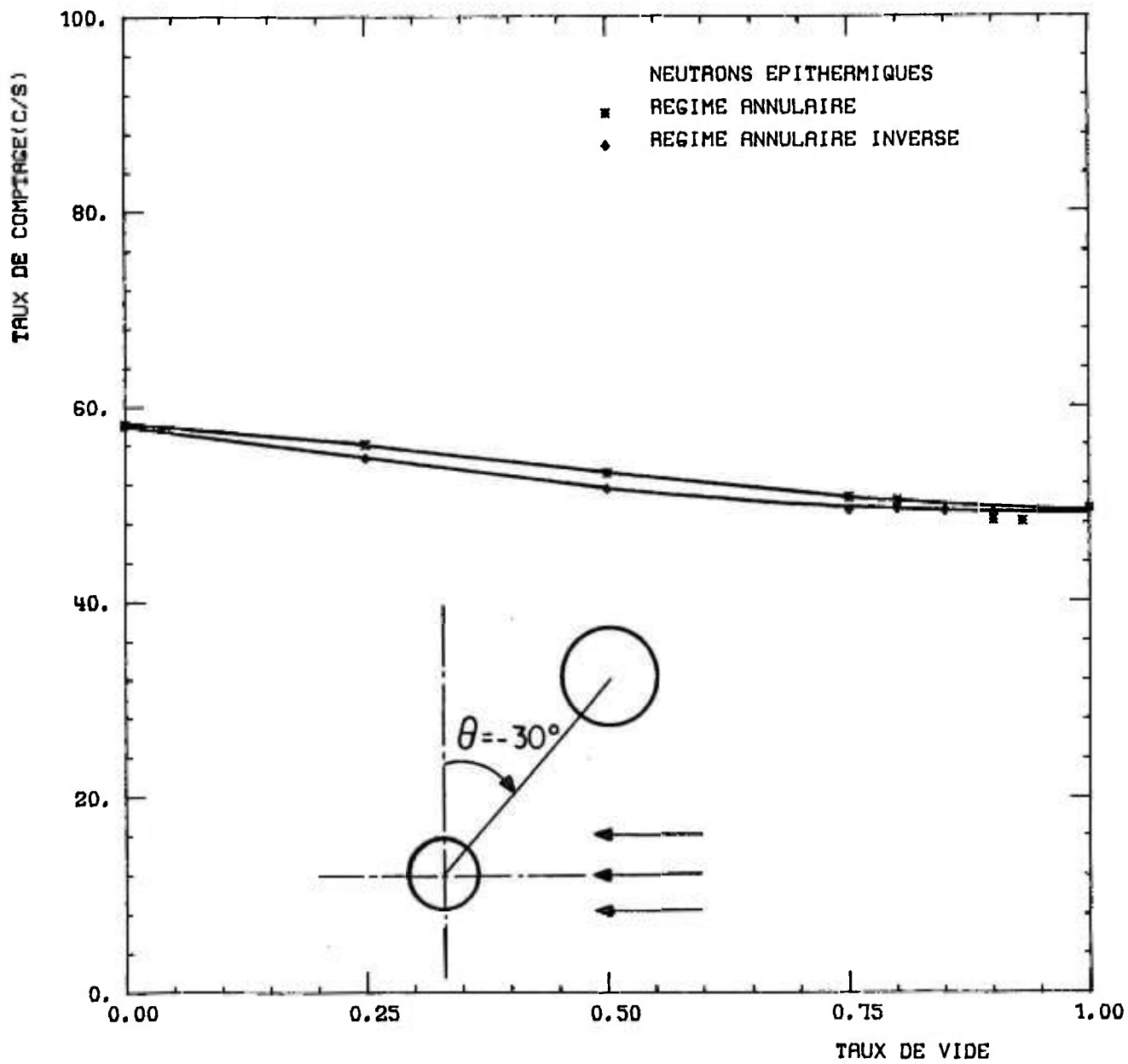


Fig. 3.16: Mesure de taux de vide par diffusion Neutrons épithermiques

CHAPITRE 4  
DISPOSITIF EXPERIMENTAL  
BOUCLE DADINE

Nous présentons dans ce chapitre l'installation expérimentale (fig. 4.1) qui a permis de mesurer l'évolution axiale du taux de vide par diffusion neutronique ainsi que les pertes de pression dans des écoulements diphasiques représentatifs de ceux rencontrés dans la zone remouillée d'un réacteur à eau légère accidenté.

#### 4.1. INSTALLATION D'ESSAIS

##### 4.1.1. Circuit

Le schéma de principe de la boucle DADINE (Détermination d'Alpha par Diffusion Neutronique) est présenté sur la figure 4.2. La boucle comporte :

- un pressuriseur de 21 l d'eau déminéralisée,
- une pompe de circulation,
- deux rotamètres complémentaires pour la mesure du débit (0 - 22 l h<sup>-1</sup> ; 20 - 120 l h<sup>-1</sup>),
- un réchauffeur,
- une section d'essais verticale,
- un condenseur.

##### Pressuriseur :

La mise en pression de la boucle ( $p_{\max} = 6$  bar) est assurée à l'aide d'un pressuriseur de 219 mm de diamètre et 570 mm de haut. Le chauffage de l'eau se fait à l'aide d'un thermoplongeur d'une puissance de 3 x 2000 W. Un thermocouple chromel-alumel de 1 mm de diamètre permet de contrôler la température d'eau et renseigne le régulateur Staticor qui permet de maintenir constante la pression de la boucle durant les essais.

##### Pompe de circulation :

Les caractéristiques de la pompe qui assure la circulation d'eau dans la boucle sont :

- puissance : 368 W
- débit maximal : 190 l/h
- vitesse de rotation : 1950 tr/min

### Réchauffeur :

Un soin tout particulier a été apporté à cet élément de la boucle qui doit permettre d'ajuster finement la température de l'eau jusqu'à des valeurs proches de la température de saturation alors que les débits en jeu sont très faibles. L'effort a porté à la fois sur l'accroissement du coefficient d'échange (vitesse de circulation aussi élevée que possible) et de la surface d'échange, ainsi que sur la souplesse de réglage des flux thermiques imposés.

Le réchauffeur utilisé (fig. 4.3) est ainsi composé de deux ensembles d'éléments chauffants placés en série. Chaque ensemble est constitué de deux tubes concentriques en acier inoxydable déterminant un espace annulaire de diamètre hydraulique de 1,5 mm à l'intérieur duquel circule l'eau à réchauffer.

Dans le tube intérieur de diamètres 15,87 x 17 mm et de 455 mm de long sont introduites deux résistances cylindriques blindées Vulcanic de 15,8 mm de diamètre et 150 mm de longueur utile dont la puissance unitaire est de 500 W. Autour du tube extérieur de diamètre 18,5 x 25 mm sont enroulés deux cordons chauffants Sodern de 1,5 mm de diamètre, chacun d'eux étant placé en regard d'une résistance cylindrique ; une couche de ciment refractaire améliore le contact thermique entre les cordons et le tube. La puissance de ces cordons chauffants décroît avec le sens d'écoulement (580 W pour les deux premiers, puis 390 W et 100 W pour les deux derniers) de manière à appliquer les flux les plus faibles sur les régions où la température de l'eau est la plus élevée. Enfin, chaque élément chauffant est alimenté sous une tension réglable continûment entre 0 et 220V. Ce réchauffeur a permis d'afficher une température d'entrée comprise entre 20 et 160°C avec une précision de 1°C.

#### 4.1.2. Les sections d'essais

Deux sections d'essais ont été montées successivement au cours de nos expériences. Elles sont chauffées par effet Joule avec une distribution axiale uniforme de puissance. Deux techniques de chauffage ont été utilisées :

- chauffage direct,
- chauffage indirect.

a) Section d'essais à chauffage direct

*Cette section d'essais, alimentée en courant continu, a été employée pour les mesures de taux de vide. Elle a comme caractéristiques :*

- matériau : inconel
  - diamètres : 12 x 14 mm
  - longueur chauffante : 2000 mm
  - puissance électrique maximale : 6 kW
- } les mêmes que pour les essais  
} préliminaires

Ce type de chauffage, où la section d'essais elle même sert de résistance électrique, nécessite d'être parfaitement isolé électriquement du reste de l'installation. Il a par ailleurs l'avantage, pour un coût relativement faible, de permettre un chauffage de l'écoulement "propre" et en particulier exempt de tout phénomène parasite lié à d'éventuelles résistances de contact. Enfin et surtout, il présente, pour l'utilisation particulière qui en est faite ici, l'intérêt de permettre l'emploi de tubes homogènes et de faible épaisseur (1 mm) et ainsi de limiter l'atténuation et les diffusions de neutrons parasites qui ne manqueraient pas d'intervenir dans les parois hétérogènes et épaisses d'un tube chauffé indirectement.

b) Section d'essais à chauffage indirect

*La mesure de l'évolution axiale de la pression dans un tube à chauffage direct pose des problèmes de perturbation locale du flux de chaleur et d'isolement électrique difficiles à résoudre. On a donc eu recours pour cette mesure à une section d'essais à chauffage indirect.*

Celle-ci est constituée d'un tube en inconel de diamètres 12 x 18 mm sur lequel sont enroulés en hélice 6 cordons chauffants Sodern de 1,5 mm de diamètre. Une gaine extérieure en acier inoxydable de diamètres 18,5 x 23,5 mm est étirée sur l'ensemble tube inconel-cordons chauffants de manière à obtenir un bon contact thermique.

Les caractéristiques de cette section d'essais sont :

- matériau : inconel-acier inoxydable (la surface interne est la même que celle de la section d'essais à chauffage direct),
- diamètres : 12 x 23,5 mm,
- longueur chauffante : 2000 mm,
- puissance électrique maximale : 6 kW

Elle est équipée de 10 prises de pression réparties au long de la longueur chauffante (fig. 4.4). Les prises de pression (fig. 4.5) sont reliées à la paroi interne de la section d'essais par un orifice de 0,5 mm de diamètre et de 22,5 mm de longueur débouchant à l'intérieur d'un tube en acier inoxydable de 148 mm de long sur lequel est fixé le tube de transmission de pression.

Les mesures de pression sont faites à l'aide de 5 capteurs de pression à jauges de contraintes de marque Gould Statham dont chacun est lié à 2 prises de pression (fig. 4.4). Les caractéristiques de ces capteurs sont données au tableau 4.1.

Capteur de pression	Prise de pression	Dist. capteur prise de pression (mm)	Etendue de mesure (mbar)	Sensibilité (mbar/V)	Précision (%)
I	1	146	0 - 500	125	± 0,25
	2	350			
III	3	554	0 - 250	62,5	± 0,25
	4	758			
V	5	962	0 - 250	62,5	± 0,25
	6	1160			
VII	7	1370	0 - 75	18,75	± 0,25
	8	1574			
IX	9	1778	0 - 75	18,75	± 0,25
	10	1982			

Tableau 4.1 : Caractéristiques des capteurs de pression.

Il faut signaler que pendant les essais, un capteur mesure uniquement les signaux provenant d'une seule prise de pression, l'autre étant isolé du circuit par une vanne.

Les capteurs sont placés sur un support rigide lié au sol pour éviter toute vibration pouvant entraîner des signaux parasites. Ils sont reliés aux prises de pression par des tubes en rilsan de 4 mm de diamètre dont la longueur varie de 0,5 m à 2 m.

#### 4.1.3. Mode opératoire

La procédure de fonctionnement de la boucle DADINE est des plus classiques :

- dégazage de l'eau et mise en pression de la boucle,
- réglage du débit d'eau injecté dans la section d'essais,
- application de la puissance sur le réchauffeur pour obtenir la sous-saturation désirée à l'entrée de la section d'essais,
- dès que ces conditions sont atteintes, application de la puissance électrique sur la section d'essais,
- enregistrement des mesures : soit du taux de vide (section d'essais à chauffage direct), soit de la pression (section d'essais à chauffage indirect) lorsque le régime permanent est atteint.

#### 4.1.4. Implantation de la Boucle DADINE

La boucle DADINE est placée dans une casemate (fig. 4.6) construite avec des blocs de béton standard à la sortie du canal n°3 de la pile Mélusine. Le faisceau de neutrons issu de ce canal est situé à 1,30 m du sol et cette position ne peut être modifiée. La mise en évidence de la distribution axiale du taux de vide a donc nécessité le déplacement de la section d'essais devant le faisceau.

A cet effet, l'ensemble de la boucle DADINE est monté sur une charpente coulissant sur des rails solidaires du sol. Un vérin hydraulique permet le déplacement de la boucle de 1,80 m en hauteur. Le bas de la section d'essais se déplace ainsi d'un point situé à 50 cm au-

dessus du sol à un point situé à 1,30 m au-dessous du niveau du sol dans un puits sec de 1,0 m de diamètre (fig. 4.7). Une centrale hydraulique couplée au vérin assure le déplacement et le maintien de la boucle.

L'accès direct à l'intérieur de la casemate durant les expériences de mesure de taux de vide est impossible par des raisons évidentes de sécurité. Un système mécanique de renvoi avec index se déplaçant sur une règle graduée placée à l'extérieur de la casemate, permet cependant de repérer la position axiale de la section d'essais et donc le niveau auquel les mesures sont réalisées. La précision du positionnement de la section d'essais par cette méthode très simple est de l'ordre de  $\pm 1$  mm.

#### 4.2. ASPECTS NEUTRONIQUES DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Les résultats obtenus lors des essais préliminaires ont permis de retenir les conditions neutroniques générales pour la mesure du taux de vide :

- méthode : diffusion neutronique,
- type de neutrons : froids et/ou thermiques,
- compteur de neutrons à dépôt de bore,
- distance section d'essais - compteur :  $d = 100$  mm,
- angle section d'essais - compteur :  $\theta = - 30^\circ$ ,
- dimensions du faisceau :  $13 \times 5$  mm.

Cependant, certaines améliorations ont été réalisées qui concernent plus particulièrement la collimation et la post-collimation du faisceau neutronique. Un schéma de principe du montage expérimental est montré sur la fig. 4.8.

Le collimateur qui se prolonge jusqu'à la protection biologique est en acier cadmié avec une section de passage de  $15 \times 40$  mm. Cette section est fermée par un obturateur en Denal (alliage Fer-Tungstène) de dimensions  $24 \times 48$  mm et 660 mm de long et son basculement permet le passage du flux de neutrons.

Dans la protection biologique, on a accès à l'aide de vérins pneumatiques à la mise en place des filtres de beryllium et de bismuth (cf. paragraphe 3.2). Il faut remarquer que les essais préliminaires ont été réalisés avec le bloc de bismuth en permanence dans le faisceau, tandis que sur DADINE la campagne d'essais de mesure de taux de vide a été faite sans ce filtre. Cela nous a permis d'augmenter le taux de comptage.

Le post-collimateur est un tube en aluminium de section rectangulaire 60 x 140 mm recouvert extérieurement de cadmium et de caoutchouc boré (fig. 4.9). Il vient s'appuyer sur une table millimétrique capable de se déplacer horizontalement de manière à positionner avec une précision de l'ordre du centième le faisceau de neutrons. Pour s'assurer de ce positionnement, la technique de la neutrographie a été employée. Cela consiste, en utilisant la méthode de transmission de neutrons, à placer derrière la section d'essais une cassette contenant un film de radiographie en contact direct avec une feuille métallique de gadolinium (élément sensible aux neutrons) qui sert de convertisseur ; après développement de la plaque photographique, le noircissement du film donne le positionnement.

Trois blocs perforés en polythène ont été introduits dans le post-collimateur avec une section de passage de 12 x 5 mm (essais préliminaires 13 x 5 mm). Ce changement de dimension du faisceau nous permettra de minimiser les effets de bords, car la diffusion de neutrons se fera uniquement dans la section de passage du fluide. Pour éviter la présence d'humidité qui atténue le faisceau, le guide de neutrons est rempli d'hélium.

L'alignement de la section d'essais dans le faisceau de neutrons pendant son déplacement est assuré par deux ensembles de trois galets en vitrocéramique (fig. 4.10) d'entraxe 165 mm.

L'ensemble de ces améliorations a permis d'accroître le taux de comptage d'un facteur de l'ordre de 25 pour les neutrons thermiques et de 4 pour les neutrons froids.

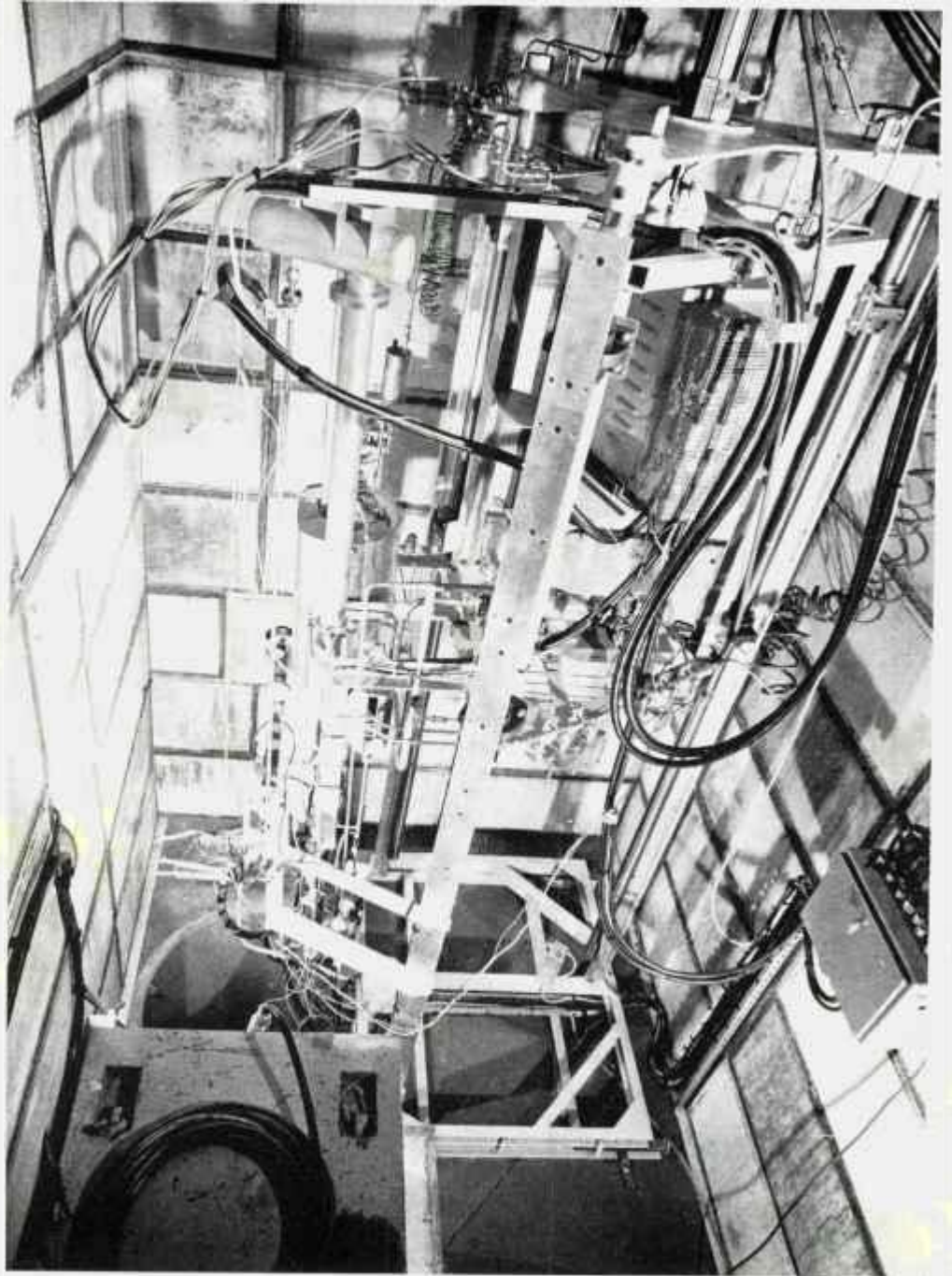


Fig . 4.1 : Vue générale de la boucle DADINE

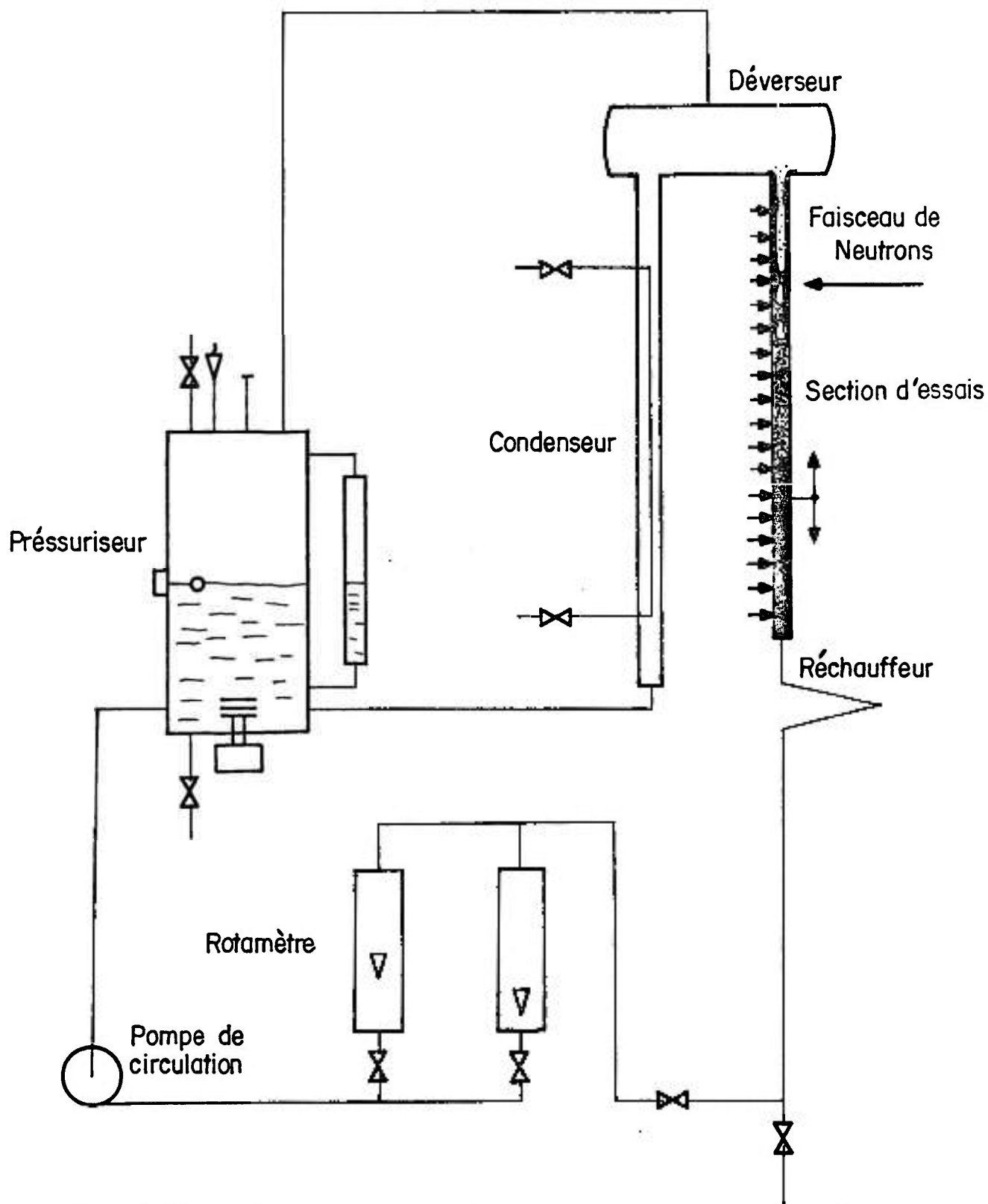


Fig. 4.2 : Schéma de principe de la boucle DADINE

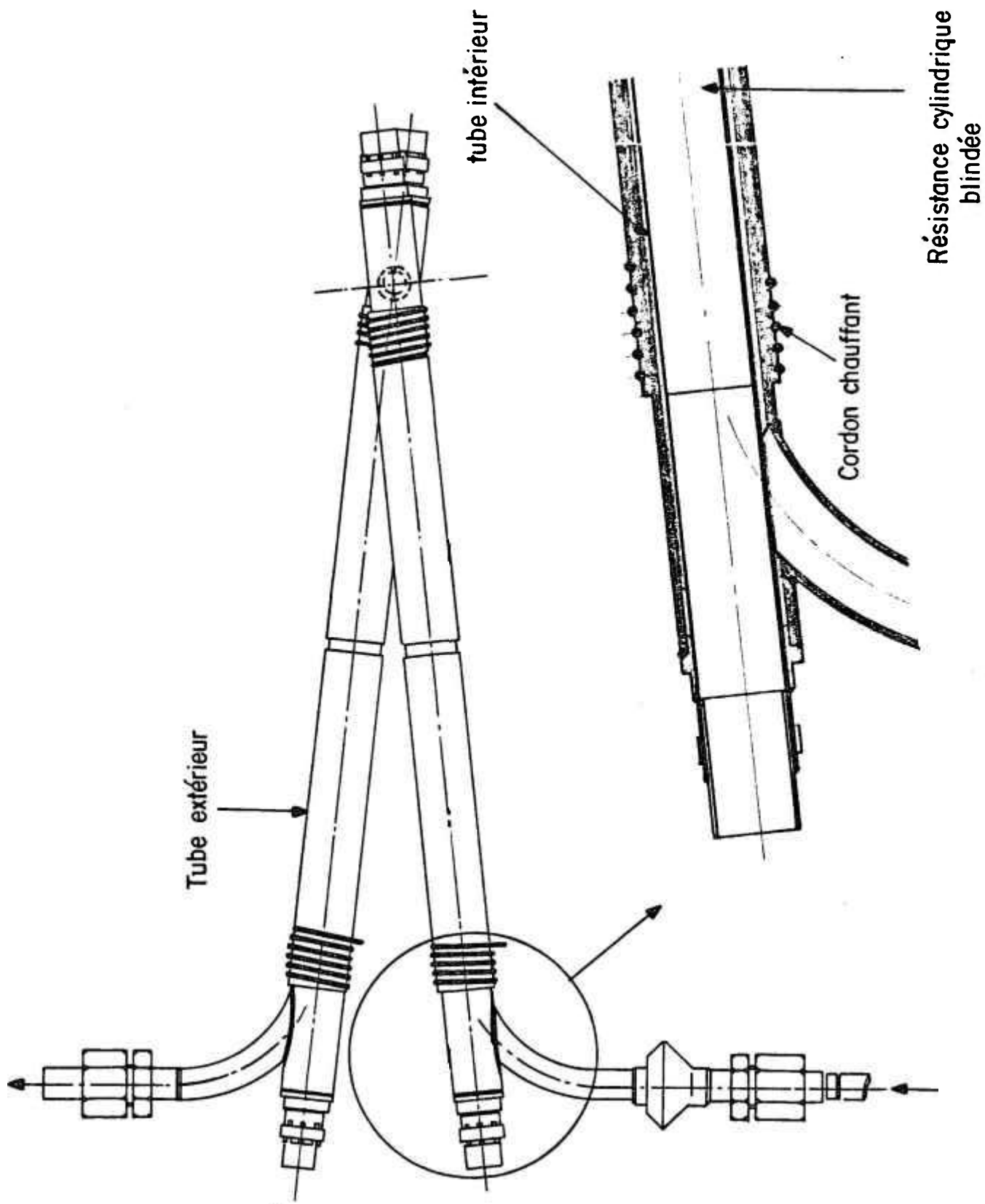


Fig. 4.3 : Élément de la boucle DADINE. Réchauffeur

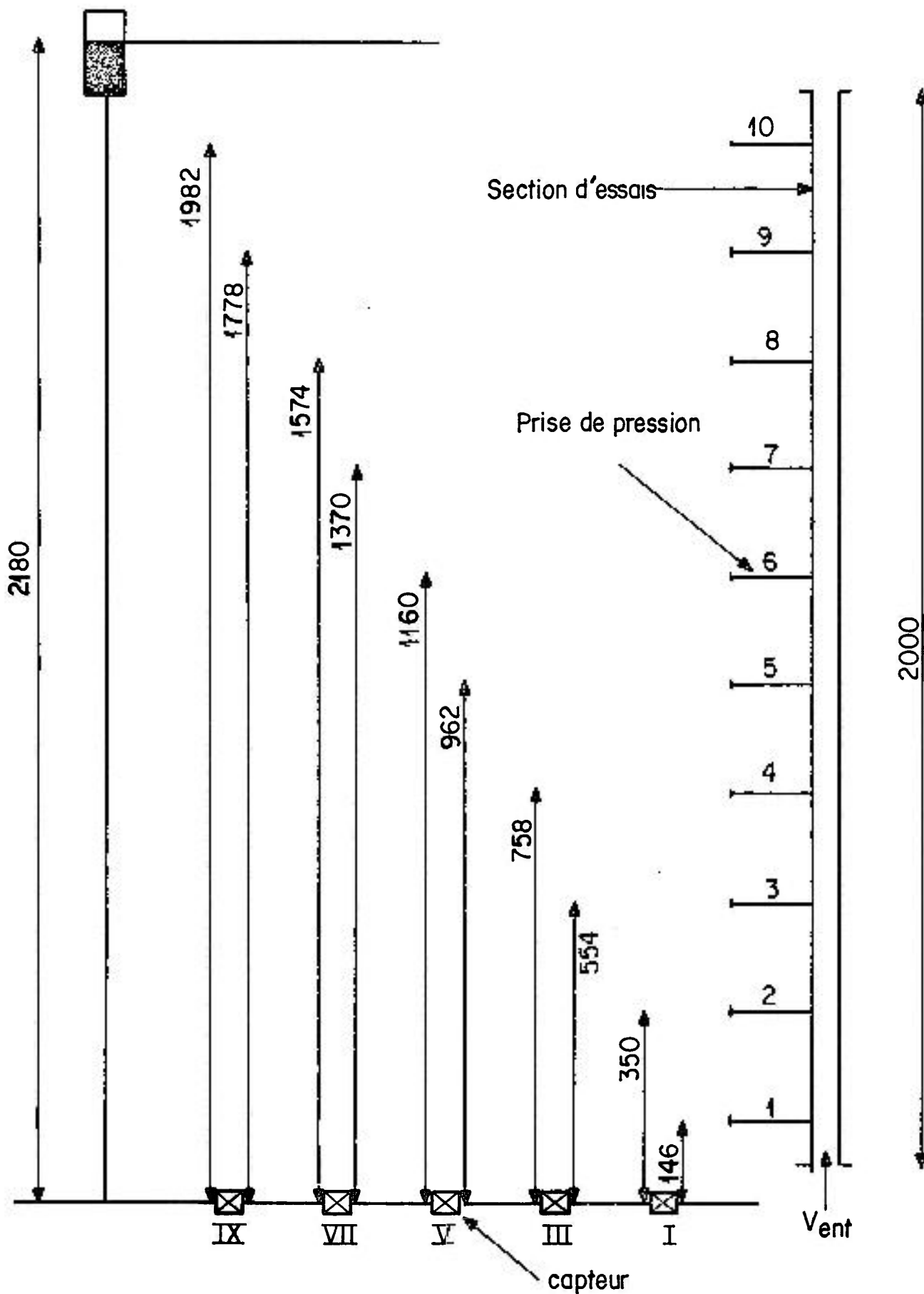


Fig .4.4 : Schéma de points de mesures de pression sur DADINE

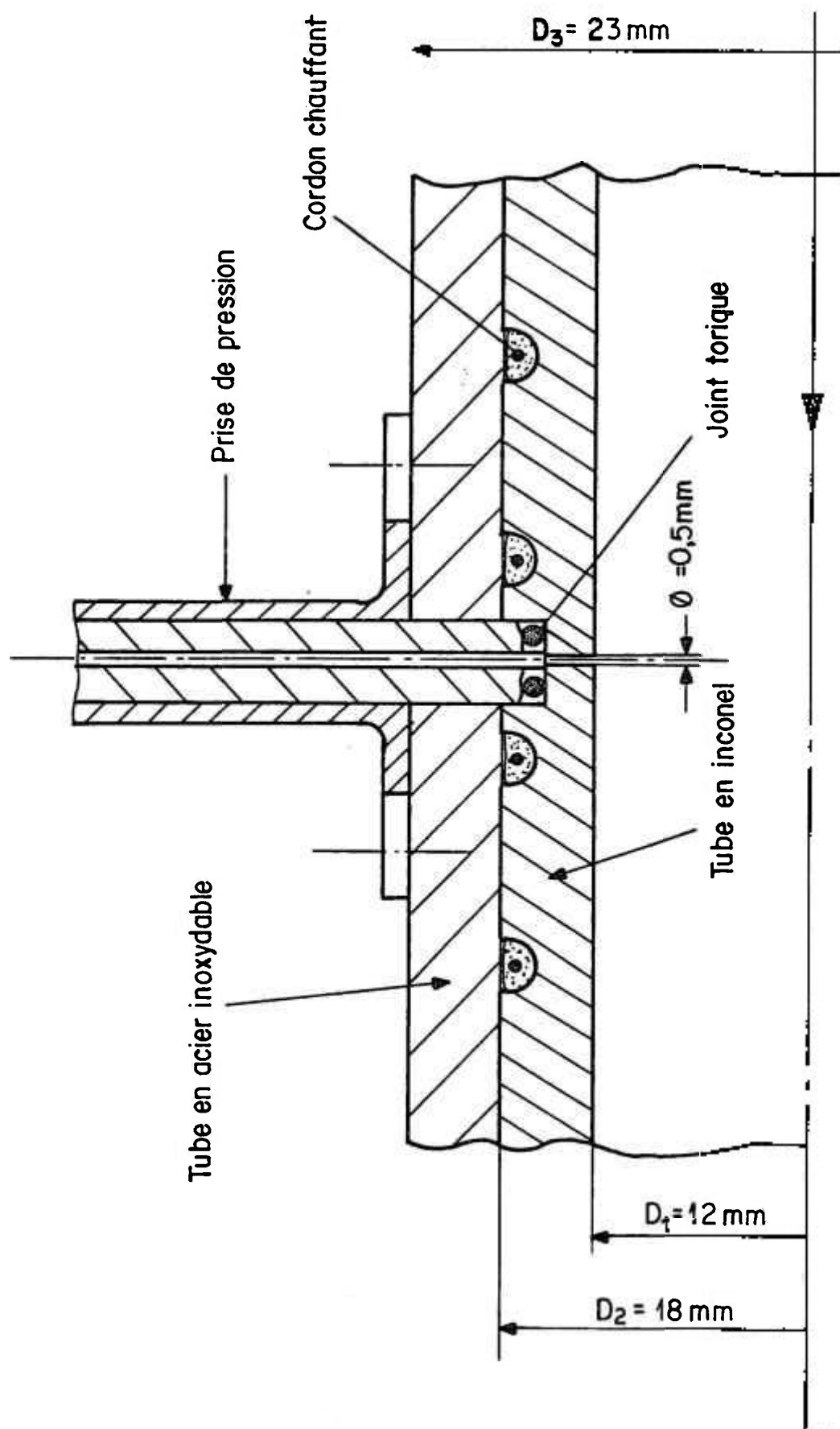
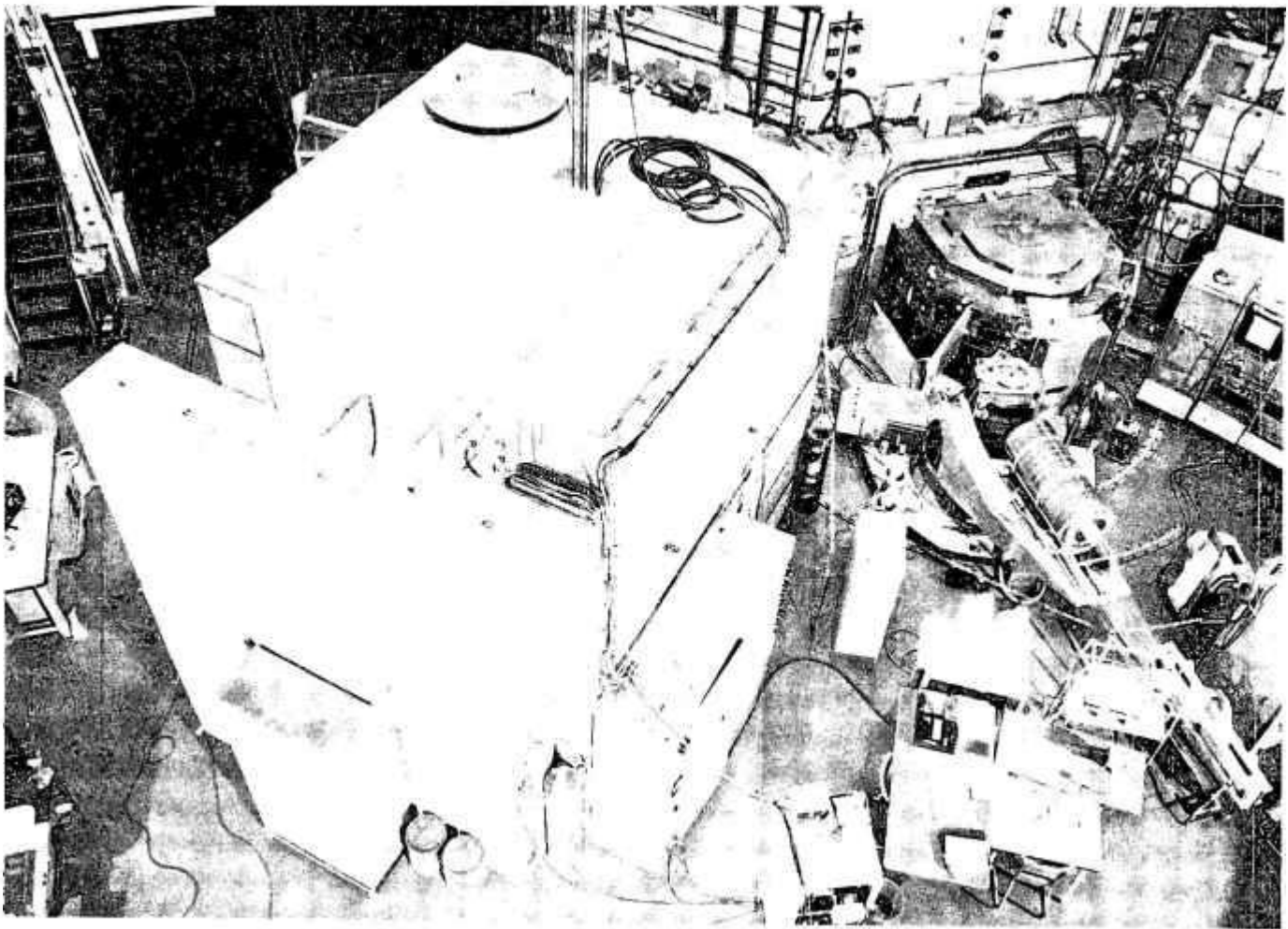
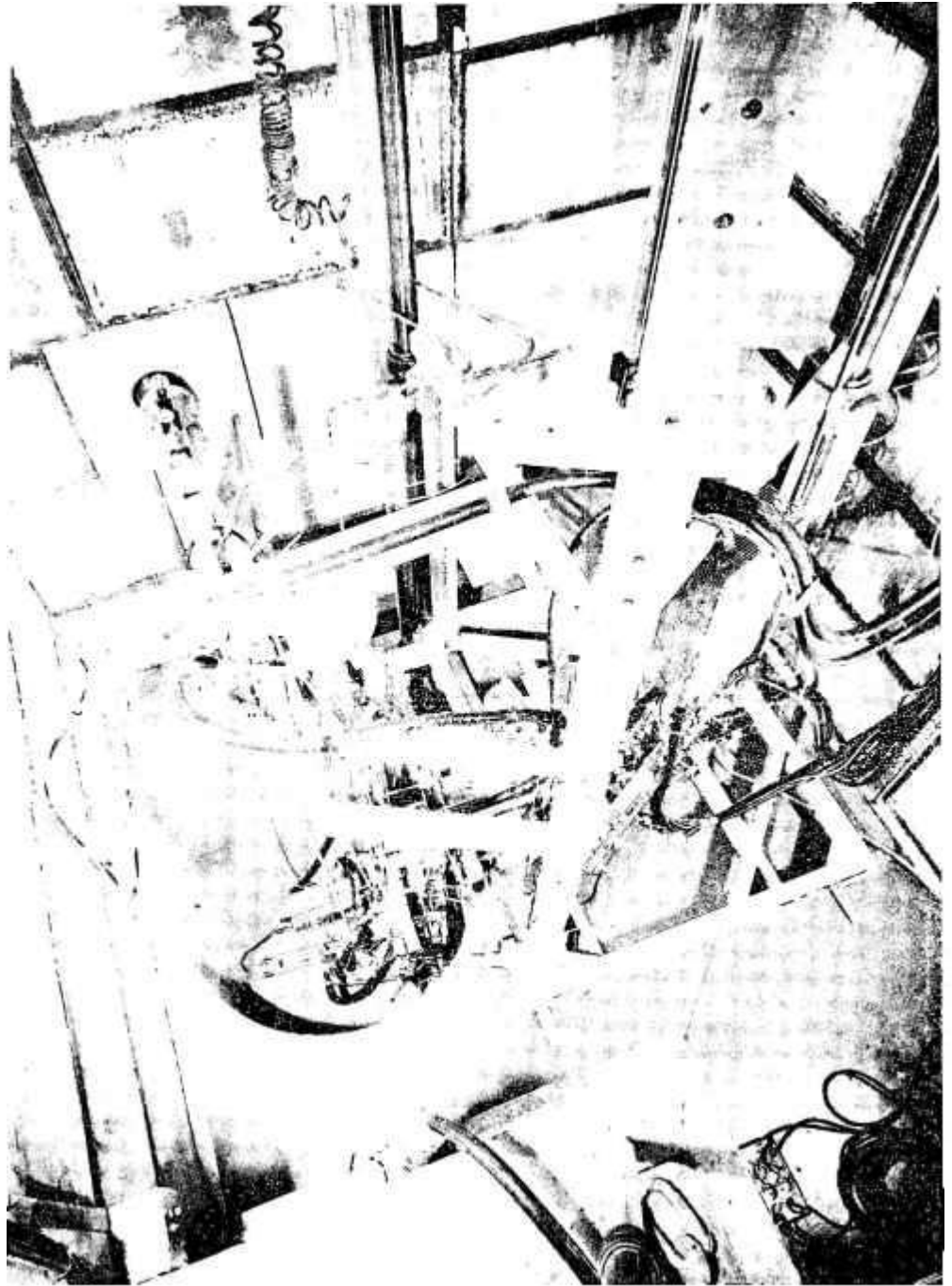


Fig. 4.5 : Prise de pression de la section d'essais à chauffage indirect



**Fig . 4.6 : Casemate de protection de la boucle DADINE**



**Fig. 4.7: Implantation de la boucle DADINE**

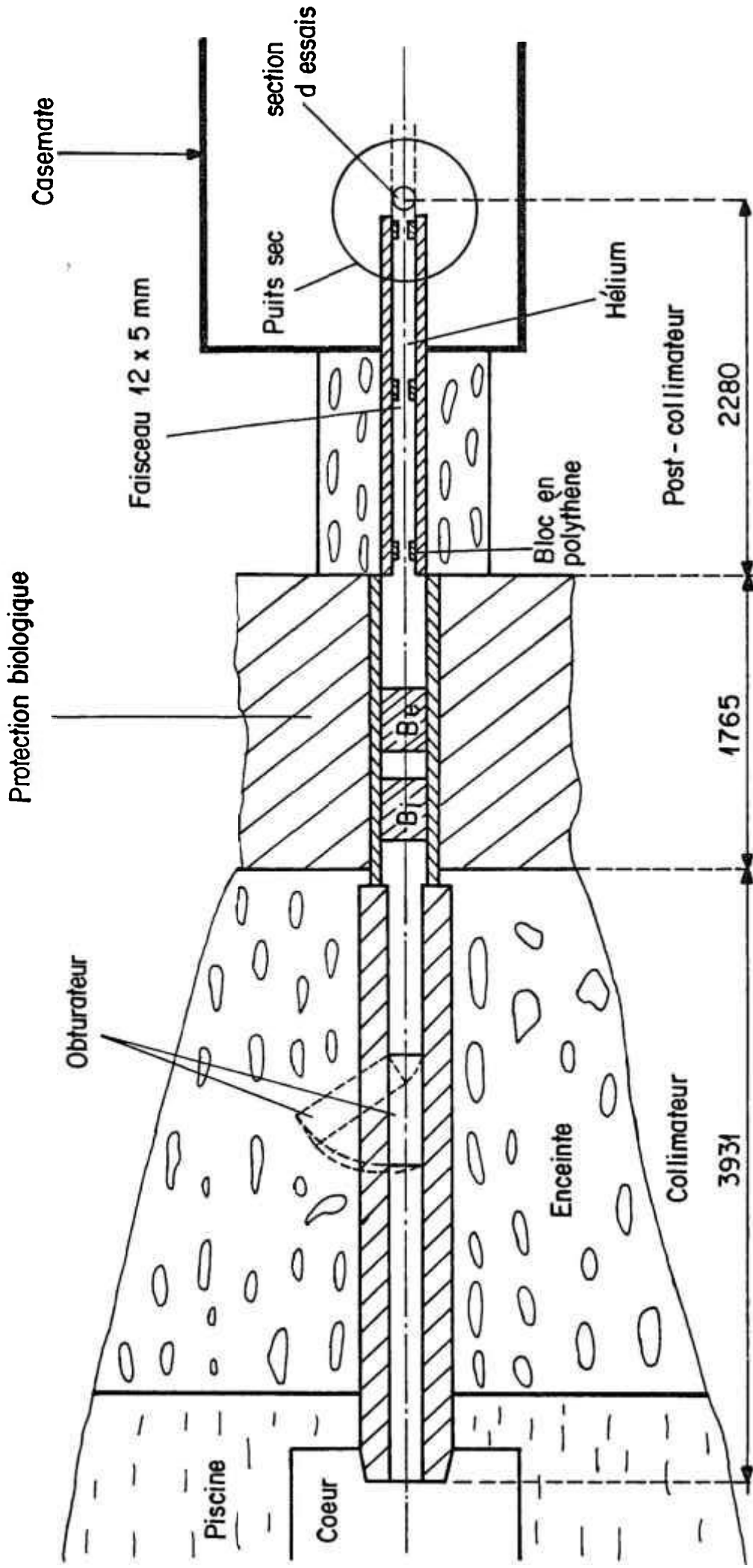


Fig. 4.8 : Schéma de principe du montage expérimental. Collimation et post-collimation

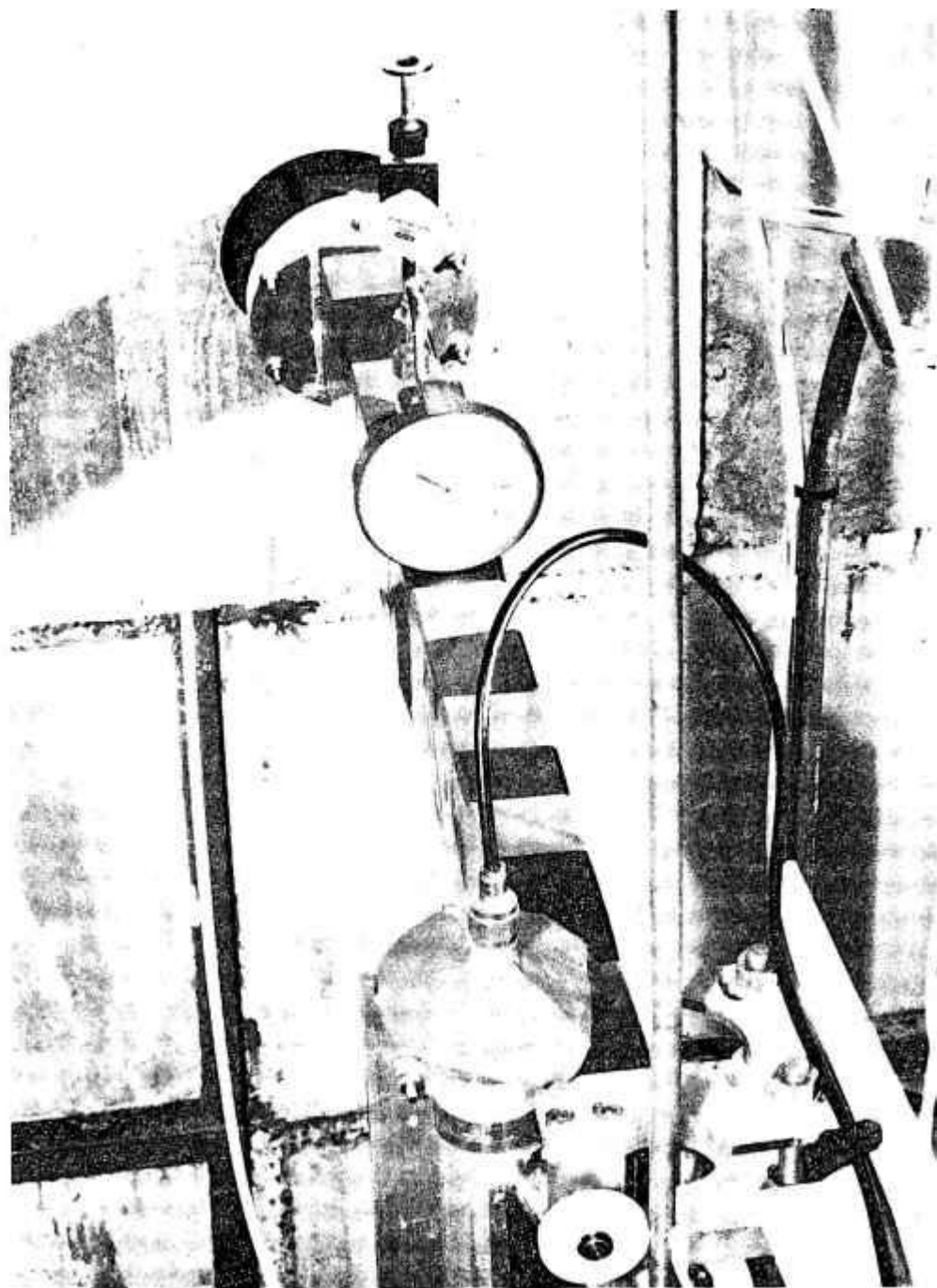


Fig. 4.9 : La post -collimation du faisceau neutronique

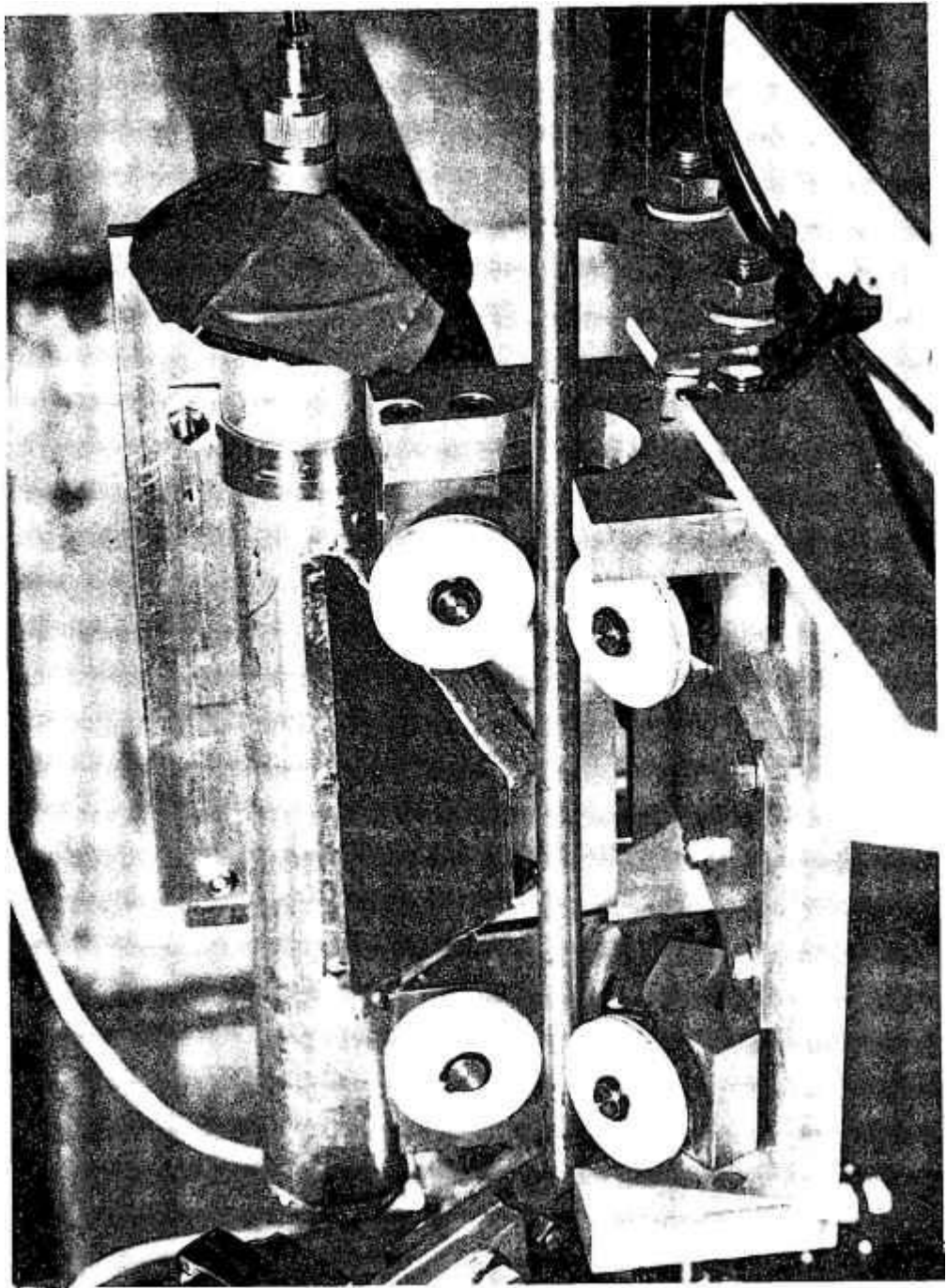


Fig. 4.10 : Système d'alignement de la section d'essais

CHAPITRE 5  
RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans ce Chapitre nous présentons la campagne d'essais effectuée sur la boucle DADINE et quelques résultats significatifs choisis parmi l'ensemble des résultats obtenus.

Les profils axiaux de taux de vide et de perte de pression dans les écoulements eau-vapeur sont déterminés.

L'influence de la température de l'eau et du gradient axial des taux de vide sur le taux de comptage sont aussi quantifiés.

#### 5.1. ETALONNAGE DE LA MESURE DE TAUX DE VIDE

Une série d'essais préliminaires décrits au Chapitre 3 a permis de sélectionner et de mettre au point une méthode de mesure de taux de vide par diffusion neutronique. Les améliorations effectuées au niveau du conditionnement du faisceau notamment (cf. paragraphe 4.2) ainsi que l'obligation de prendre en compte l'effet de température de l'eau, ont nécessité l'établissement de nouvelles courbes d'étalonnage obtenues en simulant le taux de vide à l'aide de formes en aluminium.

Les conditions générales de ces essais sont celles déterminées lors des essais préliminaires sauf en ce qui concerne les dimensions du faisceau neutronique (cf. Chap. 4) :

- méthode de mesure : diffusion neutronique,
- neutrons : froids ou thermiques,
- compteur de neutrons à dépôt de bore CPNB 20,
- distance section d'essais-compteur :  $d = 100$  mm,
- angle section d'essais-compteur :  $\theta = - 30^\circ$ ,
- dimensions du faisceau :  $12 \times 5$  mm,
- section d'essais en inconel : diamètres  $12 \times 14$  mm,
- temps de comptage : 100 s,
- température de l'eau : 20 à  $160^\circ\text{C}$

Avant de réaliser l'étalonnage proprement dit, on a déterminé l'effet de la présence de l'aluminium dans la section d'essais pour des taux de vide simulés de 0,25 à 1. Le taux de comptage est modifié de

moins de 2% pour les neutrons froids (fig. 5.1) et de l'ordre de 1% pour les neutrons thermiques (fig. 5.2) . Ces résultats confirment ceux déjà obtenus en transmission (fig. 3.5) .

#### 5.1.1. Etalonnage à froid (T = 20°C)

Les figures 5.3 et 5.4 présentent respectivement les nouveaux résultats obtenus avec l'utilisation des neutrons froids et thermiques. Ces résultats sont tout à fait cohérents avec ceux obtenus dans les essais préliminaires. On remarquera l'augmentation du taux de comptage obtenue par rapport aux essais préliminaires (figs 3.12 et 3.15). Cela est dû d'une part à la non-utilisation du bloc de bismuth dans ces essais et d'autre part aux améliorations qui ont été effectuées lors de l'implantation de la boucle DADINE (cf. paragraphe 4.2). Cet accroissement du taux de comptage, intéressant notamment dans la perspective de mesures en régime transitoire, permet également de réduire de manière significative l'influence de la distribution radiale des phases dans le cas de neutrons froids. Le tableau 5.1 résume les résultats obtenus.

#### 5.1.2. Effet de la pression et de la température de l'eau sur le taux de comptage

Pour obtenir une courbe d'étalonnage utilisable en écoulement diphasique, les essais précédents doivent être complétés par une quantification des essais de pression et de température qui varient respectivement dans les essais DADINE de 1 à 6 bar et de 20 à 160°C.

L'effet de l'augmentation de la pression conduit à un accroissement relatif de la masse volumique d'eau de 2%/100. Il peut donc être négligé. En revanche, une variation de la température d'eau entre 20 et 160°C entraîne une diminution relative de la masse volumique de l'ordre de 10%.

Pour étudier expérimentalement cette influence, des essais supplémentaires ont été réalisés avec les neutrons froids et thermiques. Le taux de vide en régime annulaire a été simulé par les formes en aluminium ( $\alpha = 0,25 - 0,50 - 0,75 - 0,80$ ) pour différentes températures de l'eau

( $T_{ent} = 20-29-40-60-80-100-120-140-160^{\circ}\text{C}$ ). Les résultats sont présentés dans les figures 5.5 et 5.6 où pour tous les points expérimentaux on a soustrait le taux de comptage dû à la diffusion de neutrons dans la section d'essais vide ( $\alpha = 1$ ).

On note une diminution des taux de comptages pour un taux de vide donné lorsque la température varie dans la gamme étudiée ; elle s'élève à environ 20% dans le cas des neutrons thermiques. On remarque aussi que la baisse du taux de comptage à une température donnée est d'autant plus faible que le taux de vide est plus élevé car la surface d'eau "vue" par les neutrons est plus faible ce qui réduit l'interaction.

La diminution de la masse volumique de l'eau ne suffit pas à expliquer les écarts observés sur le taux de comptage qui est vraisemblablement très influencé également par l'effet Doppler.

		Froids	Thermiques
Taux de comptage (c/s)	$\alpha = 0,0$	495	28936
	$\alpha = 1,0$	82	5505
Contraste	global $\alpha = 0,0 \rightarrow \alpha = 1,0$	6,0	5,3
	moyen $0,8 \leq \alpha \leq 1,0$	3,0	2,2
Effet de la distribution radiale de taux de vide	$\alpha = 0,2$	0,023	0,023
	$\alpha = 0,4$	0,030	0,033
	$\alpha = 0,6$	0,040	0,023
	$\alpha = 0,8$	0,017	0,017

Tableau 5.1 : Taux de comptage, contraste et effet de la distribution radiale du taux de vide. Boucle DADINE.

En effet, lorsque les neutrons interagissent avec les noyaux d'hydrogène, ils peuvent être accélérés et cela d'autant plus que la température du milieu est plus élevée. La section efficace d'absorption du bore 10 qui compose le détecteur étant inversement proportionnelle à la vitesse des neutrons, une baisse de comptage est donc enregistrée quand la température d'eau augmente. A flux de neutrons constant, la diminution du taux d'absorption sur le bore 10 pour une température d'eau variant de 20 à 160°C serait de l'ordre de 10% (Musso, 1980).

L'analyse précise de chaque contribution nécessiterait des calculs neutroniques approfondis, ce qui sort du cadre de ce travail.

Toutefois, il est évident que l'on doit tenir compte pour la détermination de la courbe d'étalonnage de l'effet global de la température d'eau sur le taux de comptage. Son omission entraînerait des erreurs importantes sur le taux de vide lors du dépouillement des essais réels.

### 5.1.3. Courbes d'étalonnage. Neutrons froids et thermiques

Compte tenu des résultats présentés dans les paragraphes 5.1.1 et 5.1.2, il a été possible d'établir des courbes d'étalonnage pour les neutrons froids et thermiques.

Les tableaux 5.2 et 5.3 issus des résultats des figures 5.5 et 5.6 présentent  $R(\alpha, T)$  en fonction de la température d'eau pour différentes valeurs du taux de vide où  $R(\alpha, T)$  est le taux de comptage normalisé défini par :

$$R(\alpha, T) \triangleq \frac{N_c(\alpha, T) - N_c(\alpha = 1)}{N_c(\alpha=0, T) - N_c(\alpha=1)} \quad (5.1)$$

et  $N_c(\alpha, T)$  le taux de comptage pour le taux de vide  $\alpha$  à la température  $T$ ,  $N_c(\alpha=1)$  le taux de comptage pour le taux de vide égal à 1 (section d'essais vide),  $N_c(\alpha=0, T)$  le taux de comptage pour le taux de vide égal à 0 (section d'essais pleine d'eau).

$T(^{\circ}\text{C}) \backslash \alpha$	0,0	0,25	0,50	0,75	0,80
20	1,0	0,900	0,713	0,445	0,374
29	1,0	0,878	0,708	0,479	0,412
40	1,0	0,883	0,712	0,478	0,419
60	1,0	0,901	0,702	0,479	0,422
80	1,0	0,731	0,590	0,397	0,349
100	1,0	0,891	0,721	0,483	0,426
120	1,0	0,728	0,586	0,399	0,347
140	1,0	0,887	0,714	0,491	0,429
160	1,0	0,704	0,568	0,387	0,344

Tableau 5.2 : Variation du taux de comptage normalisé en fonction de la température pour différents taux de vide. Neutrons froids. Boucle DADINE

$T(^{\circ}\text{C}) \backslash \alpha$	0,0	0,25	0,50	0,75	0,80
20	1,0	0,829	0,604	0,334	0,268
29	1,0	0,818	0,582	0,333	0,284
40	1,0	0,821	0,577	0,332	0,284
60	1,0	0,822	0,580	0,334	0,285
80	1,0	0,825	0,587	0,339	0,290
100	1,0	0,825	0,583	0,337	0,289
120	1,0	0,830	0,590	0,343	0,295
140	1,0	0,815	0,582	0,335	0,287
160	1,0	0,818	0,583	0,337	0,288

Tableau 5.3 : Variation du taux de comptage normalisé en fonction de la température pour différents taux de vide. Neutrons thermiques. Boucle DADINE.

Lors des mesures en écoulement diphasique, la température  $T$  sera prise égale à la température de saturation  $T_{\text{sat}}$  correspondant à la pression du système (cf. paragraphe 5.2 et 5.4).

La meilleure approximation obtenue du taux de comptage normalisé est donnée pour les neutrons froids et thermiques par l'équation :

$$R(\alpha, T) = A(1 - \alpha) \exp(B\alpha) \quad (5.2)$$

où  $A$  et  $B$  sont des constantes (tableau 5.4) déterminées par un calcul de régression linéaire. Les équations (5.2) correspondant aux neutrons froids et thermiques sont représentées graphiquement aux figures 5.7 et 5.8.

Neutrons	A	B
Froids	0,9447	0,8582
Thermiques	0,9852	0,4241

Tableau 5.4 : Valeurs des constantes  $A$  et  $B$  de l'équation (5.2)

La validité de l'approximation (5.2) est mise en évidence sur les figures 5.9 et 5.10. Pour des taux de vide supérieurs à 0,5, on remarque que l'équation (5.2) rend mieux compte des mesures effectuées à chaud dans le cas des neutrons thermiques (écart relatif maximal observé inférieur à  $3 \cdot 10^{-2}$ ). En revanche, pour les neutrons froids, l'écart relatif maximal observé est de l'ordre de 0,10. Pour des taux de vide faibles et pour les neutrons froids on constate des écarts relatifs de l'ordre de 0,20. L'intérêt d'utiliser les neutrons froids (bonne résolution à forts taux de vide) est perdu compte tenu de la sensibilité des résultats à la température.

Pratiquement, pour évaluer le taux de vide au cours d'un essai, on doit connaître les valeurs de  $N_c(\alpha=1)$ ,  $N_c(\alpha=0, T_{\text{sat}})$  et  $N_c(\alpha, T_{\text{sat}})$  et déterminer  $R(\alpha, T_{\text{sat}})$  à l'aide de l'équation (5.1). La relation (5.2) permet alors le calcul de  $\alpha$ .

## 5.2. MESURES DE TAUX DE VIDE

Le tableau 5.5 présente l'ensemble des essais effectués sur la boucle DADINE en fonction de la pression, de la vitesse massique, du flux de chaleur, de la sous-saturation de l'eau à l'entrée de la section d'essais et de l'énergie des neutrons.

La procédure normale de chaque expérience est la suivante :

- mesure du taux de comptage pour la section d'essais vide :  $N_c(\alpha=1)$ ,
- mesure du taux de comptage pour la section d'essais pleine d'eau à la température de saturation :  $N_c(\alpha=0, T_{sat})$ ,
- mode opératoire de fonctionnement de la boucle DADINE comme décrit au paragraphe 4.2.1 ,
- mesure du taux de comptage pour un taux de vide donné tout au long de la longueur chauffante :  $N_c(\alpha, T_{sat})$ .

Les figures 5.11 a à 5.11 d montrent l'évolution axiale du taux de vide dans des conditions définies au tableau 5.5. Ces résultats amènent les remarques suivantes :

- la forme du profil axial du taux de vide est caractéristique de systèmes à basse pression avec une évolution très rapide du taux de vide vers des valeurs élevées ( $\alpha > 0,80$ ), immédiatement après le début d'ébullition,
- la cote où l'on détecte l'apparition de vapeur avec les neutrons thermiques est proche de celle calculée en faisant l'hypothèse du bilan thermique,
- la distribution axiale du taux de vide dans la zone "plate" du profil n'est pas monotone.

Neutrons	Paramètres		
Thermiques	$G$ ( $\text{gcm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )	$\varphi$ ( $\text{Wcm}^{-2}$ )	$\Delta T_{\text{sous}}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )
x o $\Delta$	2	1	20
x o	2	3	20
x o	2	5	20
x o	2	5	50
x o $\Delta$	5	3	20
x o	5	5	20
x o	8	3	20
x o $\Delta$	8	5	20
x o $\Delta$	12	5	20
x $\Delta$	15	5	20

Pression (bar) 1 - 3 - 6  
x o  $\Delta$

Tableau 5.5 : Conditions des essais de mesure de taux de vide et de perte de pression. Boucle DADINE.

Sur ce dernier point, on observe à distance plus ou moins grande de la zone à fort gradient axial de vide, une décroissance de  $\alpha$  à  $z$  croissant. Cet effet inexpliqué est plus ou moins accusé selon les paramètres de l'essai  $p, G, \varphi$ , mais revêt un caractère systématique. Il s'agit à notre connaissance d'un résultat peu courant dans les travaux antérieurs sur les écoulements diphasiques ; un tel comportement de ce type a cependant été observé lors de mesures de taux de vide par absorption de rayonnement  $\gamma$  (Roumy et al., 1979) dans des écoulements eau-vapeur à 140 bar.

Cet effet pourrait être dû à une erreur de mesure systématique. Il importe donc d'approfondir la critique de la technique mise en oeuvre dont deux aspects paraissent à priori de nature à pouvoir expliquer les résultats obtenus : l'effet de la distribution radiale des phases n'est

pas pris en compte d'une part, et d'autre part le taux de comptage est moyenné sur un temps long (100 s).

#### Effet de la distribution radiale des phases

En écoulement réel, des taux de comptage différents peuvent être associés à un taux de vide unique, cela étant dû à la possibilité d'avoir des distributions radiales des phases différentes. Or, la courbe d'étalonnage normalisée qui est utilisée pour le calcul de  $\alpha$  est unique : à un taux de vide donné correspond un taux de comptage correspondant à un régime annulaire. La décroissance de  $\alpha$  observée pourrait donc en principe s'expliquer par une évolution de la structure de l'écoulement non prise en compte dans  $R(\alpha, T_{\text{sat}})$ . Cette hypothèse ne se vérifie cependant pas du point de vue quantitatif. L'amplitude des décroissances de  $\alpha$  mesurées est dans la plupart des cas plus grande que celle qui pourrait se justifier à partir des courbes d'étalonnage brutes (fig. 5.4).

#### Effet du mode de comptage

La réponse de l'appareillage de mesure n'étant pas linéaire, le calcul de la valeur moyenne du taux de vide dans des écoulements fluctuants (à bouchons par exemple) ne peut se faire qu'en intégrant le signal sur un temps court devant les fluctuations, puis en prenant une moyenne statistique des résultats obtenus. Harms et Forrest (1971) et Hancox et al. (1972) ont analysé ce problème et ont confirmé leurs résultats par l'expérience dans le cas de mesure de taux de vide par transmission de neutrons. Pour minimiser l'erreur due aux fluctuations il est nécessaire d'avoir recours à une méthode statistique qui consiste à faire des mesures sur un intervalle de temps court par rapport à la période dominante des fluctuations de taux de vide, et à établir les histogrammes correspondants qui donnent alors accès à la moyenne statistique de  $\alpha$ .

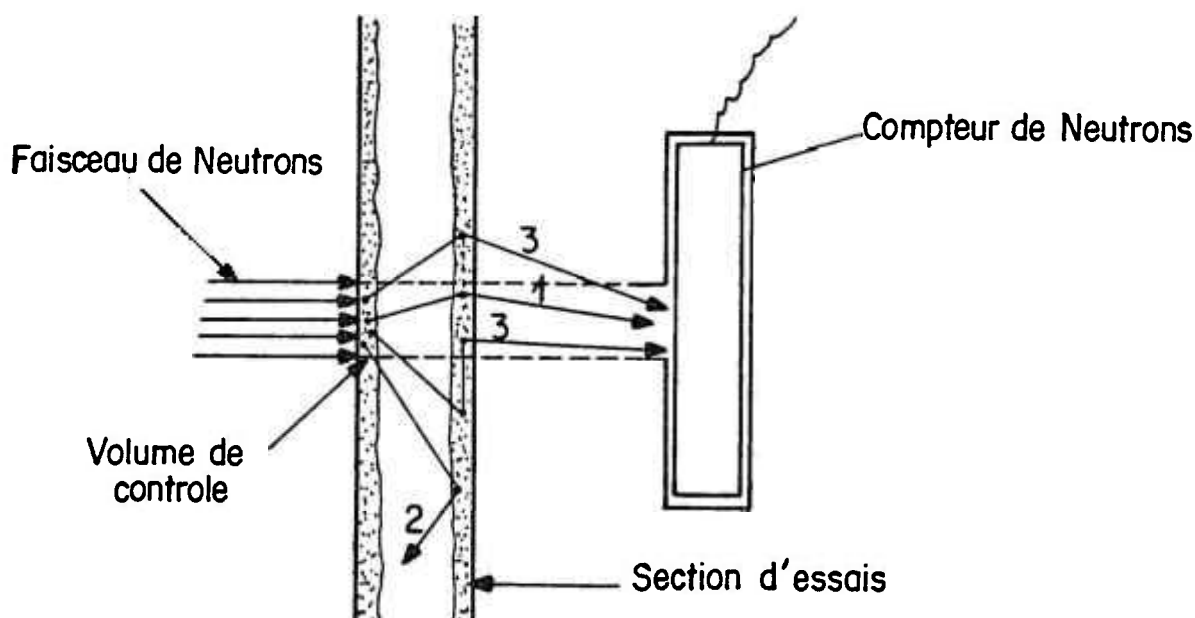
Des essais complémentaires ont donc été réalisés en employant cette technique où pour chaque point de mesure, 1100 comptages ont été effectués, chacun sur un temps de 60 ms. Les résultats sont présentés aux figures 5.12.a à 5.12.c où l'on remarque :

- que les  $\alpha$  obtenus avec cette technique de comptage ne peuvent être considérés comme significativement différents de ceux obtenus avec un temps de comptage de 100 secondes,
- que lorsque l'histogramme présente un seul pic, les valeurs mesurés du taux de vide par ces deux techniques de comptage sont les mêmes,
- que lorsque l'histogramme présente un double pic, le taux de vide obtenu avec un temps de comptage de 100 secondes sont plus grands que ceux déterminés par la méthode statistique. Ce double pic révèle l'existence d'un écoulement à bouchons (Jones et Zuber, 1975),
- qu'enfin on confirme la non monotonie de la distribution axiale du taux de vide, qu'aucun modèle n'est à l'heure actuelle, en mesure de prendre en compte.

### 5.3. EFFET DU GRADIENT AXIAL DU TAUX DE VIDE

Après diffusion dans le volume de contrôle théorique déterminé par l'intersection du faisceau neutronique avec la section d'essais, les neutrons peuvent suivre des chemins différents (cf. schéma simplifié ci-après) :

- les neutrons restent dans le volume de contrôle et sont détectés par le compteur (cas 1),
- les neutrons sortent du volume de contrôle et ne sont pas détectés par le compteur (cas 2),
- les neutrons sortent du volume de contrôle, subissent de nouveaux chocs, et sont renvoyés vers le compteur (cas 3).



Pour estimer l'importance de ce phénomène, des essais ont été réalisés avec un cône en aluminium rempli d'air simulant des gradients axiaux de taux de vide  $d\alpha/dz$  allant jusqu'à  $0,1 \text{ cm}^{-1}$  (soit un taux de vide variant de 0 à 1 sur 10 cm).

La figure 5.13 montre que le taux de vide mesuré ne diffère que très peu du taux de vide réel, l'erreur (par défaut) étant au plus égale à 2%. Ce résultat est lié au faible diamètre de la section d'essais et à la collimation du détecteur qui ne peut donc voir que des neutrons dont l'angle d'incidence est faible. Dans ces conditions, et compte tenu de ce que l'erreur correspondante en écoulement diphasique réel ne se manifeste qu'au voisinage du début d'ébullition, aucune correction n'est faite pour le calcul du taux de vide.

#### 5.4. DETERMINATION DU POINT DE GENERATION NETTE DE VAPEUR

Les mesures du taux de vide par diffusion neutronique tendent à indiquer que, dans les conditions du renoyage, aucune ébullition nette significative n'intervient tant que  $T_{\ell} < T_{\text{sat}}$ . Mais la relative imprécision de cette méthode pour situer la génération nette de vapeur nous a paru rendre souhaitable un effort supplémentaire de détermination du point GNV à l'aide d'une autre technique. Il était intéressant en particulier de tester les possibilités de la neutrographie associée à l'utilisation de tubes intensificateurs d'images, qui permet en principe une telle investigation. Le principe de base consiste à obtenir une image neutronique de l'écoulement en exploitant les différences transmittance qui caractérisent l'eau et la vapeur, puis à convertir cette image neutronique en image optique à partir de laquelle est opérée une détermination visuelle du début d'ébullition nette.

##### 5.4.1. Description de tubes intensificateurs d'images neutrographiques

Les tubes intensificateurs d'images neutrographiques (IIN) sont dérivés des tubes sensibles aux rayons X utilisés en radiologie médicale ou industrielle.

Schématiquement, un IIN est composé d'un écran d'entrée contenant une forte proportion de gadolinium (matériau doté d'une section de capture neutronique élevée pour les neutrons froids et thermiques) qui produit une

scintillation lumineuse sous l'impact de chaque neutron absorbé (fig. 5.14). Une photocathode directement couplée à cet écran émet des électrons qui sont accélérés et focalisés sur un écran de sortie cathodoluminescent, sur lequel apparaît une image lumineuse reproduisant l'image neutronique d'entrée. Le tout fonctionne sous vide dans une enceinte verre-métal dont la fenêtre d'entrée est transparente aux neutrons.

Le principe de la conversion d'une image neutronique en image lumineuse est le suivant : lors de la capture d'un neutron incident par le noyau d'un atome de gadolinium, un électron de 70 keV est émis. Cet électron est immédiatement réabsorbé au voisinage de son point d'émission par le scintillateur qui le convertit en une scintillation lumineuse matérialisant ainsi l'impact neutronique.

Une caractéristique importante de l'IIN est sa faible sensibilité aux rayons X ou  $\gamma$ , soit 0,1% pour les énergies supérieures à 500 keV. Cette propriété de détection sélective des neutrons donne dans la majorité des cas une image purement neutronique : l'image parasite produite par les rayons X ou  $\gamma$  superposée à l'image neutronique est d'intensité négligeable.

Une alimentation électrique incorporée produit toutes les tensions nécessaires à la focalisation et au maintien du vide dans le tube à partir d'un secteur monophasé 110 ou 220 V.

L'image de sortie du tube peut être captée, soit par un appareil photographique standard, soit par une caméra photographique, soit par un récepteur de télévision.

#### 5.4.2. Dispositif expérimental. Essais et résultats

Le tube intensificateur d'images neutrographiques (prêté par Thomson-CSF) que nous utilisons est du type THX 1431. Le schéma de principe du montage expérimental est montré à la fig. 5.15. La section d'essais est centrée dans le faisceau de neutrons thermiques et l'IIN placé dans l'axe du faisceau de manière à recueillir les neutrons transmis. Les blocs de polythène utilisés pour la mesure de  $\alpha$  sont ici retirés et la post-collimation est de 60 x 140 mm. Le système de déplacement de la section d'essais

par rapport au faisceau utilisé pour la détermination de la distribution axiale du taux de vide permet d'explorer l'écoulement de l'entrée de la section d'essais jusqu'à obtenir des taux de vide significatifs.

Les images successives (déplacements de 2 cm) en sortie du tube IIN qui correspondent à des tranches de section d'essais d'environ 70 mm de haut sont envoyées sur un écran de télévision et enregistrées sur magnétoscope.

La détermination du point GNV est alors effectuée visuellement. L'appréciation d'une image étant par principe subjective, cette détermination est faite par différents opérateurs.

La figure 5.16 regroupe les résultats obtenus avec cette méthode et les compare aux cotes d'ébullition obtenues avec l'hypothèse de l'équilibre thermique pour des rapports  $G/\varphi$  allant de 0.4 à  $5 \text{ g J}^{-1}$ . On note que :

- pour  $G/\varphi \lesssim 2$ ,  $z_{\text{GNV}} = z_{\text{EQ}} - \epsilon$ , la visualisation est de bonne qualité et les incertitudes de détermination de  $z_{\text{GNV}}$  ne dépassent alors pas  $\pm 2 \text{ cm}$ ,
- lorsque  $G/\varphi$  croît,  $z_{\text{GNV}} - z_{\text{EQ}}$  a tendance à s'accroître également, mais alors l'incertitude sur la GNV est grande (jusqu'à  $\pm 5 \text{ cm}$ ), cette incertitude étant selon les cas due aux fluctuations mesurées du "point" GNV ou à une détermination rendue délicate par une résolution insuffisante de l'image,
- à  $p = 3 \text{ bar}$ , les écoulements sont plus stables mais la taille des bulles décroît et l'insuffisance de résolution conduit parfois à des résultats tels que  $z_{\text{GNV}} > z_{\text{EQ}}$ .

Finalement, si cette méthode ne fournit pas des résultats d'une précision suffisante pour, soit élaborer et ajuster un modèle ou opérer un choix parmi les modèles existants, elle permet cependant de confirmer le fait que la région d'ébullition sous refroidie est limitée, comme le montre le modèle de Saha et Zuber (1974), et qu'elle peut vraisemblablement être négligée notamment aux faibles valeurs de  $G/\varphi$ .

### 5.5. MESURES DE PERTE DE PRESSION

La mesure de la distribution axiale des pertes de pression a été réalisée sur une section d'essais à chauffage indirect (cf. paragraphe 4.1.2) même longueur, même diamètre intérieur et mêmes caractéristiques de surface que la section d'essais à chauffage direct sur laquelle ont été réalisées des mesures de taux de vide. Les points de mesures sont distants de 20 cm et aucune mesure de taux de vide n'est effectuée dans ce cas.

En effet s'il est difficile de faire des mesures de pression d'une précision raisonnable sur une section d'essais dont la paroi est parcourue par le courant électrique, la résolution de la méthode de diffusion neutronique est trop faible avec la section à chauffage indirect compte tenu à la fois de l'épaisseur (5,75 mm) et de l'hétérogénéité de la paroi pour espérer obtenir des mesures de taux de vide utilisables.

Le principe consiste donc simplement à mesurer l'évolution axiale des pertes de pression dans des conditions de débit et de sous-saturation de l'eau, de flux et de pression identiques à celles dans lesquelles se sont faites les mesures de taux de vide (tableau 5.5). D'éventuelles différences dans les écoulements obtenus sont détectées par comparaison de la perte de pression sur la longueur totale de chacune des deux sections d'essais.

Il n'a pas été remarqué de variations dans l'évolution de la perte de pression mesurée correspondant à des régions où la distribution axiale du taux de vide n'était pas monotone.

Le tableau 5.6 résume les résultats qui, associés aux évolutions axiales de taux de vide correspondantes, permettront d'évaluer les termes de frottement, d'accélération, et de gravité. Ce travail sera effectué au Chapitre 6.

p = 1 bar				z (cm)											
G ( $\text{gcm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )	$\psi$ ( $\text{Wcm}^{-2}$ )	$\Delta T_{\text{sous}}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )		0,0	8,2	28,6	49,0	69,4	89,8	110,2	130,6	151,0	171,4	191,8	
2	1	20		0,0	8,2	28,6	49,0	69,4	89,8	110,2	130,6	151,0	171,4	191,8	
2	3	20		0,0	7,76	27,07	46,38	63,03	74,93	79,28	80,89	81,43	82,86	83,57	
2	5	20		0,0	7,76	23,37	32,80	36,5	38,36	40,53	42,53	44,05	44,95	45,95	
2	5	20		0,0	7,76	19,02	25,30	27,95	31,49	32,72	34,58	35,01	35,98	39,21	
2	5	50		0,0	7,76	26,97	39,67	45,52	48,68	49,35	50,20	51,03	52,85	53,57	
5	3	20		0,0	7,76	27,07	45,52	57,03	65,01	71,95	76,98	81,6	85,2	88,20	
5	5	20		0,0	7,76	26,2	39,96	48,39	56,10	62,05	67,10	71,1	75,92	80,53	
8	3	20		0,0	7,76	27,07	46,38	64,1	76,5	84,28	89,02	92,96	96,86	102,59	
8	5	20		0,0	7,76	27,07	45,05	57,77	65,24	72,7	77,8	83,1	89,05	93,2	
12	5	20		0,0	7,76	27,07	46,38	65,5	79,2	92,72	102,14	107,1	114,5	124,7	
15	5	20		0,0	7,76	27,07	46,38	65,66	84,5	102,09	113,33	117,15	126,30	141,12	

Tableau 5.6 : Résultats expérimentaux de pertes de pression totale. Boucle DADINE

p = 3 bar		z (cm)													
G ( $\text{gcm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )	$\gamma$ ( $\text{Wcm}^{-2}$ )	$\Delta T_{\text{sous}}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	0,0	8,2	28,6	49,0	69,4	89,8	110,2	130,6	151,0	171,4	191,8		
2	1	20	0,0	7,56	26,37	45,18	63,2	78,7	92,41	97,07	100,04	102,50	103,63		
2	3	20	0,0	7,56	25,5	39,4	44,5	48,2	49,29	50,4	51,6	52,1	54,08		
2	5	20	0,0	7,56	22,2	29,02	32,6	34,93	36,47	38,3	39,6	40,05	41,5		
2	5	50	0,0	7,56	25,5	37,6	44,05	47,5	49,88	51,82	52,06	53,15	54,76		
5	3	20	0,0	7,56	26,37	44,7	59,2	71,1	78,66	82,3	85,04	86,7	88,73		
5	5	20	0,0	7,56	25,5	37,3	44,6	50,9	56,8	61,3	63,7	67,2	69,20		
8	3	20	0,0	7,56	26,37	45,18	62,98	79,7	92,03	101,60	106,4	110,7	114,36		
8	5	20	0,0	7,56	26,37	43,1	56,97	66,9	73,66	78,5	82,38	86,03	90,76		
12	5	20	0,0	7,56	26,37	45,18	63,02	84,5	95,3	104,2	110,20	116,3	121,38		

Tableau 5.6 (suite) Résultats expérimentaux de pertes de pression totale. Boucle DADINE

p = 6 bar				z (cm)											
G ( $\text{gcm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	$\varphi$ ( $\text{Wcm}^{-2}$ )	$\Delta T$ sous ( $^{\circ}\text{C}$ )		0,0	8,2	28,6	49,0	69,4	89,8	110,2	130,6	151,0	171,4	191,8	
2	1	20		0,0	8,2	28,6	49,0	69,4	89,8	110,2	130,6	151,0	171,4	191,8	
5	3	20		0,0	7,38	25,74	44,10	61,6	76,9	88,48	93,31	96,38	99,68	100,91	
8	5	20		0,0	7,38	25,74	43,06	58,7	70,03	78,47	89,93	86,75	88,74	90,72	
12	5	20		0,0	7,38	25,74	43,4	56,5	67,88	72,23	77,32	82,07	85,93	89,23	
15	5	20		0,0	7,38	25,74	44,10	61,5	77,3	91,2	98,61	103,55	109,52	114,50	
				0,0	7,38	25,74	44,10	62,46	78,3	93,5	108,3	116,65	123,06	129,18	

Tableau 5.6 (suite) : Résultats expérimentaux de pertes de pression totale. Boucle DADINE

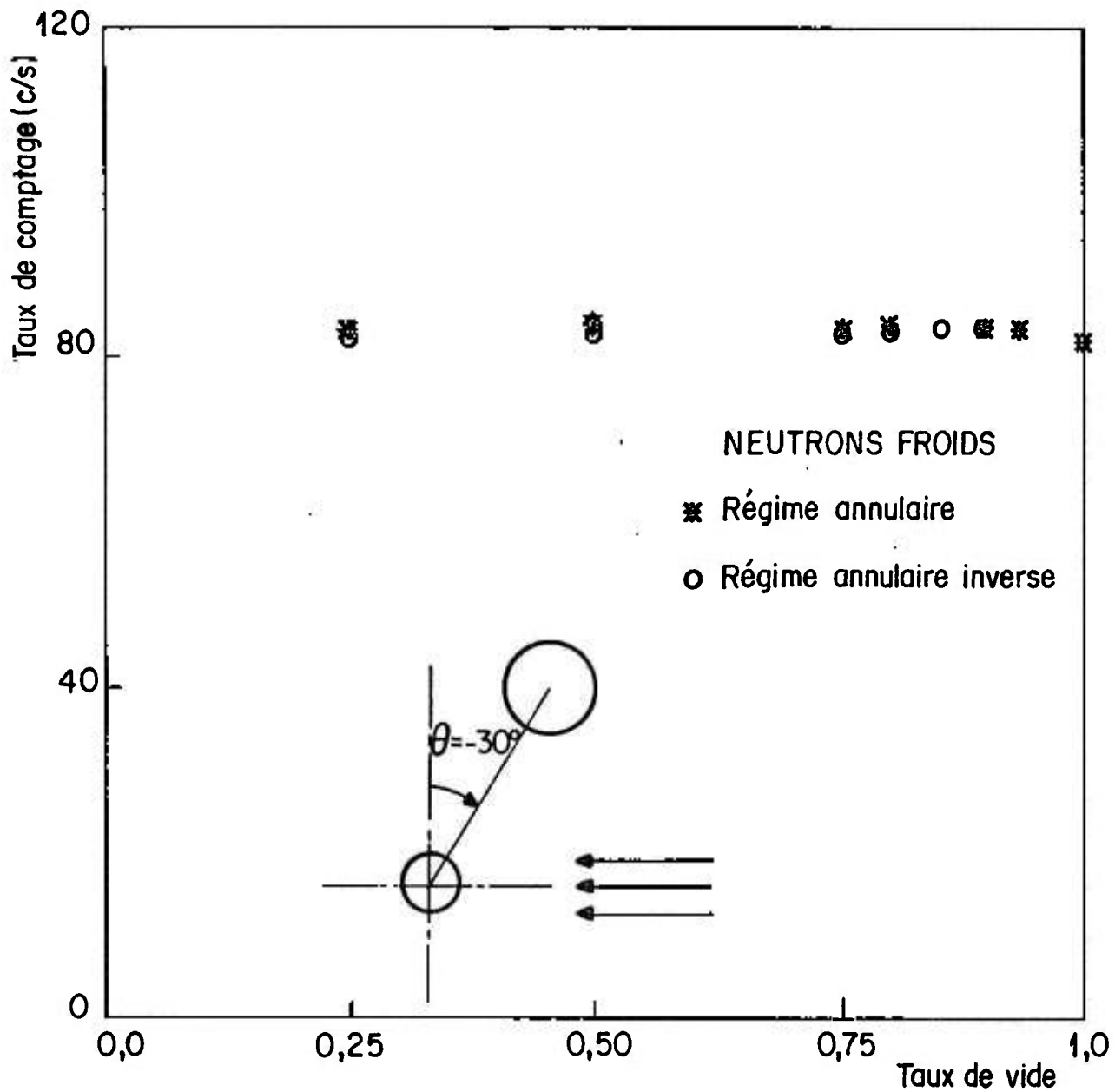


Fig. 5.1 : Sensibilité de la méthode à la présence de l'aluminium  
Boucle DADINE

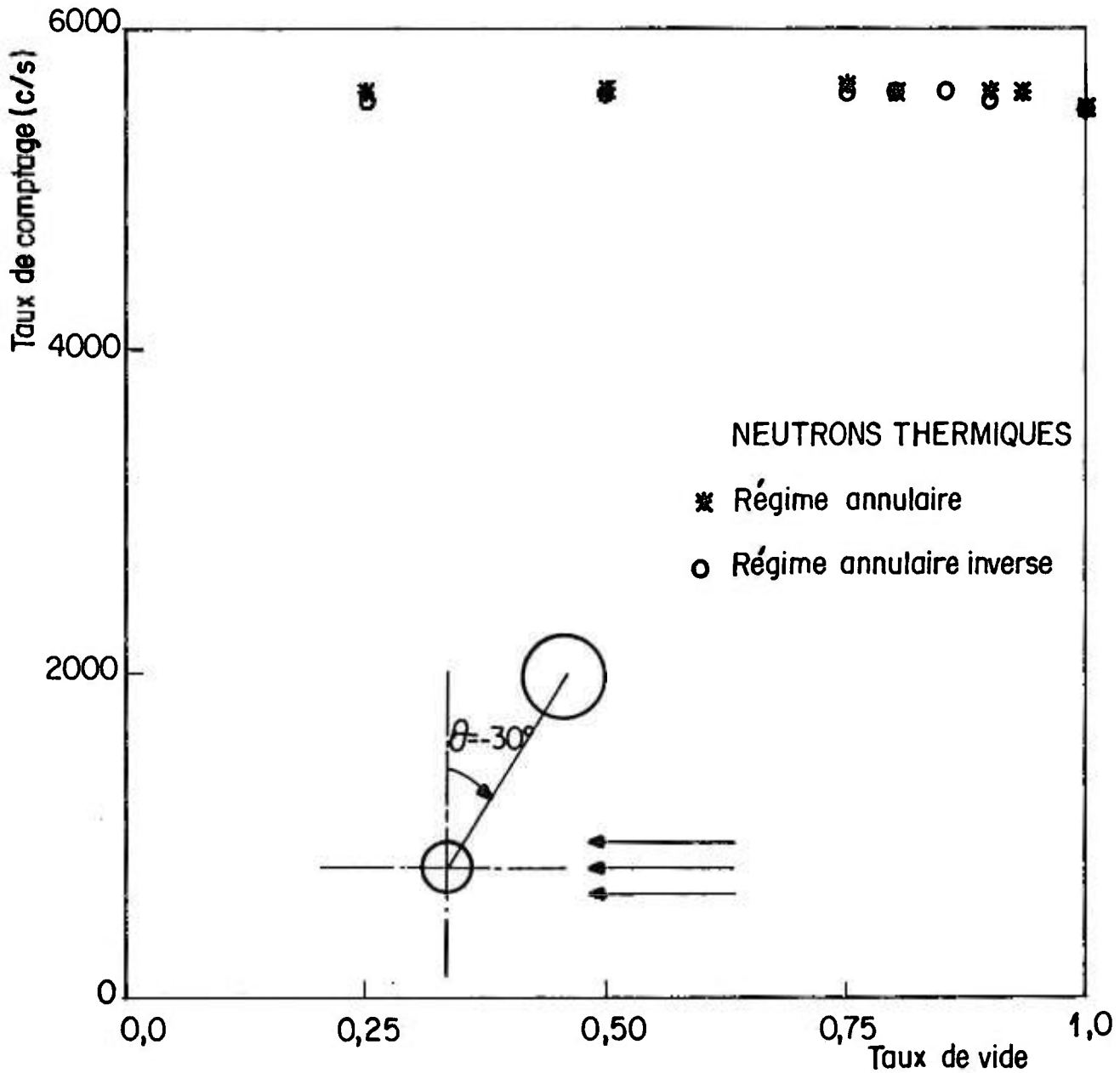
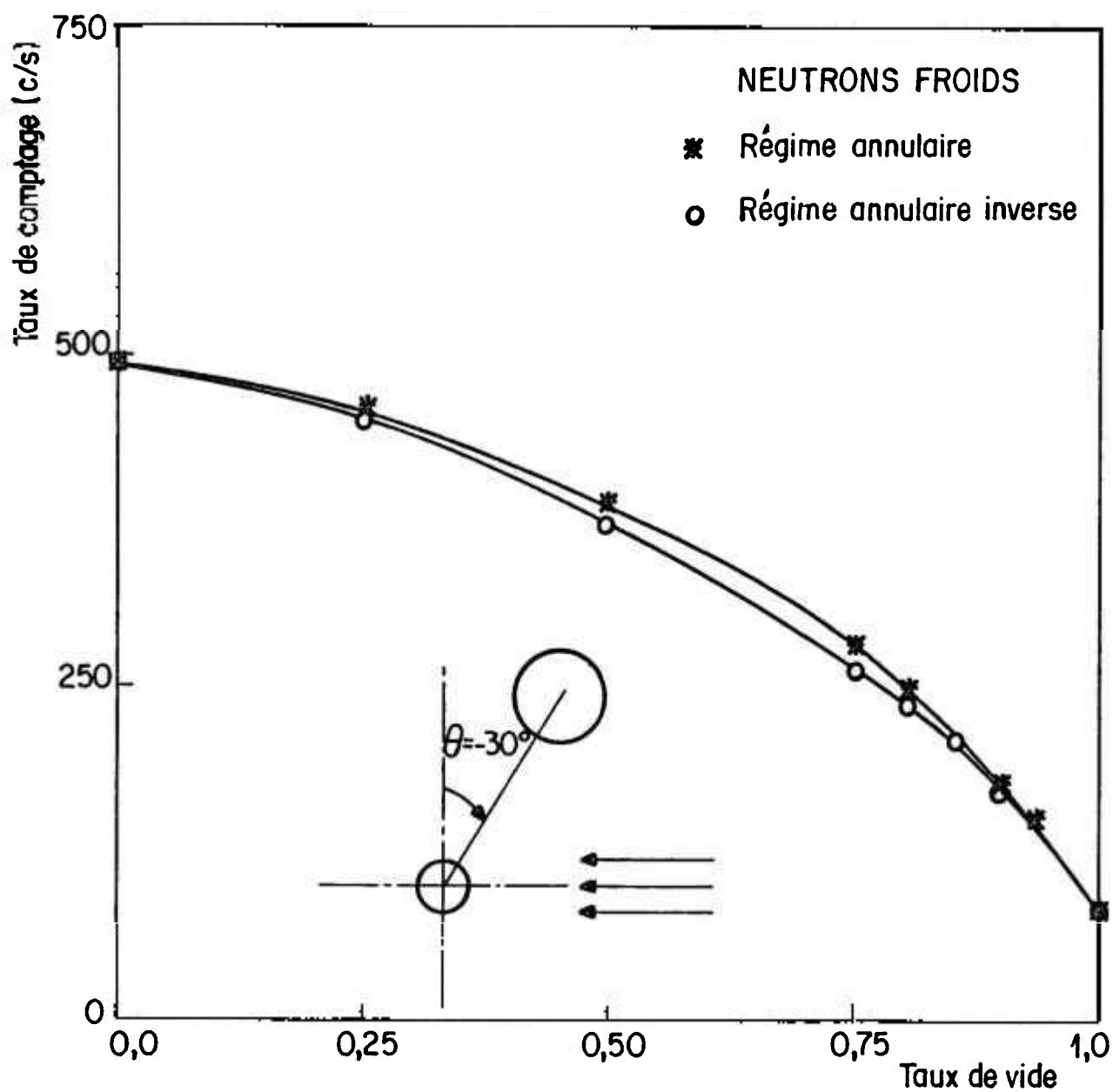


Fig. 5.2 : Sensibilité de la méthode à la présence de l'aluminium  
Boucle DADINE



g. 5.3: Mesure de taux de vide par diffusion neutronique. Boucle DADINE

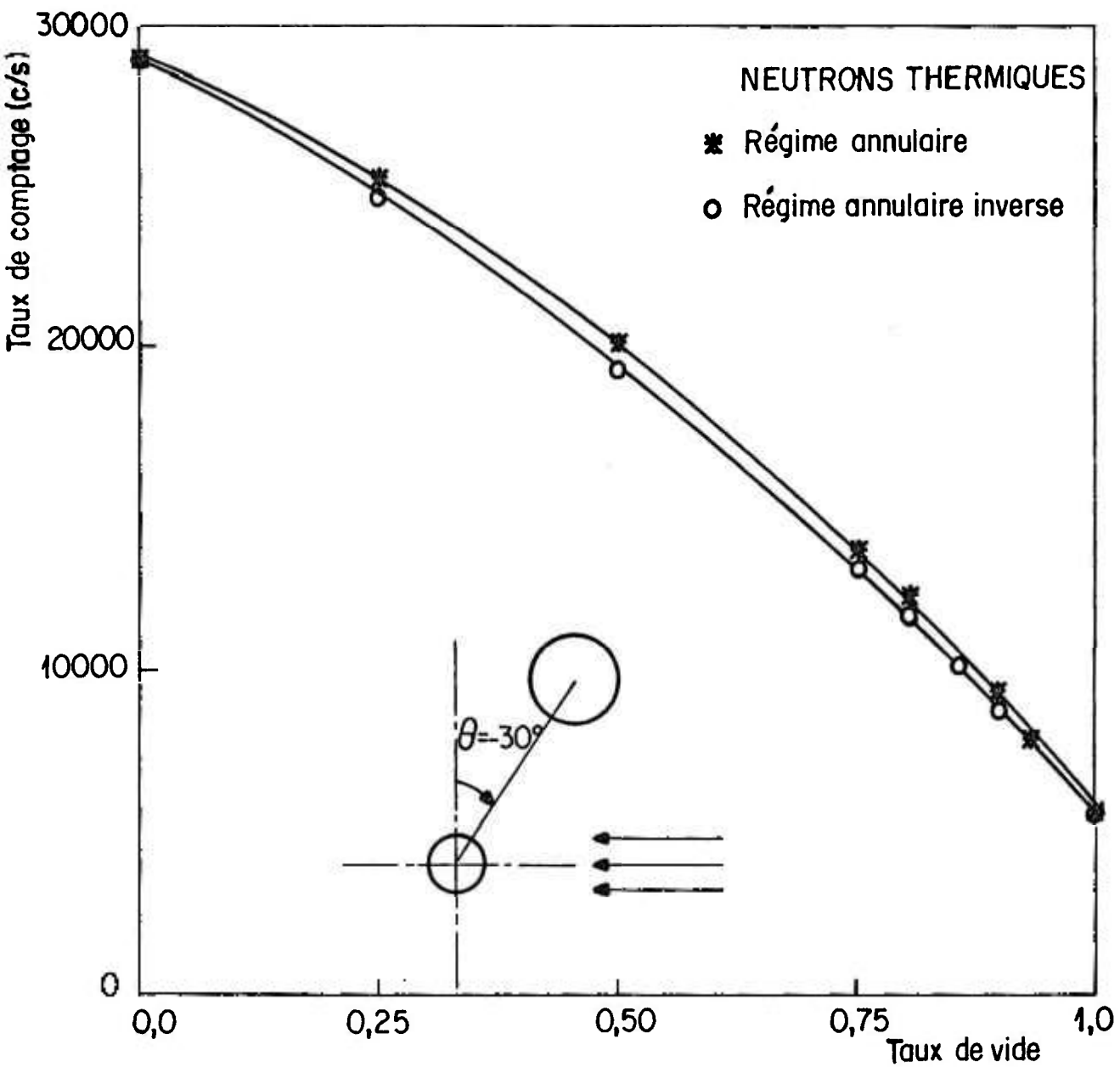


Fig. 5.4 : Mesure de taux de vide par diffusion neutronique .Boucle DADINE

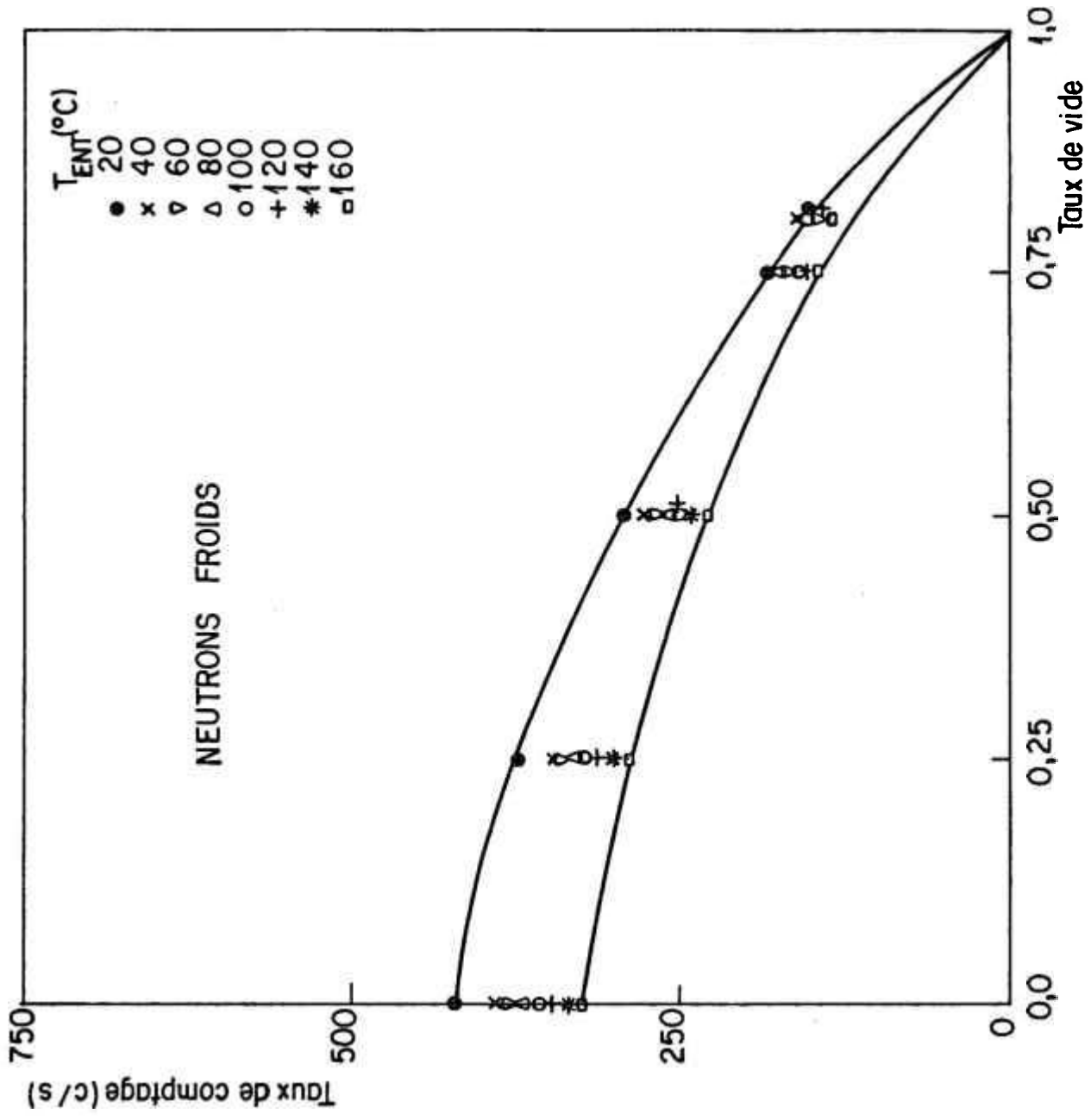


Fig. 5.5 : Effet de la température d'eau sur le taux de comptage. Boucle DADINE

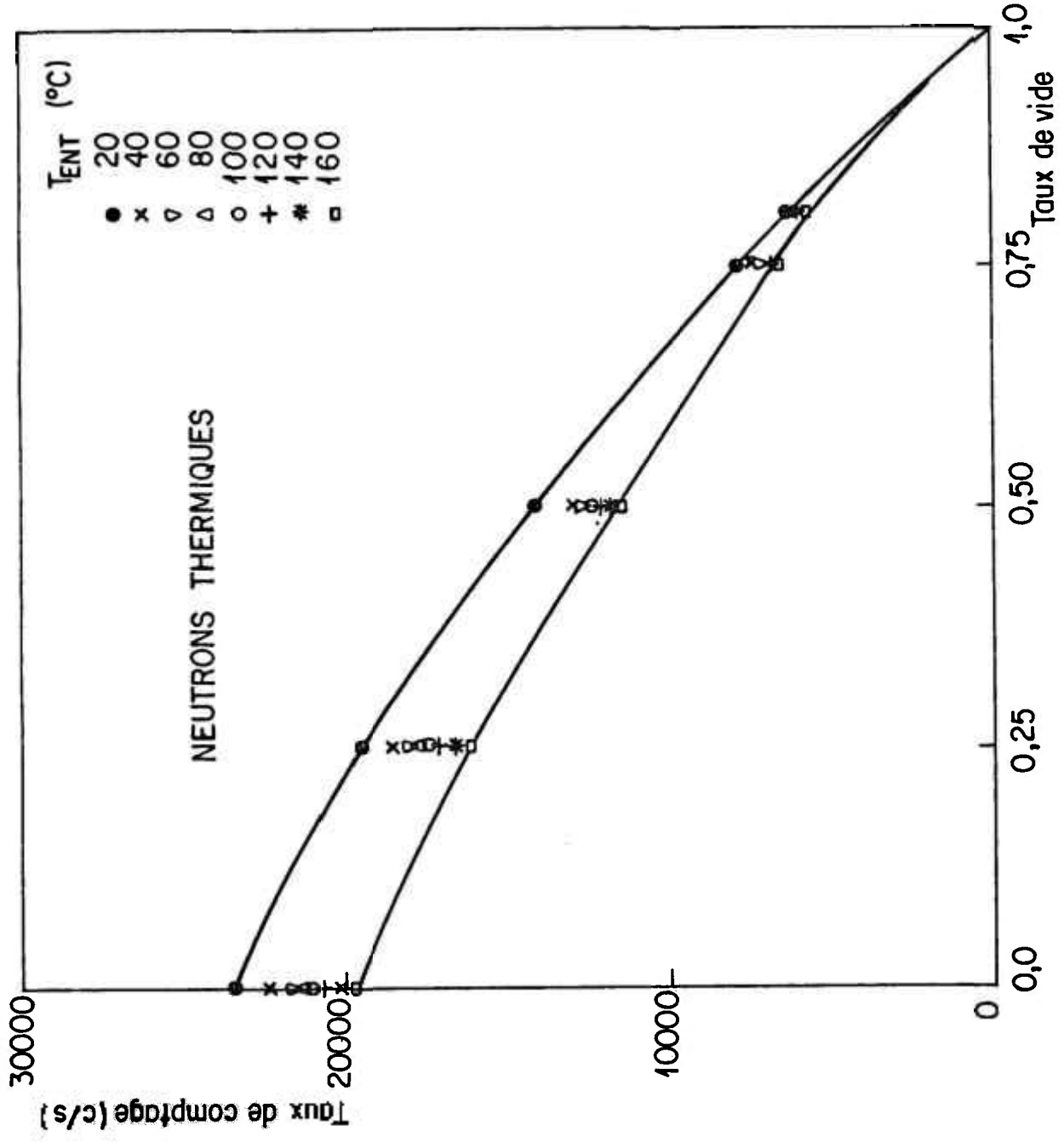


Fig. 5.6 : Effet de la température d'eau sur le taux de comptage. Boucle DADINE

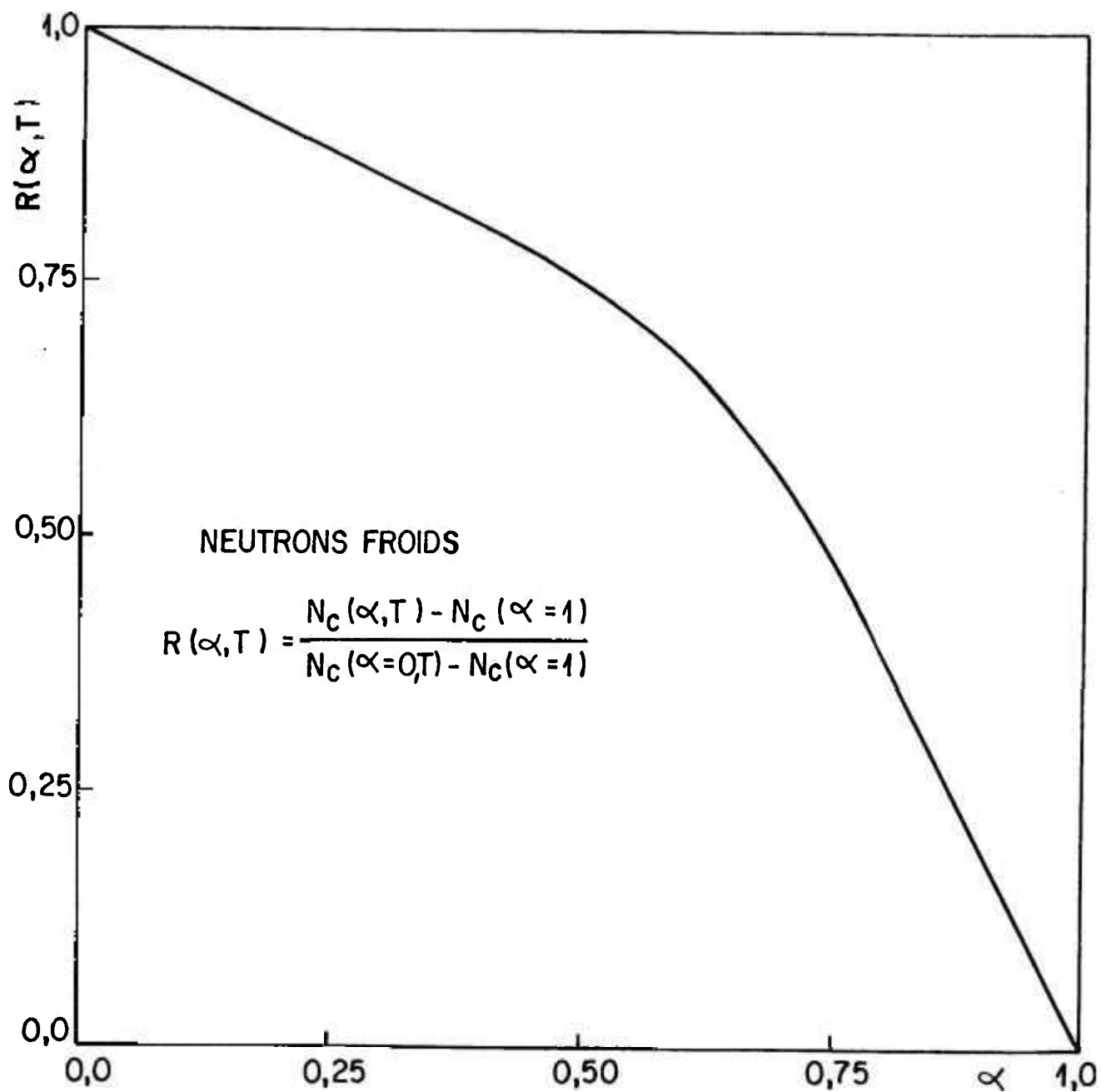


Fig. 5.7: Courbe d'étalonnage pour les neutrons froids. Boucle DADINE

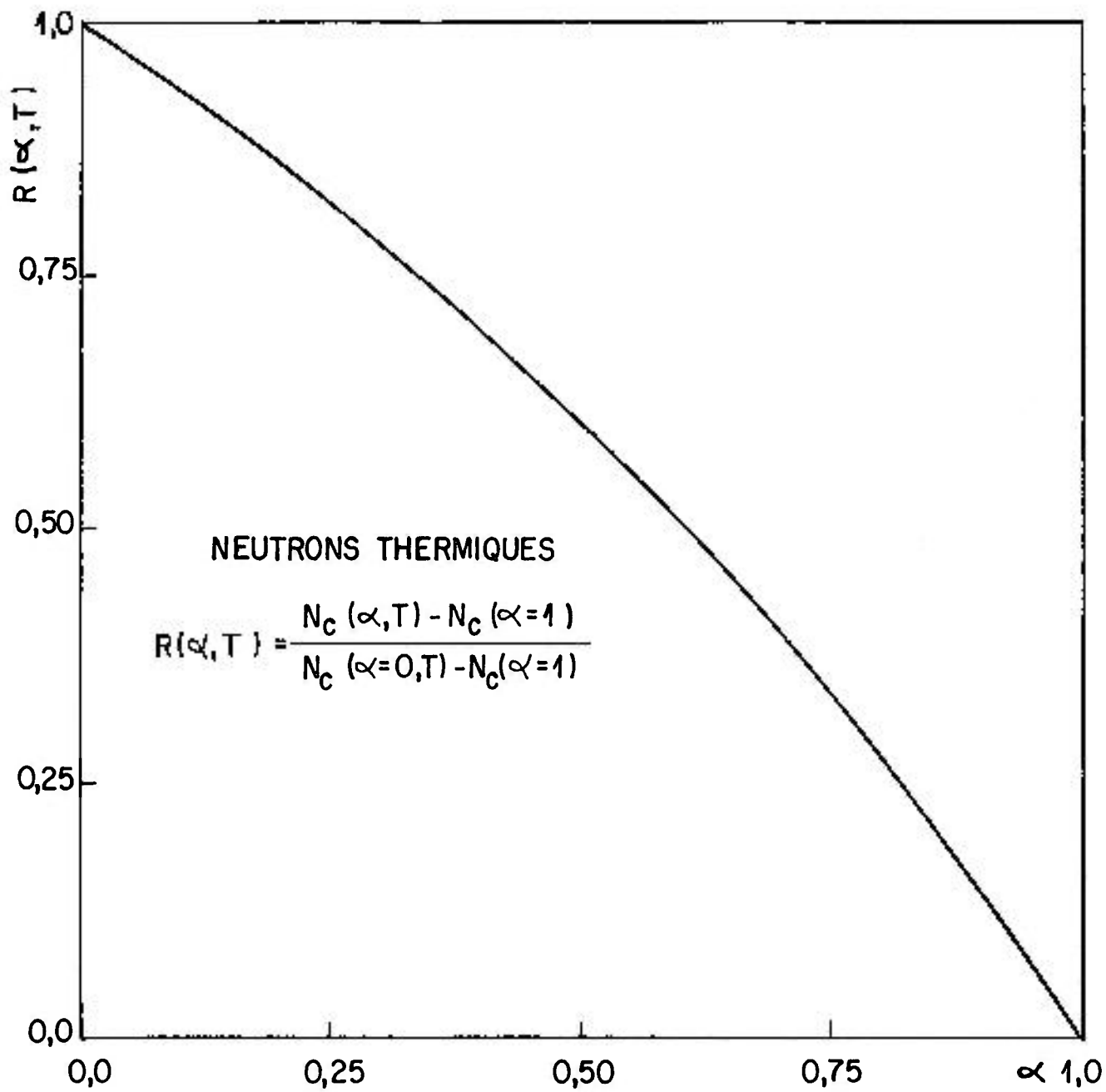


Fig. 5.8 : Courbe d'étalonnage pour les neutrons thermiques. Boucle DADINE

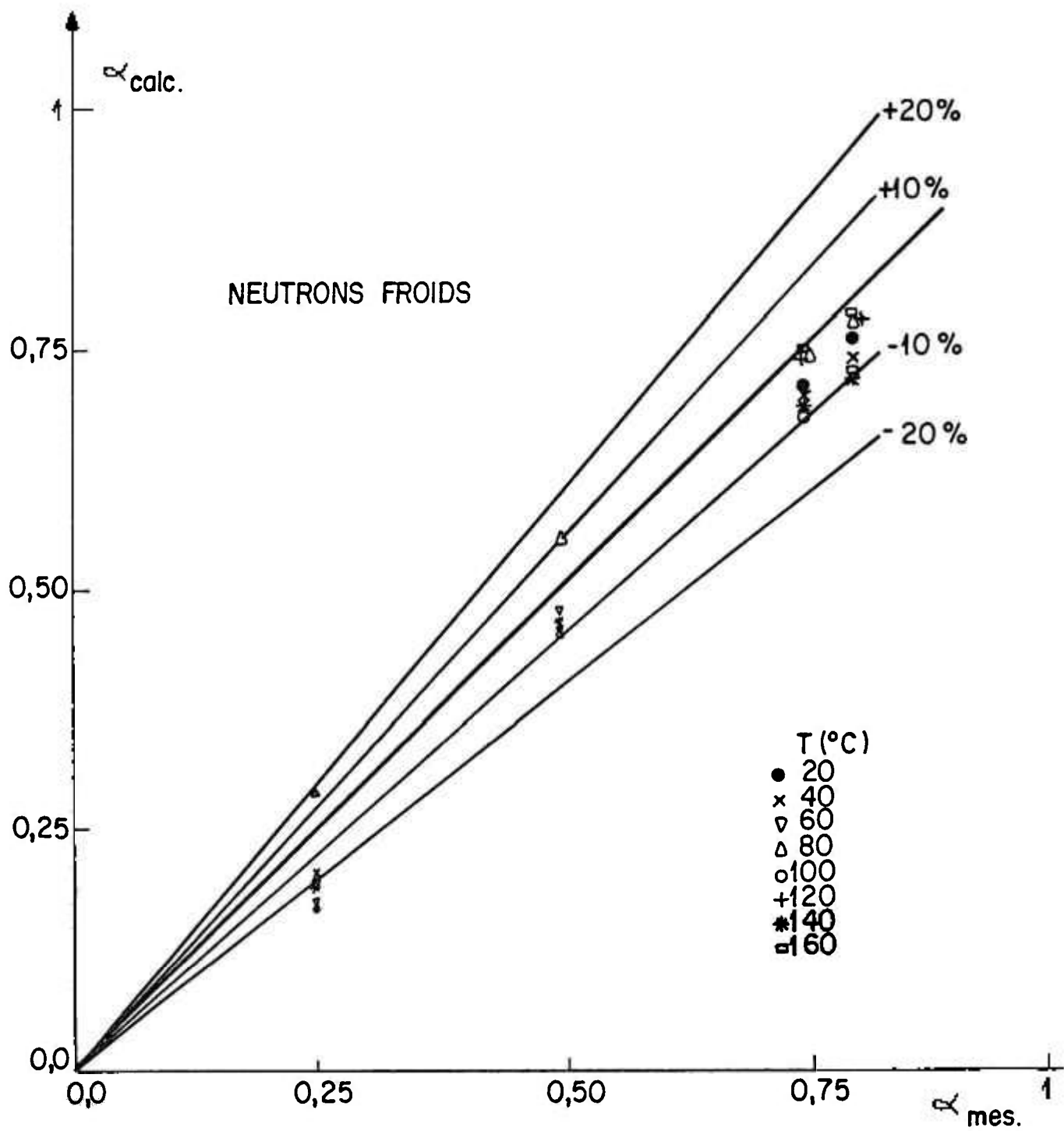


Fig. 5.9: Comparaison entre le taux de vide mesuré et calculé  
Boucle DADINE

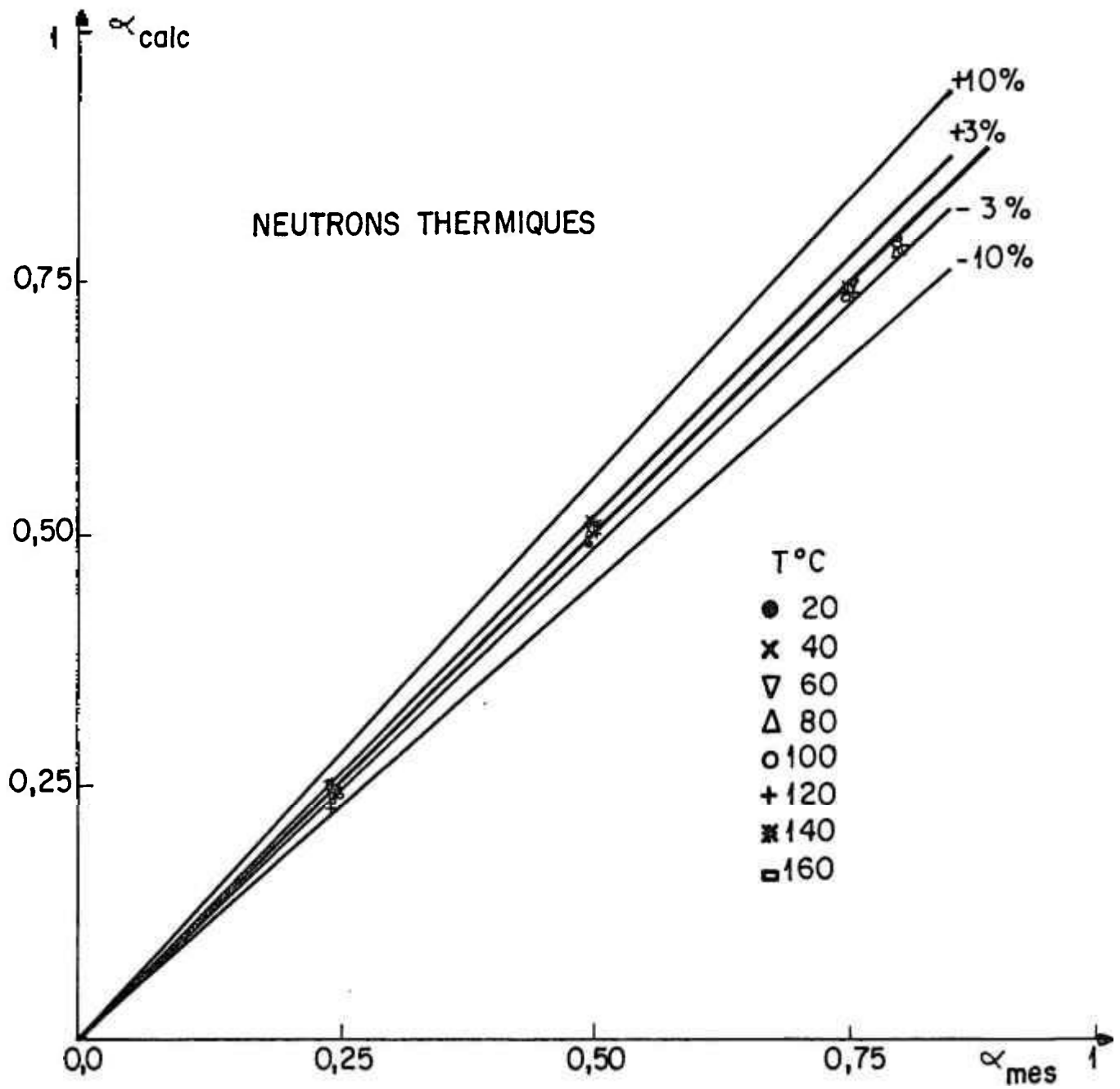


Fig. 5.10 : Comparaison entre le taux de vide mesuré et calculé . Boucle DADINE

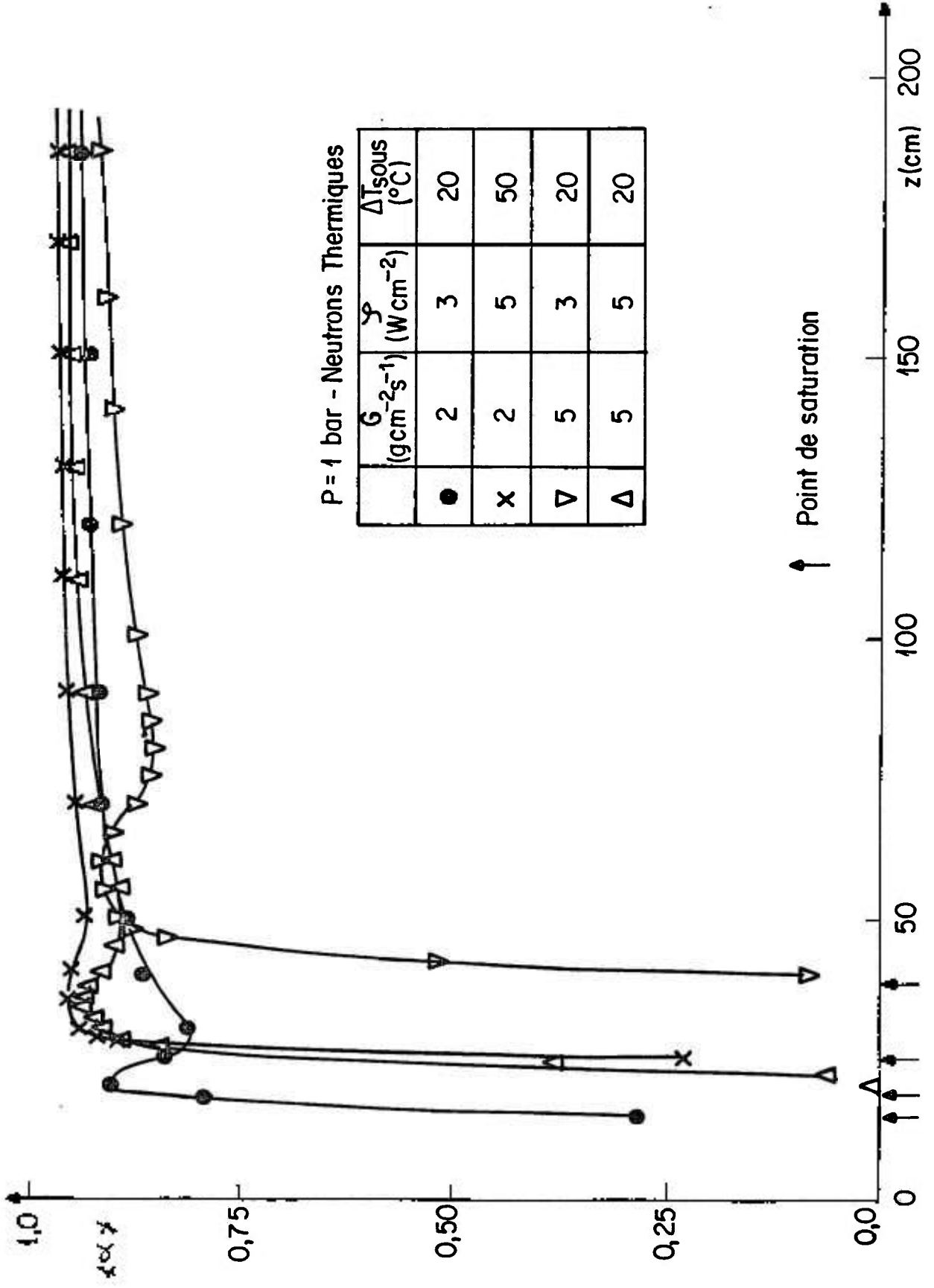


Fig. 5.11. a : . Distribution axiale du taux de vide dans la boucle DADINE

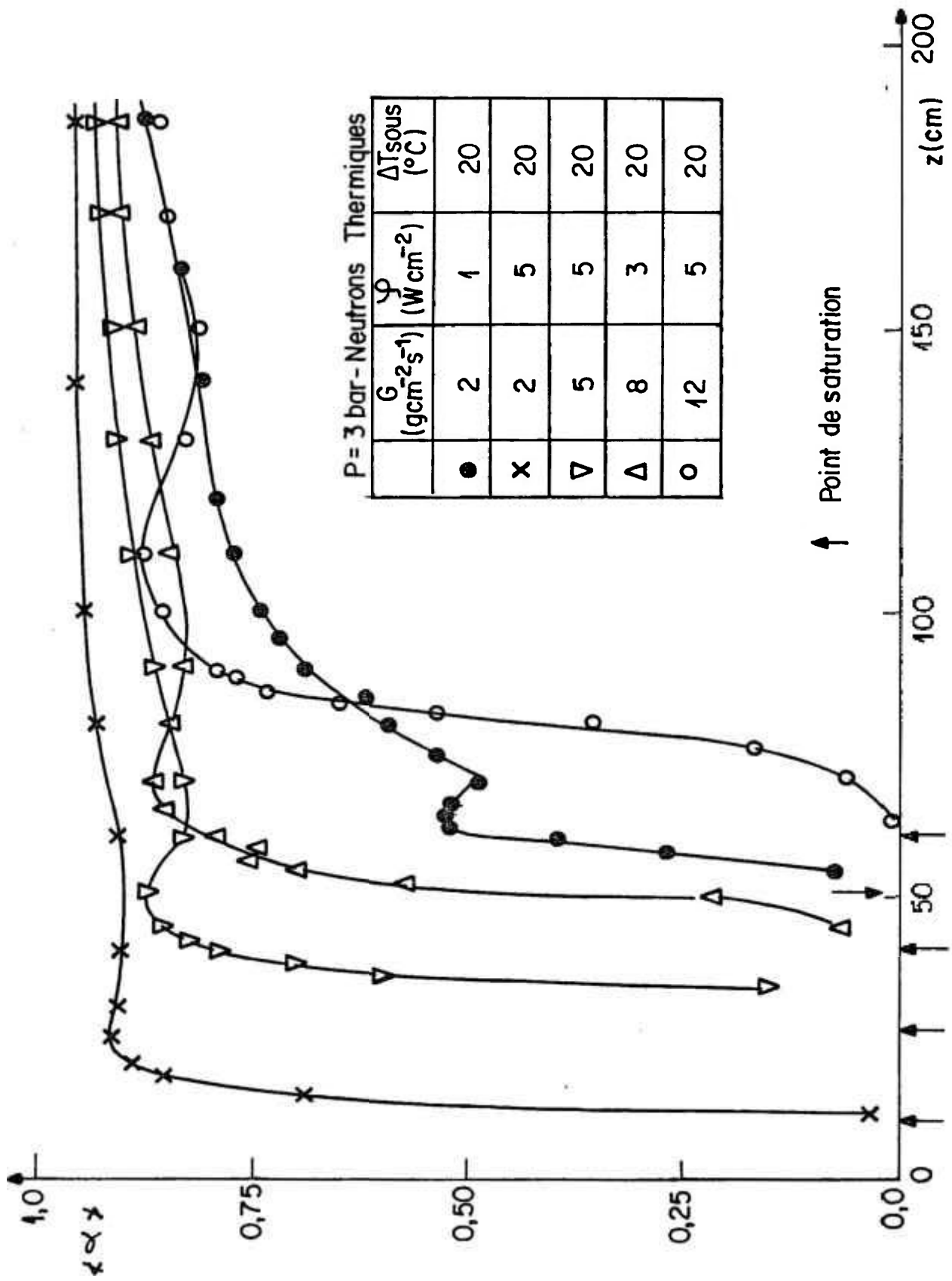


Fig. 5.11. b: Distribution axiale du taux de vide dans la boucle DADINE

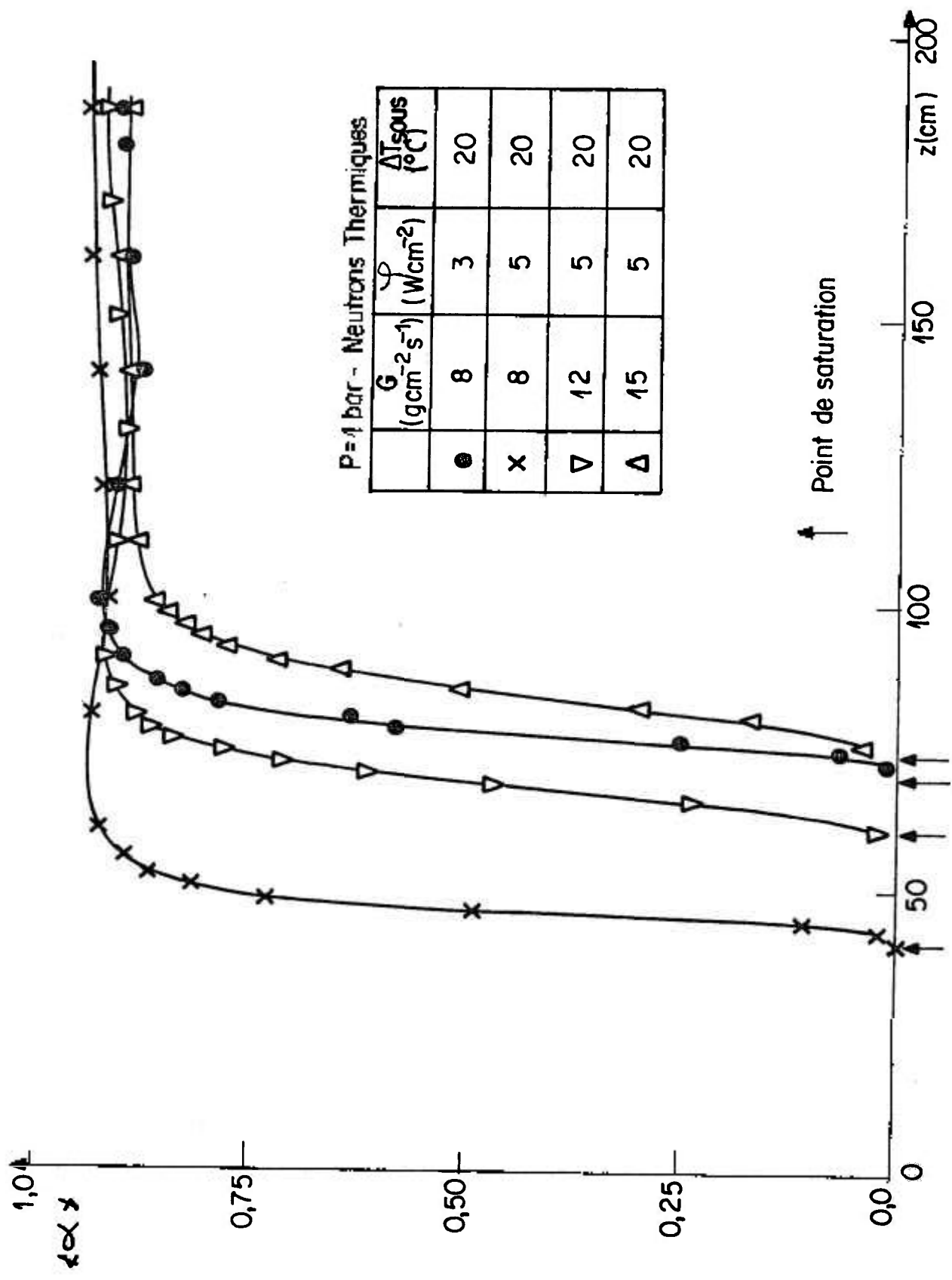


Fig.5.11.c: Distribution axiale du taux de vide dans la boucle DADINE

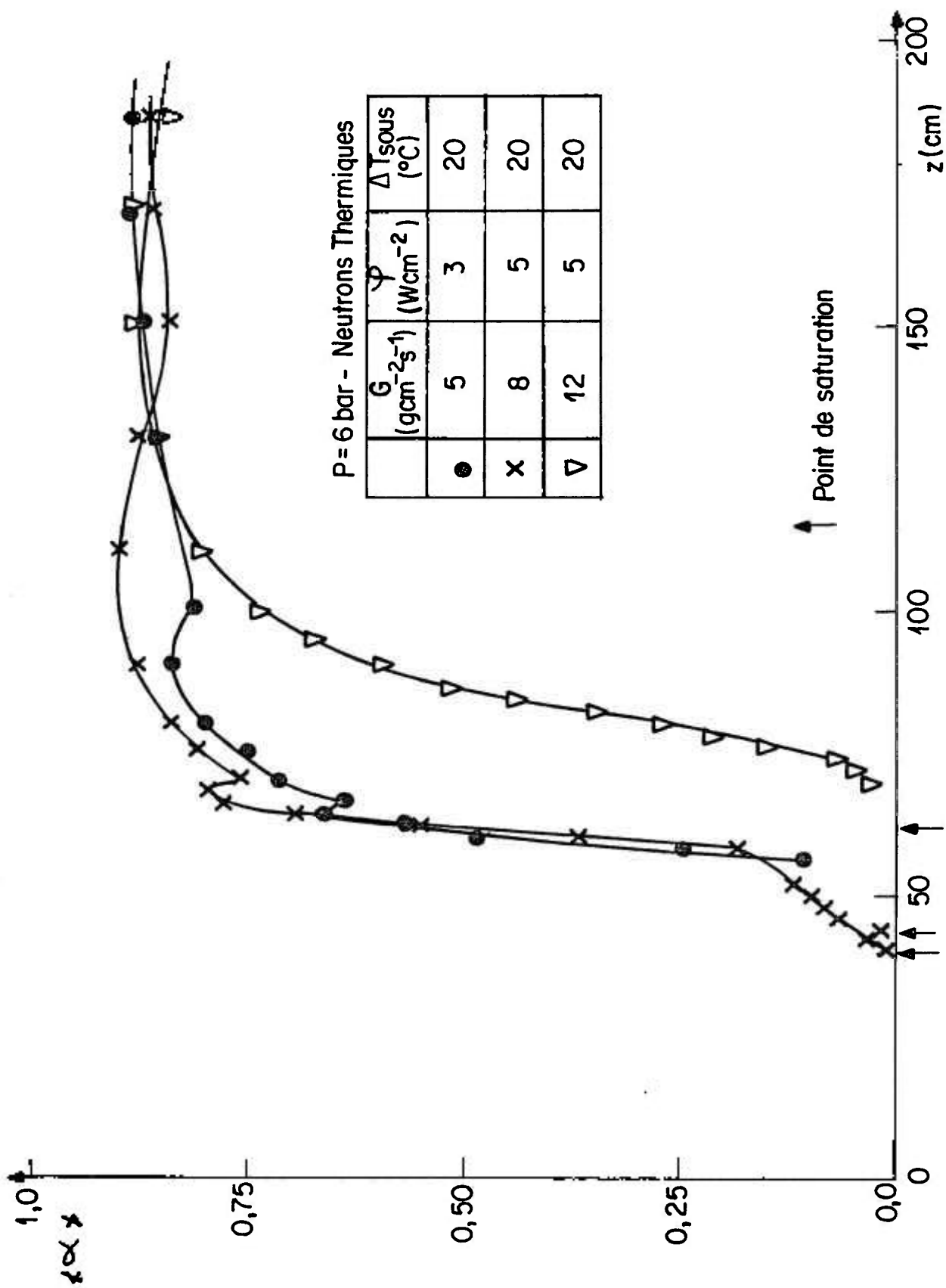


Fig. 5.11.d : Distribution axiale du taux de vide dans la boucle DADINE

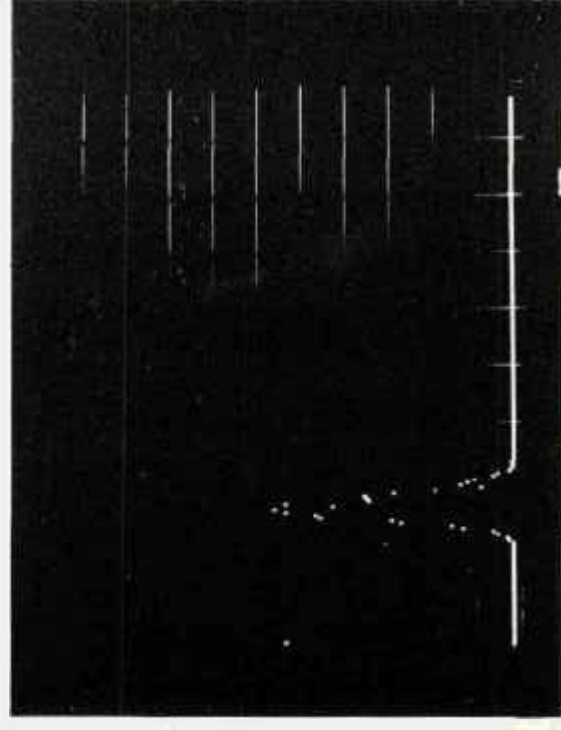
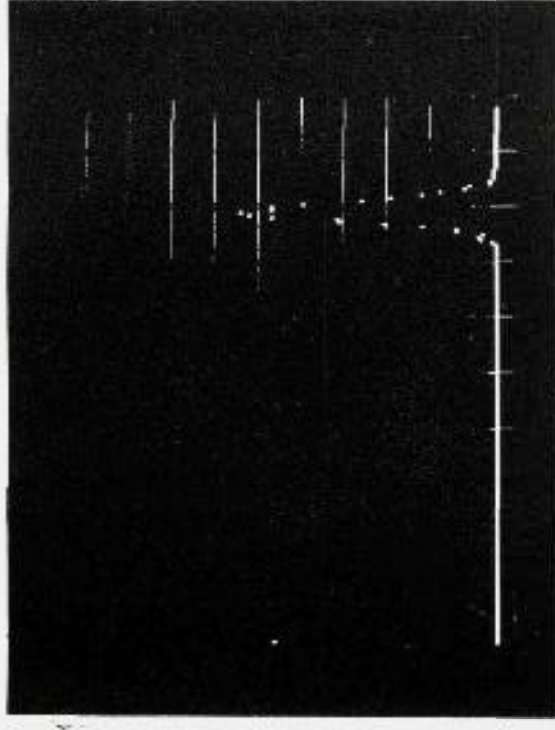
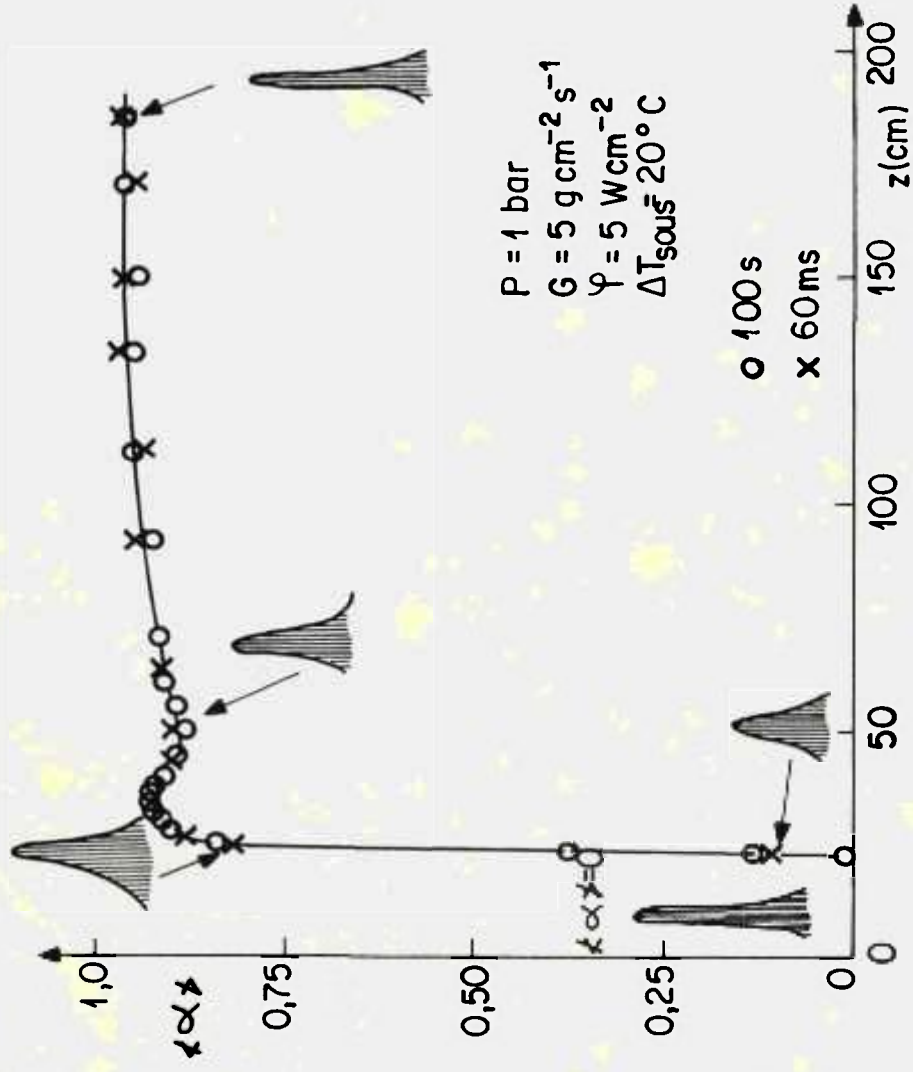


Fig. 5.12.a : Distribution axiale du taux de vide associée aux histogrammes de taux de comptage . Boucle DADINE

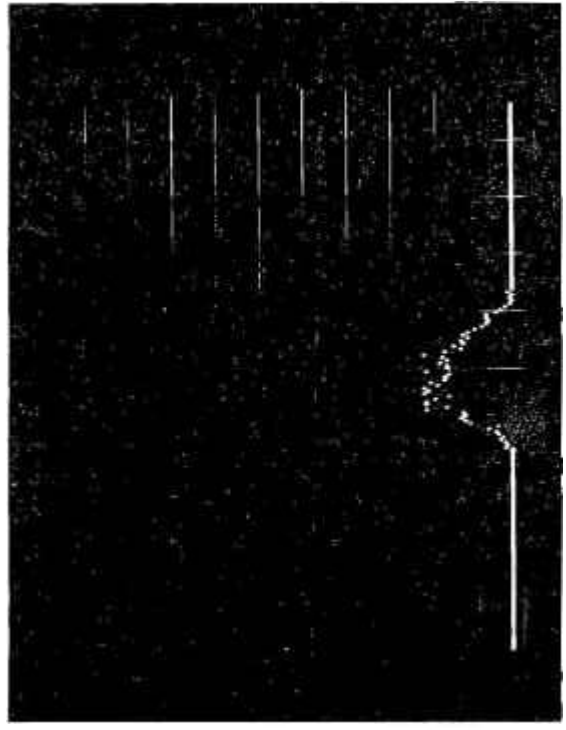
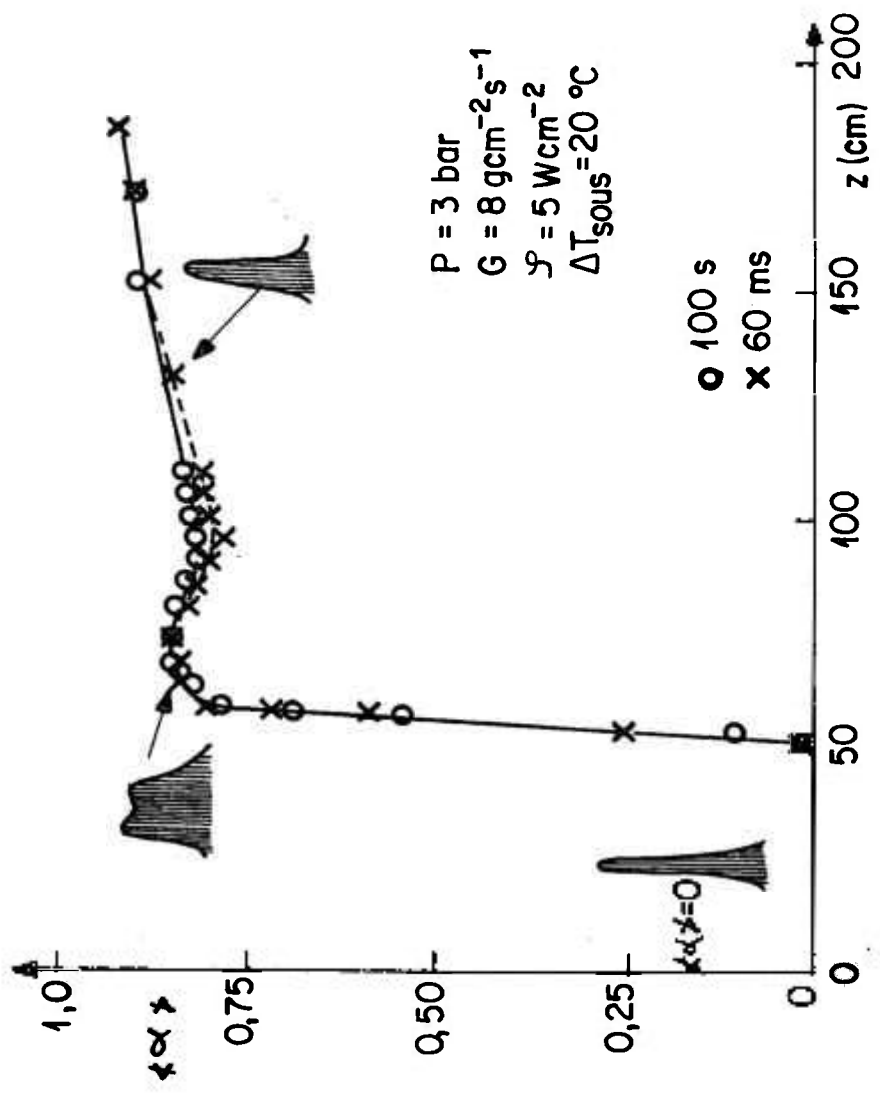


Fig. 5.12. b : Distribution axiale du taux de vide  
 associée aux histogrammes de taux  
 de comptage · Boucle DADINE

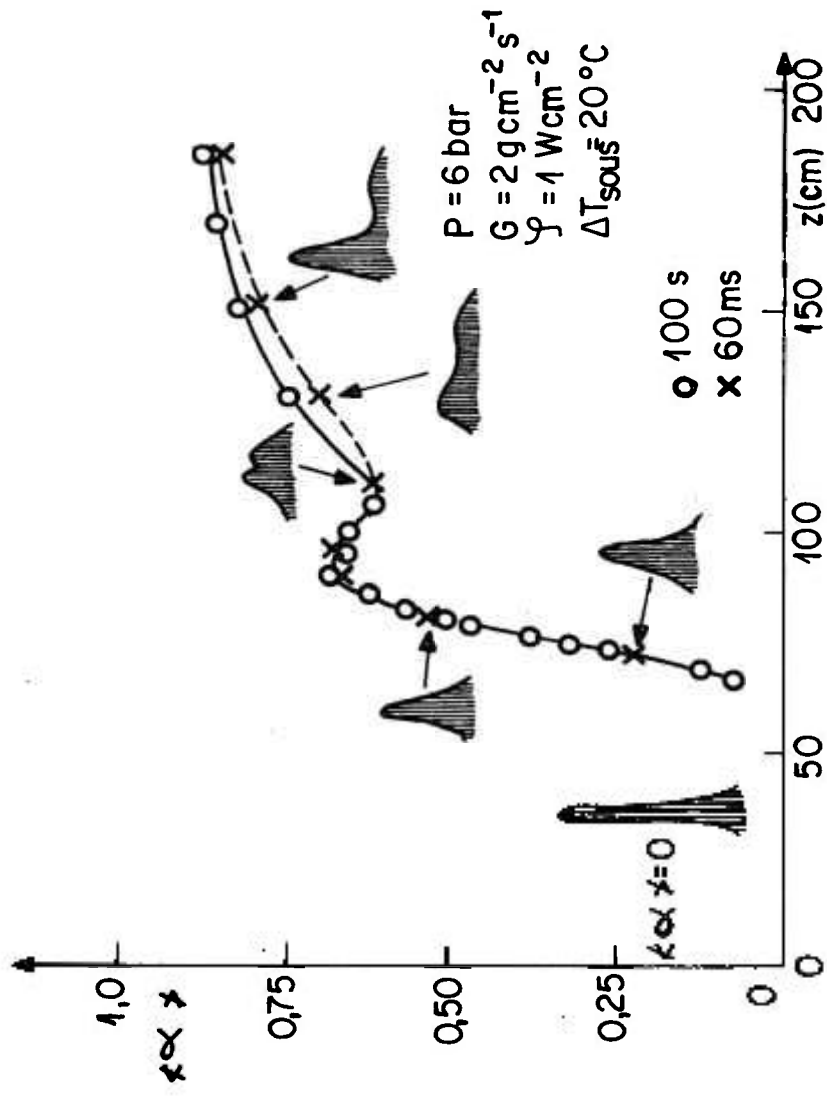


Fig. 5.12. c : Distribution axiale du taux de vide  
 associée aux histogrammes de taux  
 de comptage . Boucle DADINE

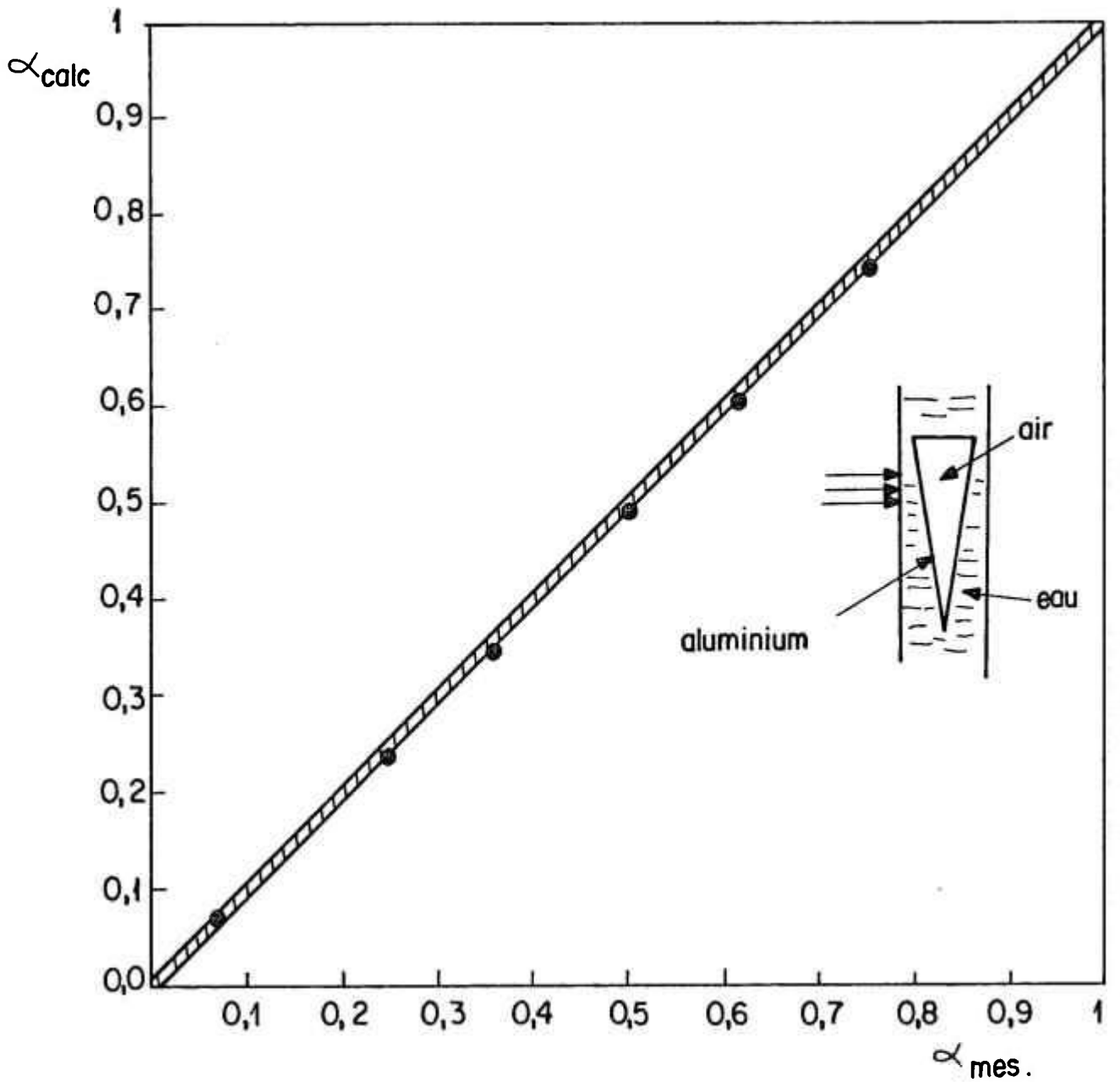


Fig .5 .13 : Effet du gradient axial du taux de vide .Boucle DADINE

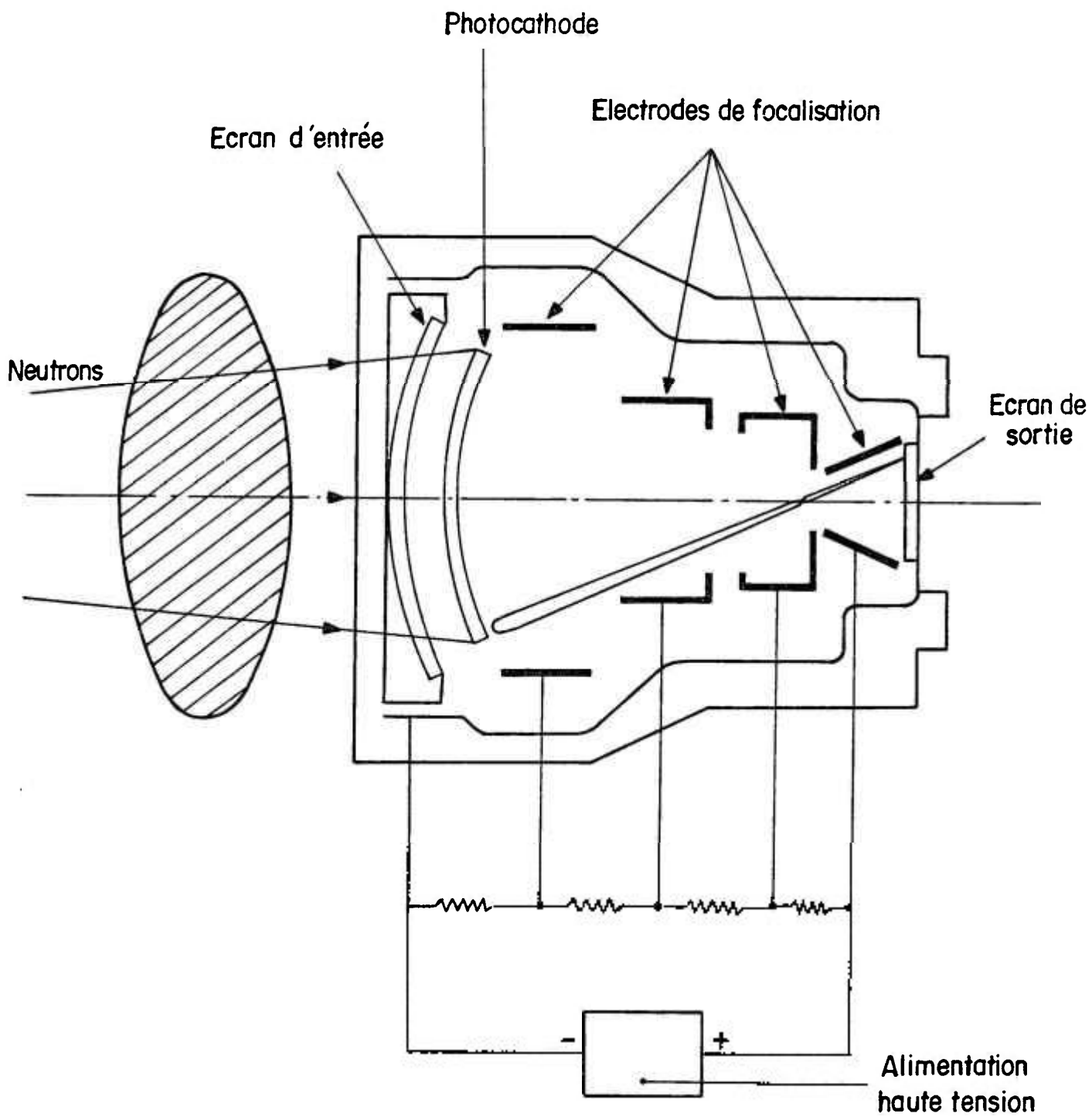


Fig.5.14 : Schéma de principe d'un intensificateur d'image neutrographique

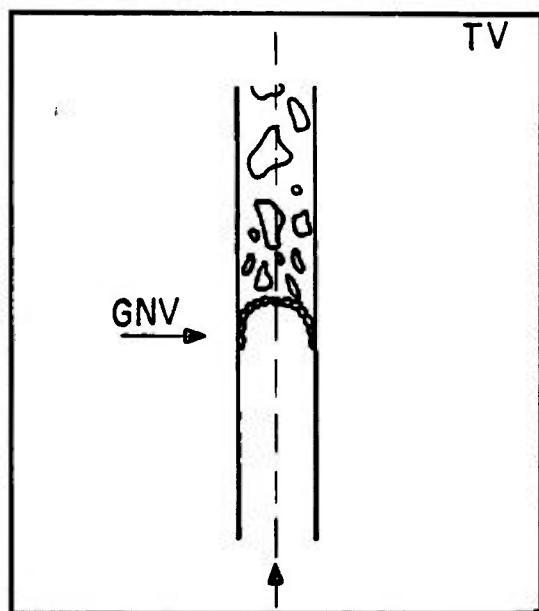
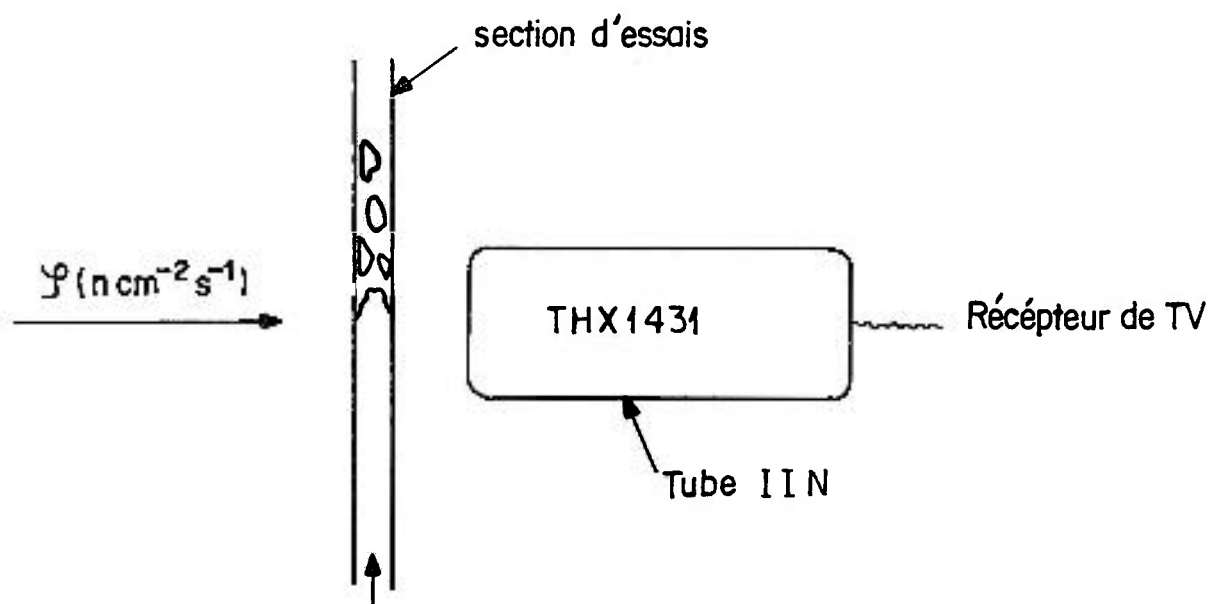


Fig.5.15 : Schéma de principe du montage expérimental pour la détermination du point GNV

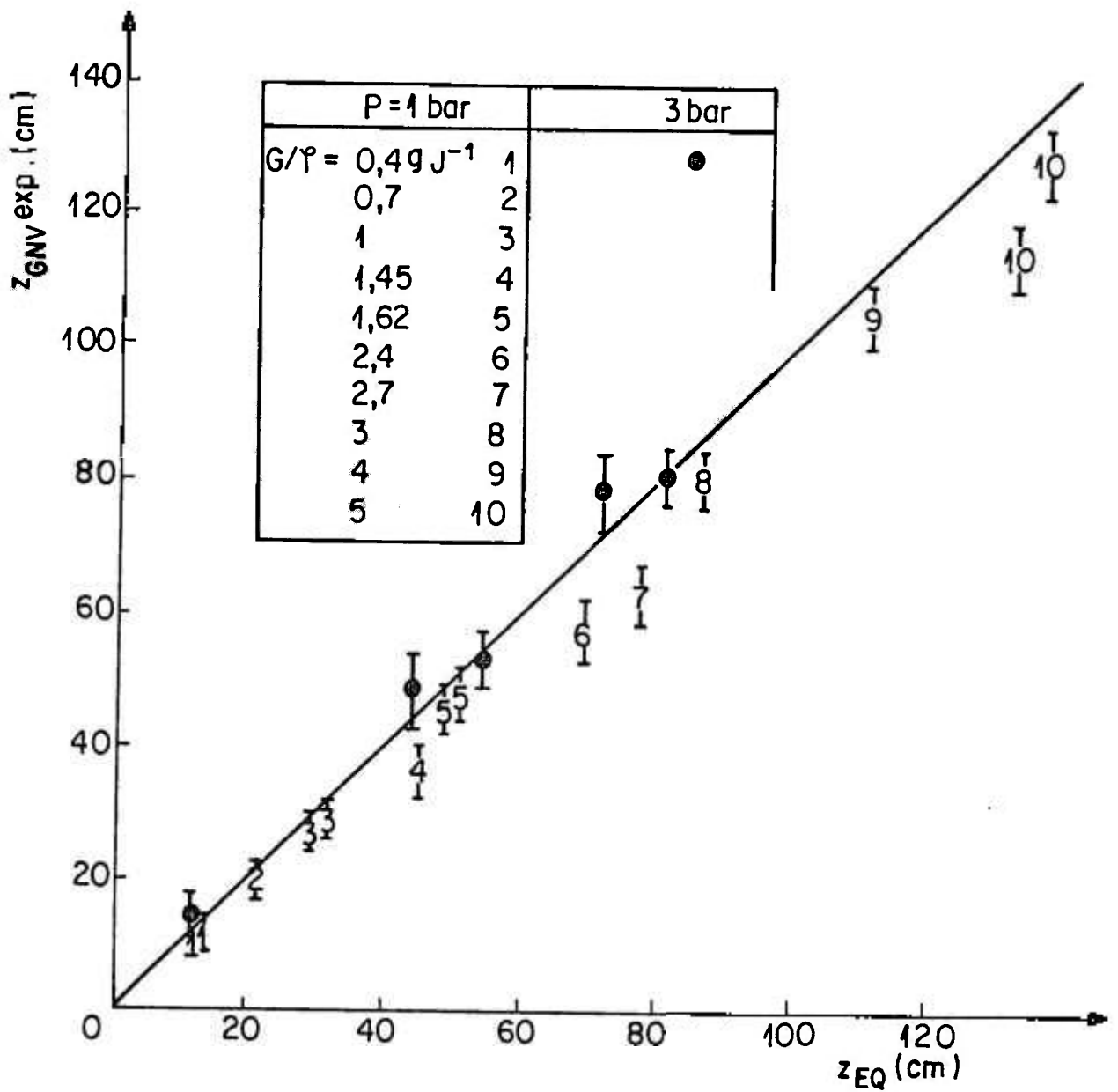


Fig . 5.16 : Détermination du point GNV par neutrographie  
Boucle DADINE

CHAPITRE 6  
INTERPRETATION  
DES EXPERIENCES

Une comparaison entre les taux de vide déterminés expérimentalement et ceux calculés par les modèles "Drift Flux" et de Yamazaki et Yamaguchi va être réalisé. Il sera également effectuée une tentative de détermination du paramètre de distribution moyen et de la vitesse de dérive pondérée correspondante. On déterminera enfin le multiplicateur de frottement du liquide à partir de mesures de perte de pression et de taux de vide.

## 6.1. CHOIX D'UN MODELE DE TAUX DE VIDE

### 6.1.1. Modèles testés

Les modèles de taux de vide retenus pour en comparer les prévisions aux résultats expérimentaux sont ceux qui ont été utilisés pour les comparaisons préliminaires calcul-expérience relatives aux pertes de pression obtenues sur l'installation ERSEC (cf. paragraphe 2.6.2) :

- modèle "Drift Flux" : le paramètre de distribution  $C_0$  et la vitesse de dérive pondérée  $\bar{v}_{gj}$  sont ceux proposés pour les différents régimes d'écoulement (tableau 2.6), mais quelques calculs ont été également effectués avec le  $C_0$  proposé par Dix (1971) (tableau 2.3),
- modèle de Yamazaki et Yamaguchi (1976) (cf. paragraphe 2.3.2.).

Dans tous les cas la modélisation de Saha et Zuber (1974) a été retenue pour la détermination du point de génération nette de vapeur.

### 6.1.2. Analyse des résultats

Un programme de calcul a été écrit dont la procédure est la suivante :

- calcul de  $T_{GNV}$  donné par :

$$T_{GNV} = T_{sat} - 0,0022 \frac{\varphi D_h}{k_l} \quad (6.1)$$

- calcul de  $z_{GNV}$  à partir de l'équation (2.29),
- calcul de  $J_g$  et  $J$  (équations 2.26 et 2.27) , l'équation (2.37) permettant de déterminer  $T(z)$ ,

- et finalement, détermination du taux de vide, en utilisant soit le modèle "Drift Flux" (équation 2.13) avec les valeurs de  $C_o$  et  $\bar{V}_{gj}$ , appropriées à chaque régime d'écoulement choisi, soit le modèle de Yamazaki et Yamaguchi.

Une première comparaison calcul-expérience a été faite par Freitas et al. (1980). Les figures 6.1.a à 6.1.i complètent ces résultats en couvrant la totalité des plages de pression (1 à 6 bar) et de vitesse massique ( $2$  à  $15 \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) caractéristiques du renoyage. Les figures appellent les commentaires suivants :

- (i) Comme on pouvait s'y attendre le modèle homogène surestime systématiquement le taux de vide.
- (ii) A l'inverse, le modèle "Drift Flux" fournit des valeurs de taux de vide toujours inférieures aux résultats expérimentaux même si l'utilisation de  $C_o$  et  $\bar{V}_{gj}$  relatif au régime à bouchons et au régime annulaire conduit respectivement en bas et en haut de la longueur chauffante à des taux de vide acceptables. Dans ces conditions la pratique normale, qui consiste à utiliser un  $C_o$  et un  $\bar{V}_{gj}$  correspondant au type d'écoulement supposé présent dans le canal, ne peut conduire à une amélioration sensible des résultats. C'est ce que l'on observe ici, où les transitions écoulement à bouchons-écoulement annulaire sont fournies par la modélisation de Dukler et Taitel (1977).
- (iii) Un progrès significatif est obtenu lorsqu'on applique au modèle "Drift Flux" le paramètre de distribution de Dix et la vitesse de dérive pondérée du régime à bouchons. En revanche avec le  $\bar{V}_{gj}$  relatif au régime annulaire, les taux de vide calculés sont largement sous estimés, et il n'y a donc aucun avantage ici à découper l'écoulement en régimes à bouchons et annulaire.
- (iv) Le modèle de Yamazaki et Yamaguchi qui utilise une loi de glissement indépendante du régime d'écoulement et qui se réduit dans les conditions de nos essais à

$$\frac{\alpha}{(1 - \alpha)(1 - \alpha)} = \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{x}{(1 - x)} \quad (6.2)$$

donne des valeurs de taux de vide assez voisines des résultats expérimentaux. Dans tous les cas, et notamment pour  $p = 1$  et 3 bar, ce modèle fournit les meilleures prévisions.

- (v) Le point de génération nette de vapeur est proche du début d'ébullition détecté expérimentalement ; des écarts sont cependant observés à  $p = 6$  bar et peuvent atteindre 10 cm.
- (vi) Enfin aucun des modèles utilisés, ni aucun des modèles de la bibliographie dont nous ayons connaissance, ne prévoit la non-monotonie de la distribution axiale de taux de vide observée expérimentalement.

### 6.1.3. Tentative de détermination du paramètre de distribution et de la vitesse de dérive pondérée

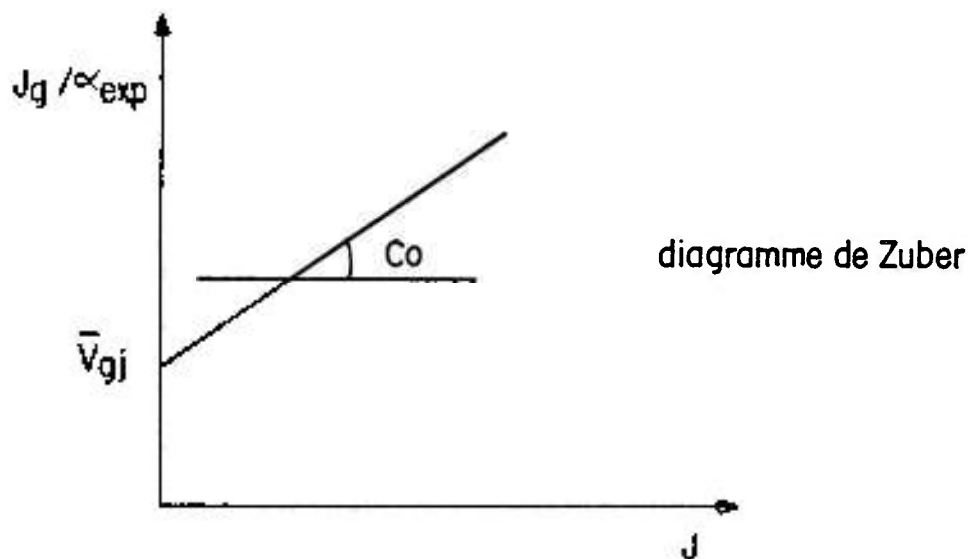
Le modèle "Drift Flux" repose sur des bases physiques intéressantes et la raison des valeurs de taux de vide peu satisfaisantes auxquelles il conduit ici, est plus à rechercher dans la validité des paramètres  $C_o$  et  $\bar{v}_{gj}$  pour les écoulements auxquels on a affaire que dans sa structure même. Ainsi, a-t-il paru intéressant de tenter d'améliorer les possibilités de ce modèle en déterminant un couple  $(C_o, \bar{v}_{gj})$  plus adapté à notre problème.

#### 6.1.3.1. Principe

A partir des résultats expérimentaux de taux de vide  $\alpha_{exp}$  et de l'équation (2.13) réécrite sous la forme ci-dessous :

$$J_g/\alpha_{exp} = C_o J + \bar{v}_{gj} \quad (6.3)$$

on peut en principe obtenir les couples  $(C_o, \bar{v}_{gj})$  expérimentaux. Dans le plan  $(J_g/\alpha_{exp}, J)$  appelé diagramme de Zuber, l'équation (6.3) représente une droite de pente  $C_o$  et d'ordonnée à l'origine  $\bar{v}_{gj}$  comme le montre la figure ci-après :



#### 6.1.3.2. Résultats

Les figures 6.2.a à 6.2.g montrent quelques résultats obtenus dans le diagramme de Zuber. On remarque en général des changements de pente de la courbe  $J_g/\alpha_{\text{exp}} = f(J)$ , qui indiquent que le paramètre  $C_0$  n'est pas unique dans un essai donné, ce qui est en principe révélateur d'un changement de la structure de l'écoulement. Les valeurs moyennes de  $C_0$  sur l'ensemble des essais se situent à un niveau voisin des valeurs généralement recommandées ; elles sont plus proches ( $1 \leq C_0 < 1,1$ ) des valeurs utilisées en régime annulaire que de celles proposées pour le régime à bouchons.

Une tentative de corrélation de  $C_0$  a été faite sur l'ensemble de tous nos points expérimentaux, en utilisant la forme fonctionnelle du paramètre de distribution de Dix (1972) :

$$C_0 \triangleq \left[ 1 + \left( \frac{1}{3} - 1 \right)^b \right] \quad (6.4)$$

où

$$b = \left( \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^c \quad \begin{array}{l} 0 < b < 1 \\ 0 < c < 1 \end{array} \quad (6.5)$$

Le meilleur résultat correspond à  $c = 0,065$ , ce qui conduit à des valeurs de  $C_o$  inférieures (donc des taux de vide plus élevés) à celles de l'expression de Dix où  $c = 0,1$  (fig. 6.3).

Dans le diagramme de Zuber correspondant à un essai donné, la détermination de  $\bar{v}_{gj}$  dépend fortement de l'estimation de  $C_o$ . Cette sensibilité est accrue lorsque, comme c'est le cas ici on s'intéresse à un  $\bar{v}_{gj}$  moyen qui résulte d'un  $C_o$  moyen ; l'incertitude dans la détermination d'un  $\bar{v}_{gj}$  moyen pour un essai donné est donc assez grande. La figure 6.4 montre que les  $\bar{v}_{gj}$  moyens obtenus présentent une forte dispersion par rapport aux corrélations classiques.

On remarquera que les valeurs expérimentales de  $\bar{v}_{gj}$  moyen sont en général inférieures aux  $\bar{v}_{gj}$  recommandés quel que soit le régime d'écoulement de référence.

#### 6.1.3.3. Conclusion

Le modèle "Drift Flux" ne donne pas, dans l'état actuel de son adaptation, des résultats satisfaisants et nécessite pour pouvoir être utilisé avec des chances raisonnables de succès que soient déterminés les paramètres  $C_o$  et  $\bar{v}_{gj}$  adaptés aux écoulements diphasiques du renoyage.

Il s'agit d'un travail assez long, qui nécessiterait en particulier des expériences complémentaires utilisant une instrumentation adaptée pour la caractérisation de la structure des écoulements. Il n'a pas paru possible d'entreprendre ce travail dans le cadre de cette thèse.

On propose donc d'utiliser le modèle de Yamazaki et Yamaguchi qui, s'il est moins satisfaisant du point de vue physique, a cependant l'avantage de permettre un calcul valable du taux de vide.

## 6.2. PERTE DE PRESSION. COMPARAISON CALCUL-EXPERIENCE

### 6.2.1. Modèles utilisés

Le calcul de la perte de pression est effectué à l'aide du modèle homogène (éq. 2.57) et du modèle à phases séparées (éq. 2.66). Dans le modèle

homogène, la viscosité apparente du mélange est donnée par la relation de Mac Adams (éq. 2.48). Le multiplicateur de frottement du liquide dans le modèle à phases séparées est obtenu à l'aide des équations (2.62) et (2.63) correspondant respectivement au régime bouchons et annulaire. Le point de GNV est calculé par le modèle de Saha et Zuber. Les valeurs des taux de vide nécessaires pour calculer les pertes de pression sont données soit par le modèle "Drift Flux" soit par le modèle de Yamazaki et Yamaguchi (cf. paragraphe 6.1.1). Des calculs ont été aussi effectués en prenant en compte la carte de changement de régime d'écoulement de Dukler et Taitel.

### 6.2.2. Analyse des résultats

Les figures 6.5.a à 6.5.i montrent les pertes de pression calculées aux résultats expérimentaux issus du tableau 5.6 pour toutes les pressions mesurées le long du canal.

Les remarques suivantes peuvent être faites :

- (i) Le terme de gravité jouant un rôle important dans la perte de pression, le modèle homogène sous estime fortement les valeurs expérimentales, les écarts observés atteignant 70% (fig. 6.5.a).
- (ii) La perte de pression est sous estimée également avec le modèle de Yamazaki et Yamaguchi associé soit au multiplicateur de frottement du liquide du régime à bouchons (écarts variant de 20 à 50%) comme le montre la figure 6.5.b, soit au multiplicateur de frottement annulaire qui donne des écarts entre 20 et 45% (fig. 6.5.c). Le taux de vide calculé avec le modèle de Yamazaki et Yamaguchi étant correct, ces écarts sur la perte de pression sont essentiellement imputables aux multiplicateurs de frottement utilisés qui entraînent une forte sous estimation des pertes de pression par frottement pour les écoulements à basses pression et vitesse massique.
- (iii) Des résultats visiblement meilleurs sont obtenus avec le modèle "Drift Flux", mais les écarts entre calcul et expérience sont encore trop importants pour qu'on puisse s'en satisfaire ; d'une manière générale, les régimes turbulents (fig. 6.5.d), bouchon (fig. 6.5.e) et annulaire (fig. 6.5.f)

sous estiment les valeurs expérimentales de perte de pression, les écarts pouvant atteindre 40, 35 et 25% respectivement.

- (iv) La prise en compte de la carte d'écoulement de Dukler et Taitel n'apporte pas d'amélioration sensible des résultats (fig. 6.5.g).
- (v) La modification du paramètre de distribution proposée par Dix laisse subsister des écarts entre pertes de pression calculée et expérimentale pour le régime à bouchons de l'ordre de 40% (fig. 6.5.h) malgré des taux de vide qui sont les meilleurs obtenus avec le modèle "Drift Flux". A l'inverse, le régime annulaire qui fournit des taux de vide parmi les plus faibles, conduit à des pertes de pression qui ne s'écartent pas de plus de 15% des résultats expérimentaux (fig. 6.5.i). Ce paradoxe n'est qu'apparent : la perte de pression par frottement calculée est généralement trop faible (cf. item ii), et si l'erreur commise sur la perte de pression par gravité est insuffisante en écoulement à bouchons pour que la perte de pression totale soit correctement évaluée, la compensation se fait en moyenne dans le cas du régime annulaire.

Ces résultats confirment les craintes exprimées au Chapitre 2 selon lesquelles une bonne perte de pression peut être obtenue avec de mauvais taux de vide et coefficient de frottement, et justifient à posteriori la démarche entreprise ici.

### 6.2.3. Détermination du multiplicateur de frottement du liquide

#### 6.2.3.1. Principe

L'inconnue la plus difficile à évaluer lors de la détermination de la perte de pression à partir de l'équation (2.66) est le terme de frottement qui peut s'exprimer en fonction du multiplicateur de frottement du liquide. Un grand nombre de modèles et corrélations sont disponibles dans la littérature (par exemple : Martinelli et Nelson, 1948 ; Lockhart et Martinelli, 1949 ; Armand et Treshchev, 1959 ; Thom, 1964 ; Baroczy, 1966 ; Chisholm, 1972) mais des études de validation ont montré qu'ils ne sont pas généralement transposables à d'autres conditions que celles dans les-

quelles ils ont été établies (Collier, 1974 ; Idsinga, 1975). Or ces conditions sont toujours très différentes de celles qui nous occupent.

Les évolutions axiales de taux de vide et de pertes de pression nous permettent d'accéder aux différents termes de perte de pression par frottement, accélération et gravité et de déterminer le multiplicateur de frottement du liquide.

Soit l'équation (2.66) sous sa forme simplifiée :

$$\Delta p_T = \frac{2 C_{fo} G^2 L}{D_h \rho_l} \bar{\phi}_{fo}^2 + \frac{G^2}{\rho_l} \bar{\Omega} + g L \bar{\theta} \quad (6.6)$$

où  $\bar{\phi}_{fo}^2$  est le multiplicateur moyen de frottement du liquide,  $\bar{\Omega}$  le multiplicateur moyen d'accélération et  $\bar{\theta}$  le multiplicateur moyen de gravité définis respectivement par :

$$\bar{\phi}_{fo}^2 \triangleq \frac{1}{x_s} \int_0^{x_s} \phi_{fo}^2 dx \quad (6.7)$$

$$\bar{\Omega} \triangleq \left[ \frac{x^2}{\alpha} \frac{\rho_l}{\rho_g} + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)} - 1 \right] = \bar{\Omega}(x, p, \alpha) \quad (6.8)$$

$$\bar{\theta} \triangleq \frac{1}{x_s} \int_0^{x_s} [(1-\alpha)\rho_l + \alpha\rho_g] dx = \bar{\theta}(x, p, \alpha) \quad (6.9)$$

Comme la perte de pression expérimentale  $\Delta p_{exp}$  est la somme des termes de frottement, accélération et gravité et qu'avec la distribution axiale du taux de vide  $\alpha_{exp}$  on obtient explicitement les termes d'accélération et gravité, le multiplicateur moyen de frottement du liquide déduit de l'équation (6.6) est :

$$\bar{\phi}_{fo}^2 = \frac{\Delta p_{exp} - \frac{G^2}{\rho_l} \bar{\Omega}(x, p, \alpha_{exp}) - g L \bar{\theta}(x, p, \alpha_{exp})}{\Delta p_{FFo}} \quad (6.10)$$

où  $\Delta p_{FFo}$  est la perte de pression monophasique par frottement, lorsque le débit du liquide est égal au débit total de l'écoulement diphasique.

### 6.2.3.2. Résultats

Les différents multiplicateurs ont été déterminés à partir des expressions (6.7), (6.8) et (6.9) associées à la distribution axiale expérimentale de taux de vide. Dans tous les cas, les points expérimentaux relatifs aux zones où une évolution non monotone de la courbe de taux de vide a été constatée, ont été pris en compte.

Les figures 6.6 et 6.7 montrent respectivement les valeurs des multiplicateurs moyens d'accélération et de gravité en fonction du titre massique de sortie.

Le multiplicateur moyen de frottement du liquide est porté sur la figure 6.8 en fonction de l'indice de propriétés physiques proposé par Baroczy (1966).

Au delà de certaines irrégularités de comportement qui ne pourraient être expliquées qu'avec une meilleure connaissance des structures d'écoulement auxquelles elles correspondent, on note que  $\bar{\phi}_{fo}^2$  :

- croît avec l'indice de propriété pour les vitesses massiques faibles ( $G = 2 \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ), quels que soient les titres considérés entre 0,05 et 0,5,
- est d'autant plus élevé que G est plus faible, quel que soit x là encore,

Ces résultats seront utilisés tels qu'ils sont obtenus ici, sans passer par une corrélation qui ne pourrait se traduire que par une détérioration de la précision du résultat final concernant les pertes de pression.

### 6.2.3.3. Calcul de la reconstitution de la perte de pression

En utilisant dans l'équation (6.6) :

- le taux de vide calculé à partir du modèle de Yamazaki et Yamaguchi (cf. paragraphe 2.3.2) , dont il a été montré qu'il permettait dans l'immédiat la meilleure description de l'évolution axiale de taux de vide expérimentale,

- le multiplicateur de frottement déduit des mesures de pertes de pression et de taux de vide (fig. 6.8),

on obtient une perte de pression qui se compare relativement bien aux résultats expérimentaux comme le montre la figure 6.9 où l'ensemble des points disponibles (toutes pressions, toutes vitesses massiques, tout flux de chaleur, soit au total 240 points) est représenté.

On constate :

- une légère sous estimation de la perte de pression pour des valeurs relativement élevées de celle-ci,
- mais l'écart maximal entre calcul et expérience ne dépasse pas 13%,
- et 92% des points se situent dans la bande +8 et -10%.

Ce résultat constitue un progrès significatif par rapport à l'ensemble de ceux présentés sur les figures 6.5. Il pourrait vraisemblablement être amélioré en adaptant les paramètres du modèle "Drift Flux" pour une meilleure description de l'évolution du taux de vide, ainsi qu'en s'attachant à réduire la zone d'ébullition sous saturée par rapport aux précisions du modèle de Saha et Zuber (peut être simplement en prenant  $z_{GNV} = z_{BT}$ ).

La prévision de l'excursion en température des éléments combustibles d'un réacteur à eau légère ayant subi une perte de réfrigérant lors d'un accident dit "grosse brèche" nécessite qu'en particulier la phase de refroidissement de secours soit correctement modélisée. Beaucoup d'efforts ont été et sont encore consacrés à la modélisation des phénomènes thermohydrauliques intervenant dans la zone asséchée du coeur où régner les hautes températures et donc les risques de détérioration de la gaine du combustible.

L'essentiel du travail rapporté ici est consacré à la modélisation de la zone remouillée (taux de vide, perte de pression) où les températures de gaine sont certes faibles, mais dont il a été montré qu'elles jouent un rôle important sur le refroidissement en zone asséchée, que ce soit directement par la production des conditions aux limites inférieures de cette zone, ou indirectement par l'incidence sur le couplage coeur-circuit primaire.

Une méthode adaptée à la mesure du taux de vide sur une plage allant de 0 à près de 1, possédant une bonne résolution à fort taux de vide et aussi insensible que possible à la distribution radiale des phases a été sélectionnée et mise au point. Cette méthode utilise les différences de propriétés de l'eau et de la vapeur à l'égard de la transmission et de la diffusion des neutrons. L'ensemble des essais a été réalisé en utilisant un faisceau de neutrons issu de la pile Mélusine du CENG.

Des essais préliminaires au cours desquels l'interface eau-vapeur était simulée par des formes en aluminium ont permis :

- (i) De retenir la méthode de diffusion neutronique beaucoup moins sensible à la distribution radiale de vide que la méthode de transmission.
- (ii) De définir l'énergie optimale des neutrons qui se situe essentiellement dans le domaine thermique pour le diamètre hydraulique des sections d'essais utilisées. Les neutrons froids qui permettent une meilleure résolution à fort taux de vide, limitent en effet le taux de comptage à des valeurs difficilement acceptables à faible taux de vide ; l'utilisation des neutrons épithermiques quant à elle conduit à un contraste insuffisant.

- (iii) D'optimiser les conditions de la mesure pour obtenir à la fois les meilleurs contrastes et taux de comptage, soit essentiellement :
- la collimation (caractéristiques géométriques du collimateur, réduction de l'humidité parasite),
  - position du détecteur de neutrons par rapport à la section d'essais (angle de diffusion),
  - protection du détecteur contre les neutrons diffusés par les surfaces environnantes.
- (iv) De déterminer l'influence des gradients axiaux de taux de vide sur la mesure
- (v) De quantifier enfin l'effet de la température de l'eau (effet de densité, effet Doppler) sur le taux de comptage.
- (vi) De procéder à l'étalonnage final de la méthode (établissement d'une courbe de réponse normalisée).

Cette méthode a été utilisée pour déterminer la distribution axiale de taux de vide dans une section d'essais à chauffage direct, de diamètre hydraulique égal à celui d'un sous canal du réacteur, dans des conditions de pression, vitesse massique, flux de chaleur imposé, représentatives des conditions possibles sur un réacteur accidenté. Ces essais ont été réalisés sur la boucle DADINE qui a été étudiée et construite.

Différentes méthodes de comptage ont été mises en oeuvre pour accéder au taux de vide moyen sur la section droite du tube :

- comptage sur une période de 100 secondes,
- comptage sur 1100 périodes de 60 ms, permettant la détermination statistique du taux de vide à partir des histogrammes de comptages, qui constitue une méthode plus appropriée à la mesure des grandeurs fluctuantes.

La distribution axiale de pression a été également obtenue sur la boucle DADINE équipée cette fois d'une section d'essais de mêmes caractéristiques internes que celle utilisée pour les mesures de taux de vide, mais chauffée indirectement.

L'ensemble de ces mesures permet de disposer d'une base expérimentale solide qui a été utilisée pour sélectionner un modèle de taux de vide apte à décrire les écoulements diphasiques rencontrés, et d'établir un réseau de courbes fournissant les multiplicateurs moyens de frottement du liquide appropriés. Le modèle de taux de vide de Yamazaki et Yamaguchi a été retenu; le modèle "Drift Flux" nécessite quant à lui pour permettre une meilleure précision du taux de vide, que des travaux complémentaires soient réalisés, notamment en ce qui concerne les structures de l'écoulement.

L'association du modèle de Yamazaki et Yamaguchi et du multiplicateur moyen de frottement du liquide expérimental a permis de calculer les pertes de pression raisonnablement proches des pertes de pression réelles. Néanmoins, la transposition de ces résultats relativement encourageants à la configuration réelle du coeur nécessite quelques précautions en ce qui concerne notamment :

- l'effet éventuel de la géométrie ouverte qui caractérise les assemblages d'éléments combustibles sur les régimes d'écoulement,
- l'effet des grilles de maintien dont il importe au minimum de tenir compte de la perte de pression singulière qu'elles imposent à l'écoulement.

Deux aspects supplémentaires liés à la méthode de mesure du taux de vide utilisée doivent être évoqués car ils débouchent sur des possibilités d'application plus larges de cette méthode.

Lors de la phase de mise au point, il a été mis en évidence l'excellente résolution obtenue à fort taux de vide avec les neutrons froids. Ce fait donne à penser qu'il est vraisemblablement possible d'utiliser cette méthode pour la détermination des taux de vide en écoulement dispersé.

D'autre part, il a été observé qu'avec les taux de comptage obtenus, une mesure sur 0,5 seconde autorisait une précision très voisine de celle obtenue avec un temps de comptage de 100 secondes. Dans ces conditions il paraît raisonnable d'envisager la possibilité de mesures de taux de vide en renoyage proprement dit qui est caractérisé généralement par un transitoire relativement lent.

A N N E X E

I N F L U E N C E D E L A P E R T E D E P R E S S I O N  
D A N S L E C O E U R S U R L E D E B I T D ' E A U  
D E S E C O U R S

Appelons  $M$  le débit massique d'eau qui entre dans le coeur,  $h_r$  la hauteur de la zone remouillée,  $h_{dc}$  la hauteur d'eau dans l'espace annulaire,  $p'$  la pression dans l'enceinte de confinement,  $p_r$  la pression au bas d'un canal du coeur,  $p_s$  la pression dans le plénum supérieur,  $\Delta P_c$  la perte de pression dans le coeur entre le bas d'un canal et le plénum supérieur et  $\Delta P_{cp}$  la perte de pression dans le circuit primaire entre le plénum supérieur et la brèche.

On peut écrire à un instant donné les relations suivantes (fig. A.1) :

$$p_r = \begin{cases} p_s + \Delta P_c \\ p' + \rho g h_{dc} - KM^2 \end{cases} \quad (A.1)$$

où  $K$  est le coefficient de la perte de pression singulière à l'entrée du coeur.

D'autre part nous avons :

$$p_s = p' + \Delta P_{cp} \quad (A.2)$$

Nous en déduisons :

$$M^2 = \frac{1}{K} \left[ \rho g h_{dc} - (\Delta P_c + \Delta P_{cp}) \right] \quad (A.3)$$

soit :

$$M \sim \left[ \rho g h_{dc} - (\Delta P_c + \Delta P_{cp}) \right]^{0.5} \quad (A.4)$$

La sensibilité du débit massique d'eau de refroidissement à la perte de pression dans le coeur est alors donnée par la relation :

$$\frac{\delta M}{M} = -0.5 \frac{\Delta P_c}{\left[ \rho g h_{dc} - (\Delta P_c + \Delta P_{cp}) \right]} \frac{\delta(\Delta P_c)}{\Delta P_c} \quad (A.5)$$

Une étude de sensibilité complète dépasse le cadre de ce travail, car il est clair que  $M$ ,  $h_{dc}$ ,  $\Delta P_c$  et  $\Delta P_{cp}$  sont des grandeurs interdépendantes. En effet :

- $h_{dc}$  dépend essentiellement de la perte de pression dans le circuit primaire  $\Delta P_{cp}$ ,
- $\Delta P_c$  qui est en première approche constituée par la charge d'eau dans le coeur ( $\bar{\rho} g h_r$ ) dépend de l'histoire du renoyage jusqu'à l'instant considéré et en particulier de l'évolution du débit massique à l'entrée du coeur,
- $\Delta P_{cp}$  dépend de plus du débit de l'écoulement diphasique sortant du coeur (niveau et composition), du pouvoir de séparation du plénum supérieur et de la quantité de liquide vaporisée dans le générateur de vapeur.

Cette étude de sensibilité nécessiterait l'utilisation d'un code renoyage ajusté prenant en compte le circuit primaire et son couplage au coeur.

On se borne ici à présenter l'évolution du rapport  $\delta M / \delta(\Delta P_c)$  tirée de l'équation A.5 avec la charge motrice nette  $\Delta \triangleq \rho g h_{dc} - (\Delta P_c + \Delta P_{cp})$  (fig. A .2) pour le cas d'un réacteur de 900 MW<sub>e</sub>, 3 boucles, type Fessenheim dont la pression moyenne dans la cuve serait de 3 bar et le flux thermique résiduel moyen de 3 W cm<sup>-2</sup>. On a supposé pour faire ce calcul approché que  $\Delta P_{cp}$  est due essentiellement à la pompe primaire, que le générateur de vapeur vaporise toutes les gouttelettes qui y pénètrent, que l'instant choisi correspond au début de la décroissance des températures de paroi (la puissance extraite correspond approximativement à la puissance résiduelle qui ne sert qu'à la vaporisation). Le taux de vide moyen dans la zone remouillée  $h_r$  est voisin de 70%, la hauteur d'eau dans l'espace annulaire  $h_{dc}$  est de 455 cm et la perte de pression dans le coeur  $\Delta P_c \approx (1 - \alpha)\rho_l g h_r$ .

On observe que lorsque la charge motrice  $\Delta$  est élevée la sensibilité de  $M$  à  $\Delta P_c$  est relativement faible. Par contre lorsque  $\Delta$  est faible, c'est-à-dire le débit liquide entrant dans le coeur faible également, l'importance de  $\Delta P_c$  est fortement accrue et toute erreur commise sur  $\Delta P_c$  peut se trouver intégralement transmise à  $M$ .

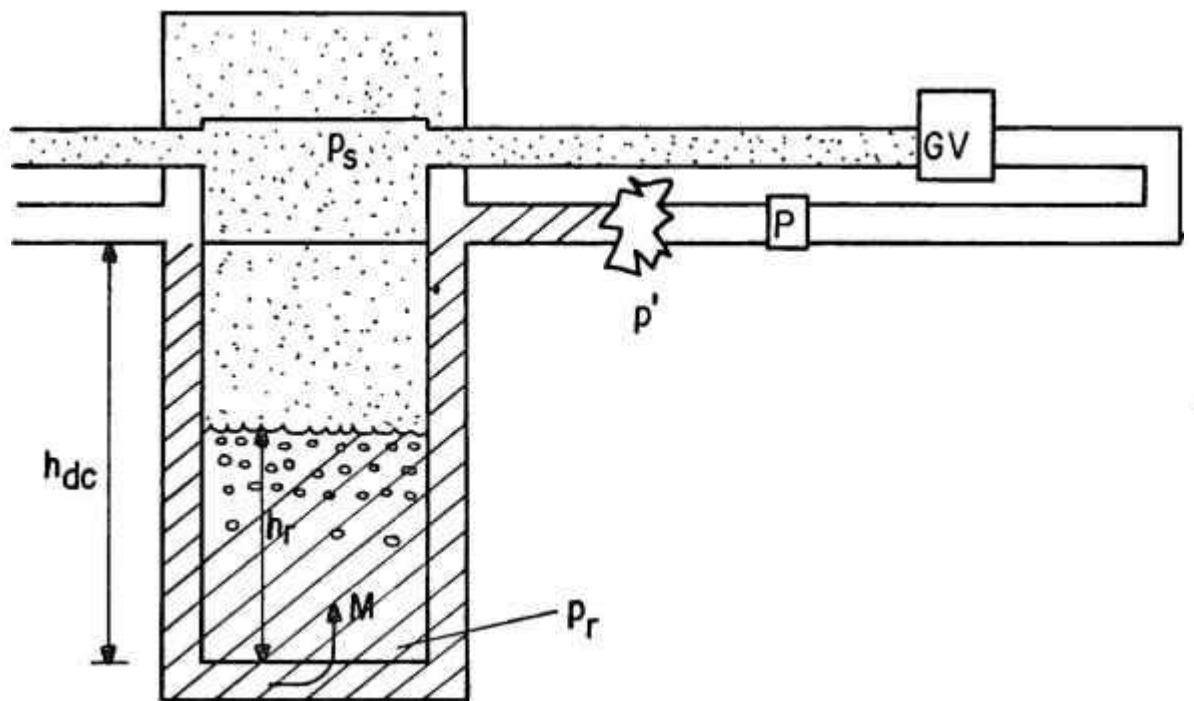


Fig. A.1 Schéma simplifié du réacteur lors du renoyage (GV : générateur de vapeur ; P : pompe primaire)

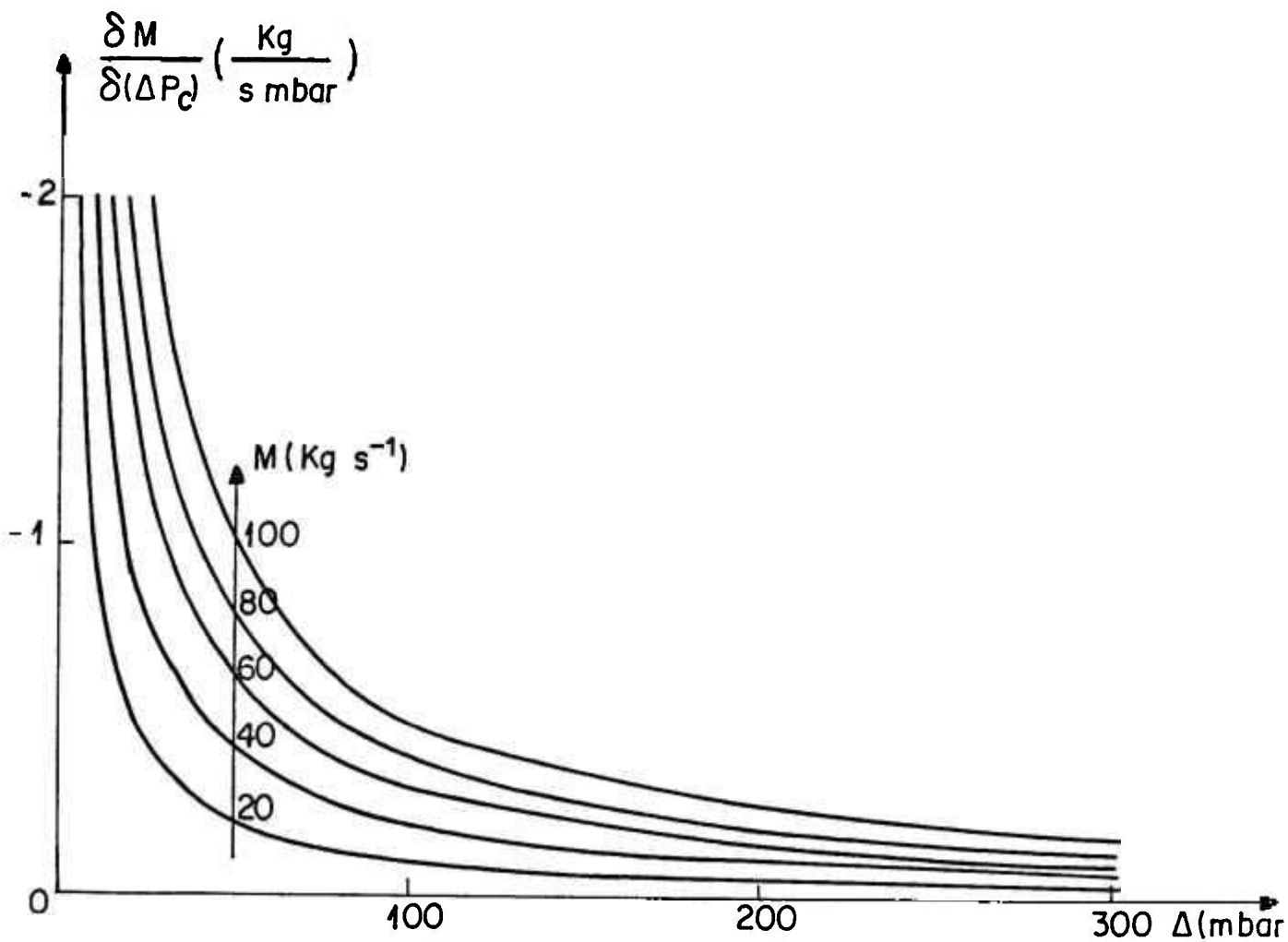


Fig. A .2 : Sensibilité du débit massique effectif à l'entrée du coeur

-----

NOMENCLATURE

A	aire de la section droite de conduite
$A_g$	aire occupée par la vapeur
$A_\ell$	aire occupée par le liquide
a	diffusivité thermique
$C_f$	coefficient de frottement de la phase liquide (éq. 2.59)
$C_{fd}$	coefficient de frottement du mélange diphasique (éq. 2.45)
$C_{fo}$	coefficient de frottement du liquide (éq. 2.46)
$C_o$	paramètre de distribution (éq. 2.14)
$C_{pl}$	chaleur massique de l'eau
D	diamètre
$D_h$	diamètre hydraulique
d	distance section d'essais-détecteur
$E_n$	énergie des neutrons
F	force de cisaillement
G	vitesse massique
g	accélération de la pesanteur
h	coefficient d'échange
$h_{dc}$	hauteur d'eau dans l'espace annulaire
$h_g$	enthalpie de la vapeur (éq. 2.22)
$h_\ell$	enthalpie du liquide (éq. 2.21)
j	densité du flux volumétrique du mélange diphasique (éq. 2.7)
$j_g$	densité du flux volumétrique de la phase vapeur (éq. 2.5)
$j_\ell$	densité du flux volumétrique de la phase liquide (éq. 2.6)
$k_\ell$	conductivité thermique du liquide
L	longueur totale
M	débit massique (éq. 1.1)
$M_g$	débit massique de la phase vapeur
$M_\ell$	débit massique de la phase liquide
$N_c$	taux de comptage
p	pression
$P_h$	périmètre mouillé
Q	débit volumique

$R$	taux de comptage normalisé (éq. 5.1)
$T$	température
$T_{ent}$	température d'entrée du liquide
$T_{GNV}$	température du liquide au point GNV (éq. 6.1)
$T_l$	température du liquide
$T_{sat}$	température de saturation
$v_{gj}$	vitesse de dérive de la vapeur (éq. 2.8)
$\bar{v}_{gj}$	vitesse de dérive pondérée de la vapeur (éq. 2.15)
$v$	vitesse
$v_{ent}$	vitesse d'entrée du liquide
$v_g$	vitesse de la vapeur
$v_l$	vitesse du liquide
$\bar{v}$	vitesse moyenne (éq. 2.53)
$v'_g$	volume massique de la phase vapeur
$v'_l$	volume massique de la phase liquide
$\bar{v}'$	volume massique moyen (éq. 2.43)
$x$	titre massique
$z$	cote le long du canal
$z_{BT}$	cote au point BT (éq. 2.28)
$z_{GNV}$	cote au point GNV (éq. 2.29)
$\alpha$	taux de vide
$\beta$	titre volumique
$\Gamma_g$	taux massique de formation de la vapeur
$\Delta h_{lg}$	chaleur de vaporisation
$\Delta P_c$	perte de pression dans le coeur
$\Delta P_{cp}$	perte de pression dans le circuit primaire
$\Delta p$	perte de pression (éq. 2.57)
$\Delta T$	écart de température
$\Delta T_{sous}$	sous saturation du liquide
$\Delta \rho$	différence de masse volumique
$\theta$	angle de diffusion
$\bar{\theta}$	multiplicateur moyen de gravité (éq. 6.9)
$\mu_g$	viscosité dynamique de la vapeur
$\mu_l$	viscosité dynamique du liquide

$\bar{\mu}$	viscosité apparente du mélange diphasique (éq. 2.48)
$\nu$	viscosité cinématique du liquide
$\rho_g$	masse volumique de la vapeur
$\rho_l$	masse volumique du liquide
$\sigma$	tension superficielle de l'eau
$\tau_w$	tension de cisaillement à la paroi
$\phi$	flux de neutrons
$\phi_F^2$	multiplicateur de frottement de la phase liquide
$\phi_{Fo}^2$	multiplicateur de frottement du liquide (éq. 2.47)
$\bar{\phi}_{fo}$	multiplicateur moyen de frottement du liquide (éq. 6.7)
$\psi$	flux de chaleur
$\bar{\Omega}$	multiplicateur moyen d'accélération (éq. 6.8)

### Indices

A	accélération
BT	relatif au bilan thermique
c	coeur
cp	circuit primaire
dc	espace annulaire
DEN	relatif au début d'ébullition nucléée
ent	entrée
epi	épithermique
ext	extérieur
F	frottement
fr	froids
G	gravité
GNV	relatif au point de génération nette de vapeur
g	vapeur
i	initial
int	intérieur
l	liquide
max	maximale
n	neutron
p	paroi
r	zone remouillée
s	sortie
sat	saturation

sous	sous saturation
T	totale
th	thermique
w	paroi

### Abréviations

BT	bilan thermique
DEN	début d'ébullition nucléée
EQ	équilibre
GNV	génération nette de vapeur
GV	générateur de vapeur
IIN	intensificateurs d'images neutrographiques
RA	régime annulaire
RAI	régime annulaire inverse

### Grandeurs adimensionnelles

$$Fr = \frac{\Delta \rho_l j^2}{g D_h \Delta \rho} \quad \text{nombre de Froude}$$

$$Nu = \frac{j D_h}{k_l \Delta T} \quad \text{nombre de Nusselt (éq. 2.1)}$$

$$Pe = Re Pr = \frac{D_h G C_{pl}}{k_l} \quad \text{nombre de Péclet (éq. 2.3)}$$

$$Pr = \frac{\mu_l C_{pl}}{k_l} \quad \text{nombre de Prandtl}$$

$$Re = \frac{D_h G}{\mu_l} \quad \text{nombre de Reynolds}$$

$$St = \frac{\Delta Nu}{Re Pr} = \frac{j}{G C_{pl} \Delta T} \quad \text{nombre de Stanton (éq. 2.2)}$$

R E F E R E N C E S

- AHMAD, S.Y., (1970), "Axial distribution of bulk temperature and void fraction in a heated channel with inlet subcooling". *J. Heat Transfer*, 92C, n°4, 595-609.
- ANDREONI, D., (1975), "Echanges thermiques lors de renoyage d'un coeur de réacteur à eau dans le cadre de "l'accident de référence". Thèse de Docteur-Ingénieur, Université Scientifique et Médicale de Grenoble/ Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble
- ARMAND, A.A. and TRESHCHEV, G.G., (1959), "Investigation of the resistance during the movement of steam-water mixtures in a heated boiler pipe at high pressures". AERE Lib./Trans. 816.
- BANERJEE, S., CHAN, A.M.C., RAMANATHAN, N. and YUEN, P.S.L., (1978), "Fast neutron scattering and attenuation technique for measurements of void fractions and phase distribution in transient flow boiling". *Proc. Sixth. Int. Heat Transfer Conf. Toronto*, 1, 351-355.
- BANKOFF, S.G., (1960), "A variable density single-fluid model for two-phase flow with particular reference to steam-water flow". *Trans. ASME, Journal of Heat Transfer*, serie C, 82, 265-272.
- BAROCZY, C.J., (1966), "A systematic correlation for two-phase pressure drop" *Chem. Eng. Prog. Symp. Series 64*, Knudsen, J.G., Ed. 62, 232-249.
- BECKJORD, E., FISCHER, D., HEAD, M.A., HOLLAND, L.K., KORNBLITH, L., UNTERMEYER, S., et WELSH, L., (1958), "Exploitation d'un réacteur à eau bouillante légère à haute performance (VBWR de Vallecitos)". *Utilisation Pacifique de l'Energie Nucléaire. 2eme Conférence de Genève P/1923*, 797-811.
- BENNETT, A.W., HEWITT, G.F., KEARSEY, H.A., KEEYS, R.K.F. and LACEY, P.H.C., (1965), "Flow visualization studies of boiling at high pressure". *Inst. Mech. Eng., Proc. 1965-1966*, 180, part 3C, 260-270.
- BETTEN, P.R. and PAUL, F.W., (1976), "Determination of the point of net vapor generation in forced convection subcooled boiling". *ASME paper 76, WA/HT-86*.

- BOWRING, R.W., (1962), "Physical model based on bubble detachment and calculation of steam voidage in the subcooled region of a heated channel". Inst. for Atomenergi, *OECD Halden Reactor Project Report, HPR-10*.
- CHISHOLM, D., (1973), "Pressure gradients due to friction during the flow of evaporating two-phase mixtures in smooth tubes and channels". *Int. J. Heat Transfer*, 16, 347-358.
- CICCHITTI, A., LOMBARDI, C., SILVESTRI, M., SOLDAINI, G. and ZAVATTARELLI, R., (1960), "Two-phase cooling experiments-pressure drop, heat transfer and burnout measurements". *Energia Nucleare*, 7, n°6, 407-525.
- COLLIER, J.G., (1972), "*Convective boiling and condensation*". McGraw-Hill Book Co., Maidenhead, England.
- COLLIER, J.G., (1974), "Two-phase gas-liquid pressure drop and void fraction. A review of the current position". European Two-Phase Flow Groupe Meeting, Paper B1, Harwell.
- COSTA, J., (1966), "Mesure de la perte de pression par accélération et étude de l'apparition du taux de vide en ébullition locale à basse pression". CENG/STT - Note T.T. n°244 - France.
- CUNNINGHAM, J.P. and YEH, H.C., (1976), "Experiments and void correlations for PWR small break LOCA conditions". WCAP 8480-NP, E374-395.
- DELHAYE, J.M., (1981), "Frictional pressure drops". *Two-Phase Flow and Heat Transfer in the Power and Process Industries*, Bergles, A.E., Collier, J.C., Delhaye, J.M., Hewitt, G.F. and Mayinger, F., Hemisphere Publishing Corporation, Chap. 3, 98-123.
- DERUAZ, R. and PETITPAIN, B., (1976), "Modeling of heat transfer by radiation during the reflooding phase of a LWR". Specialist's meeting on the behaviour of water reactor fuel elements under accidents conditions. Norway.

- DIETZ, K.A., (1969), "Loft engineered safety systems investigations". IDO 17258, AEC Research and Development Report TID-4500.
- DIX, G.E., (1971), "Vapor void fractions for forced convection with subcooled boiling at low flow rates". Ph. D. Thesis, University of California, Berkeley.
- DUCROS, G., (1980), "Détermination du taux de vide et de la configuration d'un écoulement diphasique à l'aide d'un faisceau de neutrons". Thèse de Docteur Ingénieur, Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay.
- DUKLER, A.E. and TAITEL, Y., (1977), "Flow regime transitions for vertical upward gas liquid flow : A preliminary approach through physical modeling". NUREG-0162/NRC-2,4.
- DUKLER, A.E., WICKS, M. and CLEVELAND, R.G., (1964), "Frictional pressure drop in two-phase flow : B. An approach through similarity analysis". *A.I.Ch.E. Journal*, 10, n°1, 44-51.
- FRAZZOLI, F.V., MAGRINI, A. and MANCINI, C., (1978), "Void fraction measurements in water-steam mixture by means of a 252 Cf neutron source". *Int. J. of Applied Radiation and Isotopes*, 29, 311-314.
- FRAZZOLI, F.V. and MAGRINI, A., (1979), "Neutron gauge for measurement of high void fraction in water-steam mixtures". *Nuclear Technology*, 45, 177-182.
- FREITAS, R.L., DERUAZ, R. and PIC, P., (1980), "Void fraction measurement in a reflooded single tube by a neutron scattering technique". European Two-Phase Flow Groupe Meeting, University of Strathclyde, Glasgow.
- GANIC, E.N. and ROHSENOW, W.M., (1977), "Dispersed flow heat transfer". *Int. J. Heat Mass Transfer*, 20, 855-866.
- GOVIER, G.W. and AZIZ, K., (1972), "The flow of complex mixtures in pipes". Van Nostrand Reinhold Company.

- GRIFFITH, P. and WALLIS, G.B., (1961), "Two-phase slug flow". *Trans. ASME, J. of Heat Transfer*, series C, 82, 265-272.
- HANCOX, W.T., FORREST, C.F. and HARMS, A.A., (1972), "Void determination in two-phase systems employing neutron transmission". *ASME 72 - HT-2*, 1-5.
- HARMS, A.A., LO, S. and HANCOX, W.T., (1971), "Measurement of time averaged voids by neutron diagnosis." *J. of Applied Physics*, 42, n°10, 4080-4082.
- HARMS, A.A. and FORREST, C.F., (1971), "Dynamic effects in radiation diagnosis of fluctuatory voids". *Nuclear Science and Engineering*, 46, 408-413.
- HEWITT, G.F. and ROBERTS, D.N., (1969), "Studies of two-phase flow patterns by simultaneous X-ray and flash photography". *AERE-M2159*.
- IDSINGA, W., (1975), "An assessment of two-phase pressure drop correlations for steam-water systems". M. Sc. Thesis, Massachusetts Institute of Technology.
- ISHII, M., (1976), "One-dimensional drift-flux modeling : One-dimensional drift velocity of bubbly, droplet, annular, and annular mist flow in confined channel". Light-Water-Reactor Safety Research Program : Quarterly Progress Report, October-December, ANL-77-10.
- ISHII, M., CHAWLA, T.C. and ZUBER, N., (1976), "Constitutive equation for vapor drift velocity in two-phase annular flow". *A.I.Ch.E. J.*, 22, n°2, 283-289.
- ISHII, M. and ZUBER, N., (1979), "Drag coefficient and relative velocity in bubbly, droplet or particulate flows. *A.I.Ch.E. J.*, 25, n°5, 843-855.
- JACKSON, C.N., ALLEMAN, R.T. and SHEAR, W.G., (1968), "Neutron densitometer for measuring void fraction in steam-water flow". *ANS. Transactions*, 11, n°1.

- KROEGER, P.G. and ZUBER, N., (1968), "An analysis of the effects of various parameters on the average void fractions in subcooled boiling". *Int. J. Heat Mass Transfer*, 22, 211-233.
- LAHEY, R.T. and MOODY, F.J., (1977), "*The thermal-hydraulics of a boiling water nuclear reactor*". American Nuclear Society.
- LEVY, S., (1967), "Forced convection subcooled boiling. Prediction of vapor volumetric fraction". *Int. J. Heat Mass Transfer*, 10, 951-965.
- LIPPERT, T.E., (1971), "Experimental determination of the heat-transfer and vapor-void characteristics of R-113 in subcooled flow at boiling inception and at the point of net vapor generation. Ph. D. Thesis, University of Pittsburgh.
- LOCKHART, R.W. and MARTINELLI, R.C., (1949), "Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes". *Chemical Engineering Progress*, 45, n°1, 39-49.
- MARCHATERRE, J.F. and HOGLUND, B.M., (1962), "Correlation for two-phase flow". *Nucleonics* 20, 142.
- MARTINELLI, R.C. and NELSON, D.B., (1948), "Prediction of pressure drop during forced-circulation boiling of water". *Trans. ASME*, 70, 695-702.
- MAROUBY, R., (1973), "Réacteur Mélusine". Pi 170/186/73 - Service des Pils CENG-GRENOBLE.
- Mc ADAMS, W.H., et al., (1942), "Vaporisation inside horizontal tubes. II. Benzene - oil mixtures". *Trans. ASME*, 64, 193.
- MUSSO, J.F., (1980), "Correction de l'effet de température sur les mesures de taux de vide du dispositif DADINE". Note physique n°318, Pi/Phys. 7048/183/80 - CENG-Grenoble.

- NEAL, L.G., (1963), "An analysis of slip in gas-liquid flow applicable to the bubble and slug flow regimes". EAES Symposium on "Two-Phase Flow, Steady State Burn-out, and Hydrodynamic Instability". Studsvik, 1.
- OSHINOWO, T. and CHARLES, M.E., (1974), "Vertical two-phase flow. Part 1. Flow pattern correlation". *The Canad. J. Chem. Eng.*, 52, 25-35.
- OWENS, W.L., (1963), "Two-phase pressure gradient". *Int. Development in Heat Transfer, ASME*, (Proc. of the Heat Transfer Conf., Boulder, Colorado, 1961), Part II paper 41.
- PLUMMER, D.N., ILOEJE, O.C., ROHSENOW, W.M., GRIFFITH, P. and GANIC, E., (1974), "Post critical heat transfer to flowing liquid in a vertical tube" MIT, Report n°72718-91.
- RIEGEL, B., (1978), "Contribution à l'étude de la décompression d'une capacité en régime diphasique". Thèse de Docteur Ingénieur, USMG-INPG, Grenoble.
- ROUHANI, S.Z. and AXELSSON, E., (1970), "Calculation of void volume fraction in the subcooled and quality boiling regions". *Int. J. Heat Mass Transfer* 13, n°2, 383-393.
- ROUHANI, S.Z., (1968), "Calculation of steam volume fraction in subcooled boiling". *Trans. ASME*, 158-164.
- ROUMY, R., MAYET, G. et ROSIN, L., (1979), "Mesure de la fraction de vide, par atténuation de rayonnement gamma dans le cas d'un écoulement eau-vapeur à haute pression, dans un canal rectangulaire d'entrefer 6mm". CENG/STT-Note T.T. n°617 - France.
- SAHA, P. and ZUBER, N., (1974), "Point of net vapor generation and vapor void fraction in subcooled boiling". *Heat Transfer 1974, Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf., Tokyo*, 4, paper B4.7, 175-179.

- SEKOGUCHI, K., NISHIKAWA, K., NAKASATOMI, M., HIRATA, N. and HIGUCHI, H., (1974), "Flow boiling in subcooled and low quality regions. Heat transfer and local void fraction". *Heat Transfer 1974, Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf., Tokyo, 4*, paper B4.8, 180-184.
- SHA, W.T., and BONILLA, C.F., (1965), "Out-of-pile steam-fraction determination by neutron-beam attenuation". *Nuclear Applications, 1*, 69-75.
- SMITH, S.L., (1970), "Void fractions in two-phase flow : A correlation based upon an equal velocity head model". *Proc. Inst. Mech. Eng., 184*, part 1, n°36, 647-664.
- STAUB, F.W., (1968), "The void fraction in subcooled boiling. Prediction of the initial point of net vapor generation". *J. of Heat Transfer, ASME, serie C, 90*, n°1, 151-157.
- THIE, J.A., BEIDELMAN, J. and HOGLUND, B., (1961), "Void measurement in a boiling reactor". *Nuclear Science and Engineering, 11*, 1-6.
- THOM, J.R.S., (1964), "Prediction of pressure drop during forced circulation boiling of water". *Int. J. Heat Mass Transfer, 7*, 709-724.
- UNAL, H.C., (1975), "Determination of the initial point of net vapor generation in flow boiling systems". *Int. J. Heat Mass Transfer, 18*, 1095-1099.
- WALLIS, G.B., (1969), "One-dimensional two-phase flow". McGraw-Hill Book Co., New York.
- YAMAZAKI, Y. and YAMAGUCHI, K., (1976), "Void fraction correlation for boiling and non-boiling vertical two-phase flows in tube". *J. of Nuclear Science and Technology, 13*, 701-707.
- YUEN, P.S.L., (1978), "Fast neutron scattering and attenuation technique for measurement of void fractions and phase distribution in transient flow boiling". M. Eng. Thesis, McMaster University, Canada.

ZIVI, S.M., (1964), "Estimation of steady-state steam void-fraction by means of the principle of minimum entropy production". *J. Heat Transfer, ASME, serie C, 86*, 247-252.

ZUBER, N., STAUB, F.W. and BLJWAARD, G., (1966), "Vapor void fraction in subcooled boiling and in saturated boiling systems". *Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf., Chicago, 5*, paper n°154, 24-38.

---

dernière page de thèse

A U T O R I S A T I O N D E S O U T E N A N C E

Vu les dispositions de l'article 3 de l'arrêté du 16 avril 1974

Vu le rapport de présentation de :

Monsieur J.M DELHAYE

Monsieur CHABRILLAC

Monsieur F R E I T A S Roberto

est autorisé à présenter une thèse en soutenance pour l'obtention du diplôme de DOCTEUR INGENIEUR, Spécialité "Mécanique".

Fait à Grenoble, le 16 septembre 81

Le Président de l'I.N.P.G

  
D. BLOCH  
Président  
de l'Institut National Polytechnique  
de Grenoble

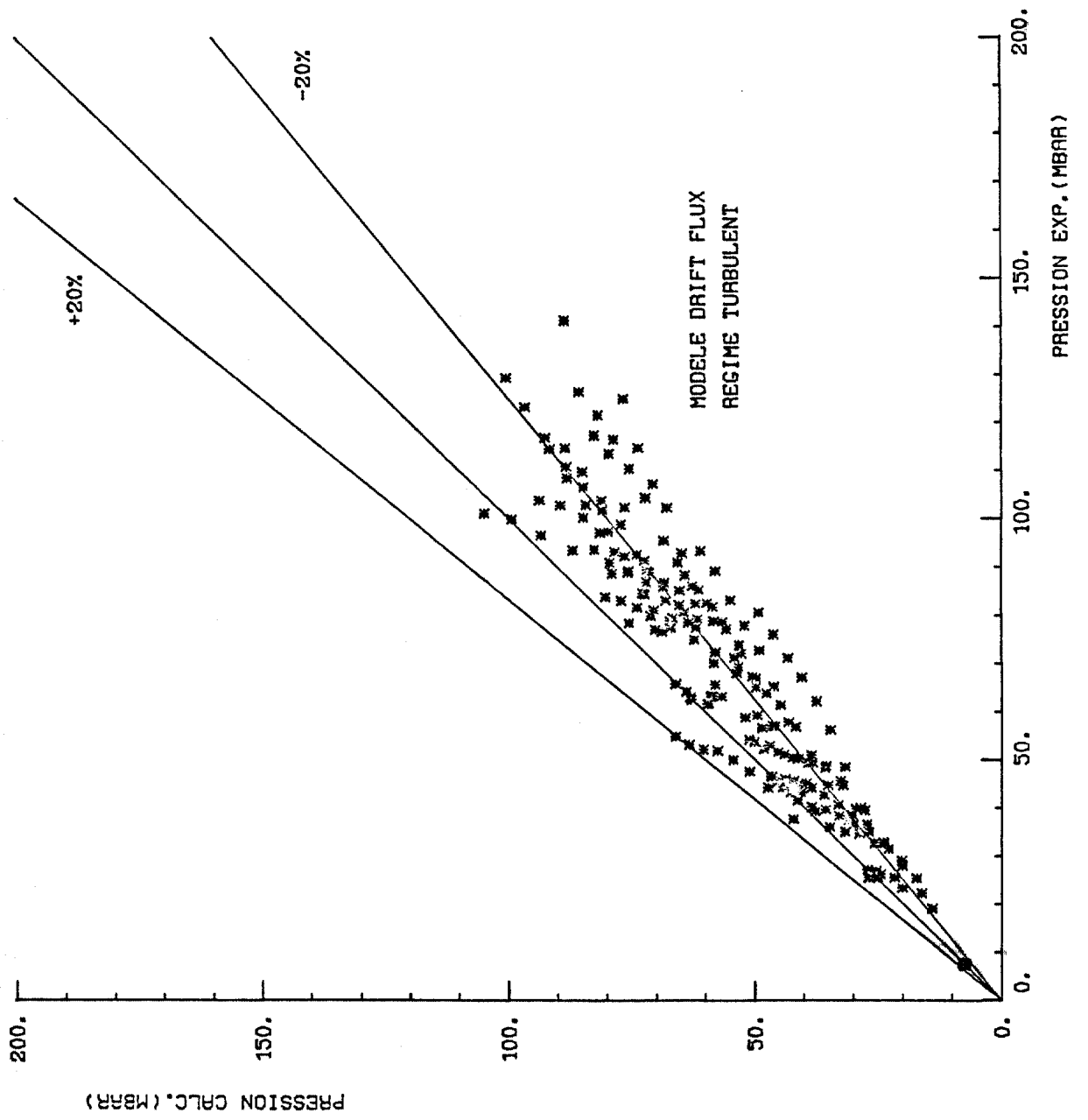


Fig.6.5. d : Comparaison calcul- expérience pour la perte de pression

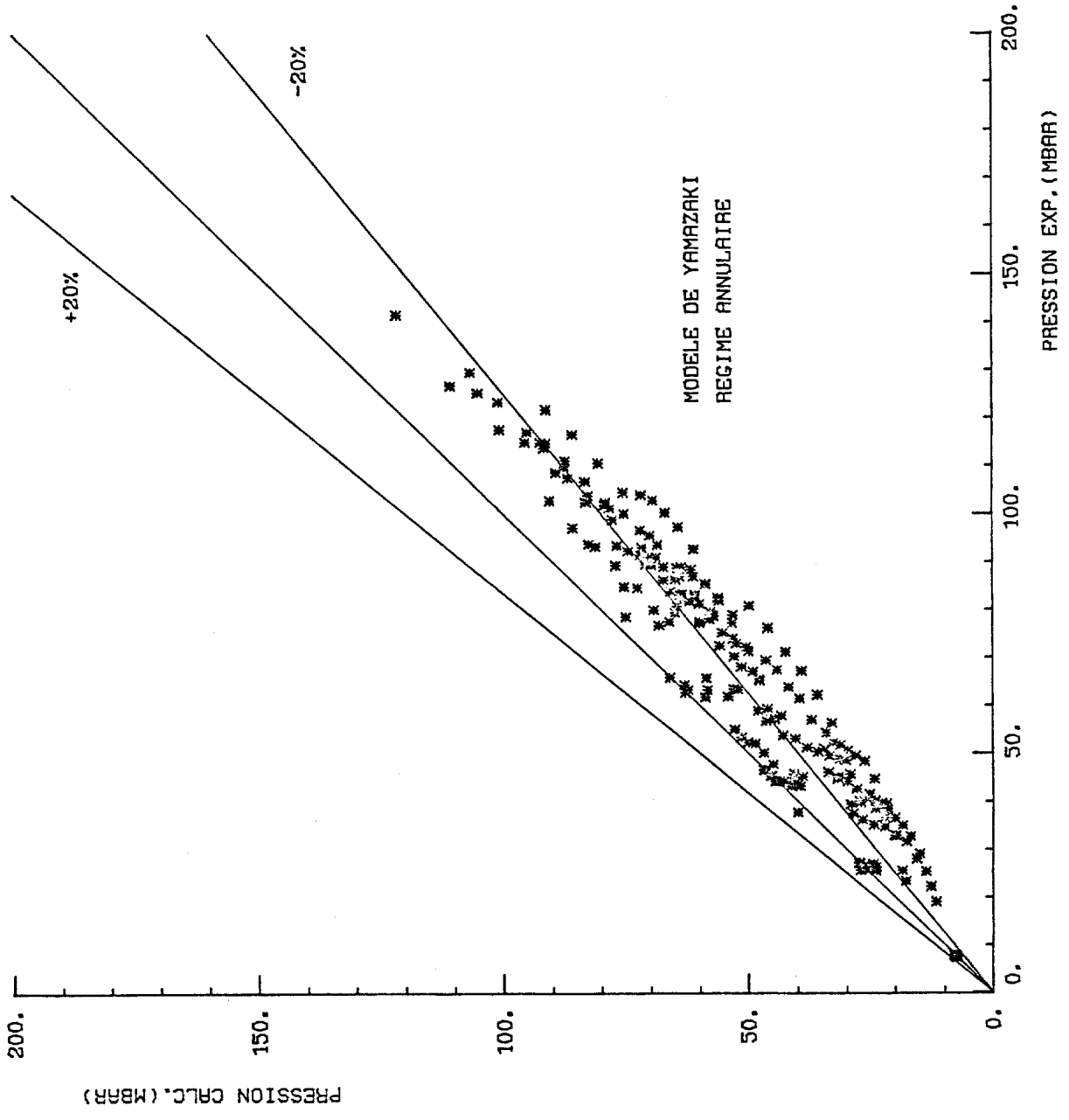


Fig.6.5.c : Comparaison calcul-expérience pour la perte de pression

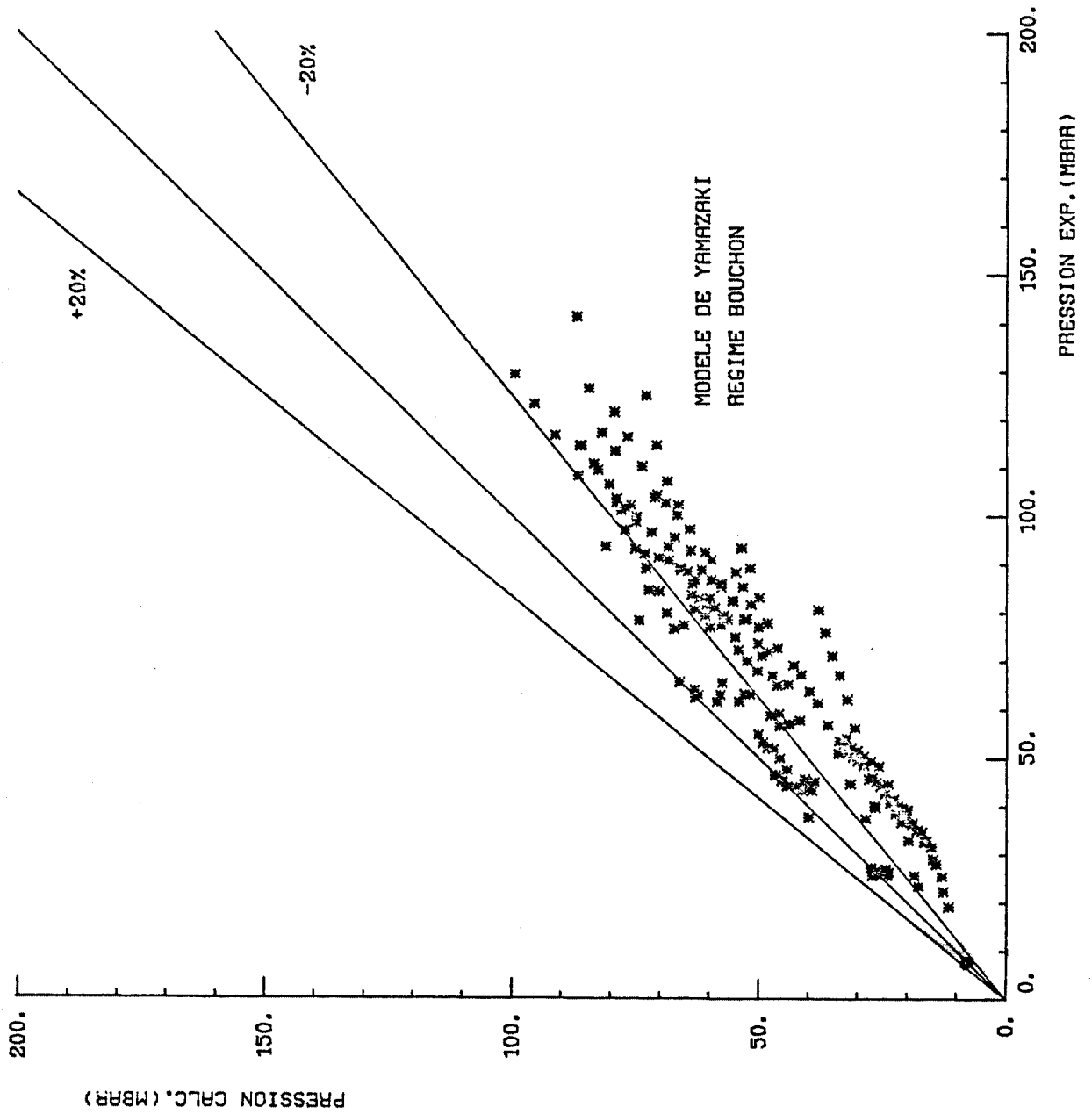


Fig.6.5.b : Comparaison calcul-expérience pour la perte de pression

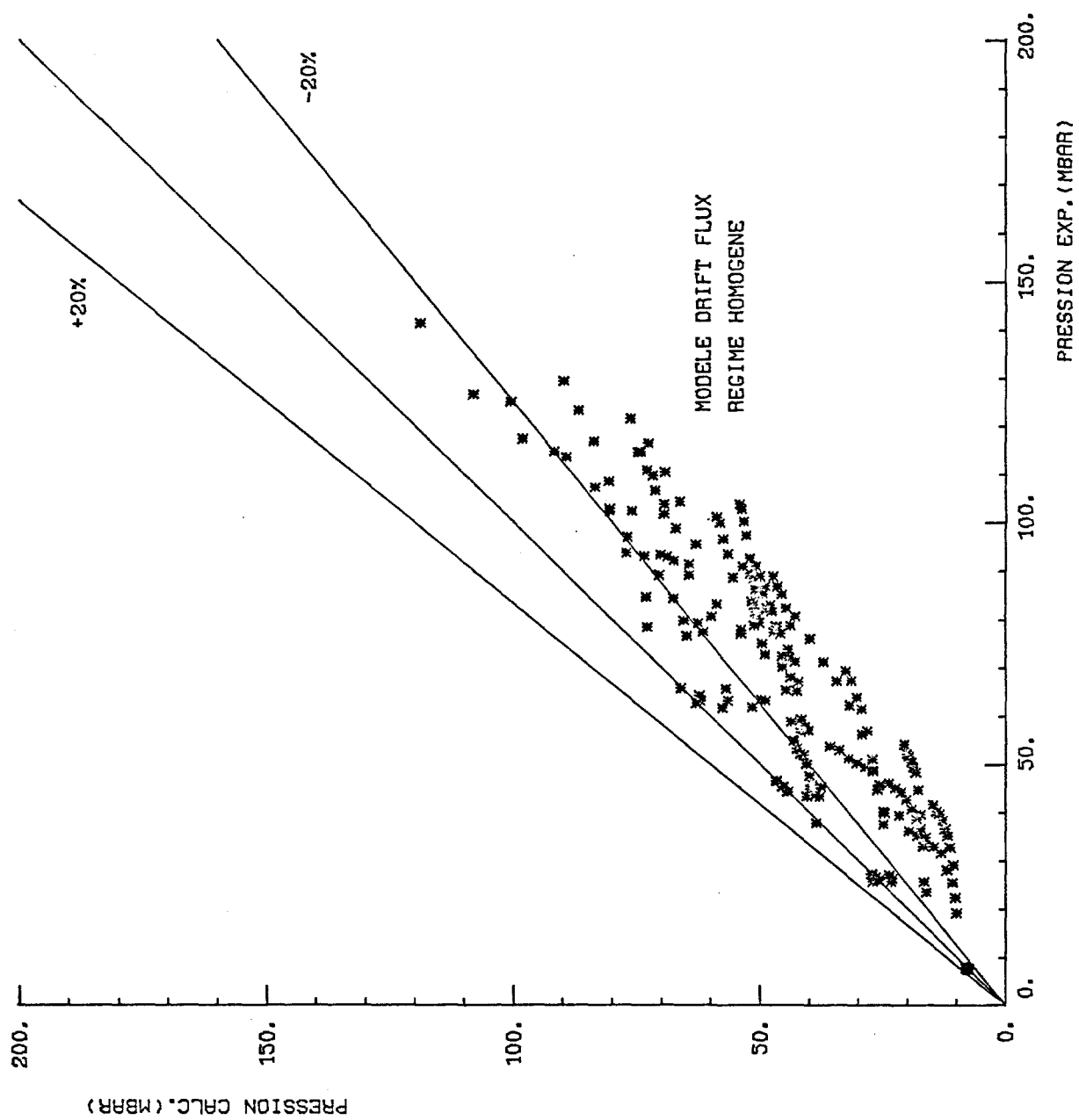


Fig.6.5. a : Comparaison calcul - expérience pour la perte de pression

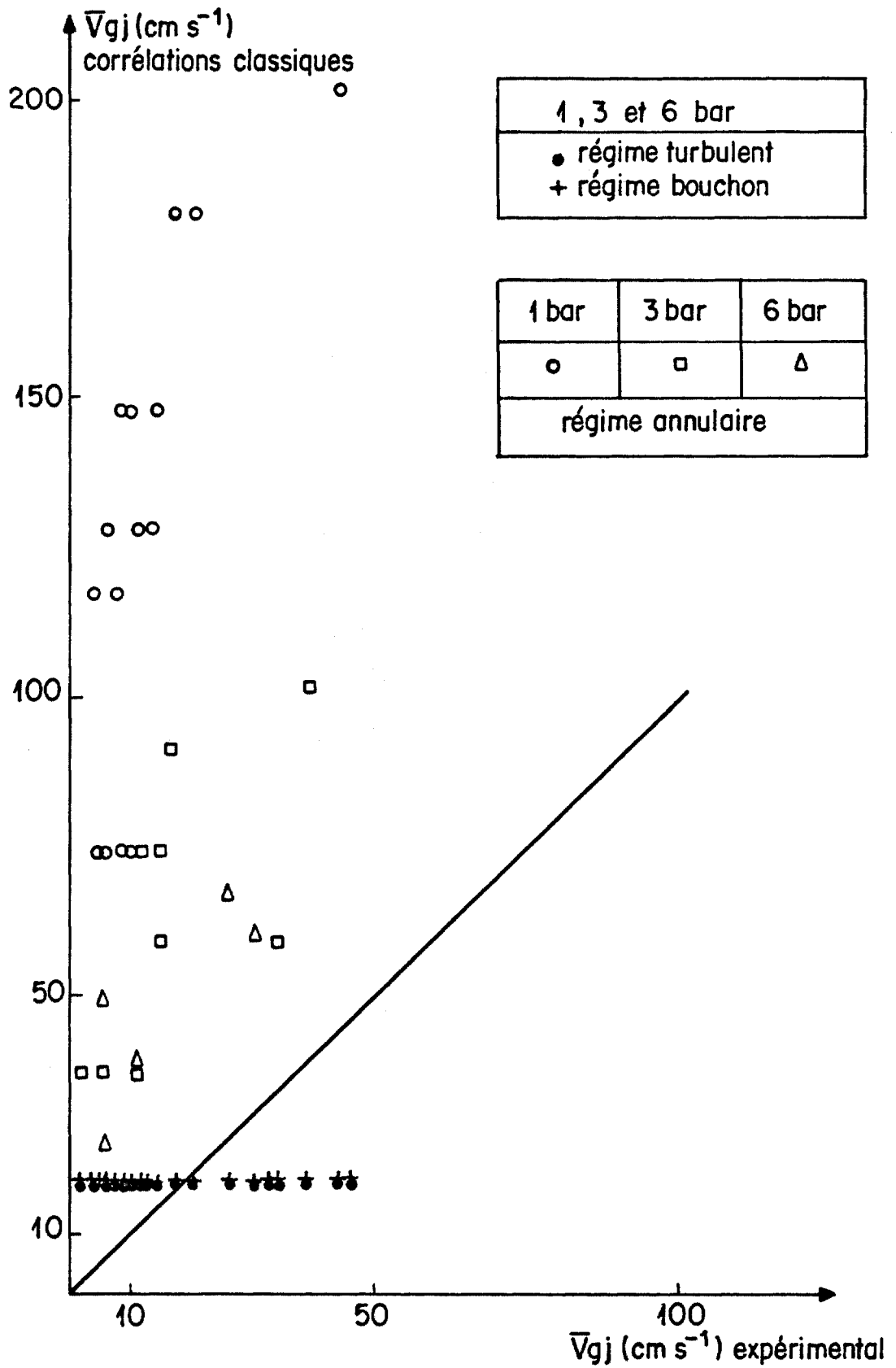


Fig. 6.4 : Comparaison entre la vitesse de dérive pondérée classique ( tableau 2.4 ) et expérimentale

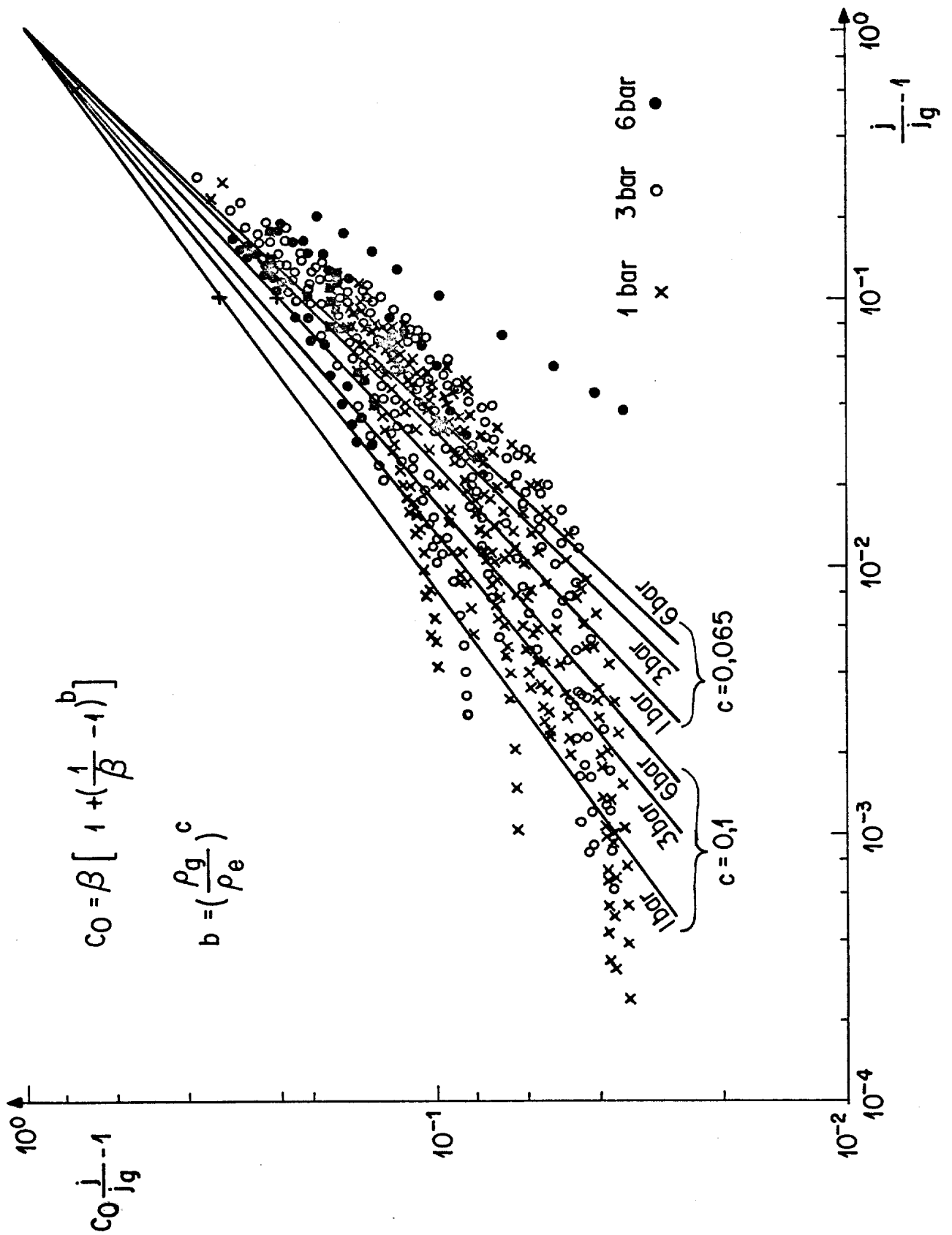


Fig. 6.3: Détermination expérimentale de c dans la boucle DADINE

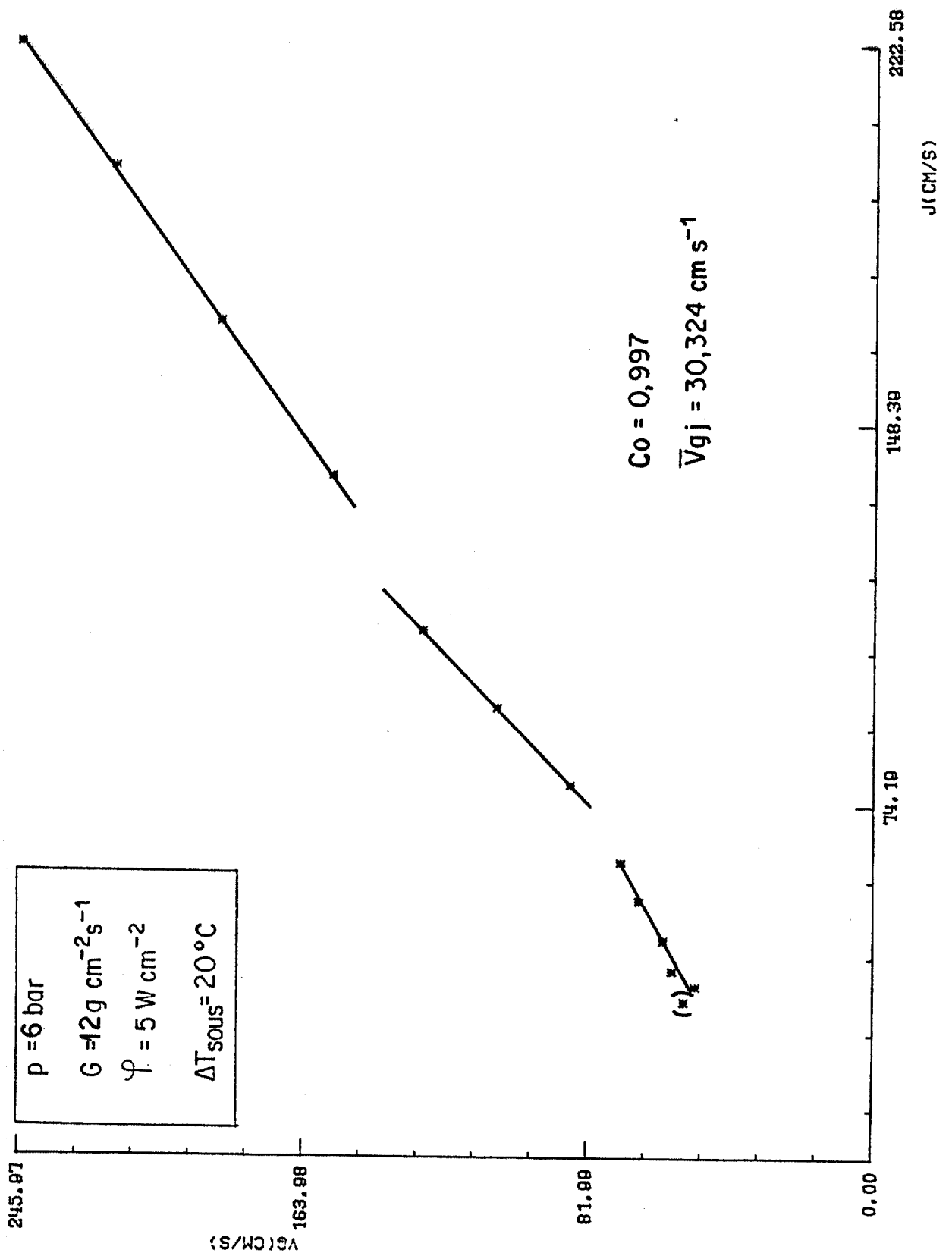


Fig.6.2. g : Résultats expérimentaux dans le diagramme de Zuber

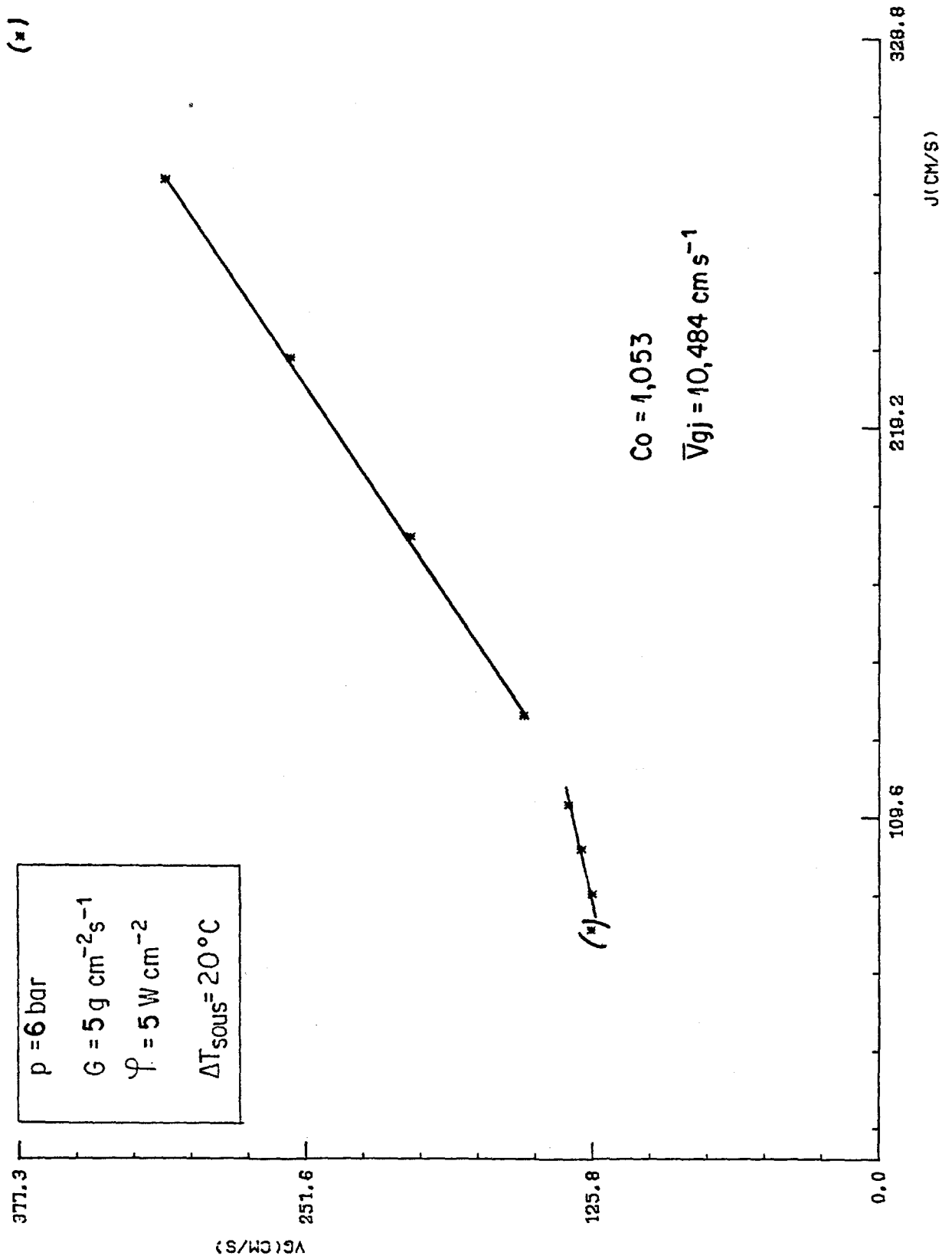


Fig.6.2. f : Résultats expérimentaux dans le diagramme de Zuber

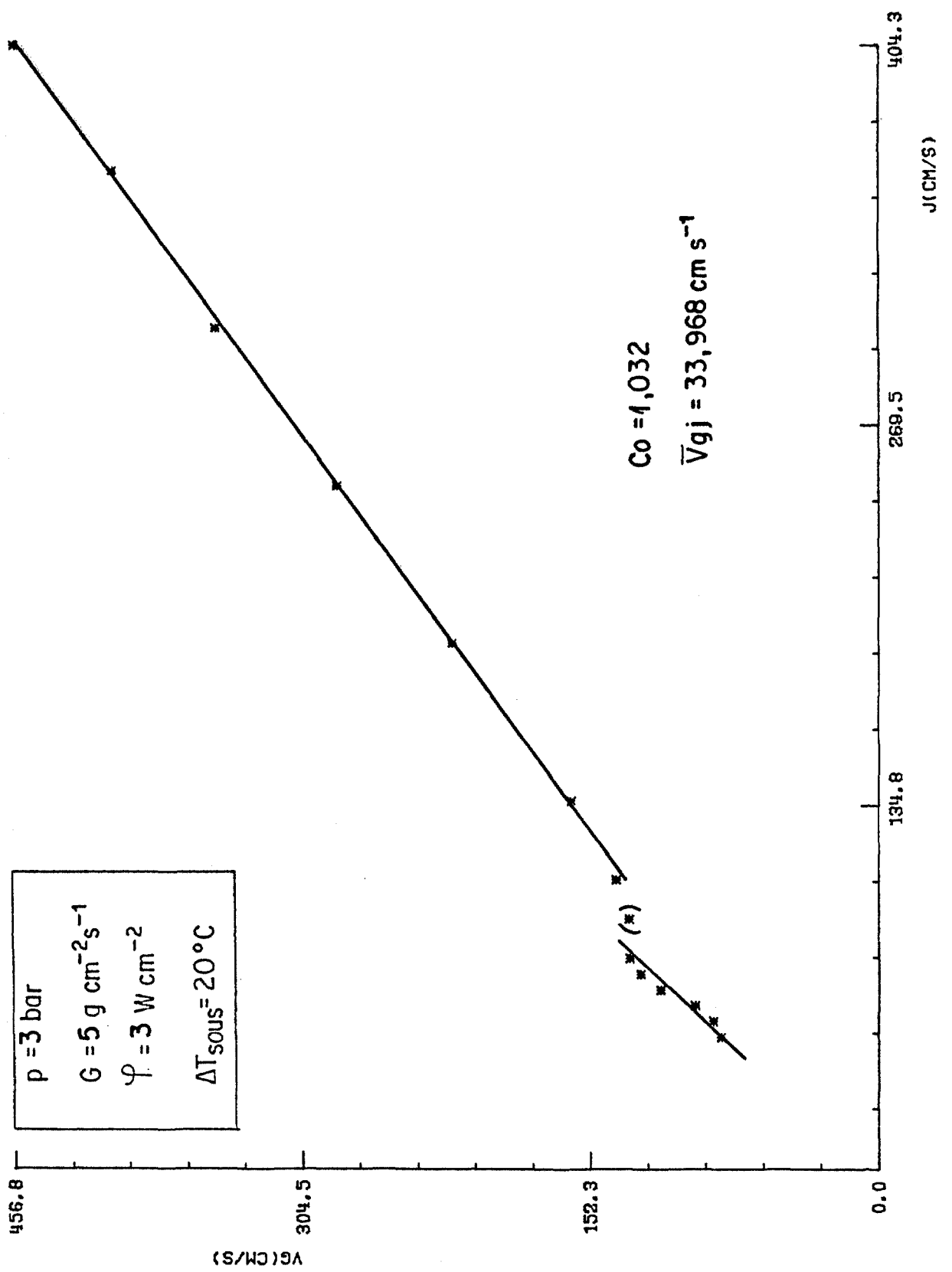


Fig.6.2. e : Résultats expérimentaux dans le diagramme de Zuber

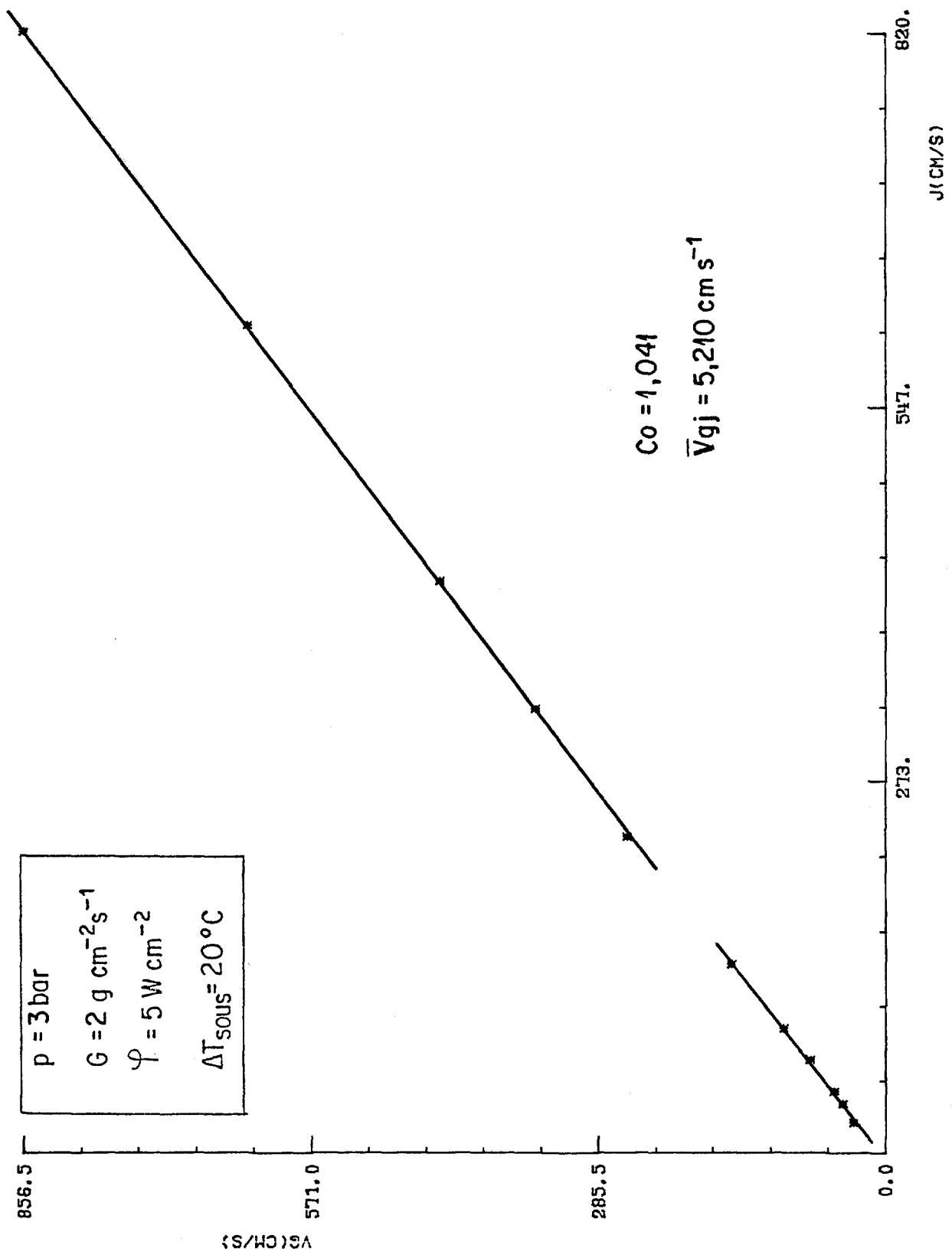


Fig.6.2. d : Résultats expérimentaux dans le diagramme de Zuber

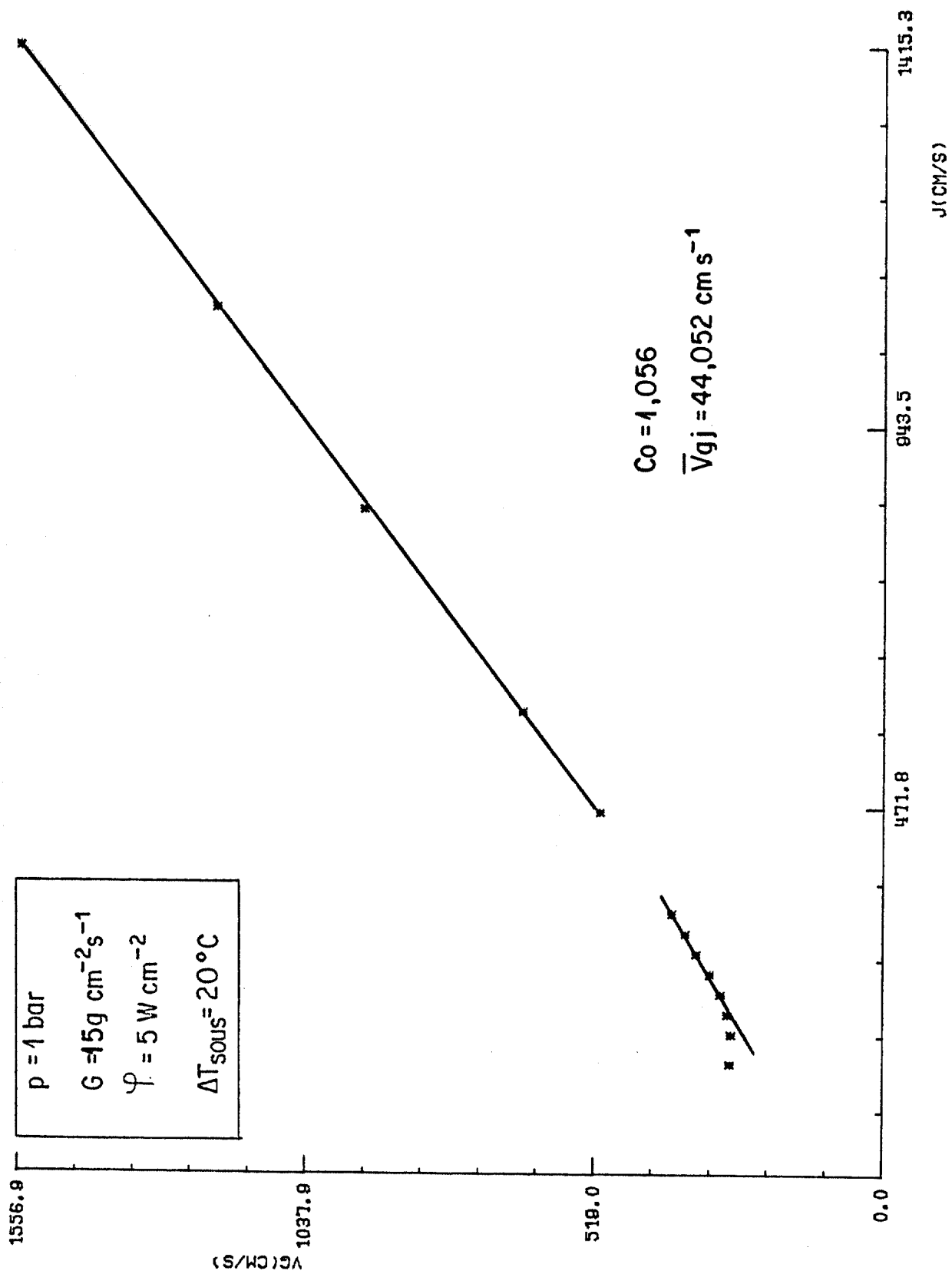


Fig.6.2. c : Résultats expérimentaux dans le diagramme de Zuber

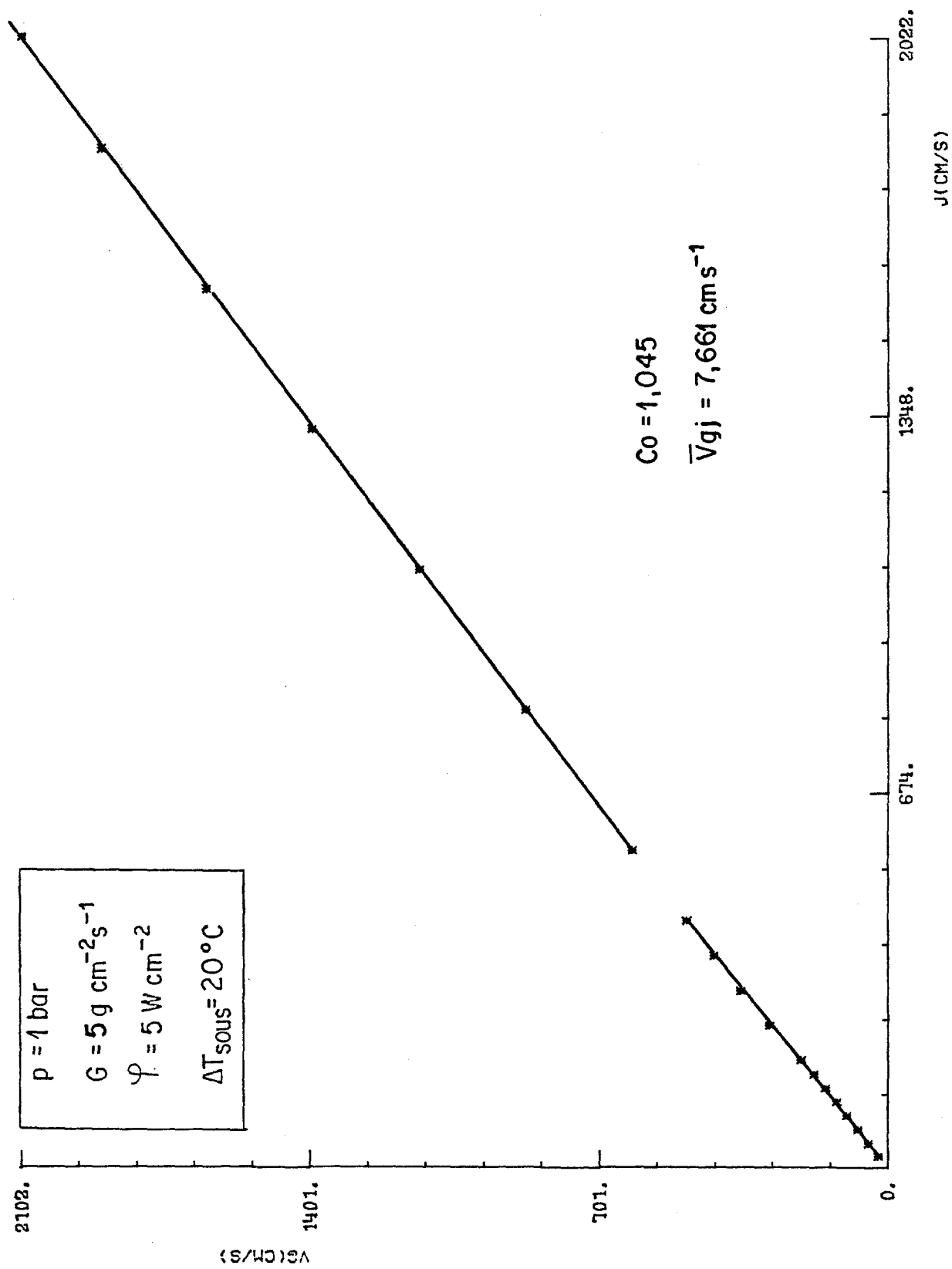


Fig.6.2. b : Résultats expérimentaux dans le diagramme de Zuber

INSTITUTO DE PESQUISA ENERGÉTICAS E NUCLEARES  
 I. P. E. N.

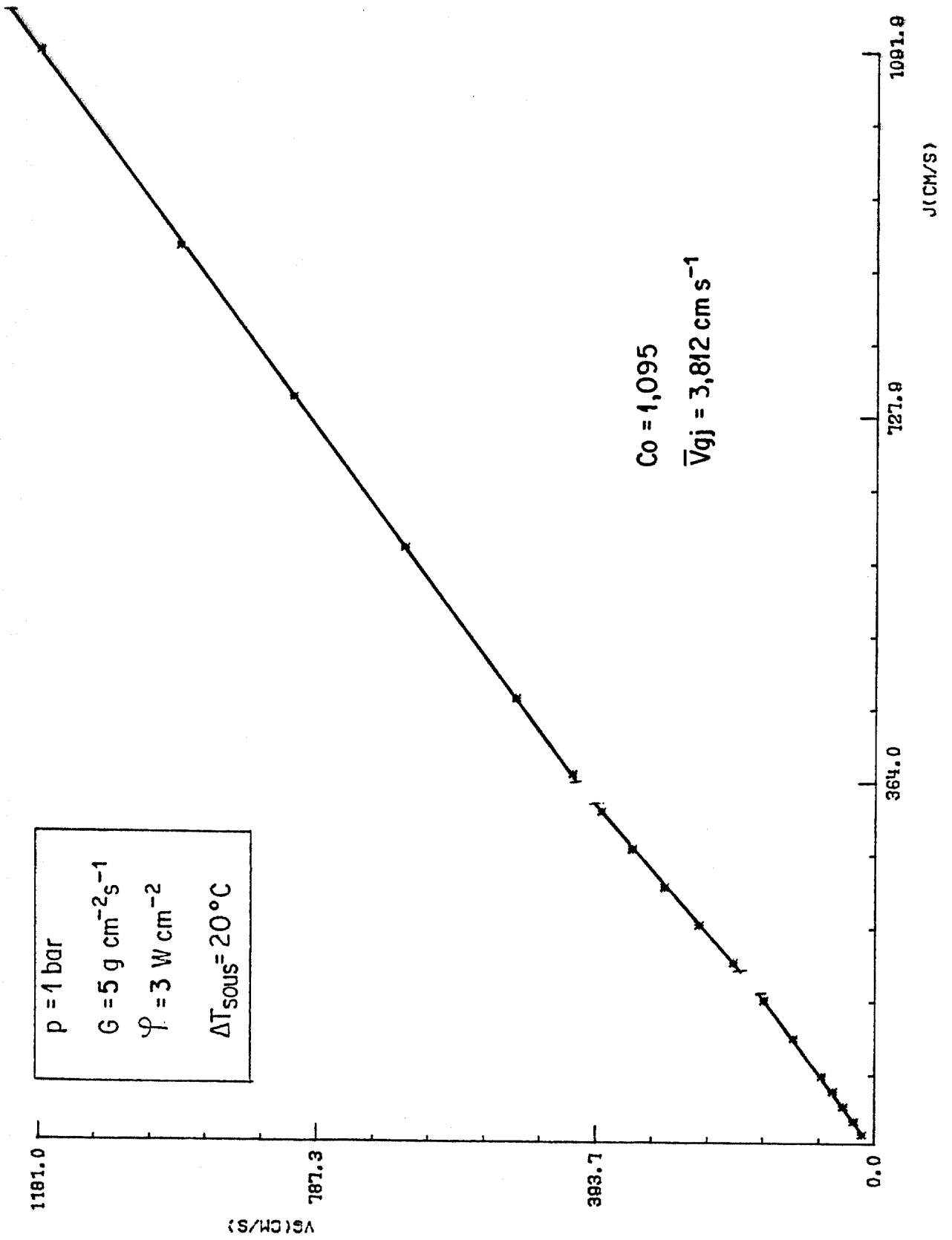


Fig.6.2. a : Résultats expérimentaux dans le diagramme de Zuber

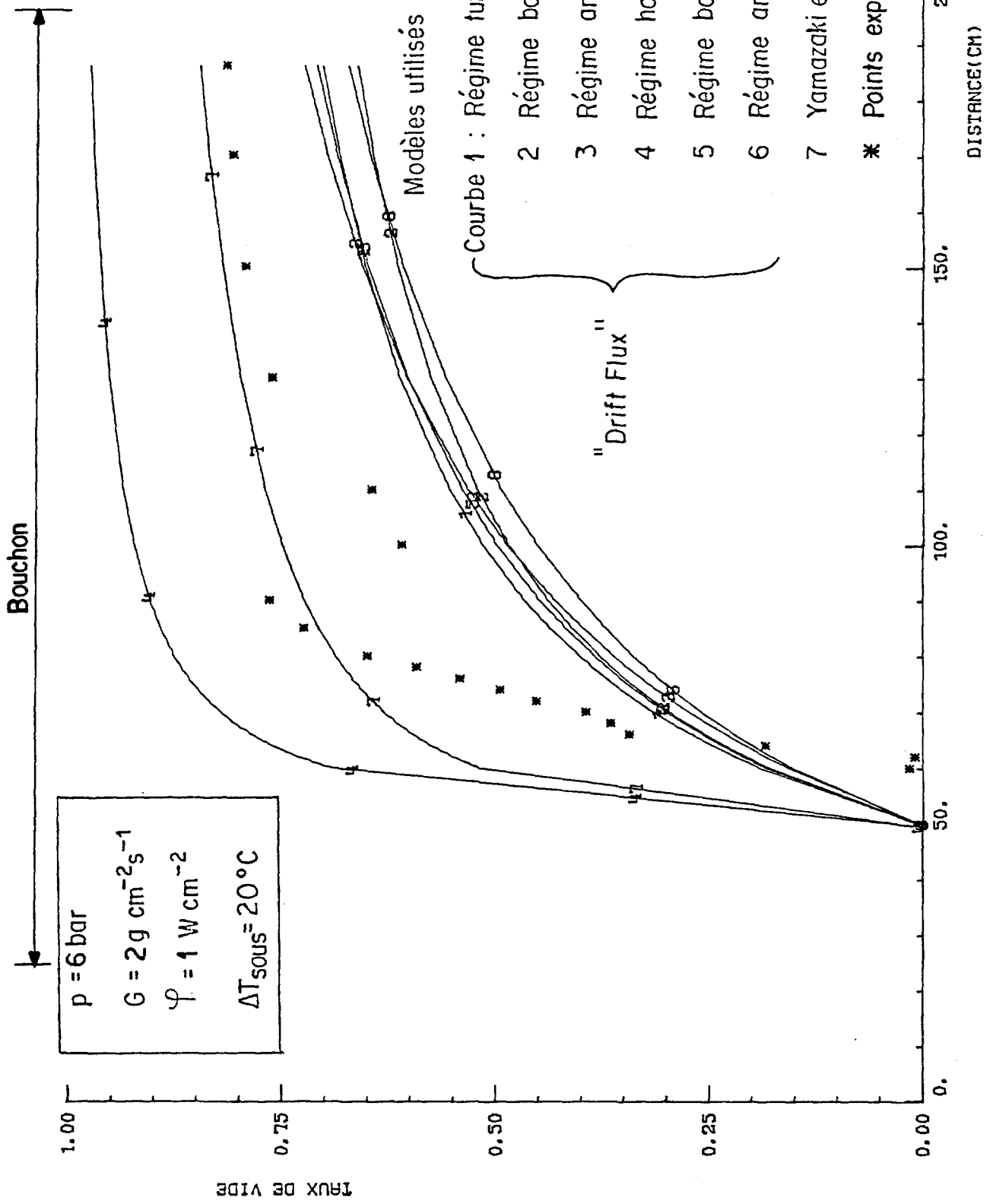


Fig. 6.1. i : Comparaison calcul-expérience pour le taux de vide

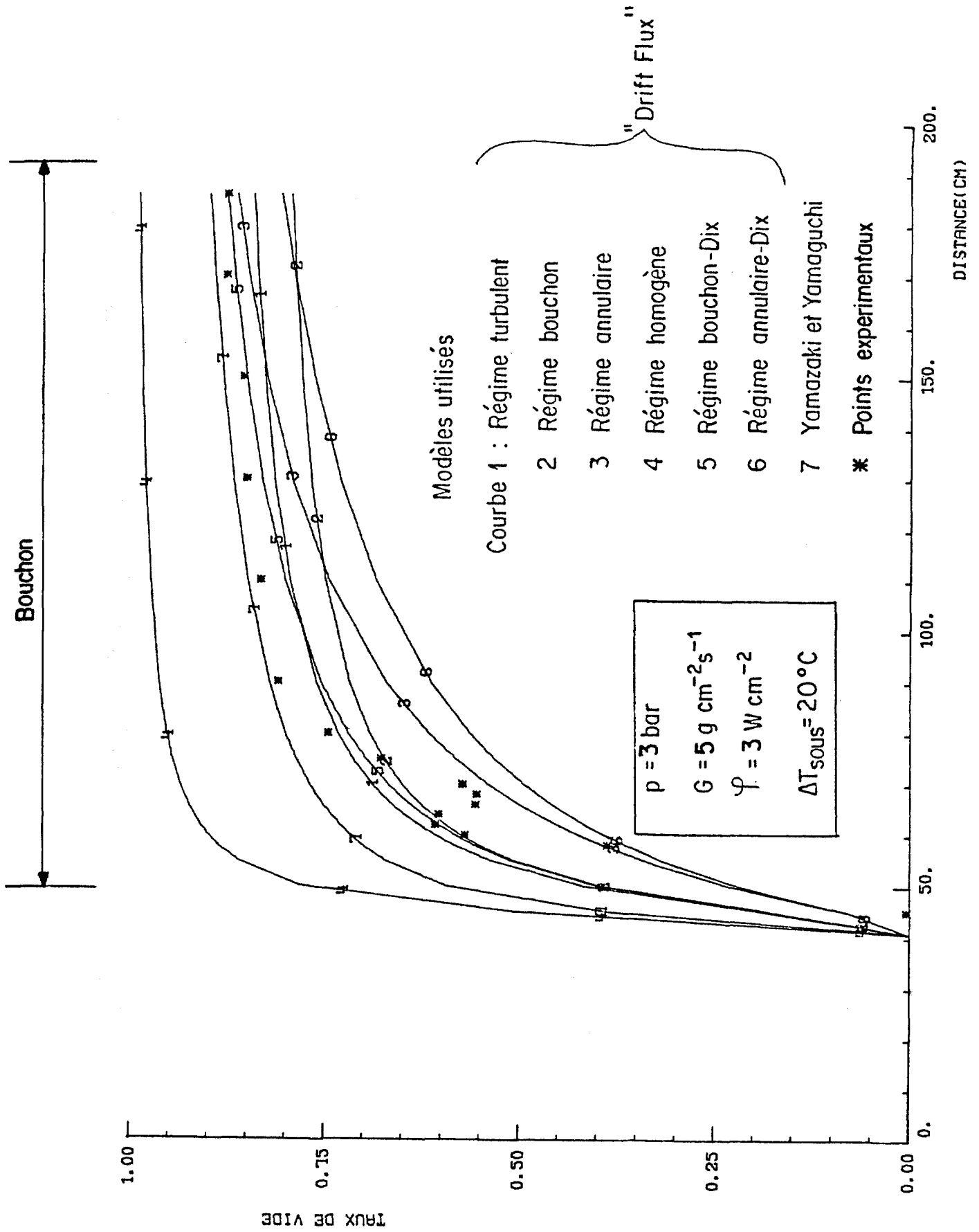


Fig. 6.1. h : Comparaison calcul - expérience pour le taux de vide.

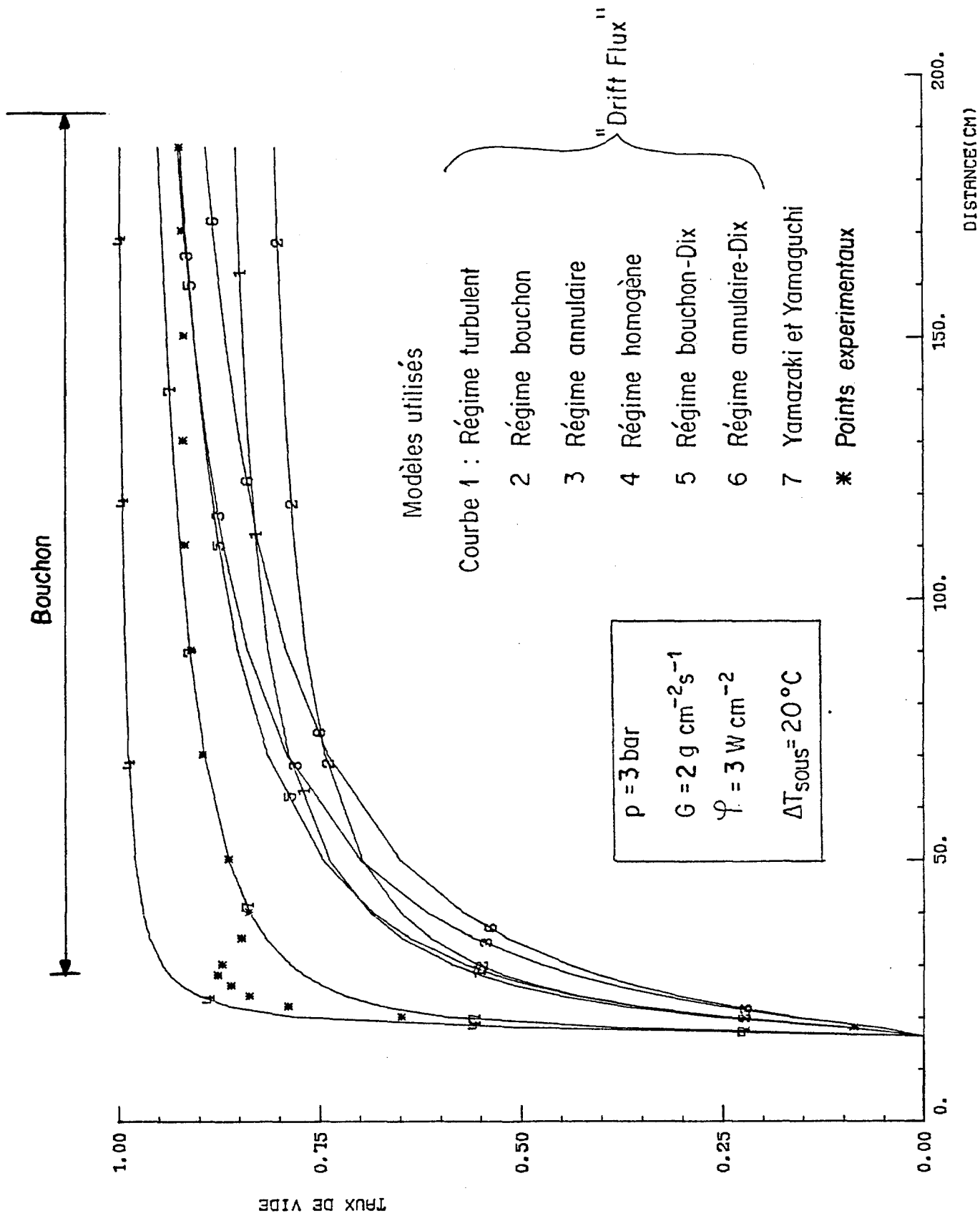


Fig. 6.1. g : Comparaison calcul-expérience pour le taux de vide

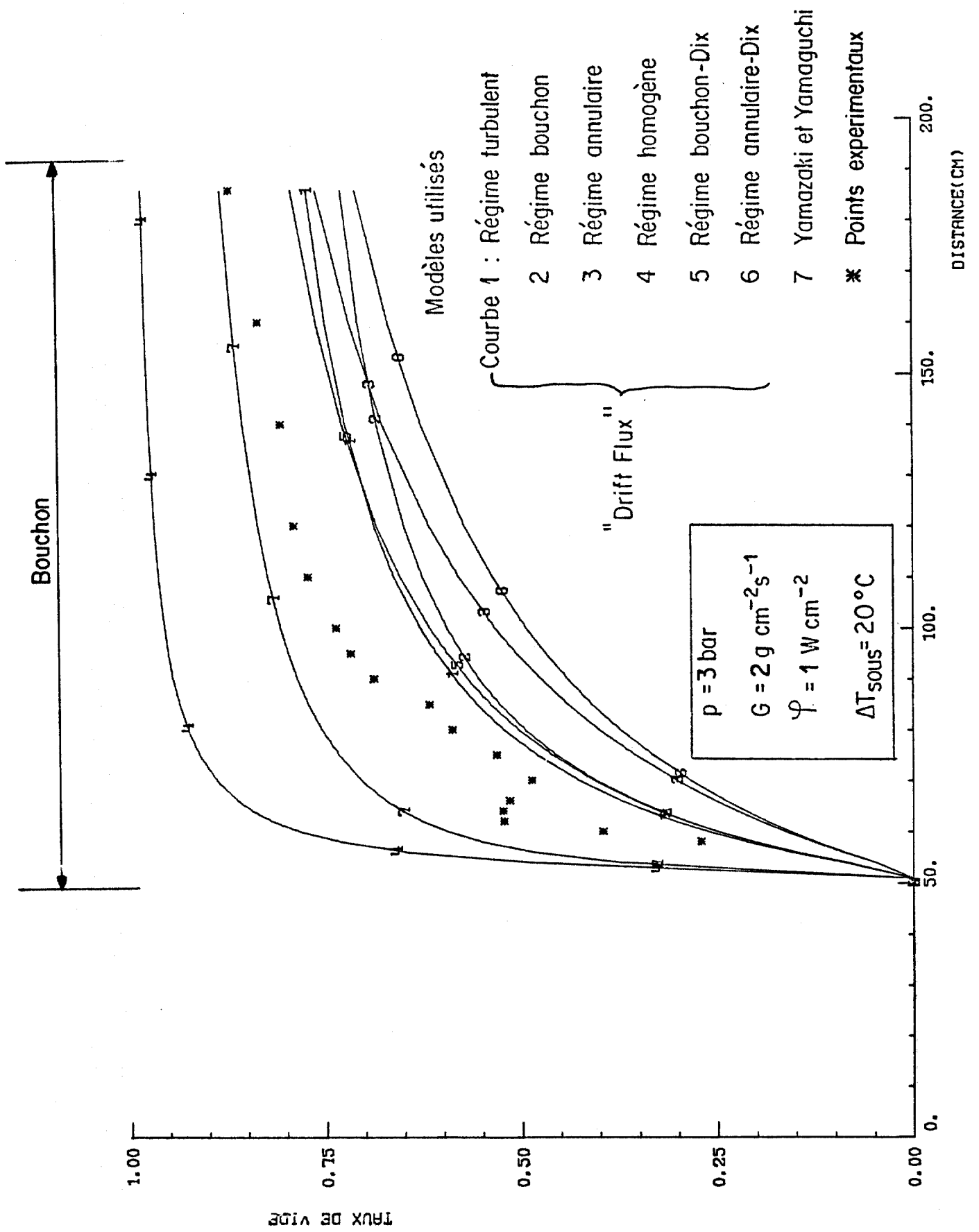


Fig. 6.1. f : Comparaison calcul-expérience pour le taux de vide

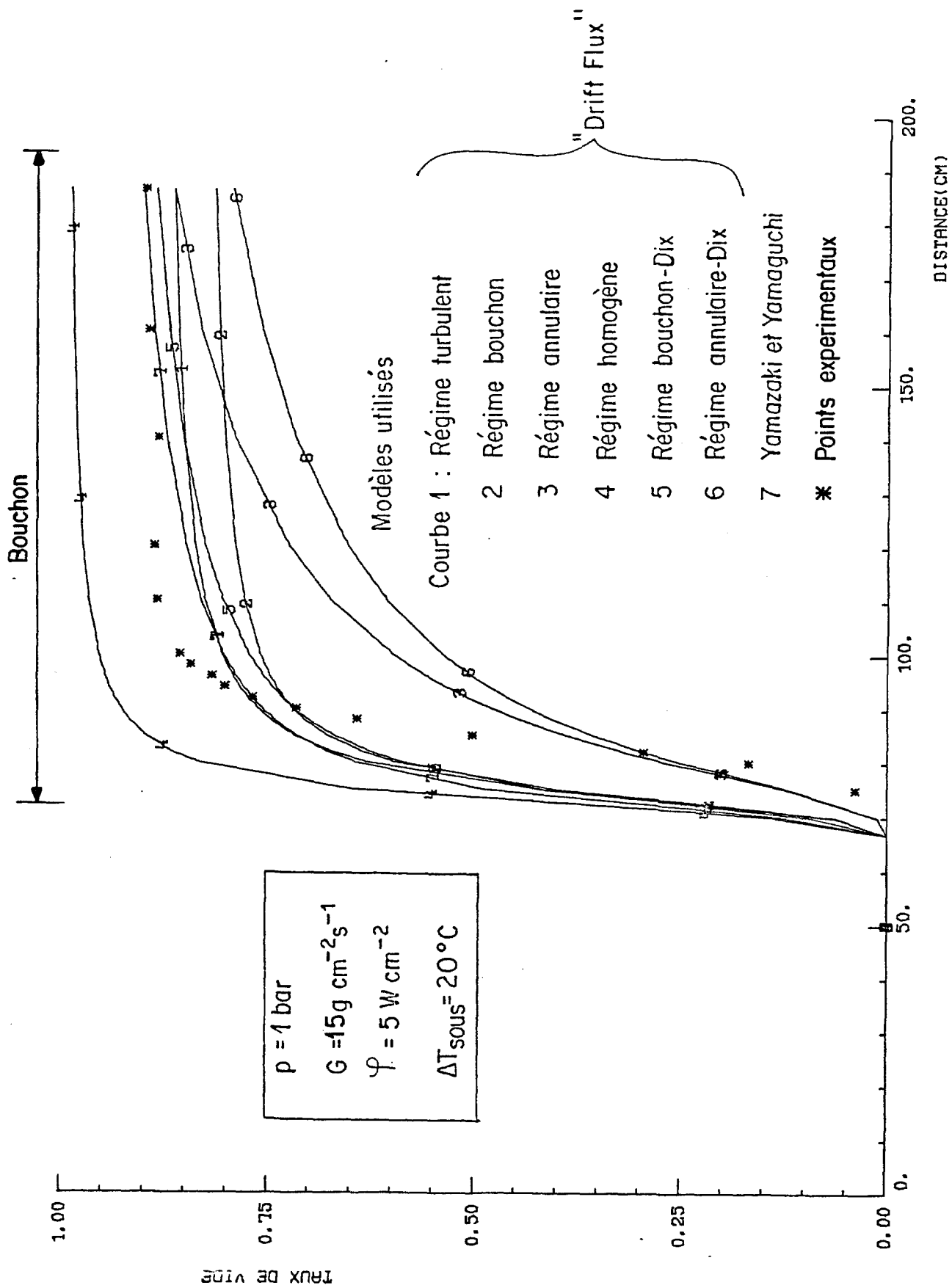


Fig. 6.1. e : Comparaison calcul - expérience pour le taux de vide

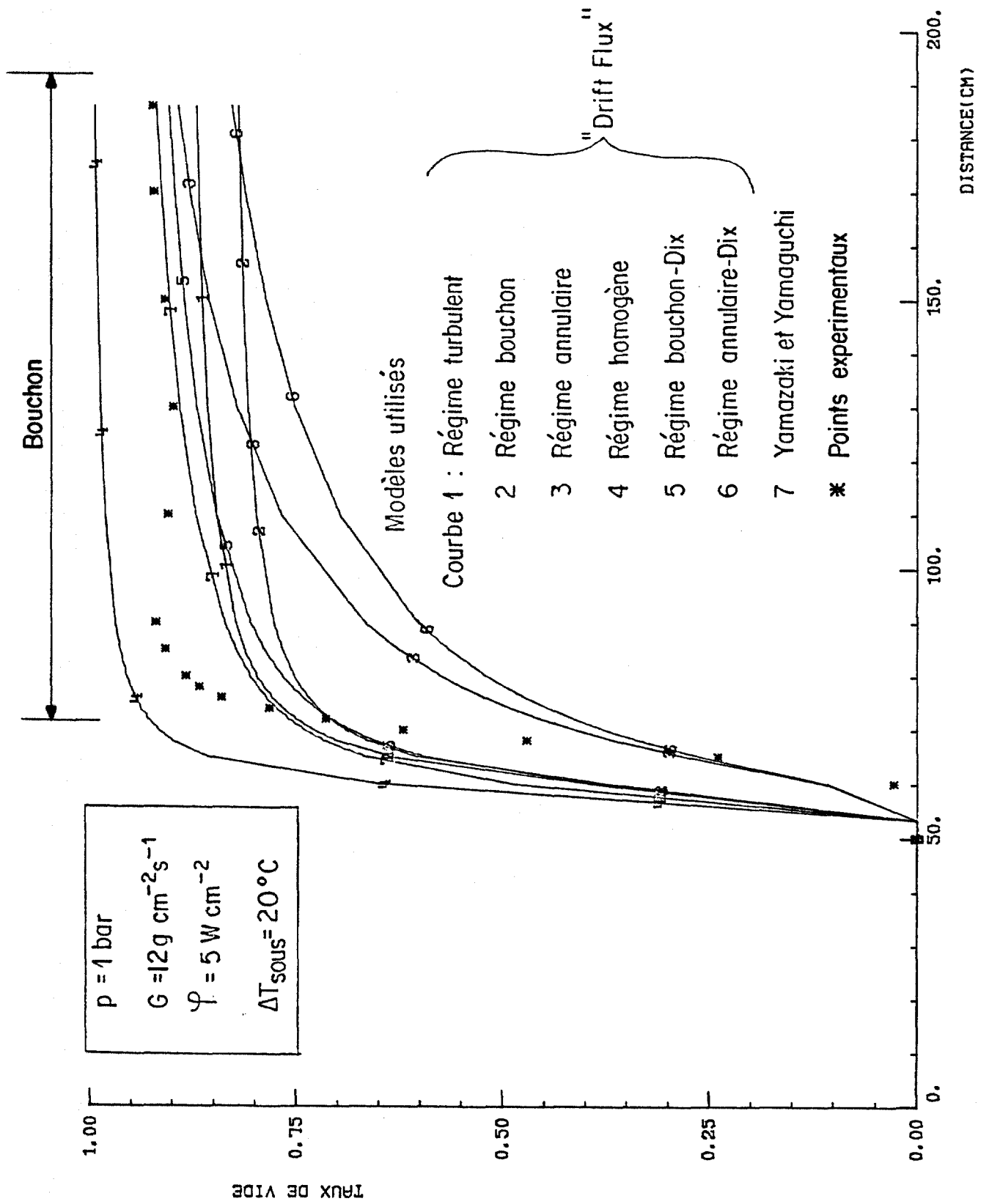


Fig. 6.1. d : Comparaison calcul-expérience pour le taux de vide

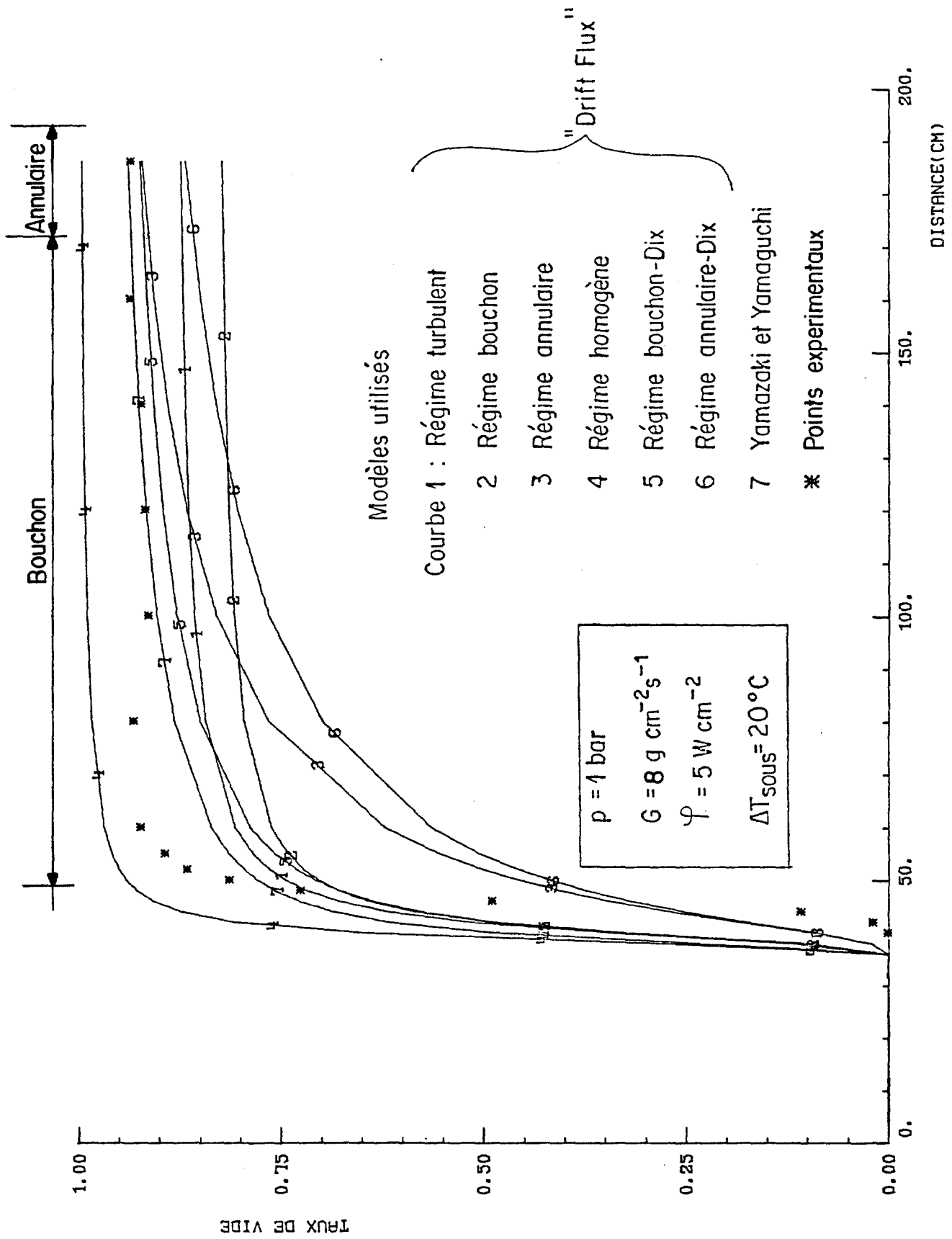


Fig. 6.1.c : Comparaison calcul-expérience pour le taux de vide

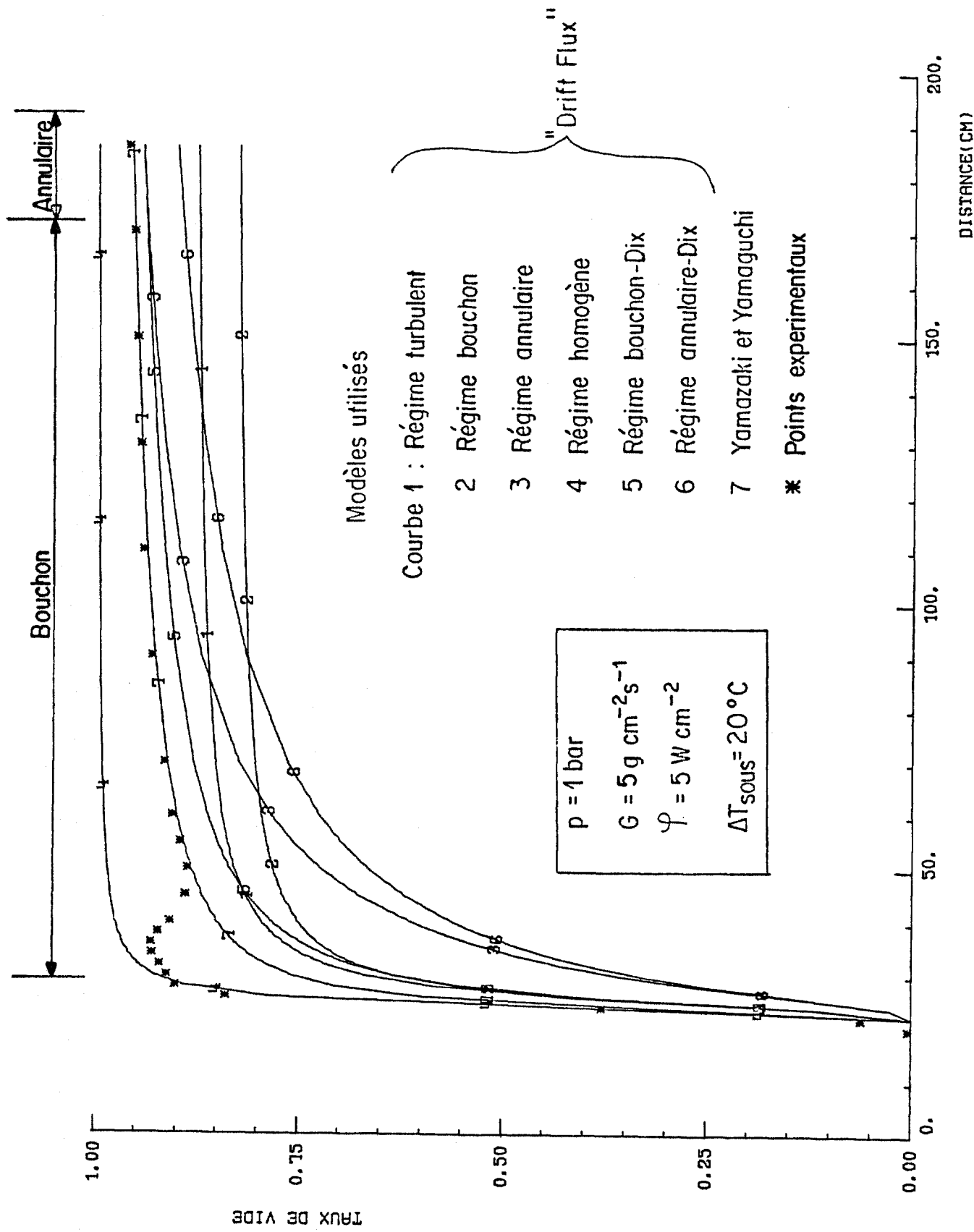


Fig. 6.1. b : Comparaison calcul-expérience pour le taux de vide

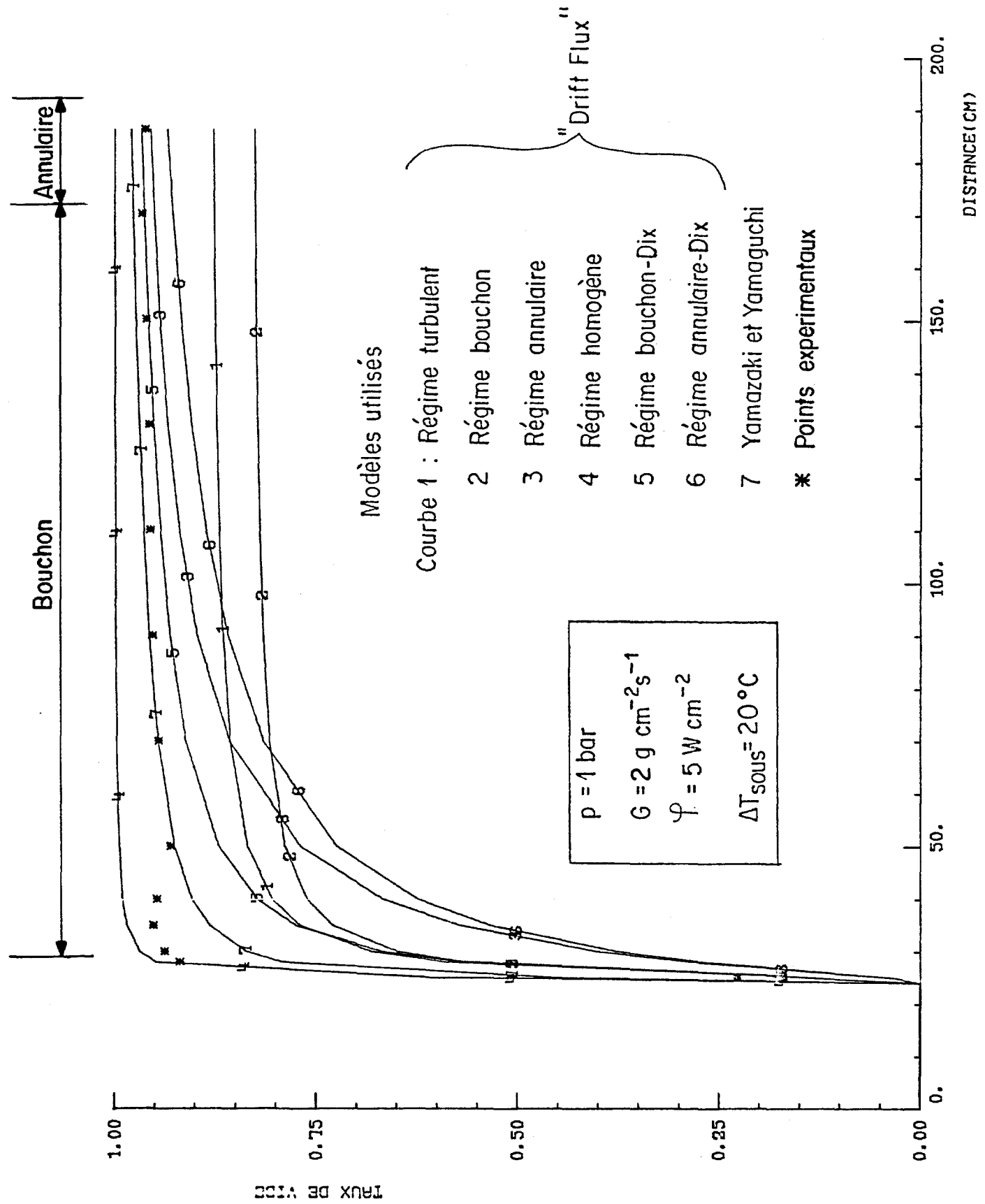


Fig. 6.1. a : Comparaison calcul-expérience pour le taux de vide

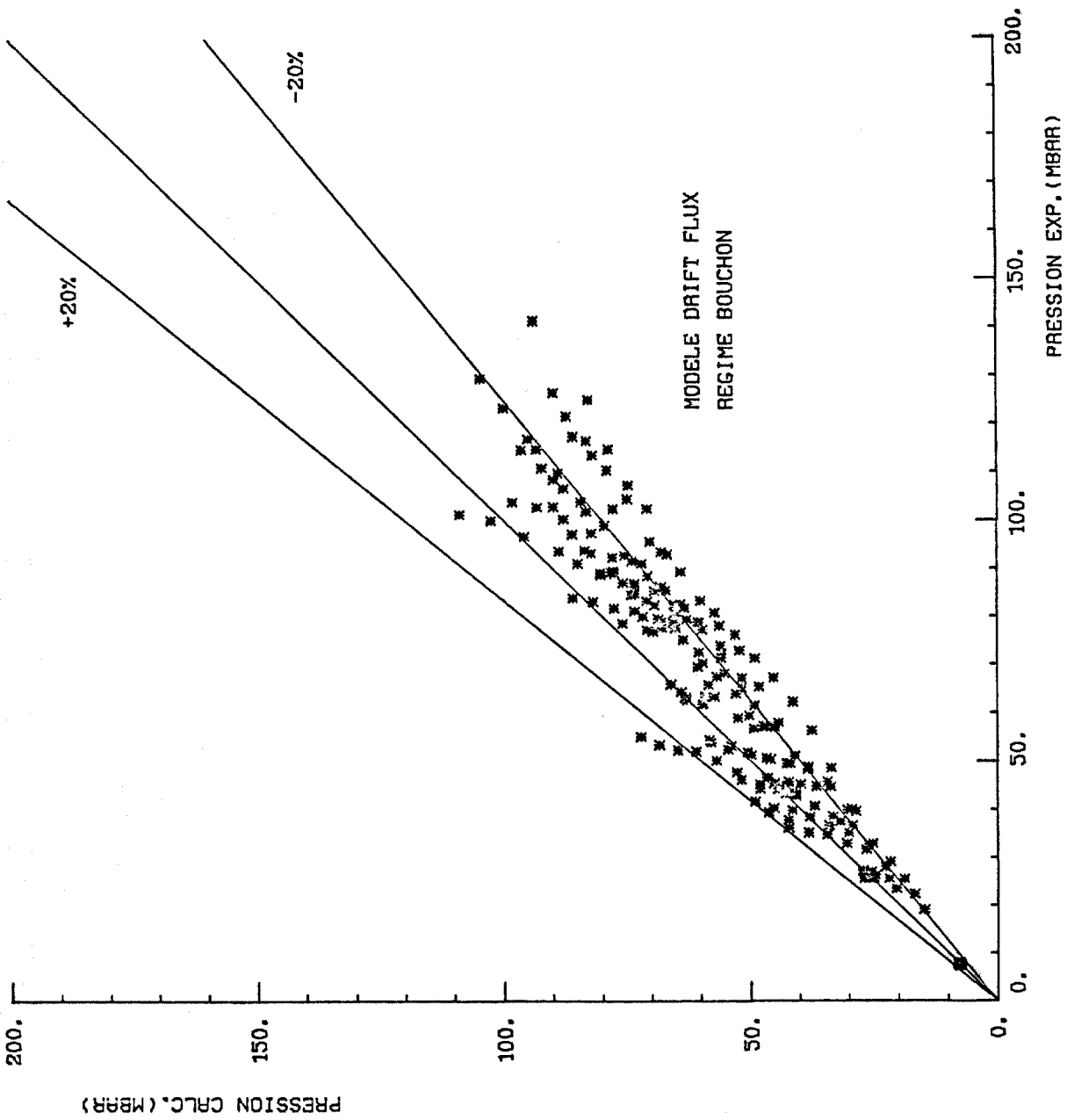


Fig.6.5.e : Comparaison calcul- expérience pour la perte de pression

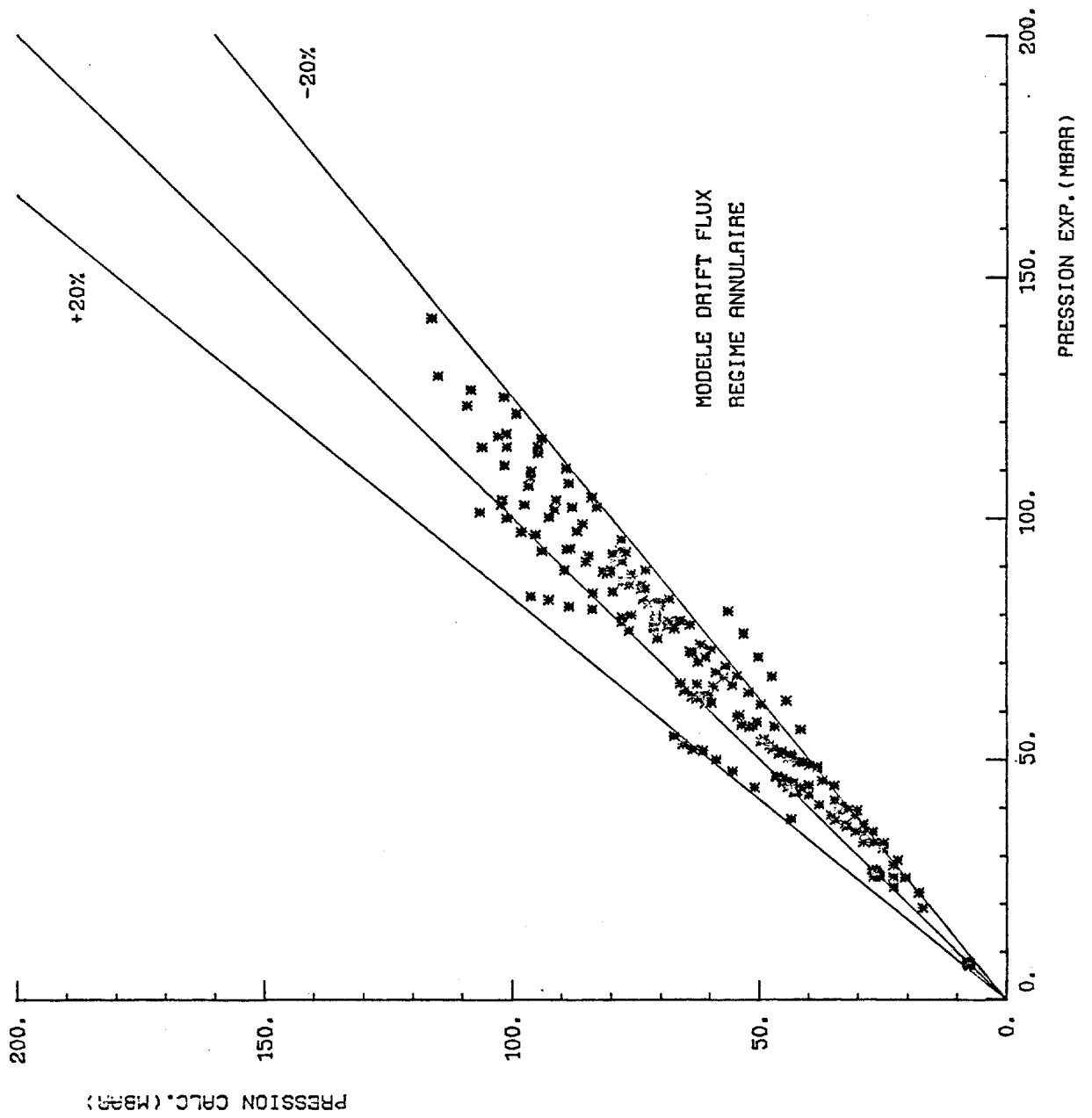


Fig.6.5. f : Comparaison calcul- expérience pour la perte de pression

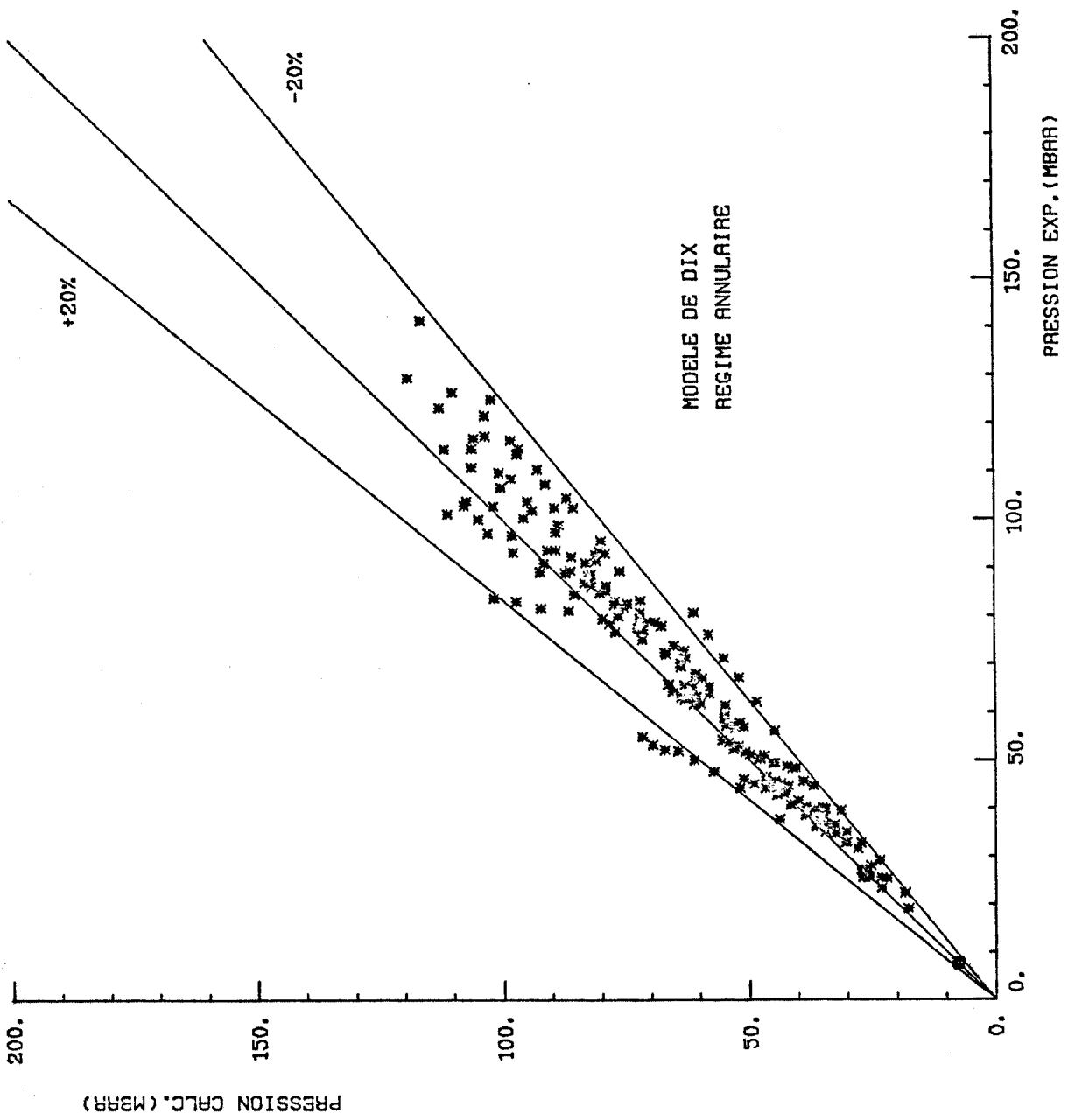


Fig.6.5.g : Comparaison calcul-expérience pour la perte de pression

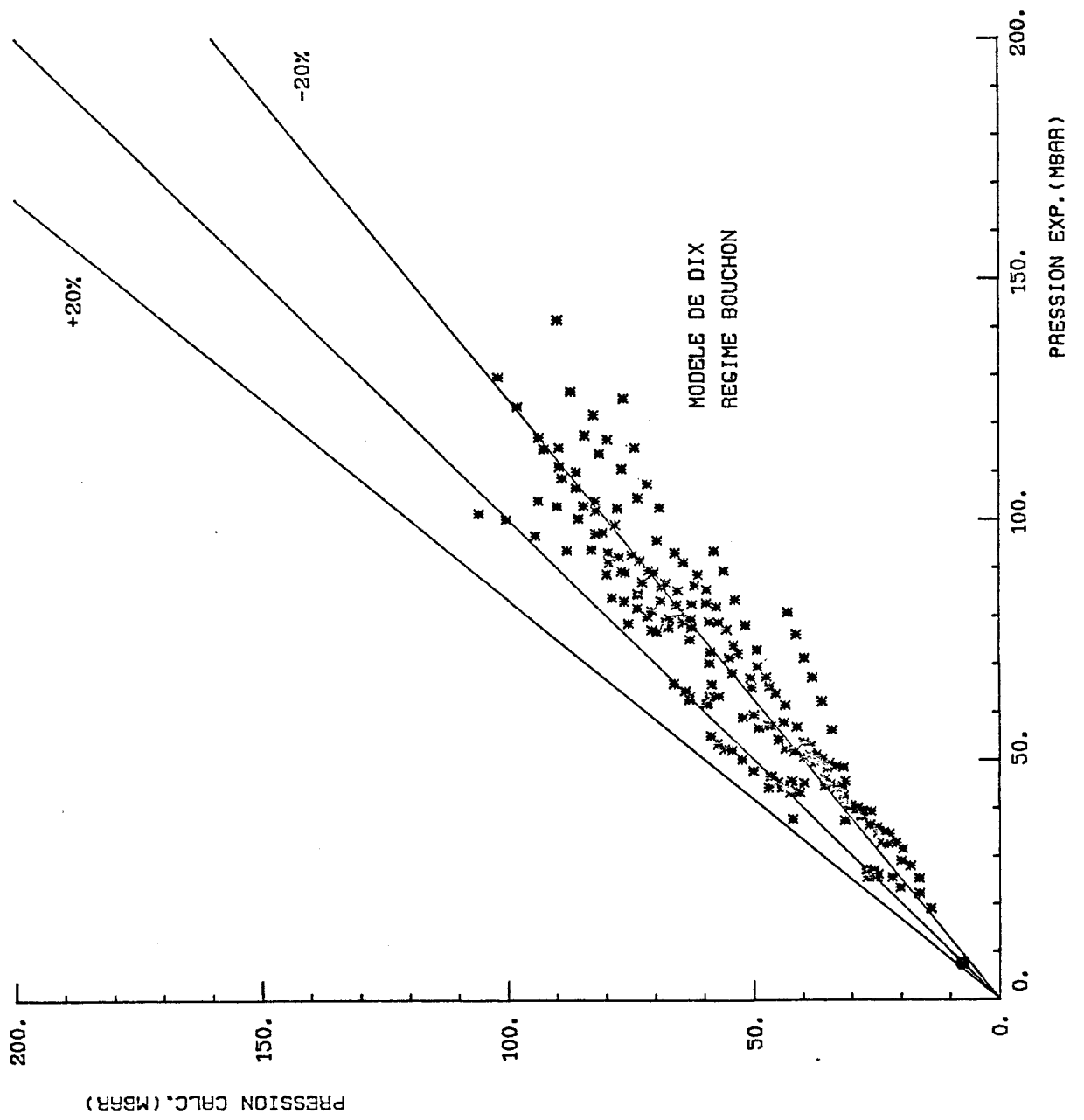


Fig.6.5.h : Comparaison calcul- expérience pour la perte de pression

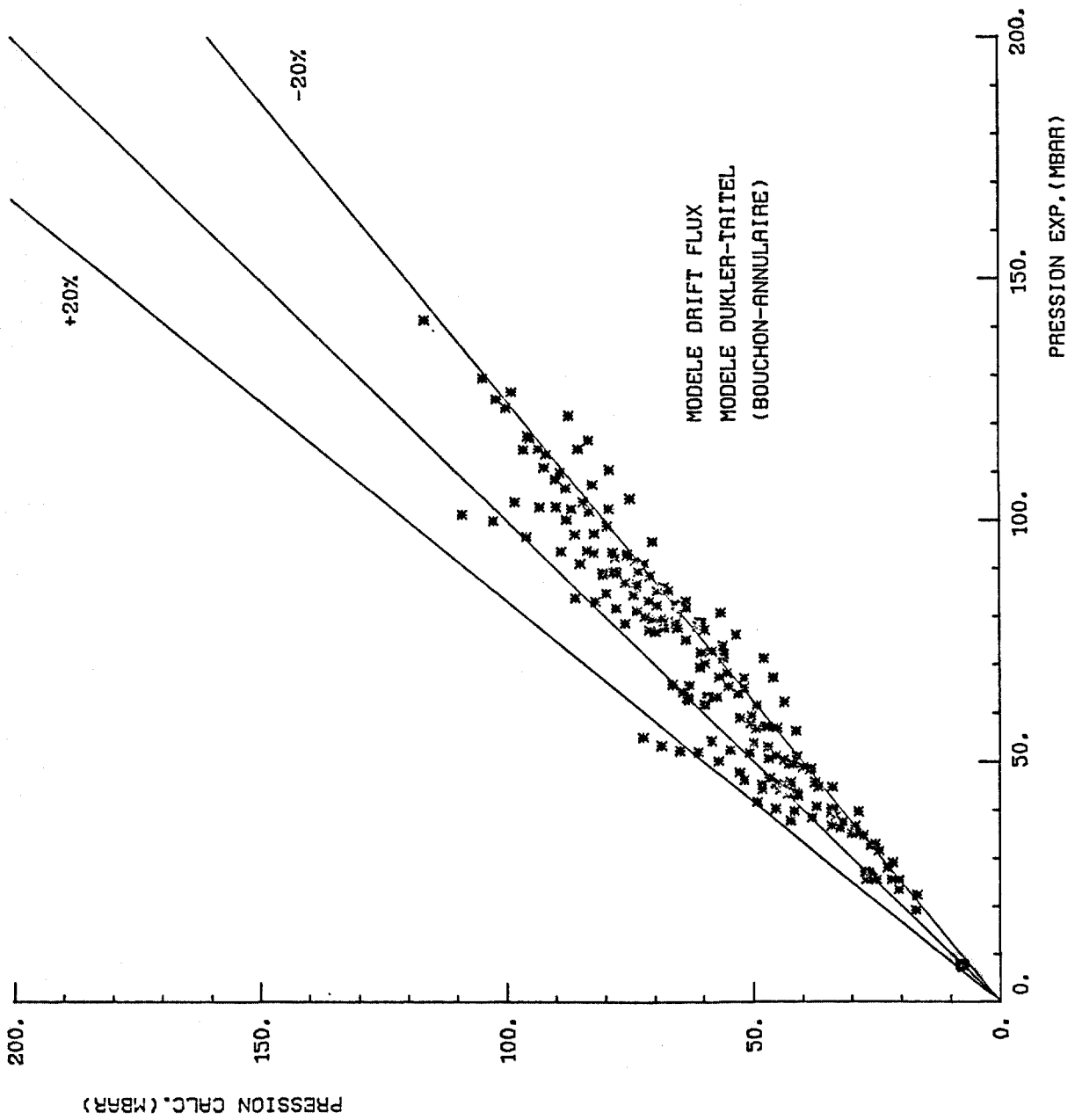


Fig.6.5.i : Comparaison calcul-expérience pour la perte de pression

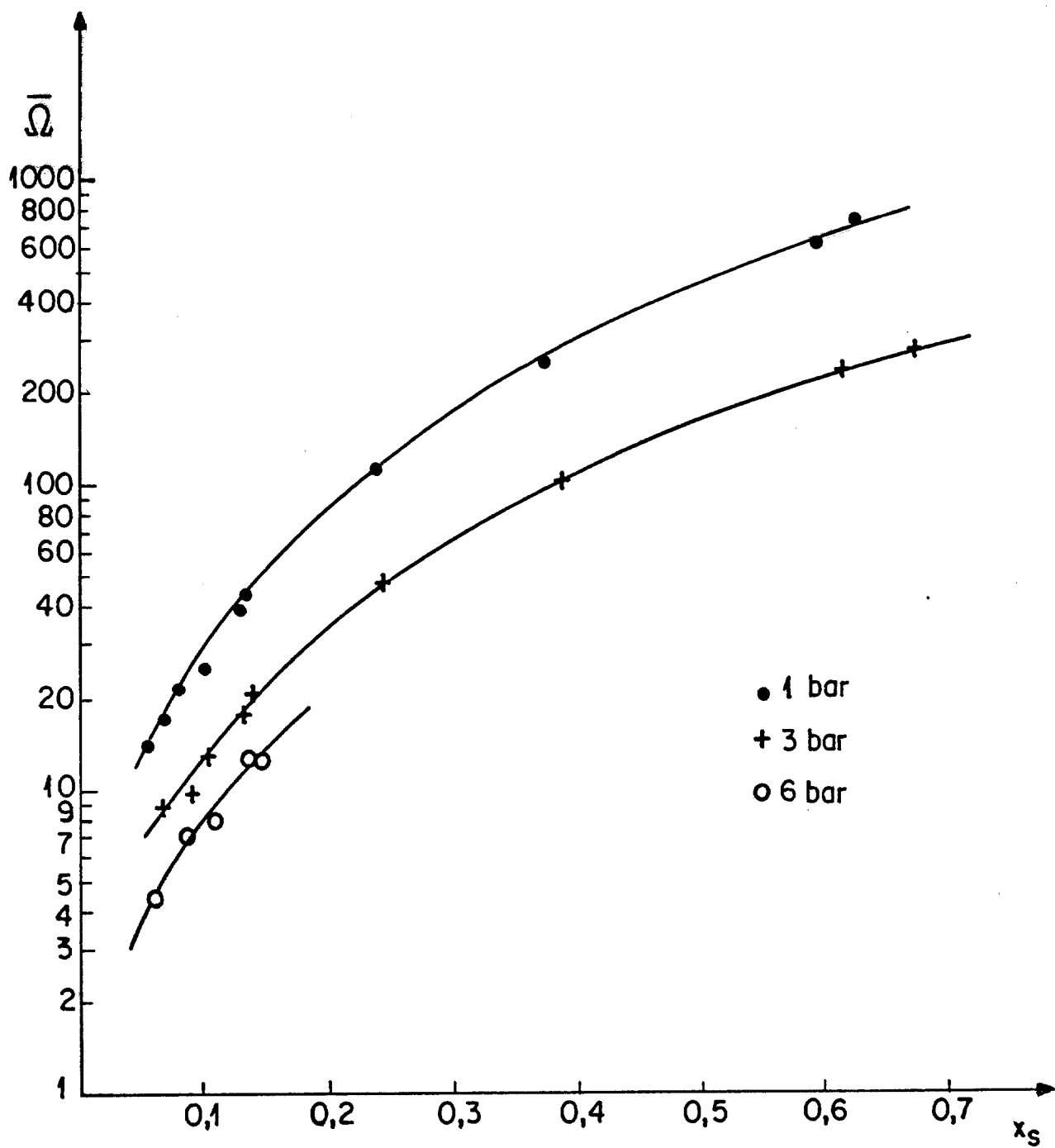


Fig. 6.6 : Multiplicateur moyen d'accélération expérimental

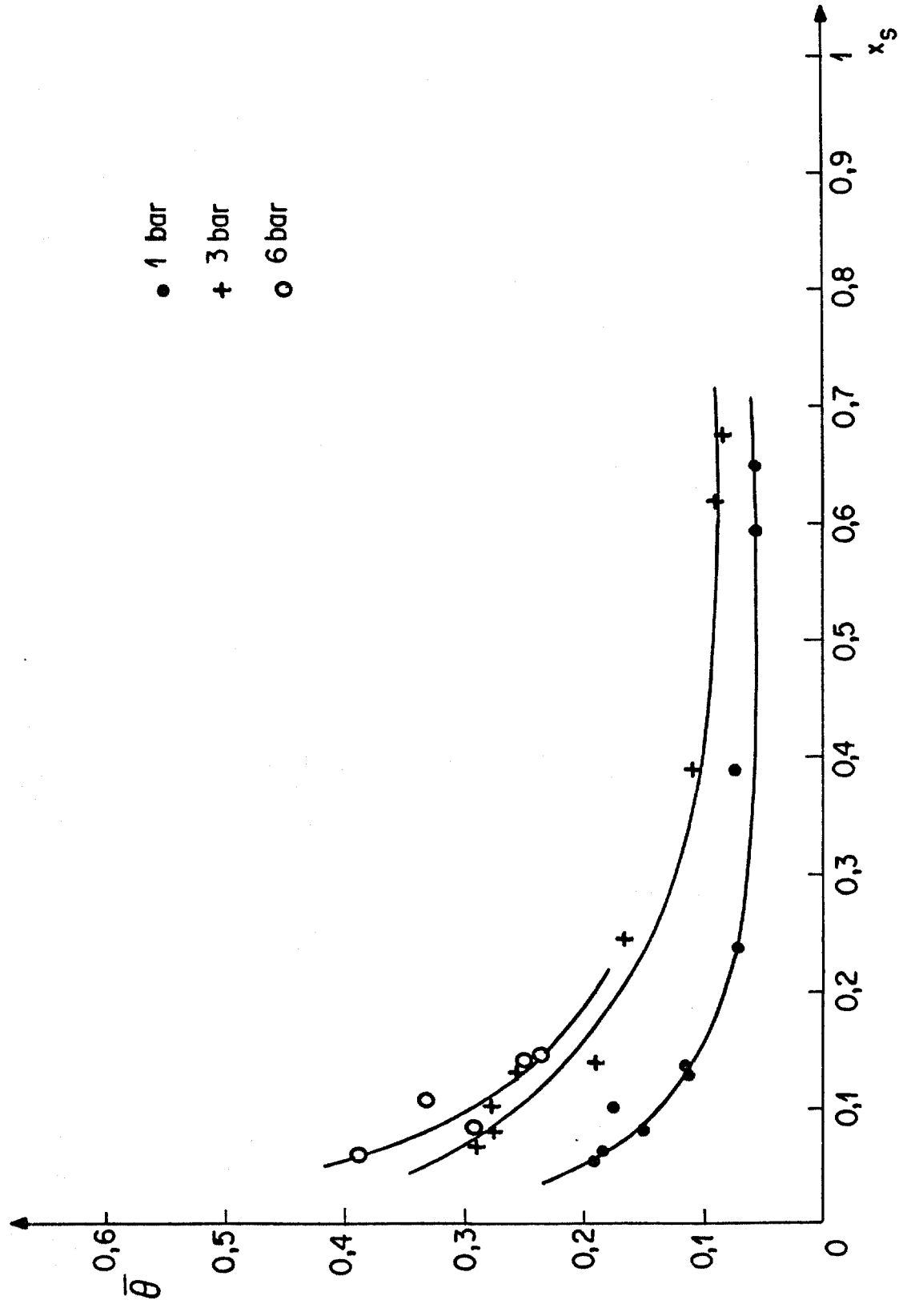


Fig. 6.7 : Multiplicateur moyen de gravité expérimental

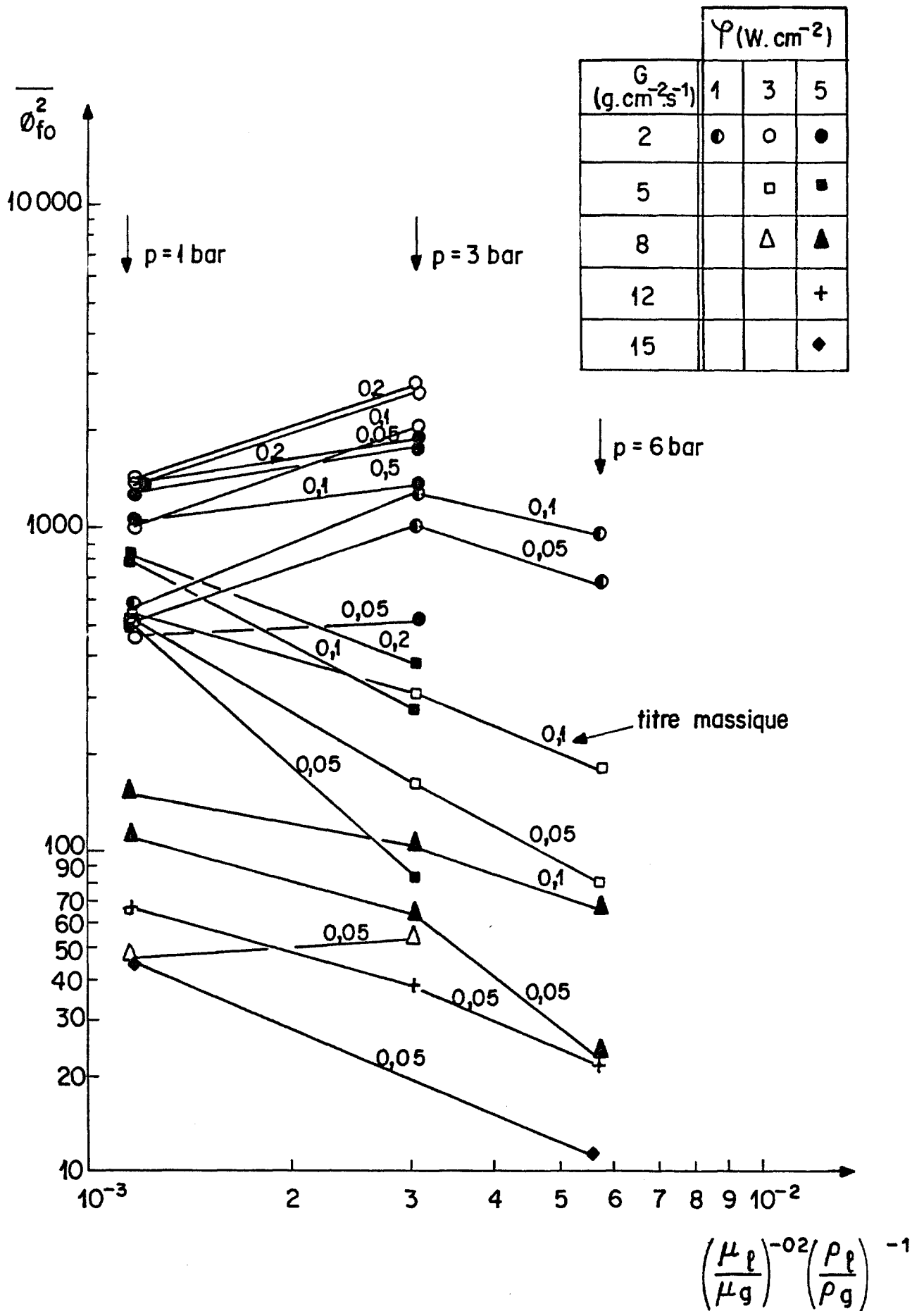


Fig. 6.8 : Multiplicateur moyen de frottement du liquide en fonction de l'indice de propriétés physiques

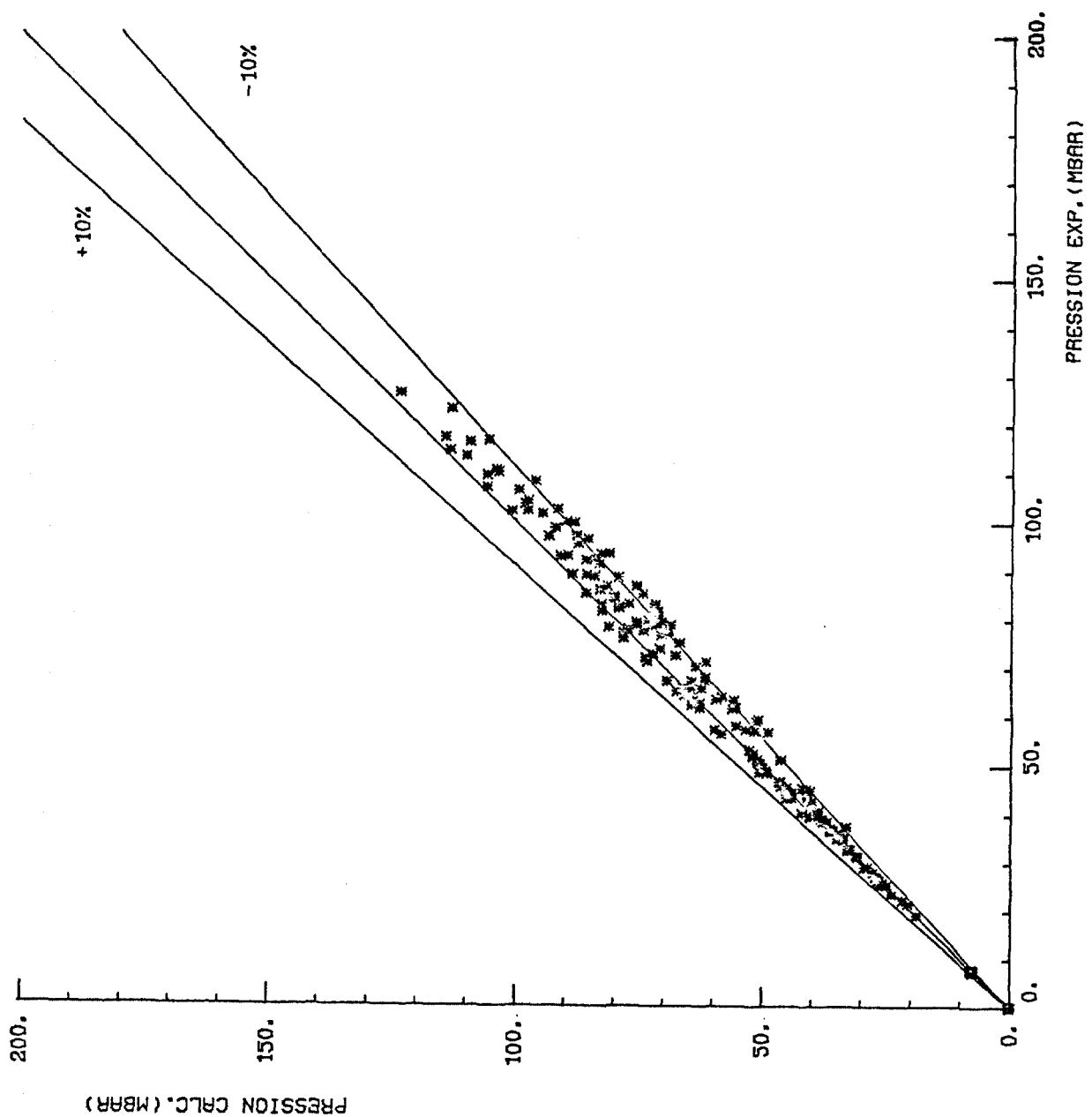


Fig.6.9: Comparaison calcul - expérience pour la perte de pression (modèle de Yamazaki et Yamaguchi associé au  $\overline{\phi_{f0}^2}$  déduit des expériences )

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES  
 I. P. E. N.

CONFIDENTIAL - SECURITY INFORMATION

2

CONCLUSIONS