PREMIER MINISTRE

COMMISSARIAT A
L'ÉNERGIE ATOMIQUE

C E A - R 2884

ETUDE EXPÉRIMENTALE DES INSTABILITÉS HYDRODYNAMIQUES SURVENANT DANS LES RÉACTEURS NUCLÉAIRES A ÉBULLITION

par

Serge FABREGA

Rapport C E A - R 2884

1966
Ja*

CENTRE D'ÉTUDES
NUCLÉAIRES DE GRENOBLE

CEA-R 2884 — FABREGA Serge

ETUDE EXPERIMENTALE DES INSTABILITES HYDRODYNAMIQUES SURVENANT DANS LES REACTEURS NUCLEAIRES A EBULLITION

Sommaire :

Il a été effectué une étude expérimentale, en boucle hors-pile, des oscillations hydrodynamiques survenant dans les réacteurs à ébullition.

L'étude a été effectuée à la pression atmosphérique et à une pression voisine de 8 atmosphères dans des canaux chauffés électriquement à puissance imposée constante et uniforme.

Dans les essais à 8 atmosphères le canal était un tube circulaire de Ø intérieur 6 mm environ. A 1 atmosphère le canal était de section annulaire Ø 10 × 20 mm avec un tube intérieur chauffant et un tube extérieur en pyrex.

Le fonctionnement était possible en convection naturelle et en convection forcée avec by-pass du canal d'essai.

L'étude comporte 3 parties :

1. L'établissement préalable des lois de la perte de pression en ébullition.
2. La détermination des frontières d'apparition de l'oscillation, dans une gamme très large des paramètres intervenant.
3. Une étude descriptive des oscillations et la mesure des périodes.

CEA-R 2884 — FABREGA Serge

EXPERIMENTAL STUDY OF THE HYDRODYNAMIC INSTABILITIES OCCURING IN BOILING-WATER REACTORS

Summary :

The subjects is an experimental out-of pile loop study of the hydrodynamic oscillations occuring in boiling-water reactors.

The study was carried out at atmospheric pressure and at pressure of about 8 atmospheres, in channels heated electrically by a constant and uniform specified current.

In the test at 8 atmospheres the channel was a round tube of approximately 6 mm interior diameter. At 1 atmosphere a ring-section channel was used, 10 × 20 mm in diameter, with an inner heating tube and an outer tube of pyrex.

It was possible to operate with natural convection and also with forced convection with test-channel by-pass.

The study consists of 3 parts :

1. Preliminary determination of the laws governing pressure-drop during boiling.
2. Determination of the fronts at which oscillation appears, within a wide range of the parameters involved.
3. A descriptive study of the oscillations and measurement of the periods.

Les frontières de l'oscillation sont fournies en convection naturelle et en convection forcée pour diverses valeurs de la perte de charge singulière à l'entrée du canal et pour différentes longueurs de cheminée.

Les résultats sont présentés sous une forme adimensionnelle valable en première approximation quelles que soient l'échelle géométrique et la nature du fluide.

Enfin on a constaté les particularités suivantes :

— la paroi (nature et épaisseur) peut jouer un rôle important ;

— l'oscillation est possible en canal horizontal.

1966 119 pages

Commissariat à l'Energie Atomique - France.

The report gives the oscillation fronts with natural and forced convection for various values of the singular pressure drop at the channel inlet and for various riser lengths.

The results are presented in adimensional form, which is avaliable, in first approximation, for all geometric scales and for all fluids.

Besides the following points were observed :

— the wall (nature and thickniss) can be an important factor ;

— oscillation can occur in a horizontal channel.

1966 119 pages

Commissariat à l'Energie Atomique - France.

Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 16, rue Lord Byron, PARIS VIII°.

The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 16, rue Lord Byron, PARIS VIII°.

N· D'ORDRE : 451

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

POUR OBTENIR

LE DIPLOME DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Serge FABREGA

Ingénieur des Arts & Manufactures

Ingénieur de Recherches au C.E.N.G.

PREMIÈRE THÈSE

Étude expérimentale des instabilités hydrodynamiques survenant dans les réacteurs nucléaires à ébullition

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Frottement et transfert thermique dans les écoulements, en conduite rugueuse

Soutenues le 15 octobre 1964, devant la Commission d'Examen

	MM.	L. NEEL	Président
Jury :		J. KRAVTCHENKO	Examinateurs
		L. SANTON	
		A. CRAYA	
		H. MONDIN	Invité

TABLE DES MATIÈRES

Pages

PREAMBULE

INTRODUCTION 7

CHAPITRE I - ETAT DE LA QUESTION 11

1.0 - Contenu de l'étude bibliographique 11
1.1 - Principaux résultats expérimentaux 11
1.2 - Principaux modèles théoriques 14
1.3 - Résumé 18

CHAPITRE II - ETUDE THEORIQUE PRELIMINAIRE 19

2.0 - Généralités sur les auto-oscillateurs 19
2.1 - Recherche des paramètres intervenant 20
2.2 - Analyse dimensionnelle de l'instabilité hydrodynamique 24
2.3 - Résultats de l'étude théorique préliminaire 28

CHAPITRE III - MOYENS EXPERIMENTAUX 33

3.1 - Boucle CF4 33
3.2 - Boucle CENDRILLON 38

CHAPITRE IV - ETUDE EXPERIMENTALE DU REGIME PERMANENT 40

4.1 - Expériences préliminaires 40
4.2 - Lois en phase liquide 41
4.3 - Transfert thermique en double phase 41
4.4 - Lois du frottement en double phase 43
4.5 - Calcul des caractéristiques hydrauliques internes 49

CHAPITRE V - ETUDE EXPERIMENTALE DES FRONTIERES DE L'INSTABILITE HYDRODYNAMIQUE 52

5.1 - Caractères généraux des frontières de l'instabilité 52
5.2 - Influence des divers paramètres de réglage 53
5.3 - Continuité entre le fonctionnement en convection naturelle et le fonctionnement en convection forcée 65
5.4 - Rôle du freinage externe 68
5.5 - Influence de la longueur de la cheminée 71
5.6 - Rôle joué par la paroi 73
5.7 - Cas du canal horizontal 75
5.8 - Essais divers 75

CHAPITRE VI - ETUDE DES OSCILLATIONS 78

6.1 - Description des oscillations hydrodynamiques 78
6.2 - Différentes formes des oscillations, au seuil d'apparition 82
6.3 - Evolution des périodes 84

Pages

CHAPITRE VII - DISCUSSION DES RESULTATS 88

7.1 - Rappel des points remarquables 88
7.2 - Comparaison avec les résultats antérieurs 89
7.3 - Interprétation générale de nos expériences 89

CHAPITRE VIII - CONCLUSIONS 91

ANNEXE I - NOTES DE CALCUL 93

A.1.1 - Influence des oscillations, dans le by-pass, sur le déclenchement des instabilités hydrodynamiques dans un canal à ébullition 93

A.1.2 - Calcul de l'erreur de mesure de la fraction de vide par gammamétrie 95

ANNEXE II - TABLEAUX 97

A.2.1 - Tableau n° 1 - Essais sur boucles hors pile (voir aussi page 13) 98
A.2.2 - Tableau n° 2 - Erreurs de mesure sur CF4 (voir aussi page 38) 99
A.2.3 - Tableau n° 3 - Données géométriques 100
A.2.4 - Tableaux n° 4A, B, C, D, E : Pertes de pression par frottement sur CF4 .. 101-105
A.2.5 - Tableaux n° 5A, B, C, D, E, F, G, H : Frontières d'instabilité sur CF4 ... 106-113
A.2.6 - Tableau n° 6 - Description des seuils d'instabilité 114

ANNEXE III - BIBLIOGRAPHIE 115

A.3.1 - Instabilités hydrodynamiques dans les réacteurs 115
A.3.2 - Etudes expérimentales sur boucles hors pile 115
A.3.3 - Modèles théoriques 115
A.3.4 - Documents de base sur les oscillateurs 116
A.3.5 - Lois élémentaires de l'ébullition 116

ANNEXE IV - NOMENCLATURE 117

LISTE DES FIGURES ET DES PHOTOS

Pages

Figure 1 - Schéma de circulation des installations d'essai 34
Figure 2 - Apparition de l'ébullition sur CF4 42
Figure 3 A, B, C - Perte de pression par frottement sur CF4 46
Figure 4 - Gradient local de la perte de pression par frottement sur CF4 48
Figure 5 - Corrélation entre frottement et densité moyenne sur CF4 48
Figure 6 - Courbe en S d'un canal à ébullition 49
Figure 7 - Redistribution du débit et crise d'ébullition 50
Figure 8 - Redistribution alternée 50
Figure 9 A, B - Courbes en S de CF4 51
Figure 10 A - Oscillations sur CF4 54
Figure 10 B - Oscillations sur CF4 55
Figure 11 - Réversibilité des seuils 56
Figure 12 A, B - Frontières d'instabilité sur CF4 59
Figure 12 C, D - Frontières d'instabilité sur CF4 60
Figure 13 A, B, C, D - Frontières d'instabilité sur CENDRILLON 61
Figure 14 - Frontières multiples sur la boucle CF4 - Enregistrements 63
Figure 15 - Frontières multiples sur la boucle CF4 64
Figure 16 - Comparaison des oscillations en convection naturelle et convection forcée 66
Figure 17 - Comparaison de la disparition des oscillations en convection naturelle et convection forcée 67
Figure 18 A, B, C, D, E, F - Frontières d'instabilité sur CF4 - Titres 69
Figure 19 - Position du seuil d'instabilité sur les courbes en S 70
Figure 20 - Redistribution du débit avec G ou avec Φ 71
Figure 21 A, B - Frontières d'instabilité sur CF4 - Réductions 73
Figure 22 - Influence du couplage pression - débit 77
Figure 23 - Evolution du débit et du volume total de vapeur 80
Figure 24 - Différentes formes des oscillations, au seuil 83
Figure 25 - Périodes sur boucle CF4 85
Figure 26 A - Périodes sur boucle CENDRILLON 86
Figure 26 B - Périodes sur boucle CENDRILLON (adimensionnelles) 87

Photo 1 - Vue d'ensemble de CF4 35
Photo 2 - Séquence d'oscillation hydrodynamique 79

PRÉAMBULE

Qu'il me soit permis d'exprimer à Monsieur le Professeur NEEL, Membre de l'Institut, Directeur de l'Institut Polytechnique de Grenoble, Directeur du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, à Monsieur le Professeur KRAVTCHENKO, Directeur du Laboratoire de Mécanique des Fluides à l'Institut Polytechnique de Grenoble, Conseiller Scientifique du Service des Transferts Thermiques du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, et à Monsieur MONDIN, Chef du Service des Transferts Thermiques au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, mes sentiments de reconnaissance pour m'avoir autorisé à préparer cette thèse dans le cadre de mes obligations professionnelles au Service des Transferts Thermiques du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble.

Ma gratitude s'adresse à Monsieur le Professeur GRAYA, Directeur Technique Adjoint du Laboratoire de Mécanique des Fluides à l'Institut Polytechnique de Grenoble, Conseiller Scientifique au Service des Transferts Thermiques du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, qui a bien voulu assumer la direction de cette thèse ; l'intérêt qu'il a porté à mes travaux et ses conseils m'ont été précieux.

Je remercie également Monsieur MONDIN, Chef du Service des Transferts Thermiques et Monsieur VILLENEUVE, son adjoint, qui ont bien voulu me faire part de leurs remarques constructives.

Je tiens enfin à remercier tout particulièrement pour leur compétence et leur dévouement "l'équipe" (MM. BARRIERE, LAMBERT, GAILLARD) qui m'a aidé à réaliser les expériences nécessaires à cette étude.

S. FABREGA

INTRODUCTION

Nous allons, dans ce chapitre, délimiter le sujet.

Un premier paragraphe situera le problème du point de vue de l'amélioration des réacteurs nucléaires de puissance.

On montrera que l'étude expérimentale peut s'aborder sur boucle hors pile, et on distinguera deux types d'instabilités hydrodynamiques : les fluctuations et les oscillations périodiques, ce dernier type faisant seul le sujet du présent travail.

Le deuxième paragraphe précisera les caractères généraux de l'étude réalisée : le problème a été envisagé sous un angle fondamental et seule la partie expérimentale en a été développée.

0.1 - PROBLEME POSE -

0.1.1 - Les instabilités dans les réacteurs à ébullition.

L'augmentation de la puissance spécifique dans les réacteurs nucléaires à ébullition est limitée, en ce qui concerne la réfrigération, par l'apparition de divers phénomènes dits "d'instabilité".

Le plus connu est le phénomène appelé crise d'ébullition (burn-out) dans lequel une augmentation soudaine et importante de la température de paroi survient au-dessus d'une certaine puissance.

Nous citerons encore le phénomène d'assèchement du canal "chaud"(1) par *redistribution du débit* (flow excursion) au profit des canaux les moins chauffés ; la diminution brutale du débit, qui en résulte, peut entraîner la crise d'ébullition dans le canal "chaud".

La limitation qui nous intéresse ici a un caractère différent. Elle peut précéder, ou suivre, les précédentes instabilités.

Il s'agit de l'apparition de *fluctuations ou d'oscillations*, à grande amplitude, de la puissance et du débit.

Dans les réacteurs l'amplitude a tendance à croitre indéfiniment (divergence) lorsque le niveau moyen de la puissance continue à augmenter ; en boucle hors pile, à puissance de chauffage imposée constante, on constate des phénomènes analogues, la divergence étant cependant plus rare.

0.1.2 - Origine hydrodynamique des instabilités.

Dans les réacteurs nucléaires à ébullition, il existe un couplage entre la puissance de chauffage et le débit.

En effet, le flux neutronique utile (qui détermine la puissance dégagée par fission nucléaire) dépend de l'absorption et du ralentissement des neutrons par le milieu réfrigérant ; ce flux (donc le chauffage) tend à diminuer si la densité du milieu diminue, par ébullition et production de vapeur.

Il en résulte une *rétroaction*, par l'intermédiaire du flux neutronique, entre le chauffage du canal et le volume de vapeur contenu dans le canal ; l'oscillation du débit entraîne une oscillation du volume de vapeur, et de la puissance du réacteur.

Cependant il est maintenant couramment admis, que dans la plupart des cas, *l'origine du comportement oscillatoire est essentiellement hydrodynamique.*

---

(1) C'est-à-dire le plus chargé thermiquement.

Le couplage entre puissance et débit, dans le réacteur, n'interviendrait que de façon secondaire, tout au moins en ce qui concerne le *déclenchement des oscillations.*

Il est alors utile (car plus simple) d'étudier l'apparition du phénomène et ses tendances, en boucles hors pile chauffées à une puissance constante. L'étude expérimentale décrite ici a été effectuée dans ces conditions.

0.1.3 - Oscillations périodiques et fluctuations.

On distingue en général deux types d'instabilités hydrodynamiques :

a) des instabilités de caractère non périodique, caractérisées par des *fluctuations* aléatoires de grande amplitude ;

b) des instabilités oscillatoires de forme régulière et périodique, à période bien définie.

Nous n'avons rencontré dans nos essais que ce dernier type.

Il semble d'ailleurs que les fluctuations puissent en général s'expliquer assez simplement à partir des courbes de fonctionnement en régime permanent.
Ces courbes possèderaient des points "sensibles" (aux fluctuations), correspondant à des singularités (extremum, méplat, inflexion) sur les courbes.

Le phénomène dit de *redistribution alternée* en fournira un exemple, décrit plus loin (paragraphe 4.5.1.2). L'explication de ce phénomène est possible à partir de la forme de la caractéristique hydraulique interne(1) du canal à ébullition ; le point de fonctionnement correspond alors au point d'inflexion de la caractéristique, la tangente étant horizontale (parallèle à l'axe des débits).

Mais nous nous intéressons ici, plus spécialement, aux instabilités périodiques.

0.2 - CARACTERES DE L'ETUDE REALISEE -

0.2.1 - Etude de type fondamental.

Le problème des instabilités a fait l'objet de nombreuses études, depuis plusieurs années.

Nous en ferons une analyse détaillée dans le chapitre suivant ; il apparaît que l'explication fondamentale des phénomènes reste encore à faire.

Le plus souvent l'approche théorique consiste à effectuer des études numériques sur machine arithmétique ou analogique, avec des conditions les plus réalistes possible ; il s'agit en effet de *vérifier* que le fonctionnement d'un réacteur donné est stable, mais il n'est pas question de *comprendre* le phénomène. (c'est-à-dire d'en connaître les mécanismes essentiels).

De même les manipulations ont été assez souvent destinées à simuler le plus fidèlement possible la réalité du réacteur.

Il nous a donc semblé utile, pour atteindre une meilleure compréhension des phénomènes, d'opérer avec des conditions très simplifiées et même schématiques.

Ainsi dans nos essais :

- le canal est un tube de section circulaire
- le chauffage est uniforme et constant
- les autres conditions de fonctionnement, comme la pression moyenne, la température d'entrée, et la chute de pression imposée entre les extrémités du canal(2), sont maintenues sensiblement constantes(3) *pendant les oscillations du débit.*

---

(1) Cette caractéristique interne est la courbe figurative de la relation existant, en régime permanent, entre le débit-masse dans le canal et la chute de pression entre ses extrémités, lorsque sont fixées : la puissance de chauffage, la température et la pression à une extrémité.

(2) Nous dirons dorénavant : la charge piézométrique.

(3) Nous verrons que cette constance est sensiblement réalisée dans le réacteur, tout au moins au début de l'évolution (paragraphe 2.1.1.1).

0.2.2 - Etude de type expérimental.

Nous verrons que la théorie du problème s'avère très complexe. Le canal à ébullition et la boucle constituent un système auto-oscillant à une infinité de degrés de liberté, non linéaire.

De plus, les lois de fonctionnement en régime permanent sont très mal connues (notamment en ce qui concerne la densité de l'émulsion et le frottement sur les parois).

Il a donc paru indispensable de traiter la question en plusieurs étapes :

a) une étude expérimentale préalable des lois en régime permanent, afin de disposer de données *spécifiques* pour comparer essais et théorie,

b) une étude descriptive du phénomène d'apparition des oscillations, destinée à déterminer les principales lois et les tendances,

c) l'établissement de modèles théoriques visant à interpréter les résultats expérimentaux,

d) une prolongation éventuelle de l'étude expérimentale dans le but de confirmer les hypothèses théoriques.

Le présent travail concerne essentiellement la partie expérimentale.

L'étude théorique approfondie est en cours actuellement et fera l'objet d'une autre thèse.

0.3 - RESUME — PLAN DU TRAVAIL PRESENTE -

L'apparition d'oscillations du débit est une limitation de la puissance, donc de la rentabilité, des réacteurs à ébullition.

L'origine hydrodynamique du phénomène permet son étude en boucles "hors pile".

Nous nous proposons ici de donner les résultats d'une étude expérimentale hors pile de l'apparition des oscillations hydrodynamiques.

L'étude, de caractère fondamental, a été réalisée avec des conditions très simplifiées, afin de mieux comprendre de qui se passe, et pour pouvoir tester différents modèles théoriques, encore en cours d'élaboration.

Nous la présenterons en huit chapitres :

- Le premier chapitre fournira une vue panoramique des études sur le sujet et fera le "point".

- Le chapitre II traitera de la recherche des paramètres significatifs du phénomène et de ses aspects théoriques fondamentaux. L'analyse dimensionnelle fournira l'ensemble des variables représentatives pour nos essais, et leurs limitations.

- Le chapitre III décrira succinctement les installations d'essais et indiquera leurs principales caractéristiques.

- Le chapitre IV donnera les lois correspondant au fonctionnement en régime permanent ; il précisera en particulier les lois de la perte de pression lorsqu'il y a ébullition.

- Le chapitre V sera consacré à la détermination expérimentale des frontières d'apparition de l'instabilité. Plusieurs anomalies seront signalées et décrites.

- Le chapitre VI fournira quelques renseignements complémentaires concenrant la forme même et certaines caractéristiques (dont la période) des oscillations.

- Le chapitre VII sera une discussion générale des résultats.

- Les conclusions et les prolongements possibles de l'étude seront rassemblés dans le huitième et dernier chapitre.

CHAPITRE PREMIER

ÉTAT DE LA QUESTION

Nous nous attacherons dans ce chapitre à donner une vue panoramique du sujet.

Le premier paragraphe présentera l'étude bibliographique effectuée. Le paragraphe suivant indiquera les principaux résultats expérimentaux déjà publiés.

Le paragraphe trois traitera des principaux modèles théoriques utilisés pour expliquer le phénomène des oscillations hydrodynamiques et fera apparaître les principaux points litigieux, et les difficultés du problème. Il en justifiera donc l'approche expérimentale et permettra d'en préciser les conditions.

1.0 - CONTENU DE L'ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE -

Les documents(1) peuvent se classer en plusieurs groupes :

a) Textes fournissant des résultats expérimentaux obtenus sur les réacteurs.

Ils fournissent essentiellement une description des phénomènes et parfois l'évaluation des fonctions de transfert (neutronique comprise).

b) Textes fournissant des résultats expérimentaux obtenus en boucle hors pile. Ils sont relativement peu nombreux et concernent assez fréquemment des boucles à canal unique fonctionnant en convection naturelle.

c) Textes établissant le plus complètement possible les équations de fonctionnement et donnant une étude numérique par machine arithmétique ou analogique.

d) Textes établissant des équations de fonctionnement très simplifiées obtenues soit à partir d'un modèle schématique d'auto-oscillateur, soit en faisant des hypothèses de "commodité".

Ces équations sont en général linéarisées, l'étude étant faite en "petits mouvements".

L'auteur explicite parfois les critères d'instabilité et peut ainsi étudier l'influence des principaux paramètres.

Nous décrirons très vite les résultats obtenus sur les réacteurs. Les conditions de fonctionnement très complexes, l'intervention des chaînes neutroniques et de la régulation, rendent difficiles leur utilisation et leur interprétation fondamentale.

De même, nous ne ferons qu'esquisser le contenu des études numériques lorsqu'elles ont été conçues, non pas dans un but explicatif, mais pour simuler le plus complètement possible le réacteur (calculs de vérification de la stabilité).

Signalons enfin qu'on trouvera en annexe une bibliographie sur le sujet.

1.1 - PRINCIPAUX RESULTATS EXPERIMENTAUX -

1.1.1 - Oscillations hydrodynamiques dans les réacteurs.

Comme nous l'avons annoncé, ce paragraphe sera très sommaire. On se reportera, pour plus de détail, à la bibliographie : [1], [2], [3], [4], [5].

---

(1) Je tiens ici à remercier M. BOURE, Ingénieur au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, qui a réuni systématiquement la majorité des documents.

L'étude expérimentale a été effectuée principalement sur les réacteurs des séries BORAX et SPERT.

Deux méthodes, très classiques, étaient utilisées :

a) réponse du réacteur, en puissance et en températures, à un échelon ou à une impulsion de réactivité,

b) réponse du réacteur à une modulation harmonique de la réactivité.

On a trouvé en général que l'instabilité se présente d'abord sous forme de trains d'oscillations, les trains d'osicllations devenant "jointifs" et l'amplitude divergente, lorsque le niveau de puissance croît.

Le niveau de déclenchement de l'instabilité semble très sensible au taux de réactivité contrôlé par les vides, et à la pression ; l'instabilité s'éloigne lorsque le taux contrôlé par les vides diminue et lorsque la pression augmente(1).

Enfin il semble que la nature du combustible ait un rôle (les éléments UO_2 donnant un réacteur plus stable que les éléments en Uranium sous forme de métal), ainsi que la hauteur du plan d'eau au-dessus du coeur (la stabilité croissant lorsque cette hauteur diminue).

On notera que pour toutes ces expériences le réacteur fonctionnait en convection naturelle.

1.1.2 - Résultats des essais sur boucles hors pile.

Les études expérimentales hors pile sont assez peu nombreuses.

Le tableau n° 1, page suivante, rassemble les conditions expérimentales des essais publiés.

On constate que la plupart des résultats ont été obtenus pour un fonctionnement en convection naturelle.

Les résultats sont en général qualitativement concordants en ce qui concerne l'influence des divers paramètres expérimentés sur la frontière d'apparition des oscillations. On trouve que si on augmente :

a) *la pression* : la puissance pour laquelle apparaît l'instabilité (puissance-seuil), augmente

b) *la circulation forcée* et plus généralement *la charge piézométrique* imposée au canal : la puissance-seuil augmente

c) *le freinage hydraulique à l'entrée du canal* : la puissance-seuil augmente

d) *la section de passage* : la puissance-seuil augmente

e) *le degré de sous-saturation à l'entrée du canal* : la puissance-seuil diminue d'abord, puis croît. Par contre LEVY [8] signale que le titre-seuil, à la sortie du canal, diminue.

D'autres résultats, assez fragmentaires, sont fournis.

Notamment, les périodes seraient en général de l'ordre de la seconde (sauf dans les essais de WISSLER [6] où la période vaut plusieurs minutes). La période serait peu sensible à la pression et à la puissance, à débit donné, mais varierait comme l'inverse du débit.

L'amplitude des oscillations croit mais tend à "plafonner" lorsque, après apparition de l'instabilité, on continue à augmenter la puissance ; pour les hautes pressions et les sous-saturations faibles à l'entrée du canal, l'augmentation de l'amplitude est plus lente lorsque la puissance croît.

QUANDT signale [9] que le titre-seuil, à la sortie du canal, ne dépend que de la pression et de la température d'entrée, pour un canal donné, lorsqu'on fait varier le débit (en changeant le freinage à l'entrée ou la charge piézométrique).

Enfin un certain nombre d'auteurs ont comparé les frontières d'apparition de la crise d'ébullition (burn-out) et celles de l'instabilité hydrodynamique [7], [9], [11].

Ils distinguent :

- l'apparition du burn-out sans oscillations préalables du débit
- l'apparition préalable d'oscillations du débit à amplitude constante et n'entraînant pas

---

(1) Nous verrons au chapitre III que l'analyse dimensionnelle explique assez bien ce dernier effet.

Tableau n° 1

Essais sur boucles hors pile. Feuille : 1/1

AUTEUR et DATE	Repère biblio	Géométrie, matériaux, chauffage (cotes en cm)	Intervalles de variation des paramètres	Influences et aspects particuliers étudiés
E.H. WISSLER, ... 1955	6	- Canal chauffant en épingle (<) - Hauteur verticale de l'épingle : 110 - Cheminée verticale, longueur : 600 - Section cheminée, circulaire : ϕ 2,2 - Courant continu.	- Convection naturelle - Essais avec pression sortie cheminée = 1 ata - Essais à volume constant	- Existence des oscillations avec une puissance et une température à l'entrée, constantes - Ordre de grandeur de la période - Comparaison avec un modèle théorique
S. LEVY, ... 1959	7	- Sections annulaires $\begin{cases}\phi = 0,95 \times 2,22 \\ \phi = 1,37 \times 2,22\end{cases}$ - Chauffage sur tube central - Longueur chauffante : 300, verticale - Cheminée verticale, longueur : 500 - Parois en acier inoxydable - Courant continu	- Convection naturelle et convection forcée - Pression = 70 ata	- Effet de la sous-saturation à l'entrée - Effet de la convection forcée - Effet de la section de passage - Effet d'un freinage hydraulique à l'entrée du canal - Position relative des frontières de burn-out et d'instabilité
S. LEVY 1959	8	- Conditions précédentes, mais cheminée inclinée à 45°		- Effet de l'inclinaison
A.L. BLUGAUGH et E.R. QUANDT 1960	9	- Section rectangulaire $\begin{cases}\text{entrefer} : 0,25 \\ \text{largeur} : 2,54\end{cases}$ - Longueur chauffante : 70, verticale - Pas de cheminée - Parois en acier inoxydable - Courant continu	- Convection forcée - Pression : 42 et 110 ata - Essai à charge piézométrique constante - Sous-saturation : 2,5 à 80°C	- Comparaison avec un modèle théorique - Rôle de la courbe en S (voir paragraphe 542 du présent texte) - Etude de la reproductibilité - Etude de la réversibilité - Position relative des frontières de burn-out et d'instabilité
R.P. ANDERSON, ... et J.F. MARCHATERRE 1962	10	- Sections circulaires - Canal chauffant : ϕ 1,252 - 1,58 - 2,38 - Longueur chauffante : 91,4, verticale - Cheminée verticale : ϕ 1,58, longueur : 76,2 - Parois en acier inoxydable - Courant continu	- Convection naturelle - Pression : 21 - 28 - 35 - 42 ata - Essais à puissance constante et à puissance pulsée	- Effet d'un freinage hydraulique à l'entrée du canal et à la sortie du canal - Comparaison avec un modèle analogique
K.M. BECKER, ... 1963	11	- Sections circulaires - Canal chauffant : ϕ 2 - Longueur chauffante : 500, verticale - Cheminée verticale : ϕ 3,6, longueur : 120 - Parois en acier inoxydable - Courant continu	- Convection naturelle - Pression variant de 10 à 70 ata - Essais poussés jusqu'au burn-out	- Rôle de la pression - Effet du freinage hydraulique à l'entrée du canal et à la sortie du canal - Rôle des faibles charges piézométriques - Effet de la sous-saturation à l'entrée
C.L. SPIGT, ... 1963	12	- Section annulaire : ϕ 3,38 × 5,04 - Chauffage sur tube central - Longueur chauffante : 240, verticale - Cheminée verticale, longueur : 35,5 - Parois en acier inoxydable - Courant continu	- Convection naturelle - Pression 1 à 30 ata - Sous-saturations à l'entrée : faibles - Essais poussés jusqu'au burn-out	- Seuil détecté par mesure du spectre de fréquence sur le signal de débit à l'entrée - Variation de l'amplitude efficace, à la fréquence fondamentale, en fonction de la puissance - Influence de la sous-saturation à l'entrée, de la pression
C.L. SPIGT, ... 1963	13	- Grappe à 7 barreaux de ϕ 1,525 - ϕ du fourreau : 7,1 - Longueur chauffante : 80 × 2, verticale - Cheminée verticale, longueur : 20 - Sortie par crépine - Parois en acier inoxydable - Courant continu	- Convection naturelle - Pression : 3,7 à 28,5 ata - Sous-saturation à l'entrée : 1 à 2°C	- Effet d'un freinage hydraulique à la sortie du canal
R.F. KEMP, ... 1960	14	- Section rectangulaire	- Convection naturelle	- Effet de l'état de surface

de surchauffe importante à la paroi ; le burn-out apparaissant ultérieurement pour une augmentation importante de la puissance

- l'apparition d'oscillations du débit, à amplitude divergente entraînant le burn-out après quelques oscillations, donc presque simultanément.

Aux pressions supérieures à 70 ata le premier phénomène serait la règle, d'après [11] ; un freinage hydraulique important à l'entrée du canal aurait un effet analogue (burn-out sans oscillations), ainsi qu'une charge piézométrique élevée [9].

Il apparaît donc que l'étude expérimentale des instabilités hydrodynamiques est encore assez lacunaire. Notamment si on se reporte en 1960, date du début de notre thèse ; en particulier les effets de la charge piézométrique et de la longueur de cheminée étaient mal connus.

D'autre part les résultats obtenus sont trop souvent épars et peu comparables quantitativement entre eux. Il nous a donc paru utile d'entreprendre une étude expérimentale systématique du phénomène, dans des conditions relativement simples, permettant une comparaison ultérieure avec la théorie.

Nous allons passer maintenant en revue les principaux modèles théoriques utilisés pour représenter l'instabilité hydrodynamique. Leur analyse mettra en évidence les aspects mal connus des phénomènes, et permettra d'en préciser l'approche expérimentale.

1.2 - PRINCIPAUX MODELES THEORIQUES -

1.2.0 - Généralités.

Il existe de nombreuses analyses théoriques concernant l'instabilité hydrodynamique (voir la bibliographie en annexe).

On peut les subdiviser en trois groupes :

a) Un certain nombre d'auteurs traitent, sous le terme d'instabilité hydrodynamique, le phénomène de redistribution du débit entre canaux chauffants fonctionnant en parallèle. Nous avons laissé systématiquement de côté cette interprétation.

b) La mise en équation est faite en vue d'une étude purement numérique sur machine analogique ou arithmétique. Les conditions de stabilité ne sont pas explicitées ; on détermine seulement s'il y a, ou non, stabilité, avec des conditions données. Dans ces cas les calculs visent à reproduire quantitativement le phénomène réel et la formulation est en général compliquée ; en particulier le rôle de la neutronique est pris en compte, dans le cas des réacteurs.

c) Le dernier groupe (auquel nous nous intéressons plus spécialement) cherche, moyennant des hypothèses simplificatrices, à expliciter les conditions de stabilité, à en comprendre les mécanismes, et à dégager les paramètres importants.

Nous ne connaissons que trois publications [9], [15], [16], traitant cet aspect de la question. De plus une étude en cours au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, due à M. BOURE, concerne plus spécialement la mise au point de trois autres "modèles" explicatifs des instabilités.

Nous nous bornerons ici à analyser succinctement les trois études publiées, de façon à faire ressortir les hypothèses faites, les principaux mécanismes reconnus, et les résultats prévus.

De façon générale la mise en équation se fait à partir des quatre lois de l'hydrodynamique :

- équation de l'impulsion (ou des forces vives)
- équation de conservation de la masse
- équation d'état
- équation de conservation de l'énergie.

Un certain nombre d'hypothèses simplificatrices sont communes aux différents modèles. On suppose en général l'équilibre thermodynamique réalisé et que les propriétés physiques de chacune des phases sont constantes et uniformes le long du canal (malgré les variations de pression) ; enfin les écoulements sont supposés unidimensionnels.

Mais les difficultés principales concernent les lois du frottement sur la paroi et entre phase. Notamment, le fait que les régimes ne sont pas permanents, peut entraîner des modifications importantes des lois établies expérimentalement en régime permanent.

La connaissance des échanges d'énergie entre phases est en fait un problème fondamental, qui éclairerait de nombreux aspects de la physique des écoulements diphasés (lois du glissement, répartition spaciale des phases, etc.). Il semble aussi que des discontinuités dans ces lois (changement des formes d'écoulement) pourraient expliquer certaines instabilités hydrodynamiques (voir [1], [14], [15]).

Le premier "modèle", publié en 1960, est dû à QUANDT.

1.2.1 - Modèle de QUANDT (1960). Voir [15].

1.2.1.0 - Hypothèses.

Le modèle de QUANDT représente le canal chauffant par un point de discontinuité (canal "point") dans le circuit hydraulique ; ce point est affecté des valeurs moyennes de la vitesse, du débit masse, et de la pression dynamique de l'émulsion dans le canal réel ; il fournit les accroissements de l'enthalpie et du débit masse de l'émulsion obtenus le long du canal réel, et se comporte comme une perte de charge singulière.

Les valeurs moyennes sont supposées égales aux valeurs prises au milieu du canal réel.

1.2.1.1 - Critère d'instabilité.

Après une étude des "petits mouvements" QUANDT aboutit à la condition d'instabilité :

$$x_S > \frac{u}{u' - u} \left(\Lambda \frac{L}{D} + 1 + \frac{2\, x_S}{\frac{u}{u' - u} + x_M} \right) \qquad (1)$$

Dans cette formule :

x_S et x_M : titres à la sortie et au milieu du canal

u, u' : volumes spécifiques liquide et vapeur (saturante)

Λ : coeff. de DARCY du canal

L, D : longueur et diamètre hydraulique du canal.

La période, au seuil d'apparition des oscillations, vaut :

$$\tau_o = 2\, \pi \frac{L}{V} \frac{1}{\sqrt{\frac{L}{D}}}$$

V : vitesse au milieu du canal.

Il apparaît donc les tendances suivantes :

a) La pression augmente le titre-seuil à la sortie du canal, proportionnellement au rapport :

$$\frac{u}{u' - u}$$

La condition (1) s'écrit en effet :

$$X_S > \Lambda \frac{L}{D} + 1 + \frac{X_S}{0,5 + X_S + X_E}$$

avec $X = x \frac{u' - u}{u}$ et X_E : valeur de X à l'entrée.

b) Le frottement sur la paroi du canal chauffant augmente le titre-seuil à la sortie.

c) La période-seuil est proportionnelle au temps de transit dans le canal chauffant ; et décroît lorsque le frottement sur la paroi augmente.

1.2.2 - Modèle de BLUBAUGH A.L. et QUANDT E.R. (1961). Voir [9].

Il s'agit d'un perfectionnement du modèle explicité au paragraphe précédent.

1.2.2.0 - Hypothèses.

L'hypothèse du canal "point" est abandonnée. L'émulsion est représentée par un fluide *homogène*, dont l'équation d'état est de la forme : $\rho = f(i)$ avec :

ρ : masse spécifique,

i : enthalpie.

Les auteurs admettent aussi que les transits dans le canal sont assez rapides pour pouvoir négliger l'évolution des paramètres locaux, pendant leur durée.

Notons enfin que la charge thermique(1) est supposée constante, mais non uniforme.

1.2.2.1 - Résultats.

Le calcul est fait en "petits mouvements" avec la transformation de LAPLACE (variable symbolique). Le formalisme en est assez compliqué. On trouve comme condition d'instabilité, et moyennant l'uniformité de la charge thermique et des sections :

$$E^* \frac{w}{G} > \frac{1 + \rho^* F}{f^* - \frac{L}{L_T} F} \qquad (2)$$

avec :

$$E^* = -\frac{1}{L} \int_o^L \frac{d\rho}{di} \frac{z}{L} dz,$$

(E^* est positif)

w : puissance par unité de volume de réfrigérant sur la longueur chauffante

G : vitesse massique à l'entrée

L : longueur de la partie chauffante

L_T : longueur totale aux extrémités de laquelle est imposée une chute de pression constante (charge piézométrique).

$$\rho^* = \frac{1}{L_T} \int^{L_T} \rho \frac{z}{L_T} dz$$

$$f^* = \frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial G} \int^{L_T} \left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_f \frac{z}{L_T} dz$$

avec :

$\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_f$ = gradient de la chute de pression par frottement(2)

$$F = \frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial G} \int_o^{L_T} \left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_f dz$$

Ce terme de frottement F est stabilisateur.

Il apparaît de plus que :

---

(1) La charge thermique est la densité de flux thermique sur la paroi chauffante.

(2) Dans les expressions de f^* et de F (qui suit) la dérivation par rapport à G est effectuée à partir des variables G et ρ ; donc à ρ constant.

- la pression est stabilisatrice (car $\left|\frac{d\rho}{di}\right|$ décroît)

- la pesanteur n'intervient pas.

L'étude numérique de la condition d'instabilité (2) montre que le titre-seuil, à la sortie du canal, ne dépend que de la pression et du degré de sous-saturation à l'entrée, pour un canal donné. La vitesse n'aurait pas d'influence sensible. Enfin la valeur du titre-seuil augmenterait avec le degré de sous-saturation à l'entrée.

Notons enfin que pour obtenir une bonne concordance avec l'expérience l'auteur est amené à ajuster la forme de la loi d'état : $\rho(i)$, et à utiliser une loi de glissement différente de celle intervenant dans les équations de l'impulsion et de conservation de l'énergie.

1.2.3 - Modèle de WALLIS 1960. Voir [16]

Le calcul est traité avec les variables de LAGRANGE ; les équations aux dérivées partielles et leurs conditions aux limites sont remplacées par des équations intégro-différentielles, avec le temps seul comme variable.

1.2.3.0 - Hypothèses.

L'hypothèse principale est que l'écoulement se fait sous forme de poches de vapeur dont la vitesse relative est constante.

Le formalisme obtenu fait apparaître quatre propriétés intéressantes du canal à ébullition :

a) Une particule passe dans le canal un *temps constant* (t_b) avant de se vaporiser (la sous-saturation à l'entrée est supposée constante).

b) Dans la zone bouillante la vitesse *varie linéairement* (charge thermique supposée uniforme) le long du canal ; la pente est : $E = \frac{u' - u}{i' - i} w$ (voir notations sur la nomenclature en fin du texte).

c) Le volume de la particule (masse donnée) varie *exponentiellement* avec le temps de présence t' dans la zone bouillante ; l'argument de l'exponentielle est égal à Et'.

d) Le volume de vapeur dans la cheminée est proportionnel à E et au *temps de transit* T' de la vapeur dans la cheminée.

Notons l'influence de la pression sur le paramètre E.

1.2.3.1 - Principaux résultats.

L'auteur étudie deux cas particuliers :

1/ Le canal est petit devant la cheminée, et dans la cheminée le terme principal de la perte de pression est dû à la pesanteur.

2/ Il n'y a pas de cheminée, et le terme principal de la perte de pression dans le canal est dû à une perte de charge singulière localisée à la sortie.

Dans le premier cas l'auteur trouve que :

- La période-seuil est comprise entre 1,33 fois et 2 fois le temps de transit T', dans la cheminée.

- Le freinage hydraulique, à l'extérieur du canal, est favorable à la stabilité ; la puissance-seuil augmente si ce freinage augmente.

- L'allongement du temps de transit T' dans le cheminée par contre, est défavorable.

- L'augmentation de la pression recule l'apparition de l'instabilité, (paramètre E).

Dans le deuxième cas les tendances sont les suivantes :

- Le freinage localisé à la sortie du canal est défavorable à la stabilité.

- Les grandes vitesses, à la sortie du canal, donc les titres, sont favorables à la stabilité.

- L'inertie hydraulique de la boucle est favorable à la stabilité.

- Les pressions élevées sont favorables.

Dans les deux cas le critère d'instabilité n'est pas exprimé explicitement ; l'auteur utilise la méthode de NYQUIST.

1.2.3.2 - Mécanismes pouvant engendrer les oscillations.

WALLIS distingue trois mécanismes principaux :

a) *Accumulation dans la cheminée*

La vapeur s'accumule dans la cheminée ce qui augmente le débit (effet d'allègement) ; quant le débit devient assez élevé la production de vapeur s'annule. Mais la vapeur continuant à transiter dans la cheminée le débit ne diminue pas tout de suite et l'apport de vapeur reste nul. Lorsque la cheminée s'est vidée de sa vapeur, il y a diminution rapide du débit et de nouveau production de vapeur avec accumulation dans la cheminée ...

b) *Blocage à la sortie du canal*

Dans cette interprétation le phénomène prépondérant est le frottement dans la zone des titres élevés, le long du canal. Un bouchon de vapeur bloque le canal lorsqu'il atteint ces régions, où le freinage est très fort ; la production de vapeur augmente brutalement ce qui crée un deuxième bouchon de vapeur en arrière du précédent. Après passage du premier bouchon, le débit augmente, la production de vapeur reste faible jusqu'à l'arrivée du bouchon suivant dans la zone de blocage.

c) *Effets de transition entre deux configurations de l'écoulement*

Ce mécanisme est seulement cité.

1.3 - RESUME

La revue bibliographique effectuée dans les paragraphes précédents nous a fourni les principales tendances du phénomène de l'instabilité hydrodynamique et nous indique les paramètres importants.

Il apparaît, en particulier, que l'effet stabilisateur de la pression s'explique probablement par l'intermédiaire du paramètre :

$$E = \frac{u' - u}{i' - i} w,$$

qui traduit l'expansion du fluide sous l'effet du chauffage. Le rôle de la cheminée semble par ailleurs lié à un effet d'accumulation et au temps de transit T' de la vapeur dans la cheminée.

Nous savons enfin que le freinage hydraulique à l'entrée est favorable à la stabilité, tandis que le freinage à la sortie (zone double phase) est défavorable.

De plus la période du phénomène serait de l'ordre de grandeur des temps de transit dans le canal.

Nous allons, dans le chapitre suivant, faire une analyse dimensionnelle des divers paramètres intervenant. Elle mettra en évidence les grandeurs fondamentales et significatives qui serviront à représenter nos expériences ; enfin elle nous indiquera quelles lois élémentaires il faut préciser, pour pouvoir effectuer une comparaison qualitative avec un modèle théorique.

CHAPITRE II

ÉTUDE THÉORIQUE PRÉLIMINAIRE

Le but de ce chapitre est de fournir les variables représentatives pour nos essais, et de définir les expériences préliminaires déterminant les mécanismes qui nous intéressent.

On trouvera dans un premier paragraphe quelques généralités sur les auto-oscillateurs qui serviront à délimiter les hypothèses de notre analyse et à préciser le langage.

Le deuxième paragraphe cherchera les variables d'influence et permettra l'élimination de certains effets (compressibilité de chaque phase prise individuellement, par exemple).

Dans le troisième paragraphe nous expliciterons une analyse dimensionnelle du phénomène.

Le dernier paragraphe sera une synthèse donnant les réponses cherchées.

2.0 - GENERALITES SUR LES AUTO-OSCILLATEURS -

2.0.0 - Définition

On dira qu'un système est auto-oscillant si, les conditions aux limites restant constantes, l'évolution des paramètres du système tend vers un régime établi oscillatoire, dans certaines conditions.

2.0.1 - Les différentes classes d'auto-oscillateurs.

On peut distinguer plus particulièrement trois classes d'auto-oscillateurs.

La plus connue concerne les oscillateurs dits *"linéaires"*, caractérisés par une équation du type pendulaire dont le terme de frottement est nul.

La deuxième classe est constituée par les dispositifs dits à *"relaxation"* (ou à blocage), qui sont régis par des équations non linéaires et qui sont caractérisés par une limitation de l'amplitude.

Une troisième classe comprend les systèmes dits à *"temps de gestation"*, dans lesquels un retard important est introduit entre une cause et son effet.

2.0.1.1 - Oscillateurs "linéaires".

Nous n'insisterons pas sur leur théorie qui est tout à fait classique.

Rappelons seulement que la condition limite d'auto-oscillation (frottement nul) peut être obtenue de deux façons bien distinctes (voir [10]) :

a) par l'introduction d'une rétro-action compensant les frottements réels (cas classique des oscillateurs à contre réaction),

b) par la confusion des deux fréquences propres de deux parties *couplées* dans le système (il y a alors résonnance).

La principale caractéristique des systèmes linéaires réside dans l'existence de *fréquences "naturelles"* du système, qui sont déterminées par la structure du système et sont indépendantes des conditions initiales.

2.0.1.2 - Oscillateurs à relaxation.

Le principe de l'oscillateur à relaxation est fourni par le dispositif bien connu des fontaines intermittentes (voir [20]).

Deux propriétés sont caractéristiques :

a) L'amplitude est déterminée par la structure du système ; en particulier elle a une valeur bien définie, *("non évanouissante")*, dès la première oscillation.

Par contre la période est très sensible aux valeurs de réglage.

b) Il n'y a pas d'équilibre possible pour le réglage correspondant au déclenchement de l'oscillation. Le seuil d'instabilité ne correspond pas à une position d'équilibre "instable" (au sens de la dynamique), avec oscillations autour de cette position comme dans le cas des oscillateurs linéaires, mais à l'apparition d'une *impossibilité* de tout équilibre (stable ou instable).

2.0.1.3 - Oscillateurs à temps de gestation.

Il est bien connu que l'introduction d'un effet de retard peut rendre un système instable. Nous noterons ici, seulement, que si le retard est important(1), (relativement à la période, par exemple) les équations ne peuvent pas être linéarisées.

2.0.2 - Conséquences.

Cette énumération nous montre que l'étude dite en "petits mouvements", dans laquelle on néglige les termes d'ordre supérieur à 1 par rapport aux amplitudes des oscillations, est probablement trop restrictive.

Elle conduit en effet à des équations linéarisées relativement aux variables du système (le temps exclu) et à des solutions du type pendulaire ou à temps de gestation ; avec oscillation *autour d'un point d'équilibre*.

Le schéma à relaxation en est ainsi éliminé ; ce qui a priori, dans une étude des facteurs d'influence, est à éviter.

2.1 - RECHERCHE DES PARAMETRES INTERVENANT -

2.1.1 - Etude des conditions aux limites.

2.1.1.1 - Paramètres de fonctionnement.

Le fonctionnement hydrodynamique d'un canal à ébullition est déterminé par quatre paramètres. On peut utiliser les paramètres suivants :

- la puissance spécifique(2) : w, avec sa répartition le long du canal : w(z)
- l'enthalpie (ou la température) du fluide à l'entrée du canal : i_E
- les pressions à chaque extrémité du canal : P_E et P_S ; ou la pression à une extrémité et la charge piézométrique ΔP, $\Delta P = P_E - P_S$.

Il est bien évident qu'il est possible d'utiliser d'autres variables. Mais le choix effectué est commode car il peut s'exprimer assez simplement dans un certain nombre de cas pratiques intéressants.

En particulier dans les réacteurs nucléaires on pourra supposer en première approximation que :

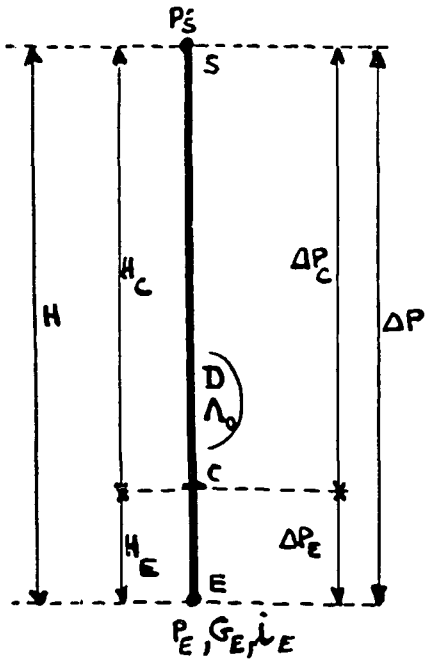
- w(z) est constant, dans la mesure où seuls un très petit nombre de canaux (hot channels) participent à l'oscillation ; le flux neutronique n'étant alors presque pas perturbé.
- i_E est constant, à cause de l'inertie thermique des installations.
- P_S (à la sortie) est constante, par l'action du régulateur de pression.
- ΔP est constant, car le débit total à travers le réacteur est peu influencé par l'oscillation si celle-ci ne concerne qu'un petit nombre de canaux, (ce qui est valable au moins au voisinage de l'apparition de l'instabilité), l'ensemble des autres canaux restant stables et offrant à la pompe une "ouverture hydraulique" constante.

---

(1) Ce retard peut être dû à un temps de propagation, ou même à l'existence d'un niveau seuil au-dessous duquel l'action ne se fait pas sentir (cas des frottements "solides" par exemple).

(2) w : densité volumique de puissance de chauffage, par unité de volume de réfrigérant dans le canal chauffant.

2.1.1.2 - Géométrie.



Il est intéressant de distinguer sur le canal la partie en simple phase de la partie en double phase. De façon plus particulière on suppose que la charge piézométrique ΔP s'applique entre deux points E et S, et on s'intéressera à la portion comprise entre le point E et le début du chauffage C.

Cette zone d'"entrée" E C, intervient de façon relativement simple. Pour une vitesse massique $G_E(t)$, donnée à l'entrée, il se produit entre les points E et C une chute de pression ΔP_E qui comprend un terme de frottement et de variation de section $\Delta P'_E$ et un terme d'inertie $\Delta P''_E$.

Nous écrirons :

$$\Delta P'_E = \frac{G_E^2}{2\rho_E}\frac{\Lambda_o}{D}\, l_F$$

et :

$$\Delta P''_E = l_I \frac{dG_E}{dt}$$

définissant ainsi deux longueurs : l_F (longueur de freinage) et l_I longueur d'inertie), caractérisant la zone d'"entrée" : E C.

Dans ces formules :

D : est le diamètre hydraulique de la zone chauffante

Λ_o : le coefficient moyen de DARCY en simple phase, sur la zone chauffante

ρ_E : la masse spécifique du liquide au point E.

Dans le cas où la charge piézométrique imposée ΔP est fournie par un by-pass dont le débit et très grand devant celui du canal, on a ΔP qui a une valeur constante $\Delta P = \Delta P_o$ et que nous écrirons : $\Delta P_o = \rho_E g\, H_o$, définissant ainsi une hauteur de charge H_o. La perte de pression entre les points C et S vaudra alors :

$$\Delta P_c = \rho_E\, g\, (H_o - H_E) - \left(\frac{G_E^2}{\rho_E}\frac{\Lambda_o}{2D}\, l_F + \frac{dG_E}{dt}\, l_I\right)$$

avec H_E = dénivellée entre les points E et C.

Mais pour un canal fonctionnant sans by-pass et en convection naturelle, ΔP varie avec G_E et vaut :

$$\Delta P = \rho_E\, g\, H - \Delta P_R$$

où H est la dénivellée entre E et S et ΔP_R la perte de pression par frottement, accélération et inertie, sur le circuit de retour entre E et S.

On pourra écrire comme pour la zone d'entrée(1) :

$$\Delta P_R = \frac{G_E^2}{2\rho_E}\frac{\Lambda_o}{D} l'_F + l'_I \frac{dG_E}{dt}$$

La perte de pression entre les points C et S vaudra alors :

$$\Delta P_c = \rho_E\, g\, (H - H_E) - \left[\frac{G_E^2}{2\rho_E}\frac{\Lambda_o}{D}(l_F + l'_F) + \frac{dG_E}{dt}(l_I + l'_I)\right]$$

La comparaison avec le cas du by-pass nous montre que la condition aux limites : ΔP, et les conditions de géométrie *extérieures* à la portion C S peuvent être représentées par *trois longueurs :* h, L_F et L_I avec les conventions :

---

(1) En négligeant les pertes de pression dans le séparateur de vapeur.

$h = H_o - H$ en convection avec by-pass,

$h = O$ en convection naturelle,

$L_F = l_F$ et $L_I = l_I$, dans le cas du by-pass,

$L_F = l_F + l'_F$ et $L_I = l_I + l'_I$ en convection naturelle.

Nous appelerons h : *la hauteur additionnelle de charge,*

L_F : *la longueur de freinage externe,*

L_I : *la longueur d'inertie externe.*

Il est facile de généraliser au cas d'un canal fonctionnant sans by-pass, mais en convection forcée ; il suffit de représenter la hauteur manométrique totale fournie par pompe sous la forme :

$$\Delta P_P = \rho_E g H_P - \left(\frac{G_E^2}{2\rho_E} \frac{\Lambda_o}{D} l''_F + \frac{dG_E}{dt} l''_I \right),$$

ce qui est toujours possible en première approximation.

Le dernier cas, litigieux, est celui où le débit dans le by-pass n'est pas très grand devant le débit du canal.

Nous montrerons en annexe que la représentation par trois longueurs *constantes* : h, L_F et L_I reste valable à condition de majorer légèrement les valeurs de L_F et de L_I obtenues dans le cas du by-pass "parfait" (c'est-à-dire à débit relatif très grand).

EN RESUME

Pour les divers modes de fonctionnement d'une boucle à ébullition (convection naturelle, convection forcée avec ou sans by-pass), on peut admettre en première approximation que les circuits *extérieurs* imposent au canal chauffant et à sa cheminée[1] trois conditions hydrodynamiques qui sont *suffisantes* pour déterminer le fonctionnement.

Ces trois conditions s'expriment par des longueurs caractéristiques :

h = hauteur additionnelle de charge,

L_F = longueur externe de freinage,

L_I = longueur externe d'inertie.

La hauteur additionnelle h est nulle dans le cas de la convection naturelle ; dans le fonctionnement en convection forcée avec by-pass à grande ouverture on peut rendre h très petit.

Il y a ainsi *continuité* entre les divers modes de fonctionnement.

Nous avons contrôlé effectivement, sur notre boucle CF4, que le "point" d'apparition des oscillations, et leur forme, variaient progressivement lorsqu'on passait du fonctionnement en convection naturelle à un fonctionnement en convection forcée avec by-pass à très grande ouverture (h faible). Cet essai sera décrit plus loin (paragraphe 5.3).

2.1.2 - Phénomènes de compressibilité.

Nous avons vu que les conditions aux limites imposées par la partie de la boucle qui est extérieure au canal "complet" s'expriment, en première approximation, de façon assez simple.

En fait, nous avons négligé dans cette description les phénomènes de propagation (coups de bélier) dans le circuit externe. Cette hypothèse est confirmée *a posteriori* par la continuité, constatée expérimentalement, entre les divers modes de fonctionnement. De plus les périodes d'oscillations mesurées cadrent assez mal avec la propagation des ondes de compressibilité dans le liquide ou la vapeur.

On est donc conduit à généraliser l'hypothèse au cas du canal et à admettre que la compressibilité de chacune des phases intervient peu. Noter que ceci ne préjuge rien quant à l'influence des

---

(1) Nous appellerons dorénavant l'ensemble du canal chauffant avec sa cheminée le canal "complet". C'est la portion C S introduite au début du paragraphe.

phénomènes de compressibilité *globale* de l'émulsion, qui sont liés au transfert de masse entre phases (phénomènes de blocage par vitesse critique par exemple).

Dans le même esprit nous négligerons les déformations de la paroi, qui sera supposée parfaitement rigide et immobile.

2.1.3 - Rôle de la paroi du canal.

La paroi peut intervenir de multiples façons :

a) *Par son état de surface :* il conditionnera les lois du frottement et de l'échange thermique (effet de rugosité, sites de nucléation, etc.).

b) *Par sa capacité calorifique :* elle est à l'origine de l'inertie thermique de la paroi et sera cause d'une modulation de l'apport de chaleur au fluide bouillant.

Si $\tilde{\theta}''$ est l'amplitude de l'oscillation de la température moyenne de paroi, on a une modulation $\tilde{w}$ de la puissance spécifique(1) qui vaut dans le cas d'oscillations sinusoïdales :

$$\tilde{w} = 4\,\rho''\,C''\frac{e}{D}\,\Omega\,\tilde{\theta}''$$

Avec :

Ω : pulsation de l'oscillation ($\Omega = 2\,\pi\,N$, N : fréquence),

ρ'', C'' : masse et chaleur spécifiques de la paroi,

e : épaisseur de la paroi,

D : diamètre équivalent.

Nous avons utilisé un canal en aluminium avec :

$$D = 0,6 \text{ cm}$$

$$e = 0,1 \text{ cm}$$

$$\rho''C'' = 2,7 \text{ j/cm}^3 \times °C$$

ce qui donne : $$\tilde{w} = 1,8\,\Omega\,\tilde{\theta}'', \text{ W/cm}^3$$

A titre d'ordre de grandeur on peut prendre :

$$\tilde{\theta}'' = 1°C \quad \text{et} \quad N = 1 \text{ Hz}, \quad \text{d'où : } \tilde{w} = 11 \text{ W/cm}^3$$

Il apparaît que cet effet n'est pas toujours négligeable si on le compare aux valeurs usuelles de w, comprises entre 50 et 200 W/cm³.

c) *Par sa conduction thermique :* ce paramètre tend à uniformiser la température dans la paroi du canal et à limiter les élévations locales de température.

Cet effet semble lié à une anomalie rencontrée lors de nos essais. Lorsqu'on remplace le canal en aluminium par un canal en acier inoxydable deux fois plus mince (la conduction thermique longitudinale, caractérisée par la valeur de λ''Be, est alors 25 fois plus faible(2)), il se substitue à l'oscillation hydrodynamique une surchauffe de paroi localisée et importante, dans certaines conditions. Ces essais seront décrits ultérieurement (paragraphe 5.6).

d) *Par sa résistance électrique,* dans le cas du chauffage par effet JOULE.

La modulation $\tilde{\theta}''$ de la température de paroi crée une modulation de la résistance électrique (R), ce qui engendre une modulation $\tilde{W}$ de la puissance de chauffage W.

On trouve :

---

(1) Puissance par unité de volume de réfrigérant dans le canal chauffant.

(2) e : épaisseur de la paroi,
B : périmètre moyen de la paroi,
λ'': conductivité thermique de la paroi.

$$\left|\frac{\tilde{W}}{W}\right| \leq \left|\frac{dR}{R}\right| = \left|k\,\tilde{\theta}''\right| ,$$

en appelant k le coefficient de température de la résistivité électrique de la paroi.

Dans nos conditions d'essais (parois en acier inoxydable ou en aluminium) cette modulation reste inférieure au % et pourra être négligée.

e) *Par sa forme*:

Il est probable que les lois du frottement, la répartition des phases et de leurs vitesses, dépendent de la forme de la section.

Ces effets sont encore mal connus.

Nous nous contenterons donc ici de caractériser la forme et l'état de surface de la paroi par les valeurs du diamètre hydraulique D et du coefficient de rugosité "sableuse" équivalente ε(1).

Dans le même esprit nous négligerons les effets liés à la non-uniformité (éventuelle) de la charge thermique ; et nous supposerons le canal rectiligne.

2.1.4 - Rôle de la pression.

Dans les lois de l'hydrodynamique la pression n'apparaît que sous forme de différences de pression ou de variations de pression, sauf dans les équations d'état.

La valeur absolue de la pression ne sert donc que pour déterminer les propriétés physiques du fluide. En fait, dans le cas d'un fluide bouillant, la variance est : un, et la pression suffit pour déterminer les propriétés physiques (on suppose, à ce point de vue, que l'équilibre thermodynamique est réalisé).

Le nombre des propriétés physiques susceptibles d'intervenir dans le phénomène d'ébullition est très élevé.

Nous allons ici schématiser le problème et essayer de faire apparaître les groupements importants à l'aide de l'analyse dimensionnelle.

2.2 - ANALYSE DIMENSIONNELLE DE L'INSTABILITE HYDRODYNAMIQUE -

2.2.0 - Hypothèses.

Compte tenu de la discussion précédente, nous sommes amenés à faire les hypothèses simplificatives suivantes :

1/ Le canal est rigide, immobile, à section uniforme, et rectiligne ; la rugosité est uniforme.

2/ L'enthalpie à l'entrée est constante.

3/ Les pressions à la sortie et à l'entrée sont constantes.

4/ La puissance dégagée dans la paroi chauffante est uniforme et constante.

5/ Les propriétés physiques de *chacune* des deux phases sont uniformes et constantes.

Nous ferons de plus les hypothèses de commodité suivantes :

6/ L'écoulement de chacune des phases est unidimensionnel (écoulement par tranches) et continu (en ce qui concerne les valeurs moyennes). Noter que ces hypothèses n'excluent pas les échanges interphase et le frottement sur les parois.

7/ La conduction longitudinale des fluides est négligeable, devant l'apport de chaleur transversal.

8/ La chaleur produite par dissipation irréversible dans les fluides est négligeable, devant l'apport de chaleur transversal.

9/ La pression est uniforme dans une section donnée ; ce qui revient à négliger les écarts dus à la capillarité.

---

(1) ε : valeur de la rugosité relative d'une paroi dont la rugosité est constituée par des grains de sable et redonnant la même perte de charge que la paroi réelle, en phase liquide et toutes autres conditions égales, par ailleurs.

10/ L'équilibre thermodynamique est réalisé, dans une section donnée. Ce qui pose le problème de la représentation de l'ébullition locale. Nous négligerons son influence dans une première approximation.

11/ Les variations de la quantité de chaleur emmagasinée dans la paroi seront supposées négligeables, en première approximation (voir paragraphe 2.1.5 b), devant l'apport de chaleur au fluide bouillant.

12/ La quantité de mouvement, prise dans la direction de l'écoulement moyen, et transportée par la masse fluide en cours de transfert (vaporisation), sera négligée devant les variations de quantité de mouvement associées à l'écoulement moyen de chacune des deux phases.

13/ Les lois élémentaires du frottement sur la paroi de chacune des deux phases seront supposées de la forme :

$$\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)^*_f = \frac{\Lambda_o}{D}\rho^* f\,(V^*,\ \alpha^*,\ V^{**})$$

où :

$$\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)^*_f$$

est la perte de pression par frottement de la phase de masse spécifique ρ^*, de vitesse moyenne V^*, et occupant la fraction α^* de la section totale ; Λ_o est le nombre de DARCY calculé dans la section d'apparition de l'ébullition, D le diamètre hydraulique du canal, f une fonction indépendante de la géométrie et des propriétés physiques(1) ; V^{**} est la vitesse de l'autre phase.

14/ Enfin nous négligeons la valeur du volume spécifique u du liquide devant celle du volume spécifique u' de la vapeur.

Cette hypothèse est très légitime dans le domaine des pressions correspondant à nos essais ($P < 10$ ata).

Cet ensemble d'hypothèses, assez important, nous permettra d'écrire des équations relativement simples.

Par ailleurs ces hypothèses sont justifiées, en ordre de grandeur, dans de nombreux cas pratiques. De plus, nous reviendrons plus loin sur certaines de ces hypothèses (rôle de l'ébullition locale, rôle de la paroi, forme des lois du frottement).

2.2.1 - Données et notations.

a) Le canal "complet" sera partagé en deux zones :

- une zone non bouillante de longueur Z, où l'enthalpie moyenne dans chaque section ($\bar{i}$) est inférieure ou égale à l'enthalpie de saturation i,
- une zone en double phase où $\bar{i} > i$.

b) Dans la zone en simple phase, à l'entrée, la vitesse est V_E, l'enthalpie : i_E.

c) Dans la zone en double phase, la phase liquide et la phase vapeur seront caractérisées dans chaque section par :

- leurs vitesses V et V' $\left(\text{le glissement est } \frac{V'}{V} = \gamma\right)$,
- la fraction de vide α,
- leur pression commune p, en valeur courante le long du canal,
- leurs volumes spécifiques u et u', $\left(\rho = \frac{1}{u} \text{ et } \rho' = \frac{1}{u'}\right)$,
- leurs enthalpies i et i'.

On posera $V = V_o$ dans la section d'apparition de l'ébullition.

---

(1) On utilise souvent par exemple la forme : $f = \frac{(V^*)^2}{2}$.

Les valeurs de u, u', i et i', qui sont fonctions de la pression courante p, seront supposées constantes et correspondre à la moyenne arithmétique :

$$P = \frac{P_E + P_s}{2}$$

des pressions (constantes) à l'entrée et à la sortie du canal.

Il en résulte en particulier que la vitesse est constante le long de la zone en simple phase.

On a donc:

$$V_E = V_o.$$

d) Données géométriques :

l : sera la longueur chauffante,

L : la longueur de la cheminée,

S : la section du canal,

H : la hauteur du canal complet,

D : son diamètre hydraulique,

z : l'abscisse courante, comptée à partir du début de la zone double phase,

Z : la longueur de la zone non bouillante.

e) Conditions aux limites :

elles comprendront :

i_E : l'enthalpie à l'entrée,

h : la hauteur additionnelle de charge,

L_F : la longueur externe de freinage,

L_I : la longueur externe d'inertie,

w : la puissance fournie au fluide réfrigérant, par unité de volume de fluide dans le canal chauffant,

$\bar{g}$: la valeur, projetée sur la direction de l'écoulement, de l'accélération de la pesanteur.

f) Lois élémentaires :

Λ_o : nombre de DARCY en simple phase, supposé uniforme le long du canal.

$\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_f^*$: tel que : $\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_f^* = \rho^* \frac{\Lambda_o}{D} f(V^*, \alpha^*, V^{**})$ C'est la perte de pression par frottement de la phase de masse spécifique ρ^* ; voir le paragraphe précédent.

On supposera par la suite que Λo ne dépend que de la rugosité relative ε.

2.2.2 - Equations du problème.

On applique les lois de conservation de la matière, de conservation de l'énergie, et de conservation de la quantité de mouvement, pour chacune des deux phases.

Il en résulte, compte tenu des données et hypothèses des paragraphes précédents, le système (S) d'équations et de conditions suivantes :

$$-\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(1-\alpha)V = -\frac{u}{i'-i}w \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\alpha V' = \frac{u'}{i'-i}w \qquad (2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\frac{V^2}{2} - \frac{V}{1-\alpha}\frac{uw}{i'-i} = -\left[u\frac{\partial p}{\partial z} + \bar{g} + \frac{\Lambda_o}{D} f(V,\ 1-\alpha,\ V') \right] \tag{3}$$

$$\frac{\partial V'}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\frac{V'^2}{2} + \frac{V'}{\alpha}\frac{u'w}{i'-i} = -\left[u'\frac{\partial p}{\partial z} + \bar{g} + \frac{\Lambda_o}{D} f(V',\ \alpha,\ V) \right] \tag{4}$$

$$\begin{cases} Z = \int_{t-t_b}^{t} V_o(\tau)d\tau \qquad \text{avec} \qquad t_b = \dfrac{i - i_E}{uw} \\ \int_o^{l+L-Z} \dfrac{\partial p}{\partial z}\,dz = \dfrac{\bar{g}}{u}[(L+l)+h] - \dfrac{\Lambda_o}{D}\dfrac{V_o^2}{2u}(L_F+Z) + \dfrac{dV_o}{dt}(L_I+Z) + \dfrac{\bar{g}}{u}Z \end{cases} \tag{5}$$

$$\alpha = 0 \qquad \text{pour} \qquad z \leqslant 0 \tag{6}$$

$$V = 0 \qquad \text{pour} \qquad z \leqslant 0 \tag{7}$$

$$w = 0 \qquad \text{pour} \qquad z \geqslant l - Z \tag{8}$$

Rappelons que $V_o = V$ pour $z = 0$; et que la pression p n'intervient que sous forme de différences de pression.

On dispose donc de quatre équations ((1), (2), (3) et (4)) avec leurs conditions aux limites (5), (6), (7) et (8) pour les quatre inconnues : V, V', α, et p. Le problème est donc complètement déterminé, en ce qui concerne le régime établi.

2.2.3 - Mise sous forme adimensionnelle.

Elle peut se faire de multiples façons ; nous serons guidés par les études théoriques précédentes (paragraphe 1.2.3 en particulier). Les équations (1) et (2) du paragraphe 2.2.2 font apparaître le paramètre "d'expansion" :

$$E = \frac{u' - u}{i' - i} w$$

qui est homogène à l'inverse d'un temps.

Nous prendrons donc $\theta = \frac{1}{E}$ comme grandeur de référence pour les temps.

La 2ème équation (5) suggère de prendre D comme grandeur de référence pour les longueurs.

Enfin nous pourrions prendre ρ comme référence pour les masses spécifiques.

Il est alors possible d'écrire les huit équations du phénomène sous forme adimensionnelle ; nous ne les expliciterons pas ici. Nous nous bornerons à donner la liste des paramètres adimensionnels qui conditionnent les phénomènes.

Il apparaît deux groupes de paramètres :

a) *paramètres de géométrie :*

$$l^+ = \frac{l}{D} \quad L^+ = \frac{L}{D} \quad L_F^+ = \frac{L_F}{D} \quad L_I^+ = \frac{L_I}{D} \quad \text{et} \quad \varepsilon$$

b) *paramètres de fonctionnement :*

$$h^+ = \frac{h}{D} \quad t_b^+ = \frac{i - i_E}{i' - i}\frac{u' - u}{u} \quad w^+ = w.\frac{u' - u}{i' - i}\sqrt{\frac{D}{\bar{g}}} \quad u^+ = \frac{u' - u}{u}$$

Nous allons montrer, qu'en première approximation, le dernier paramètre (u^+) intervient peu.

- Aux pressions usuelles, le rapport $\frac{u'}{u}$ est très largement supérieur à 1. On peut donc remplacer u' par u' – u dans l'équation (2) ; soit (2*) la nouvelle équation obtenue :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\alpha V' = \frac{u' - u}{i' - i} w \tag{2*}$$

- En combinant (1) et (2), puis (1) et (3), on peut remplacer l'équation (1) et l'équation (3) par 2 équations (1*) et (3*) ne contenant u' que dans le groupement $\frac{u' - u}{i' - i} w$. Soit :

$$\frac{\partial}{\partial z}[V - \alpha (V' - V)] = \frac{u' - u}{i' - i} w \qquad (1^*)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{V^2}{2} + \frac{V}{1 - \alpha}\left[- \frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(1 - \alpha)V \right] = -\left[u \frac{\partial p}{\partial z} + \bar{g} + \frac{\Lambda_o}{D} f(V, 1 - \alpha, V') \right] \qquad (3^*)$$

Le système [(1*), (2*), (3*), (4), (5), (6), (7), (8)] mis sous forme adimensionnelle ne contient le paramètre u^* que dans l'équation (4).

- Cette équation (4) peut à son tour être remplacée par une équation (4*) qui traduirait les lois de glissement sous une forme assez générale :

$$\frac{V'}{V} = \gamma \left(V, \alpha, \frac{\partial V}{\partial t}, \frac{\partial \alpha}{\partial t} ; D, P \right) \qquad \left(\text{rappel : } P = \frac{P_E + P_S}{2} \right) \qquad (4^*)$$

En définitive on voit que le paramètre u^* n'intervient que par l'intermédiaire de l'influence de la pression (ou de la nature du fluide) sur la valeur du glissement γ, lorsque sont fixées les autres variables de (4*) : V, α, $\frac{\partial v}{\partial t}$. $\frac{\partial \alpha}{\partial t}$, D.

On peut admettre, en première approximation, que cette influence est assez faible ; ce qui est notamment le cas, pour les régimes permanents, aux pressions utilisées dans les réacteurs de puissance à ébullition.

Il en résulte que les paramètres de fonctionnement peuvent se réduire aux trois paramètres h^*, t^*, et w^*, en première approximation.

Le paramètre h^* correspond à la charge piézométrique.

Le paramètre t_b^* est la valeur réduite du temps de transit de la tranche liquide entre l'entrée du canal et la section où elle commence à se vaporiser. Ce temps de transit est comparé à l'intervalle de temps θ dont l'inverse E est égal à la variation relative de volume d'une particule d'émulsion pendant l'unité de temps, le long de la zone bouillante du canal chauffant.

Enfin le paramètre w^* introduit la puissance de chauffage W.

Nous allons maintenant dégager quelques tendances du phénomène de l'instabilité hydrodynamique et choisir ses paramètres représentatifs.

2.3 - RESULTATS DE L'ETUDE THEORIQUE PRELIMINAIRES -

Nous indiquerons successivement le rôle des circuits hydrauliques externes au canal "complet", le rôle de la pression, et le rôle de la géométrie ; enfin nous récapitulerons les paramètres représentatifs de l'instabilité hydrodynamique.

2.3.1 - Rôle des circuits externes.

Ces circuits imposent trois conditions aux limites, représentables par trois longueurs : h, L_F et L_I (sous forme adimensionnelle : $\frac{h}{D}$, $\frac{L_F}{D}$ et $\frac{L_I}{D}$), et qui suffisent à caractériser tous les modes de fonctionnement du canal : convection naturelle, convection forcée avec ou sans by-pass.

2.3.2 - Rôle de la pression et de la nature du fluide.

En première approximation[1] l'emploi des deux paramètres adimensionnels :

$$t_b^* = \frac{i - i_E}{i' - i} \frac{u' - u}{u} \qquad \text{et} \qquad w^* = w \frac{u' - u}{i' - i} \sqrt{\frac{D}{g}}$$

suffit à représenter les phénomènes quelle que soit la nature du fluide (donc la pression).

---

(1) Si on admet que le glissement γ varie peu avec la pression et avec le fluide, ou intervient peu. (Paragraphe 2.2.3).

En particulier si t_b^+ est nul, ou gardé constant, on voit qu'une augmentation de la pression, qui diminue $\frac{u' - u}{i' - i}$, conduira à une augmentation de la puissance-seuil dans le même rapport (puisque w^+ reste constant).

Ce fait est vérifié expérimentalement.

De façon plus générale si la frontière d'apparition des oscillations se traduit par une loi w^+ de t_b^+ qui croit lentement avec t_b^+ (de façon précise si $\frac{dw^+}{dt_b^+} < \frac{w^+}{t_b^+}$) on trouve que la pression augmente la puissance seuil, pour une valeur donnée de l'enthalpie de sous-saturation à l'entrée : $i - i_E$.

2.3.3 - Rôle de la géométrie.

L'effet d'échelle est caractérisé par le paramètre $w^+ = w\frac{u' - u}{i' - i}\sqrt{\frac{D}{\bar{g}}}$; toutes choses égales par ailleurs - rugosité ε, proportions du canal $\left(\frac{l}{D} \text{ et } \frac{L}{D}\right)$, pression $\left(\frac{u' - u}{i' - i}\right)$, conditions externes $\left(\frac{h}{D}, \frac{L_P}{D}, \frac{L_I}{D}\right)$, et conditions d'entrée $\left(\frac{i - i_E}{i' - i}\right)$ - il apparaît que le produit $w\sqrt{\frac{D}{\bar{g}}}$ reste constant au seuil d'apparition des oscillations.

Donc une réduction de l'échelle du canal conduit à une augmentation de la puissance-seuil w ; ce qui se vérifie expérimentalement. Par contre l'inclinaison du canal, par rapport à la verticale, qui diminue la valeur de $\bar{g}$, amènera une diminution de w.

Cette dernière tendance doit cependant s'interpréter avec précaution. En effet, si $\bar{g}$ tend vers 0, on a w^+ qui tend vers l'infini : le paramètre w^+ ne semble plus adapté. En fait, les équations adimensionnelles n'introduisent que l'inverse de w^+, et si $\bar{g} = 0$, on trouve que le phénomène ne dépend plus de w^+.

Il en résulte que pour un canal horizontal, la frontière de l'instabilité doit devenir indépendante de la valeur de la puissance w (si nos hypothèses restent justifiées) ; la puissance n'interviendra que sur la valeur des périodes. La vérification expérimentale de ce fait n'a jamais été effectuée, à notre connaissance.

2.3.4 - Effet d'échelle sur la période.

La valeur adimensionnelle des périodes τ est :

$$\tau^+ = \tau w \frac{u' - u}{i' - i} = \tau w^+ \sqrt{\frac{\bar{g}}{D}}$$

Donc, en similitude, la période τ croît si D augmente ou si $\bar{g}$ diminue.

Il a été vérifié expérimentalement que le canal horizontal donne des périodes plus longues que le canal vertical.

2.3.5 - Récapitulation des paramètres représentatifs.

Il est très remarquable que l'effet des quatre paramètres de fonctionnement (par exemple : puissance spécifique w, pressions à l'entrée et à la sortie, et température à l'entrée) avec l'effet de la nature du fluide et l'effet de la valeur du diamètre D et du paramètre d'inclinaison du canal : $\bar{g}$, puisse être représenté par *trois paramètres adimensionnels: w^+, t_b^+, et h^+, seulement.*

On notera d'ailleurs que le paramètre h^+, représente la différence de pression imposée PE - PS ; les deux autres paramètres w^+ et t_b^+ prennent en compte tous les autres effets.

Nous utiliserons donc comme paramètres de corrélation :

a) Les deux paramètres de proportions géométriques :

$$l^+ = \frac{l}{D}, \qquad L^+ = \frac{L}{D}^{(1)}$$

---

(1) La rugosité ε sera supposée fixée.

b) Le paramètre de charge piézométrique : $h^+ = \frac{h}{D}$

c) Les deux paramètres externes :

$$L_F^+ = \frac{L_F}{D} \qquad \text{et} \qquad L_I^+ = \frac{L_I}{D}$$

d) Les deux paramètres dits de fonctionnement :

$$w^+ = w \frac{u' - u}{i' - i} \frac{D}{\bar{g}} \qquad \text{et} \qquad t_b^+ = \frac{i - i_E}{i' - i} \frac{u' - u}{u}$$

qui, comme nous l'avons vu, prennent en compte le rôle de la nature du fluide(1), (donc de la pression moyenne), du diamètre D, de l'inclinaison $\bar{g}$, de la puissance spécifique w, et de l'enthalpie à l'entre i_E.

En pratique la plupart de nos essais ont été conduits avec l, D, L_I et $\bar{g}$ constants ; il restait donc cinq paramètres : L_F, L^+, h^+, W^+ et t_b^+ qui n'étaient pas figés.

Les deux paramètres de géométrie L_F^+ et L^+ ont été variés par valeurs discrètes, et l'ensemble des essais a été traduit en donnant *pour chaque couple L_F^+ et L^+ la valeur de w^+ au seuil, en fonction de t_b^+, la charge piézométrique h^+ étant prise en paramètre.*

L'application des résultats à des canaux d'échelle différente, ou fonctionnant à des pressions différentes, ou avec des inclinaisons différentes, reste naturellement assujettie à la validité des hypothèses du paragraphe 2.2.0, préliminaires à l'analyse dimensionnelle. Nous allons maintenant examiner rapidement les limites et les conditions de validité de ces principales hypothèses.

2.3.6 - Critique des hypothèses de l'analyse dimensionnelle.

L'origine de la plupart des hypothèses a été détaillée dans le paragraphe 2.1 concernant la "recherche des paramètres intervenant".

Nous ne reviendrons pas sur le rôle du circuit "externe", ni sur celui des paramètres de fonctionnement (voir paragraphe 2.1.1), ni sur le rôle de la compressibilité de chacune des deux phases (voir paragraphe 2.1.2).

Par contre, à la lumière de leurs conséquences, trois hypothèses nous semblent mériter un examen plus approfondi :

a) l'effet de l'ébullition locale, qui a été négligé

b) le rôle de la paroi, dont l'inertie thermique n'a pas été prise en considération

c) la forme utilisée pour exprimer les lois du frottement sur la paroi de chacune des deux phases.

2.3.6.1 - Rôle de l'ébullition locale.

L'ébullition locale fait intervenir des phénomènes de déséquilibre thermodynamique, assez difficiles à expliciter(2).

Il est possible de représenter l'ébullition locale, en première approximation, par deux artifices :

1/ En remplaçant dans l'expression de t_b la valeur de l'enthalpie de saturation i par une valeur i_B, inférieure (que nous appellerons enthalpie "d'ébullition") et fonction des trois paramètres locaux : pression p, puissance spécifique w et vitesse V.

2/ En remplaçant dans les autres équations la valeur w de la puissance spécifique par une valeur w_B ; w_B évoluant de la valeur 0 pour $\bar{i} = i_B$ à la valeur w pour $\bar{i} \geqslant i$ (rappelons que $\bar{i}$ est l'enthalpie moyenne de l'émulsion).

---

(1) On suppose que la variation du glissement γ, avec la nature du fluide est faible ou intervient peu (paragraphe 2.2.3).

(2) Non uniformité des températures dans la section, production de vapeur à la paroi, condensation au sein du fluide, ...

La prise en compte de l'ébullition locale introduirait donc deux lois élémentaires supplémentaires :

$$i_B = i_B (w, V, P)$$

et

$$w_B = w_B (\bar{i}, w, V, P)$$

2.3.6.2 - Rôle de la paroi.

Nous avons vu au paragraphe 2.1.3 que la capacité thermique de la paroi n'est pas toujours négligeable, et que certaines anomalies rencontrées lors de nos essais conduisent à considérer l'effet de la conduction thermique longitudinale.

Nous nous bornerons ici à faire apparaître les paramètres qui s'introduisent lorsqu'on veut prendre en compte ces deux effets.

La paroi peut se caractériser par :

1/ Une température moyenne : θ''

2/ Deux propriétés physiques : "capacitance" thermique (ρ'' C'' e) et "conductance" thermique longitudinale λ'' e , prenant en compte la masse spécifique ρ'', la chaleur spécifique C'', la conductivité thermique λ'' et l'épaisseur e.

3/ Une condition aux limites qui correspond au transfert thermique avec le réfrigérant ; on appellera h'' le coefficient d'échange thermique entre la paroi prise à la température caractéristique θ'' et le fluide réfrigérant pris à la température moyenne de saturation T $\left(T = \frac{i}{C'}\ C\ :\ \text{chaleur spécifique du réfrigérant}\right)$, puisqu'on s'intéressera essentiellement à la zone bouillante (équations : (3), (4), (5) et (6) du système fondamental (S)).

Enfin on supposera que la puissance spécifique w'' fournie à la paroi (par chauffage nucléaire ou électrique) est constante et uniforme ; w'' sera rapporté, comme w, à l'unité de volume de fluide dans le canal chauffant.

On a alors deux équations supplémentaires :

$$w = w'' - \frac{4}{D}\left[(\rho''\ C''\ e)\ \frac{\partial \theta''}{\partial t} + \lambda''\ \frac{\partial^2 \theta''}{\partial z^2}\right] \qquad (9)$$

$$w = \frac{4}{D} h''\ (\theta'' - T) \qquad (10)$$

avec la condition aux limites (qui remplace l'équation (8) :

$$w'' = 0 \qquad \text{pour} \qquad z \geqslant l - Z \qquad (8')$$

et la loi élémentaire explicitant le transfert thermique en double phase : $h'' = h''\ (V, V', \alpha\ ;\ w, P)$.

Sous forme adimensionnelle la paroi introduit les deux paramètres :

$$\frac{\rho''\ C''\ e}{D\ w''} \qquad \text{et} \qquad \frac{\lambda''\ e}{D^3 w''}$$

qui traduisent respectivement les rapports entre la puissance fournie w'' et la puissance emmagasinée dans la paroi par capacité thermique, et avec la puissance déversée longitudinalement dans la paroi.

2.3.6.3 - Lois du frottement.

La forme utilisée : $\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)^*_f = \rho^* \frac{\Lambda_o}{D} f\ (V^*, \alpha^*, V^{**})$ est très générale et semble s'adapter assez bien aux corrélations connues pour le régime permanent.

Signalons cependant qu'elle ne prend en compte ni l'effet des viscosités ni celui de la tension capillaire.

Remarquons aussi qu'il n'est pas exclu, dans notre hypothèse, que la fonction f dépende des dérivées par rapport au temps ou à l'espace, des variables locales : V, α et V'. Ce genre de généralisation pourrait être utile pour exprimer les lois du frottement en régime non permanent.

EN RESUME,
il apparaît que l'abandon des trois hypothèses concernant l'effet de l'ébullition locale, l'effet de la paroi, et la forme des lois du frottement (effet de la viscosité et de la tension capillaire), introduit de nombreux paramètres supplémentaires. En particulier les deux paramètres de fonctionnement w^+ et t_b^+ ne suffisent plus pour traduire le rôle de la nature du fluide, donc de la pression moyenne .

Il se dégage cependant de l'analyse effectuée un certain nombre de lois élémentaires qu'il est important de bien connaître pour la compréhension du phénomène, et que nous allons maintenant énumérer.

2.3.7 - Principales lois élémentaires intervenant dans l'instabilité hydrodynamique.

En premier lieu nous citerons les lois du frottement en double phase, en régime non permanent.

Notre équipement expérimental ne nous a pas permis une telle étude ; nous nous sommes bornés à établir ces lois en régime permanent.

En ce qui concerne l'ébullition locale il serait nécessaire de connaître les deux lois donnant i_B et w_B.

La détermination de i_B est relativement courante ; elle se ramène à établir les lois du transfert thermique en simple phase (loi de COLBURN par exemple) et du transfert thermique en double phase, paramètre h'' (lois de JENS et LOTTES, de FORSTER et GREIF : voir [21] et [22]), et nous l'avons effectuée. Par contre la mesure, dans la zone en ébullition locale, de la fraction de vide α (qui permettrait une détermination indirecte de w_B) n'a pas pu être obtenue de façon correcte.

On se réfèrera pour ces problèmes concernant l'ébullition locale à la littérature citée en référence : [23], [24], [25], [26], [27].

Les deux chapitres qui vont suivre seront consacrés à la description des moyens expérimentaux mis en oeuvre, et à une détermination expérimentale préliminaire des lois élémentaires, en régime permanent.

CHAPITRE III

MOYENS EXPÉRIMENTAUX

Nous allons présenter ici les deux installations d'essais utilisées pour cette étude.

La première boucle d'essai, dite "CF4", est une boucle de grandes dimensions pouvant fonctionner jusqu'à des pressions de 10 atmosphères.

La deuxième boucle, dite "CENDRILLON", est à échelle réduite, et fonctionne à la pression atmosphérique ; son équipement de mesure est rudimentaire, mais le canal utilisé est transparent et permet une étude visuelle des phénomènes.

Les deux boucles peuvent fonctionner en convection naturelle ou en convection forcée avec ou sans by-pass ; le by-pass est à grand débit relatif et à grande ouverture hydraulique, réglables par des vannes.

Le chauffage est obtenu par effet JOULE dans la paroi du canal, avec du courant continu à basse tension.

Nous décrirons successivement les deux boucles CF4 et CENDRILLON en insistant sur l'équipement de mesure et ses possibilités.

3.1 - BOUCLE CF4 -

3.1.1 - Schéma de circulation.

Le schéma de circulation est représenté sur la figure n° 1 ci-après.

Le canal et son by-pass, alimentés par une pompe de très forte hauteur manométrique totale (environ 130 m. colonne fluide) débitent dans un séparateur ; la vapeur est dirigée vers un condenseur qui règle la pression moyenne dans le canal, tandis que le liquide après passage dans un réfrigérant retourne à l'aspiration de la pompe.

On remarquera sur le circuit primaire les organes suivants :

a) *La chaudière de préchauffe*

Elle a trois fonctions :

- assurer la montée en température du circuit (puissance nominale 100 kw) ; la puissance du canal est en effet insuffisante (inférieure à 10 kw) et le canal est fragile

- permettre un réglage fin (en continu) de la température d'entrée dans le canal, et sa régulation éventuelle

- compenser la perte de calories dans le réfrigérant, qui précède la pompe pour éviter la cavitation.

Cette chaudière, multitubulaire, a été dimensionnée de façon à éviter toute ébullition (même locale) sur ses parois.

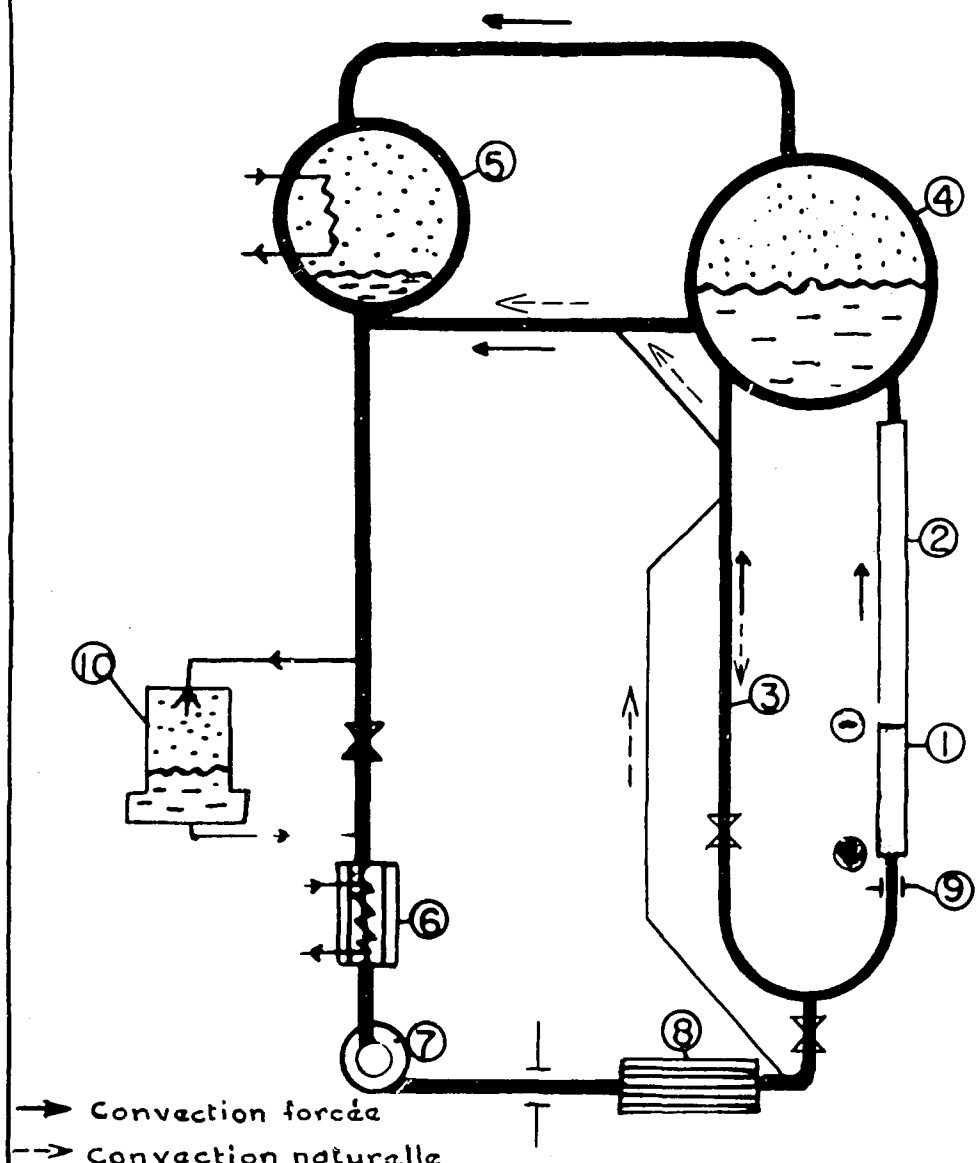
b) *Le condenseur de vapeur*

Il est destiné à fixer une pression de référence sur le circuit.

Il a donc été conçu pour avoir une inertie thermique minimale et une souplesse de réglage maximale.

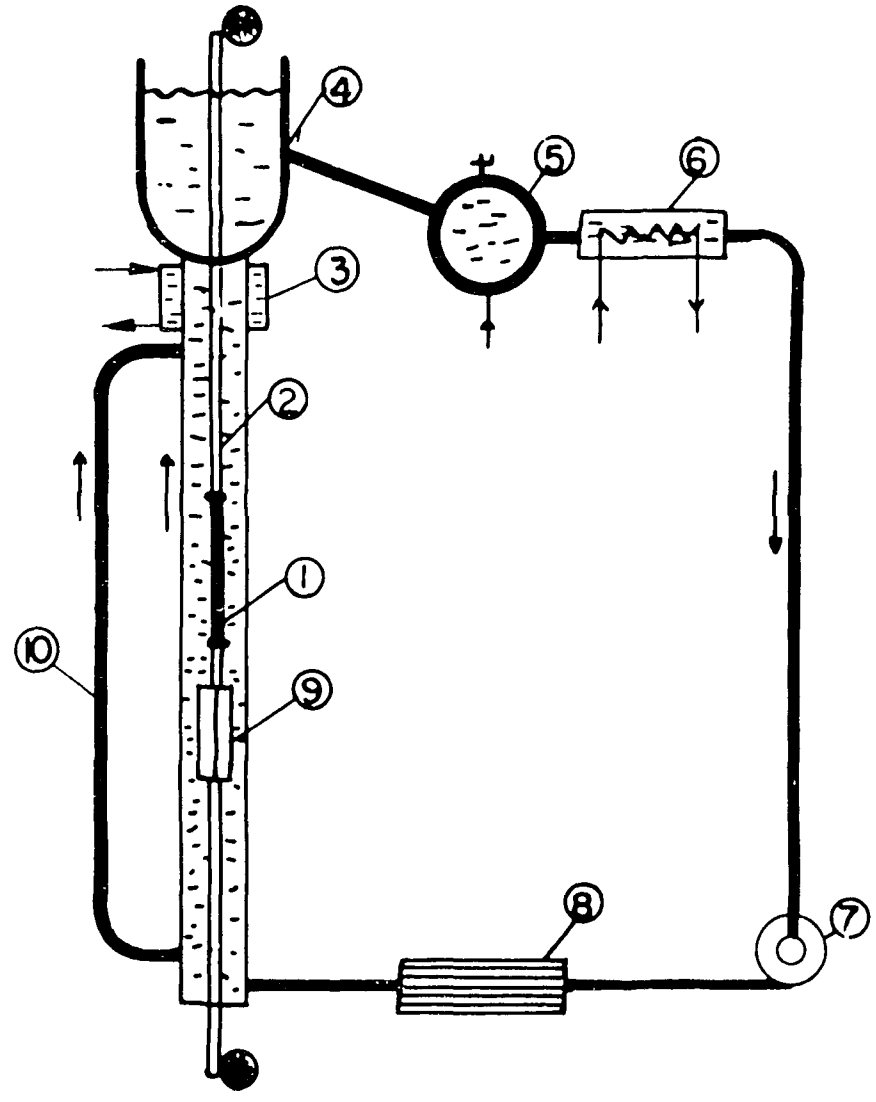
Ce but a été atteint en faisant circuler la vapeur à vitesse élevée et en divisant la surface de refroidissement en 12 parties réglables indépendamment.

SCHEMA CELLULE CF4



1	canal chauffant	6	réfrigérant
2	cheminée à émulsion	7	pompe de circulation
3	by-pass	8	préchauffe électrique
4	séparateur	9	freinage
5	condenseur	10	dégazeur

SCHEMA CELLULE CENDRILLON



1	canal chauffant	6	réfrigérant
2	cheminée à émulsion	7	pompe de circulation
3	condenseur	8	préchauffe
4	séparateur	9	debitmètre thermique
5	mélangeur	10	by pass

Figure 1 - Schéma de circulation des installations d'essai

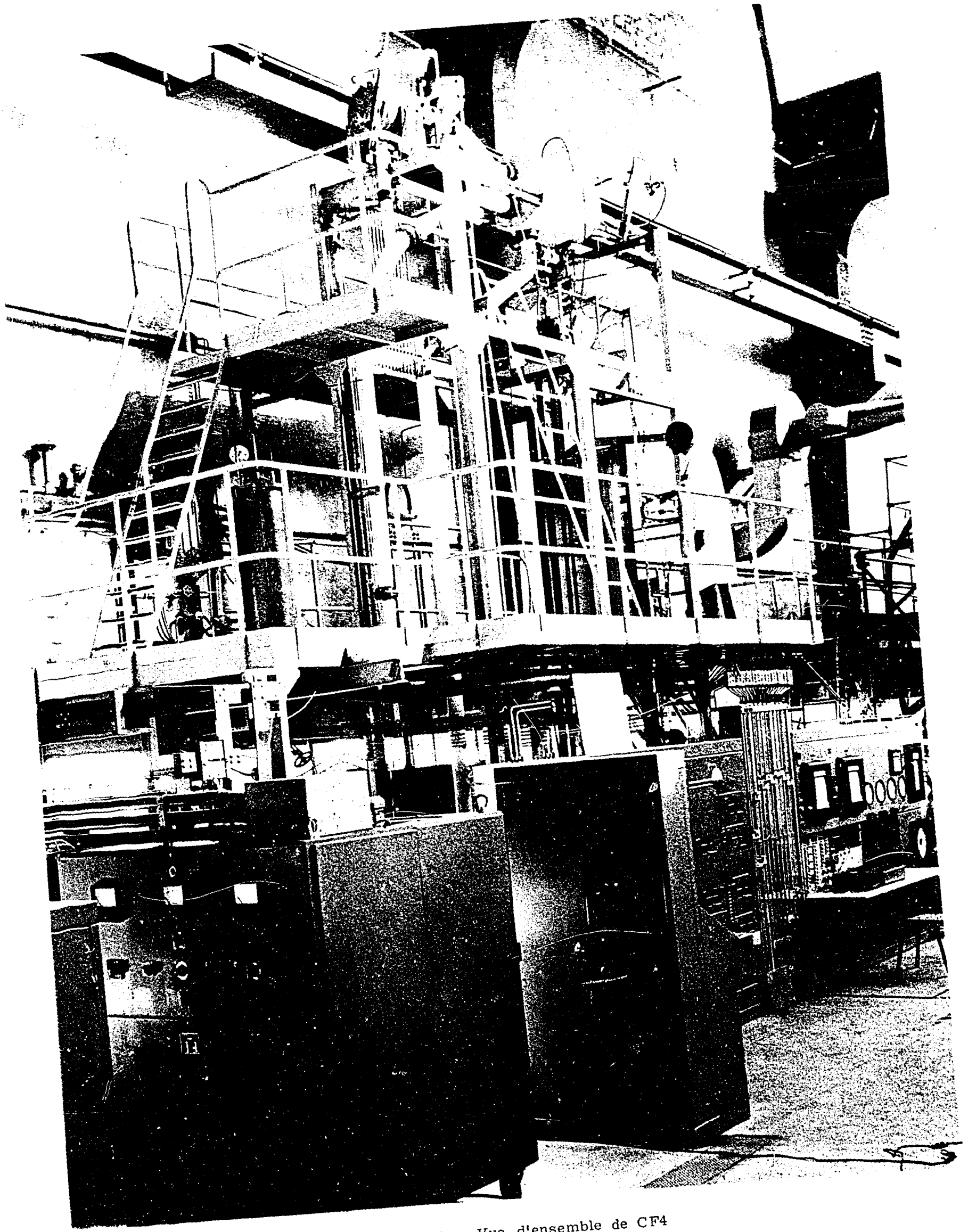


Photo 1 - Vue d'ensemble de CF4

De plus le niveau de l'eau dans le condenseur est ajustable par un jeu de vannes.

c) *La pompe*

Elle doit pouvoir alimenter le by-pass et le canal en assurant une charge piézométrique ($P_E - P_S$) *stable* entre les extrémités du canal.

Nous avons donc choisi une pompe à très forte hauteur manométrique totale, laminée très fortement au refoulement de façon à obtenir une caractéristique résultante très tombante.

La pompe, à 2 vitesses, du type centrifuge à deux roues opposées, peut débiter 8 l/s. sous 130 m. de hauteur manométrique totale.

3.1.2 - Auxiliaires.

Le circuit secondaire de réfrigération est alimenté par une cuve à niveau constant.

L'alimentation électrique du canal et de la "préchauffe" est assurée par deux redresseurs oxy-métal capables de fournir chacun 3600 A sous 28 Volts environ (soit 100 kw chacun), avec une régulation de la haute tension à 0,001 près.

Un dégazeur est monté en parallèle sur le circuit primaire et permet de ramener la teneur en 0_2 de l'eau de la cellule à 100 γ/kg en deux heures environ.

La mesure de la teneur en 0_2 se fait par conductimétrie dans un appareil au thallium.

Un chauffage automatique, par cordons chauffants autour du séparateur, asservi en tout ou rien à la pression dans la boucle, permet de maintenir pressurisé le circuit, entre les essais, et d'atténuer le regazage.

Le remplissage du circuit se fait par une bâche surélevée, alimentée en eau bipermutée par une centrale d'épuration d'eau.

3.1.3 - Sections d'essais.

Les essais ont été effectués sur des canaux rectilignes, verticaux, à circulation montante.

Deux types de canaux ont été expérimentés :

- canal en aluminium A5, section circulaire ϕ 6 x 8 mm
- canal en acier inoxydable 18/8 Mo, section circulaire ϕ 6 x 7.

Les deux canaux sont munis de seize prises de pression. Le chauffage est effectué par effet JOULE dans la masse, avec des cosses d'amenée de courant mobiles, de façon à faire varier facilement la longueur chauffante et la longueur de cheminée. Il a été utilisé deux longueurs de cheminée.

L'entrée du canal et la sortie de la cheminée sont équipées d'un voyant.

La protection contre le burn-out est assurée par un fil de coton combustible associé à un relais, et par un thermocouple avec amplificateur et relais.

Les données numériques concernant ces canaux sont indiquées en annexe, tableau n° 3.

3.1.4 - Appareillage de mesure.

On mesurait et on enregistrait :

- les températures du fluide, à l'entrée et à la sortie du canal
- les températures de paroi sur la face non mouillée du canal, en 24 points situés sur une même génératrice
- les débits dans le canal chauffant et le by-pass
- les pressions absolues à l'entrée et à la sortie du canal "complet"
- la chute de pression dans le by-pass
- les chutes de pression entre 16 sections le long du canal
- la puissance électrique de chauffage (tension et intensité).

L'appareillage utilisé était assez conventionnel ; cependant de nombreux recoupements étaient prévus et un certain nombre de précautions ont été employées.

3.1.4.1 - Mesure des températures de fluide.

Les capteurs étaient constitués par des thermocouples Ni-NiCr et des sondes à résistance de Pt, montés dans des gaines minces en acier inoxydable et isolées électriquement de la tuyauterie.

Le recoupement était obtenu en utilisant pour la même mesure (en régime permanent) plusieurs sondes de types différents : gaines de longueurs et d'orientation variées, thermocouples ou résistances Pt.

Les couples étaient montés en absolu avec soudures froides dans la glace fondante ; les sondes à résistance étaient utilisées en montage 4 fils.

Tous les capteurs étaient étalonnés périodiquement avec les points fixes 0°C, 100°C et 214°C.

La mesure était effectuée avec un pont potentiométrique ; les thermocouples, de faible inertie thermique (soudés en bout de gaine), servaient à l'enregistrement continu, effectué sur des appareils MECI.

3.1.4.2 - Mesure des températures de paroi.

Les capteurs étaient des thermocouples Ni-NiCr brasés dans des disques en argent. Ces disques étaient ajustés par rodage sur le canal, et appuyés élastiquement avec interposition d'une feuille mince en mica (1 ou 2/100) assurant l'isolement électrique.

L'étalonnage se faisait "in-situ", en établissant en régime permanent et à puissance de chauffage du canal nulle, l'écart pour chaque capteur entre la température de paroi mesurée et la température de fluide (calculée par interpolation entre l'entrée et la sortie du canal), en fonction de la température de paroi mesurée.

3.1.4.3 - Mesure des débits.

La mesure du débit dans le canal était doublée. Elle était fournie simultanément par un moulinet à réponse rapide (jusqu'à une fréquence de 10 Hz), et par un venturi équipé d'un tube en U et d'une capsule à potentiomètre permettant éventuellement l'enregistrement continu.

Un moulinet donnait le débit du by-pass.

Moulinets et venturi étaient préalablement étalonnés par pesée et avec une cuve à niveau constant.

3.1.4.4 - Mesure des pressions.

Les manomètres, type BOURDON, étaient étalonnés périodiquement à la balance.

A l'entrée du canal, la pression était de plus mesurée et enregistrée avec un manomètre absolu à piston rotatif. Une capsule à membrane était utilisée pour enregistrer la pression, à la pression, à la sortie du canal.

3.1.4.5 - Mesure des chutes de pression.

En régime permanent, la ligne piézométrique le long du canal était établie avec un manomètre à seize tubes.

Les régimes variables étaient enregistrés à l'aide de capsules à potentiomètre.

Chaque prise de pression était étalonnée (statistiquement) en comparant son indication, dans les cas où il n'y a pas d'ébullition, avec la ligne piézométrique moyenne qui est alors rectiligne.

3.1.4.6 - Mesure de la puissance électrique.

L'intensité était mesurée sur un shunt, classe 0,2, étalonné en température.

La tension était lue sur un voltmètre classe 0,1, et enregistrée.

Un contrôle était effectué en vérifiant que la valeur de la résistance électrique du canal (mesurée par le rapport tension sur intensité), en fonction de la température moyenne de paroi, était bien reproductible.

3.1.5 - Précision des mesures.

La précision des mesures peut s'évaluer approximativement en tenant compte de la qualité de l'appareillage (sensibilité, fidélité), de la qualité des étalonnages, et de l'amplitude des fluctuations.

Une autre indication est fournie par les écarts statistiques entre les indications des capteurs placés dans les mêmes conditions (comparaisons des divers capteurs de températures de fluide, et de paroi, de débits, de pressions).

Enfin on obtient des recoupements globaux en examinant la reproductibilité et la dispersion des lois moyennes mesurées pour : les pertes thermiques du canal, la résistance électrique du canal, les lois du frottement et du transfert thermique sans ébullition, la correction de pression dynamique sur les prises de pression, la correction de résistance thermique sur les capteurs de température de paroi, et la relation température-pression dans les conditions de saturation.

On trouve que les erreurs de mesure se répartissent approximativement selon le tableau n° 2 suivant :

Tableau n° 2

Erreurs de mesure sur CF4

Grandeur mesurée	Erreur aléatoire probable	Erreur systématique maxima possible
Puissance électrique	± 1 %	négligeable
Puissance de chauffage du fluide	± 1 %	± 50 W ou ± 100 W ....(1)
Vitesse massique	± 2 % ...(2)	± 1 %
Température du fluide	± 0,5°C	± 0,3°C
Température paroi côté fluide	± 1°C ou ± 1,5°C ...(1)	± 1,5°C
Chute de pression sur 1 m. en phase liquide	± 1 à 2 % ...(2)	± 1 à 2 %
Nombre de DARCY en phase liquide	± 3 %	/
Nombre de MARGOULIS en phase liquide	± 4 % ou ± 5 % ....(1)	/

(1) Cas du canal non calorifugé,

(2) En adaptant correctement le liquide manométrique.

On notera que les erreurs aléatoires prennent en compte les fluctuations, importantes, dans les régimes d'ébullition à basse pression.

3.2 - BOUCLE CENDRILLON -

Cette boucle a été conçue pour étudier l'influence des modifications géométriques (longueur de la cheminée, inclinaison du canal) et pour "voir" les phénomènes.

L'installation est très maniable et de petites dimensions ; elle fonctionne à la pression atmosphérique.

Le schéma général de circulation est représenté sur la figure n° 1 (page 34) ; il est très voisin du circuit de la boucle CF4.

La boucle peut fonctionner en convection naturelle et en convection forcée (avec by-pass du canal). La vapeur produite est perdue ; l'eau d'appoint, dégazée préalablement, est introduite dans un mélangeur d'assez grand volume, qui fixe (par inertie thermique) une température de référence peu sensible aux oscillations du débit dans la boucle (cas de la convection naturelle).

Le canal est à section annulaire avec noyau chauffant en acier inoxydable. Le tube extérieur en pyrex permet la visualisation.

Une gaine froide, située sur la cheminée à émulsion, assure (lorsqu'on l'alimente) une recondensation complète à son niveau et un raccourcissement instantané de la longueur utile (en double phase) de la cheminée.

L'équipement de mesure comporte, en plus des mesures classiques : températures de fluide, pressions, pertes de pression, débits et puissances, une mesure du volume de vapeur contenu dans le canal, avec enregistrement. La mesure se fait par l'intermédiaire du niveau dans le séparateur, à l'aide d'une capsule à membrane.

CHAPITRE IV

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU RÉGIME PERMANENT

La connaissance des lois élémentaires de la double phase est utile pour comprendre les phénomènes. Ce chapitre concernera la détermination expérimentale de certaines de ces lois, en *régime permanent*. Il est certain que l'application des lois du régime permanent, aux phénomènes d'oscillations, est sujette à caution. Cependant la connaissance du régime permanent fournira une première approche, d'autant meilleure que les phénomènes seront lents. Par ailleurs la détermination expérimentale des lois élémentaires en régime variable pose des problèmes encore mal résolus de mesure et d'interprétation des mesures.

Le chapitre sera divisé en quatre paragraphes. Le premier paragraphe expliquera rapidement les expériences préliminaires destinées à étalonner l'installation d'essai.

Dans le deuxième paragraphe nous donnerons les résultats concernant les lois en phase liquide, tandis que les troisième et quatrième paragraphes concerneront les lois en régime d'ébullition. Le quatrième paragraphe traitera plus spécialement des lois du frottement.

4.1 - EXPERIENCES PRELIMINAIRES -

Elles fournirons essentiellement la valeur des pertes thermiques le long du canal et les corrections à expliquer sur les capteurs de température de paroi et sur les prises de pression statique.

4.1.1 - Evaluation des pertes thermiques le long du canal.

La méthode de mesure est simple : un bilan thermique est effectué en régime permanent, la puissance de chauffage canal étant nulle et la pression suffisamment élevée pour éviter toute vaporisation dans le canal.

La puissance correspondant au refroidissement du liquide le long du canal est correlée, en fonction de l'écart entre la température ambiante et la valeur moyenne indiquée par l'ensemble des capteurs de température de paroi.

La perte thermique globale est ensuite répartie, par le calcul, entre les différentes portions du canal (partie avant chauffage, partie chauffante, cheminée).

Pour évaluer l'apport de chaleur provenant des cosses d'amenées de courant, on compare les pertes thermiques à puissance de chauffage nulle et la puissance de chauffage donnée non nulle, sans vaporisation, (on tient compte de l'augmentation relative de la température moyenne sur la paroi chauffante). Cet apport de chaleur est corrélé en fonction de la puissance de chauffage.

On dispose en définitive, pour les différentes portions du canal, de corrélations donnant la perte thermique W' en fonction de l'écart entre température ambiante (T_A) et température moyenne indiquée pour la paroi (T_U), et en fonction de la puissance électrique de chauffage (W) :

$$W' = f(T_U - T_A) + g(W)$$

f et g étant représentés par des polynômes.

4.1.2 - Etalonnage des capteurs de température de paroi.

Le problème consiste à déterminer l'écart entre la température effective de paroi, sur le côté non mouillé, et la température indiquée par le capteur.

Cet écart est obtenu en comparant la valeur indiquée, à la température de paroi calculée, dans le cas où la puissance de chauffage est nulle ; le calcul est effectué à partir des températures de fluide mesurées à l'entrée et à la sortie du canal.

L'écart, dû aux pertes thermiques, est corrélé en fonction de la différence entre la température indiquée par le capteur et la température ambiante. Un recoupement est obtenu, dans le cas où le chauffage n'est pas nul (et en régime sans vaporisation), en considérant la dispersion des indications autour de la ligne moyenne des températures de paroi indiquées le long du canal ; cette ligne est une droite sauf au voisinage immédiat des cosses et des extrémités du canal.

4.1.3 - Etalonnage des prises de pression statique.

Il s'agit de connaître l'écart entre la pression statique au droit d'une prise et de la pression indiquée par la prise. Cet écart (δP), dû à un effet de pression dynamique, est rapporté à l'énergie cinétique dans la section : $\rho \frac{V^2}{2}$.

$$\delta P = \eta \rho \frac{V^2}{2}$$

Il est estimé en comparant statistiquement la valeur lue pour la pression avec la valeur déduite de la ligne piézométrique moyenne, qui est également une droite dans les écoulements en simple phase.

4.2 - LOIS EN PHASE LIQUIDE -

Ces lois serviront de référence pour l'établissement des lois en double phase.

Elles ont été établies sur la cellule CF4.

4.2.1 - Loi du frottement.

On a corrélé le nombre de DARCY (Λ) en fonction du nombre de REYNOLDS (Re_P) calculé pour la vitesse débitante (V_o) et avec la température de film (T_P). La température du film est prise égale à la moyenne arithmétique entre la température de paroi côté mouillé (T_P), et la température de mélange (T).

La corrélation est présentée sous la forme conventionnelle :

$$\Lambda = a\, Re_P^{-a'}$$

a et a' étant des nombres variant avec le canal utilisé. On trouvera les valeurs de a et de a' dans le tableau n° 3 en annexe.

La rugosité relative correspondante ε a aussi été indiquée ; on notera que la paroi en acier inoxydable est nettement plus lisse que les parois en aluminium.

4.2.2 - Loi du transfert thermique.

Elle a été représentée, très conventionnellement, en corrélant le nombre de MARGOULIS (Ms), calculé avec la vitesse débitante (V_o) et la température de mélange (T), en fonction du nombre de REYNOLDS (Re_P) et du nombre de PRANDLT (Pr_P) pris tous les deux à la température de film (T_P).

La température de mélange (T) est déduite du bilan thermique ; la température de paroi côté mouillé est calculée à partir de la température côté sec, en tenant compte de la chute de température par conduction (vive) dans la paroi.

La corrélation a été encore obtenue sous une forme "puissance" :

$$Ms = b\, Re_P^{-b'} Pr_P^{-b''}$$

b, b', b'' étant des nombres que nous avons réunis dans le tableau n° 3 en annexe.

4.3 - TRANSFERT THERMIQUE EN DOUBLE PHASE

Le point d'apparition de l'ébullition locale et l'évolution de la température de paroi dépendent des lois du transfert thermique en simple phase et en double phase. On a coutume, pour l'ébulli-

tion, de corréler le degré de surchauffe à la paroi : $\Delta' = T_p - T_{sat}$, en fonction de la charge thermique (Φ). La littérature fournit de nombreuses expressions pour cette corrélation ; voir [21] et [22].

Nous avons représenté, pour l'ébullition établie(1), nos résultats expérimentaux par la formule :

$$\Delta' = 4,6\ \Phi^{0,38} P^{-0,23}$$

déduite de la relation de FORSTER et GREIF [22].

Il est généralement admis que l'ébullition locale devient sensible sur les lois de la perte de pression lorsque la surchauffe à la paroi atteint une valeur : Δ'' égale aux 8/10 environ de la surchauffe en ébullition établie.

La formule :

$$\Delta'' = 3,8\ \Phi^{0,38} P^{-0,23}$$

correspond assez bien à nos résultats expérimentaux, comme le montre la figure 2 ci-après ; la figure 2 représente la valeur expérimentale de l'abscisse de la section où la ligne piézométrique change de courbure, en fonction de la valeur calculée(2) avec la formule (1).

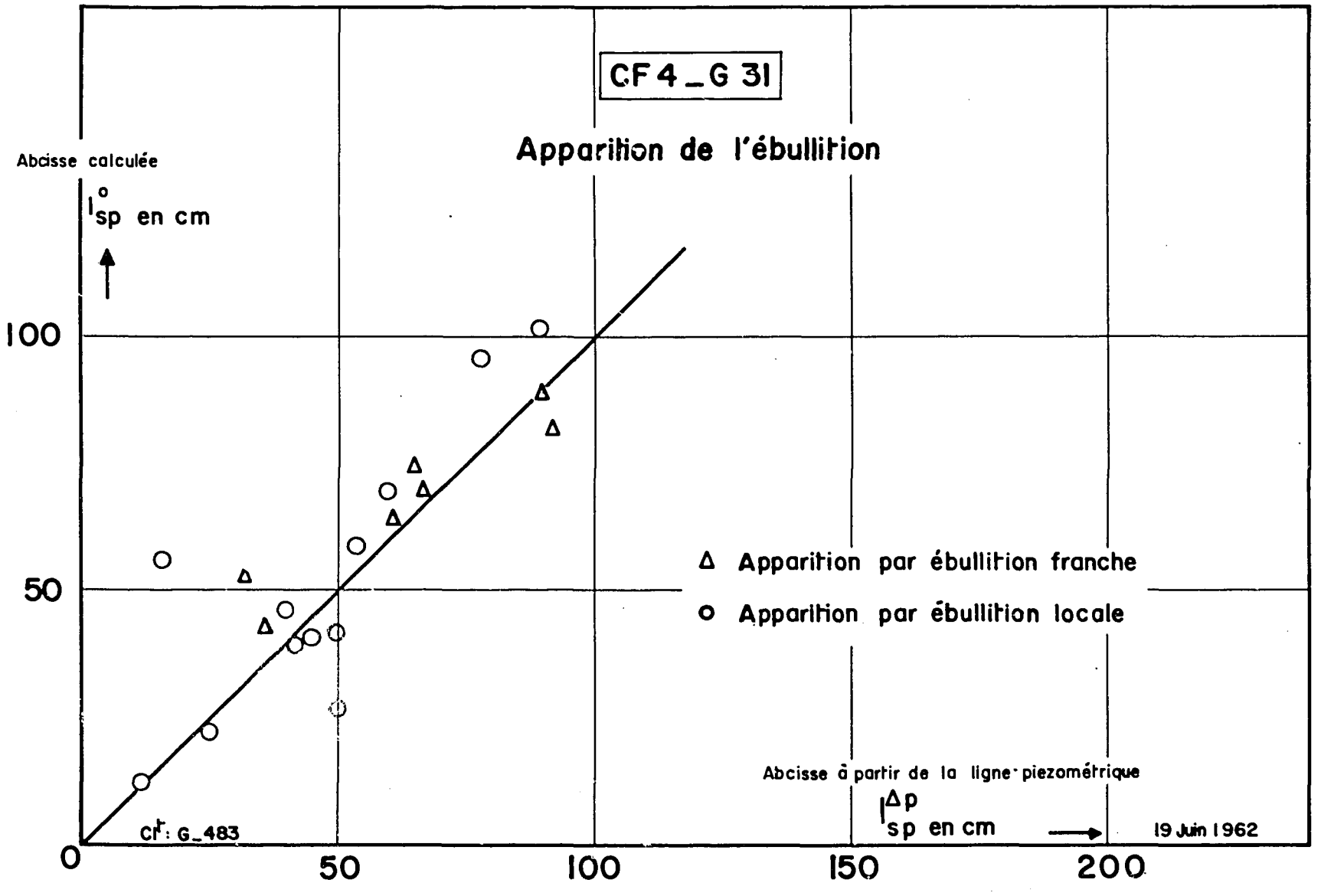


Figure 2 - Apparition de l'ébullition sur CF4

---

(1) C'est-à-dire lorsque le degré de surchauffe à la paroi est devenu constant le long du canal, à flux thermique et pression donnés.

(2) Il peut arriver que le liquide atteigne les conditions de saturation avant que la paroi ait une surchauffe égale à Δ''. Dans ce cas, naturellement, le changement de courbure et l'initiation de l'ébullition, se produisent dans la section où il y a saturation.

Tous les résultats expérimentaux concernant les lois de la double phase ont été obtenus sur la boucle CF4, dans les conditions générales suivantes :

a) pression aux environs de 8 kgf/cm² absolus,

b) eau bipermutée : résistivité électrique à froid comprise entre 0,3 et 0,5 M Ω x cm.

c) eau dégazée : teneur en oxygène dissous comprise entre 30 et 100 γ/l.

Les données géométriques sont rassemblées dans le tableau n° 3 en annexe. Rappelons que le canal est un tube circulaire de diamètre 6 mm environ, quasi lisse, vertical, avec écoulement de bas en haut.

4.4 - LOIS DU FROTTEMENT EN DOUBLE PHASE -

4.4.0 - Généralités.

Nous avons vu le rôle important de ces lois dans la mise en équation des phénomènes hydrodynamiques.

La mesure du frottement inter-phase ne paraît pas possible actuellement ; seule la valeur du frottement de l'ensemble des deux phases sur la paroi est accessible, par l'intermédiaire de la mesure de la perte de pression.

En régime permanent l'équation de l'impulsion pour l'ensemble des deux phases s'écrit :

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{d}{dz}\,\overline{(\rho\, V^2)} + \bar{g}\,[(1-\alpha)\,\rho + \alpha\rho'] + \left(\frac{dp}{dz}\right)_f$$

Dans cette formule :

$\overline{(\rho V^2)}$: est la moyenne, dans la section, de la valeur locale de ρV^2 (particule de liquide ou de vapeur),

$\bar{g}$: est la projection de l'accélération de la pesanteur sur la direction parallèle à l'écoulement moyen,

$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f$: est la perte de pression par frottement sur les parois,

ρ et ρ' : sont les masses spécifiques du liquide et de la vapeur,

α : est la fraction de vide.

On voit donc que la chute de pression mesurée $\left(-\frac{dp}{dz}\right)$ est la somme de trois termes :

- un terme dit de frottement correspondant à : $\left(\frac{dp}{dz}\right)_f$

- un terme dit d'accélération correspondant : $\frac{d}{dz}(\rho V^2)$.

- un terme dit d'élévation correspondant à : $\bar{g}\,\bar{\rho}$ ($\bar{\rho}$ étant la masse spécifique moyenne de l'émulsion ; $\bar{\rho} = \rho(1-\alpha) + \rho'\alpha$).

La perte de pression par frottement se déduit donc de la perte de pression mesurée en soustrayant les deux termes d'accélération et de frottement. Ces deux termes sont évalués par le calcul.

4.4.1 - Calcul de la perte de pression par élévation : $\left(\frac{dp}{dz}\right)_e$

On a :

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_e = \bar{g}[\rho\,(1-\alpha) + \alpha\rho']$$

la connaissance de la fraction de vide α permet le calcul du terme d'élévation.

La mesure directe de α qui était prévue, par gammamétrie[1] sur la boucle CF4, n'a pas donné de résultats corrects. En effet les conditions de géométrie sont très défavorables ; on montre, en annexe, que l'erreur absolue maximale possible sur la mesure de α est de l'ordre de 60 fois la valeur de l'erreur relative maximale commise sur la mesure de l'intensité du pinceau de rayons γ, après traversée du canal.

Il en résulte que l'évaluation de α à 0,05 près nécessite une mesure de l'intensité à 1/1000° près, dans les conditions d'exploitations ; c'est-à-dire avec des dérives par effet de température, des déformations de la paroi dues à la pression et à la température, des champs électromagnétiques parasites élevés, et des fortes vibrations mécaniques.

Le dispositif employé, malgré d'assez nombreuses précautions (mesures par comparaison avec une lame absorbante servant de témoin et de référence, refroidissement et blindage soigné des appareils, fixations et "positionnement" rigides) a fourni la valeur de α avec une dispersion pouvant atteindre 0,40 ; ce qui rend ces mesures inutilisables.

Il a donc fallu estimer la valeur de α à partir des corrélations existantes. Nous avons calculé la fraction de vide à partir des données d'ARMAND [28] et en tenant compte de l'ébullition locale.

4.4.2 - Fraction de vide en ébullition locale.

Nous avons admis que la corrélation d'ARMAND :

$$\alpha = K \frac{u'x}{u'x + u\,(1 - x)}$$

où K (est un paramètre[2] compris entre 0,8 et 1, croissant lentement avec la pression et avec le titre x (égal à 1 pour x égal 1),

et x est le titre de l'émulsion,

que cette corrélation restait valable, même en ébullition locale, à condition d'utiliser la valeur *"réelle"* du titre x.

Dans le domaine de l'ébullition franche, aux titres élevés, x peut se calculer à partir du bilan thermique ; mais dans la zone en ébullition locale il y a déséquilibre thermodynamique, et il faut évaluer le titre *réel* x par une autre méthode.

Nous avons supposé que :

a) Le titre réel dans la section où le titre thermodynamique est nul (apparition de l'ébullition franche) est proportionnel au degré de sous-saturation dans la section d'apparition de l'ébullition locale. Cette hypothèse est conforme aux résultats de MAURER [24].

b) Dans la région en ébullition franche l'écart entre titre réel et titre thermodynamique tendait rapidement vers zéro (loi exponentielle).

c) Dans la région en ébullition locale, l'évolution du titre réel se fait suivant une loi en puissance (relativement au titre thermodynamique), avec une pente nulle dans la section d'apparition de l'ébullition locale.

Ce modèle de calcul, de nature complètement empirique, est assez simple et donne une évolution de α continue et relativement conforme à l'expérience.

4.4.3 - Calcul de la perte de pression par accélération : $\left(\frac{dp}{dz}\right)_a$

Le terme de perte de pression par accélération a été évalué, à partir de la masse spécifique moyenne de l'émulsion ($\bar{\rho}$), donc à partir de α, en supposant l'émulsion homogène.

On a :

---

(1) On déduit α de l'atténuation d'un pinceau de rayons γ après traversée de l'émulsion.

(2) C'est le paramètre d'ARMAND ; nous avons utilisé pour K une expression empirique simplifiée : $K = K' + (1 - K')x$ avec K' fonction linéaire de la pression.

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_a = G^2 \frac{d}{dz}\left(\frac{1}{\bar{\rho}}\right)$$

avec : G = vitesse massique de l'émulsion.

Cette formulation, simple, qui a l'avantage de ne pas faire intervenir le titre thermodynamique, reste valable en ébullition locale ; ce qui n'est pas le cas pour le modèle dit "annulaire" dans lequel les deux phases sont supposées circuler chacune à vitesse uniforme, les 2 vitesses étant différentes (glissement).

4.4.4 - Corrélation de la perte de pression par frottement.

Nous avons utilisé les paramètres de corrélation indiqués par MARTINELLI-NELSON [29] et nous les avons correlés sous la forme suivante.

$$F_{LO} = 1 + F'_{LO}(\bar{x}) \frac{u' - u}{u}$$

F_{LO} est le rapport $\frac{\Delta P_f}{\Delta P_{fLO}}$ où ΔP_f et ΔP_{fLO} sont les chutes de pression par frottement sur une longueur donnée L, obtenues respectivement avec l'émulsion et lorsque le liquide circule seul, dans les mêmes conditions de débit, de pression et de température que l'émulsion :

$\bar{x}$ est la valeur moyenne du titre *réel* sur la longueur L.

$F'_{LO}(\bar{x})$ est une fonction de x, indépendante de la pression, et représentée par un polynôme en $\bar{x}$.

Le rapport $\frac{u' - u}{u}$ traduit l'effet de la pression(1).

La fonction F_{LO} a été mesurée pour 3 régions caractéristiques du canal : la zone en ébullition locale et franche avec chauffage à la paroi, la zone en ébullition franche avec chauffage à la paroi, et la zone en ébullition franche sans chauffage à la paroi (cheminée).

Les variables principales sont comprises dans les intervalles suivants :

- charge thermique : $\Phi = 5$ à 30 W/cm²
- puissance spécifique : $w = 40$ à 200 W/cm³
- vitesse massique de l'émulsion : $G = 100$ à 400 g/cm² × s
- pression : $P = 6$ à 10 kgf/cm² abs.
- titre à la sortie : $x_s = 0$ à 10 %
- densité de l'émulsion : $\bar{\rho} = 1$ à 0,2.

On a trouvé :

a) pour la zone en ébullition franche, sans chauffage :

$$F'_{LO} = 1{,}05\,\bar{x} + 2\,\bar{x}^2$$

b) pour la zone en ébullition franche, avec chauffage

$$F'_{LO} = 1{,}27\,\bar{x} + 8{,}4\,\bar{x}^2$$

c) pour la zone en ébullition locale et franche, avec chauffage :

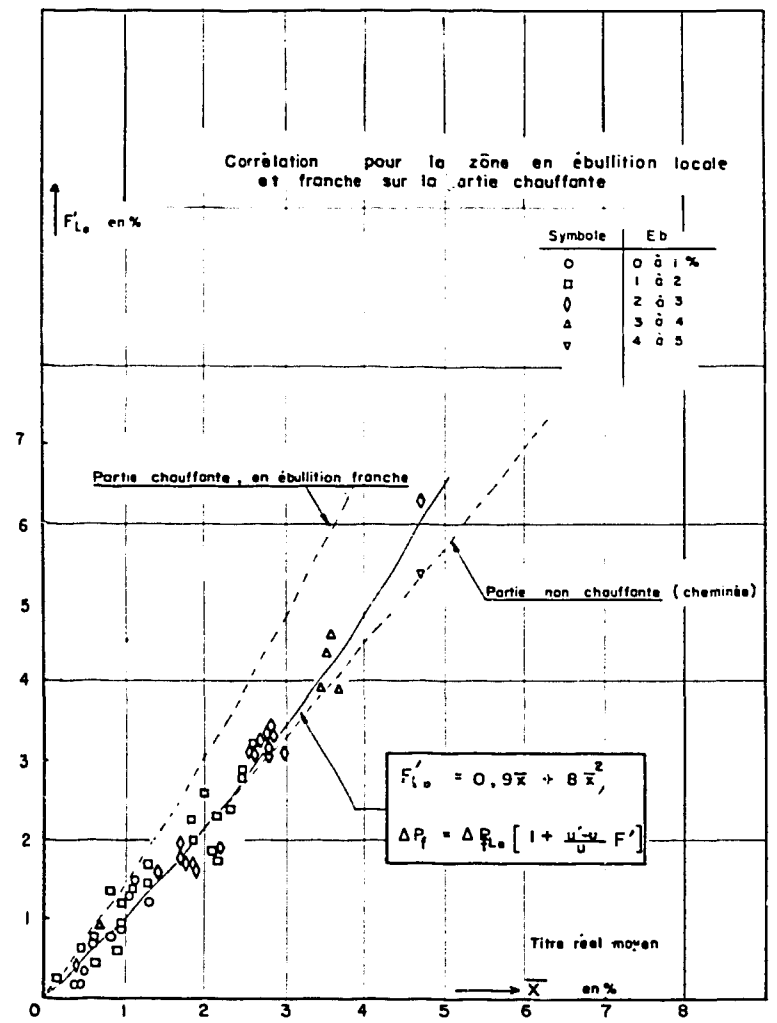
$$F'_{LO} = 0{,}9\,\bar{x} + 8\,\bar{x}^2$$

Les résultats sont représentés sur les figures n° 3 ci-après. L'ensemble des valeurs de mesures est donné en annexe (tableaux n° 4).

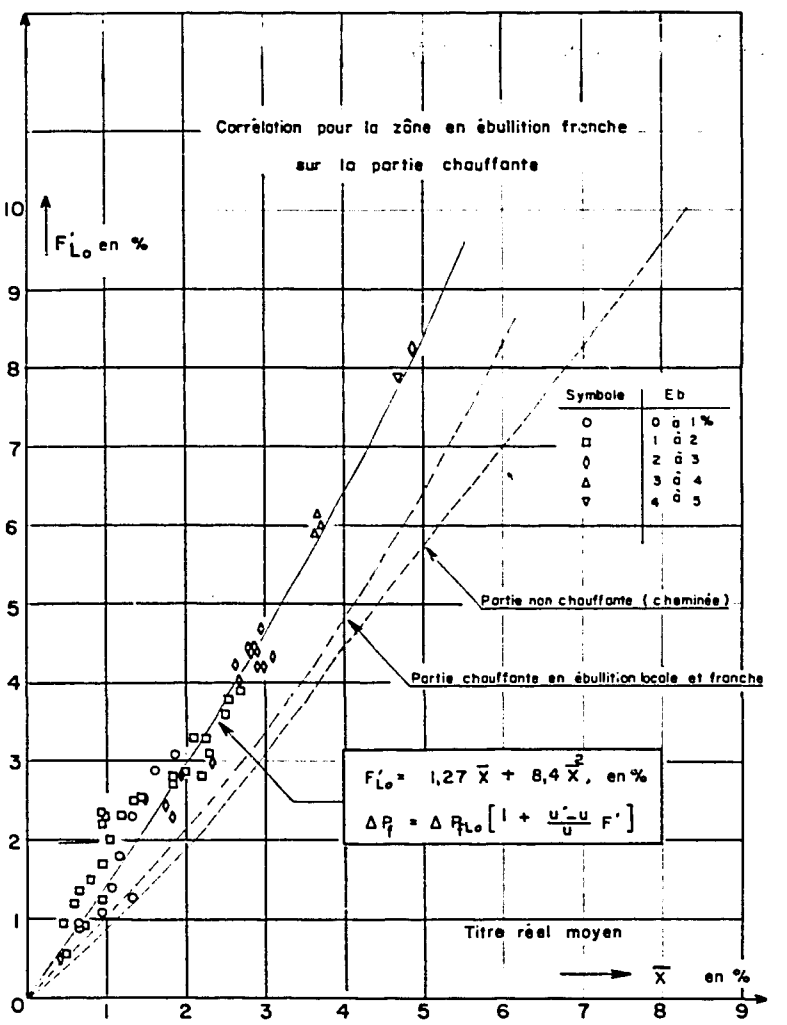
On notera qu'il n'y a pas, pour une zone d'ébullition donnée, d'influence systématique des

---

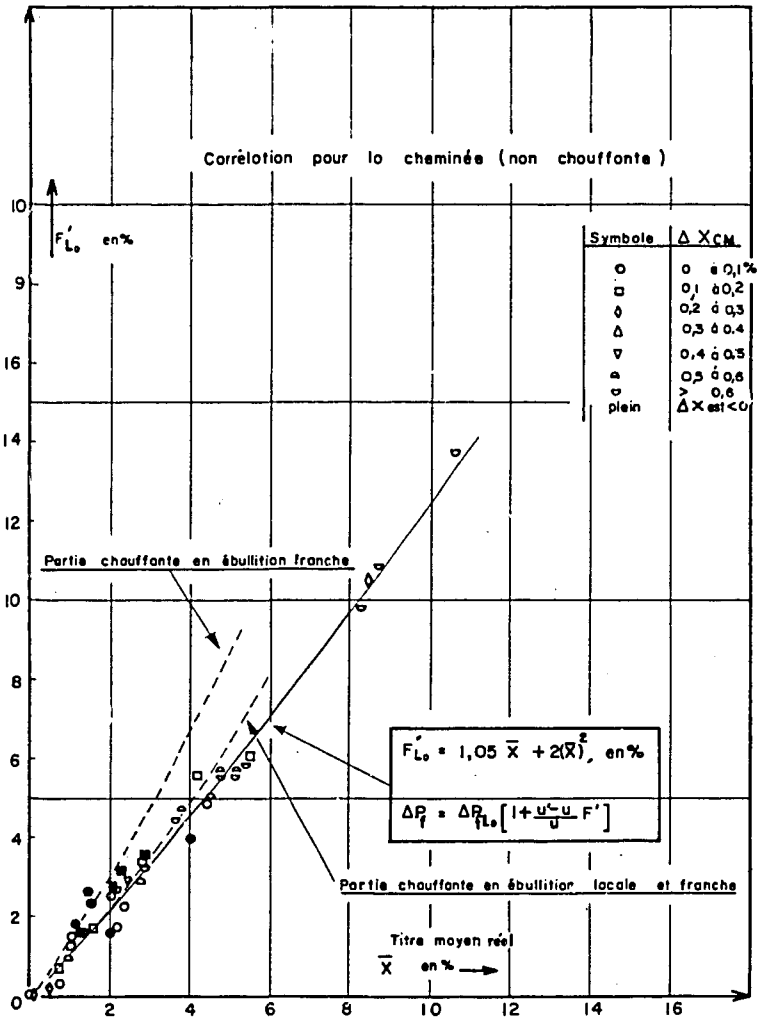
(1) On notera que l'expression choisi pour corréler F_{LO} conduit à $F_{LO} = 1$ pour $u' = u$; ce qui est nécessaire, à la limite, car la vapeur ne se distingue plus alors du liquide.



A



B



C

Figure 3 A, B, C - Perte de pression par frottement sur CF4

paramètres autres que le *titre réel* moyen $\bar{x}$, comme la vitesse, ou la puissance, ou le gradient du titre (proportionnel au paramètre Eb des figures 3 ; Eb : voir nomenclature).

Cependant il apparaît deux faits remarquables :

1/ Dans la zone d'ébullition franche, la partie chauffante donne un frottement moyen de 30 % environ plus élevé que la partie non chauffante (cheminée), à titre moyen (réel) donné.

2/ Si on groupe les zones en ébullition locale et en ébullition franche sur la portion chauffante, on trouve un frottement moyen très voisin du frottement sur la partie non chauffante (à même titre moyen).

4.4.5 - Valeur locale du paramètre de MARTINELLI-NELSON.

La valeur locale du paramètre de MARTINELLI-NELSON se note Φ^2_{LO} et vaut :

$$\Phi^2_{LO} = \frac{(dp_f/dz)}{(dp_{fLO}/dz)}$$

Les termes $\frac{dp_f}{dz}$ et $\frac{dp_{fLO}}{dz}$ sont les gradients des chutes de pression par frottement définies plus haut : ΔP_F et ΔP_{fLO}.

On démontre facilement l'identité :

$$\Phi^2_{LO} \equiv \frac{d}{dL} (F_{LO} \cdot L)$$

Par ailleurs, sauf dans le domaine de l'ébullition locale, on a le titre x qui est très sensiblement une fonction linéaire de l'abscisse.

Il en résulte que :

$$\Phi^2_{LO} \simeq \frac{d}{dx} (F_{LO} \cdot x)$$

Ce qui donne, pour x pas trop petit :

- dans la zone sans chauffage :

$$\Phi^2_{LO} = 1 + \frac{u' - u}{u} [1,05\ x + 2x^2]$$

- dans la zone en ébullition *franche, avec chauffage :*

$$\Phi^2_{LO} = 1 + \frac{u' - u}{u} [1,27\ x + 6,3\ x^2]$$

Nous avons représenté, sur la figure n° 4 ci-après, les deux corrélations obtenues, ainsi que la corrélation de MARTINELLI-NELSON, à titre de comparaison.

4.4.6 - Relation entre le frottement et la fraction de vide.

Il est utile au point de vue théorique (voir le chapitre III) d'exprimer la perte de pression par frottement en fonction de la fraction de vide (ou de la densité).

La corrélation entre le paramètre Φ^2_{LO} et le titre x peut se transposer si on connaît la relation existant entre le titre x et la fraction de vide.

Nous avons admis (voir paragraphe 4.4.2) que la corrélation d'ARMAND :

$$\alpha = K \frac{u' x}{u' x + u (1 - x)}$$

était valable.

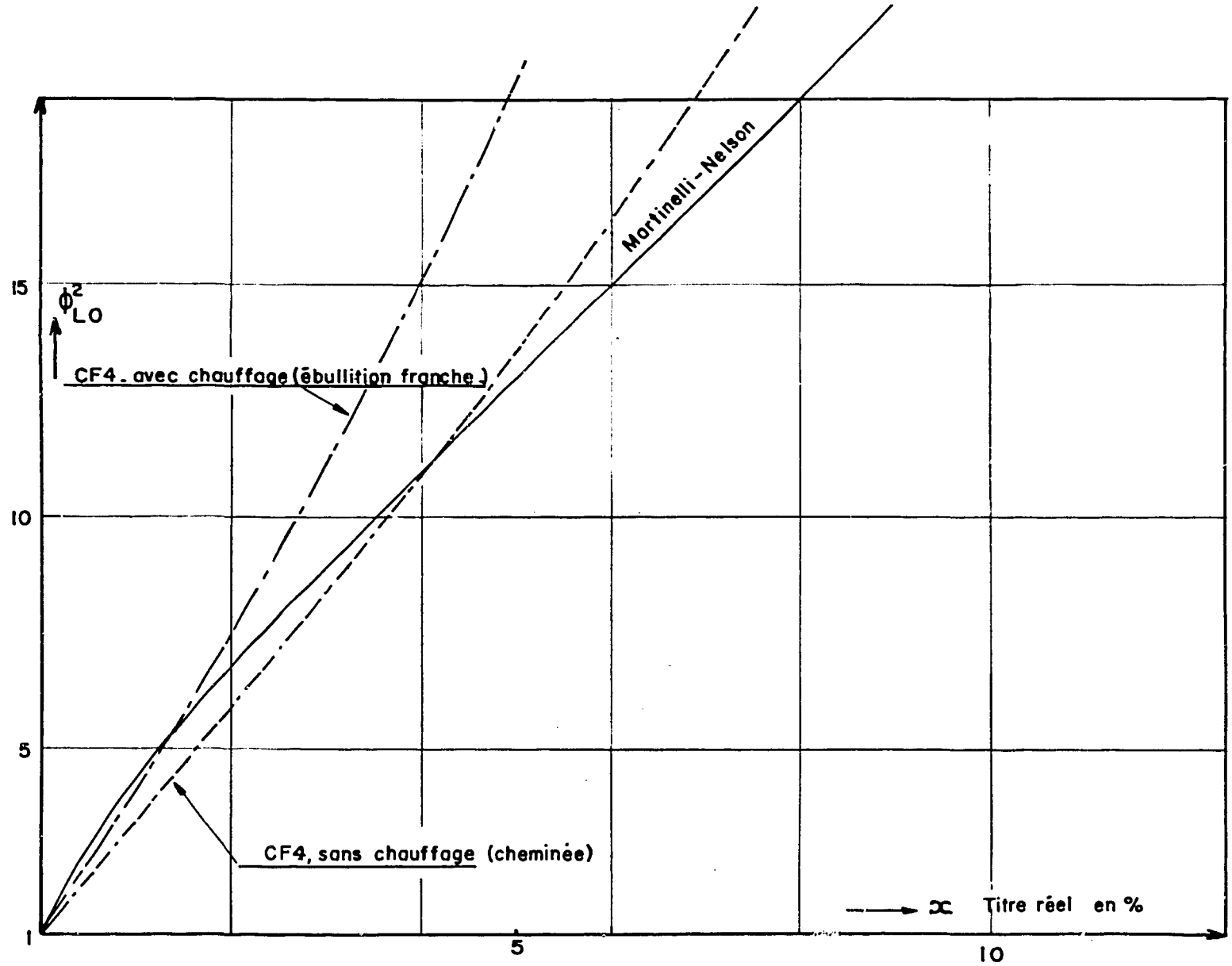


Figure 4 - Gradient local de la perte de pression par frottement sur CF4

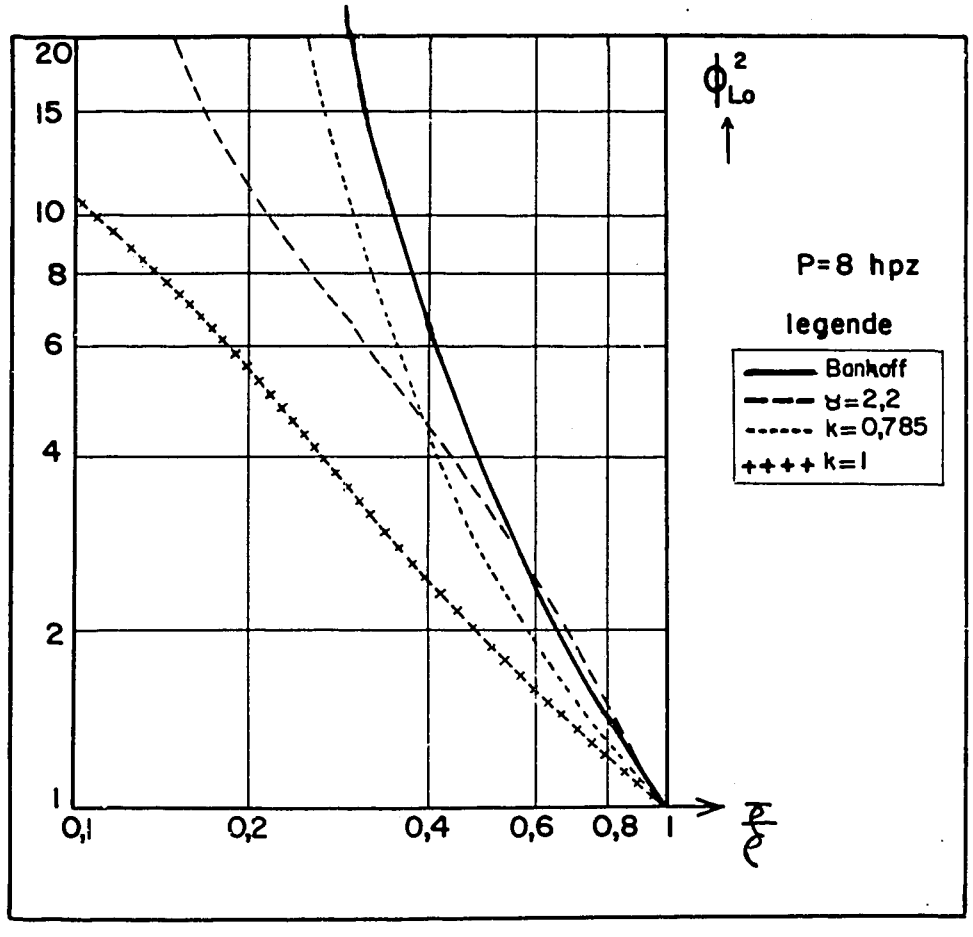


Figure 5 - Corrélation entre frottement et densité moyenne sur CF4

La fonction Φ_{Lo}^2 de la densité, qu'on obtient pour la zone sans chauffage, a été tracée sur la figure n° 5 ci-contre. A titre de comparaison, nous avons tracé sur ce graphique les courbes obtenues en supposant le glissement égal à 1, égal à 2,2 (valeur expérimentale moyenne pour la pression de nos essais), et la valeur de Φ_{Lo}^2 calculée d'après le modèle de BANKOFF [30].

4.5 - CALCUL DES CARACTERISTIQUES HYDRAULIQUES INTERNES -

Nous avons vu que la charge piézométrique, imposée au canal à ébullition, est un paramètre de fonctionnement important.

Si on représente, *en régime permanent*, l'évolution de la chute de pression le long d'un canal à ébullition, en fonction de la vitesse massique à l'entrée et en supposant fixées les autres variables de fonctionnement (charge thermique. température et pression à l'entrée), on obtient une courbe caractéristique, dite caractéristique hydraulique(1) dont l'allure est représentée sur la figure ci-dessous (n° 6).

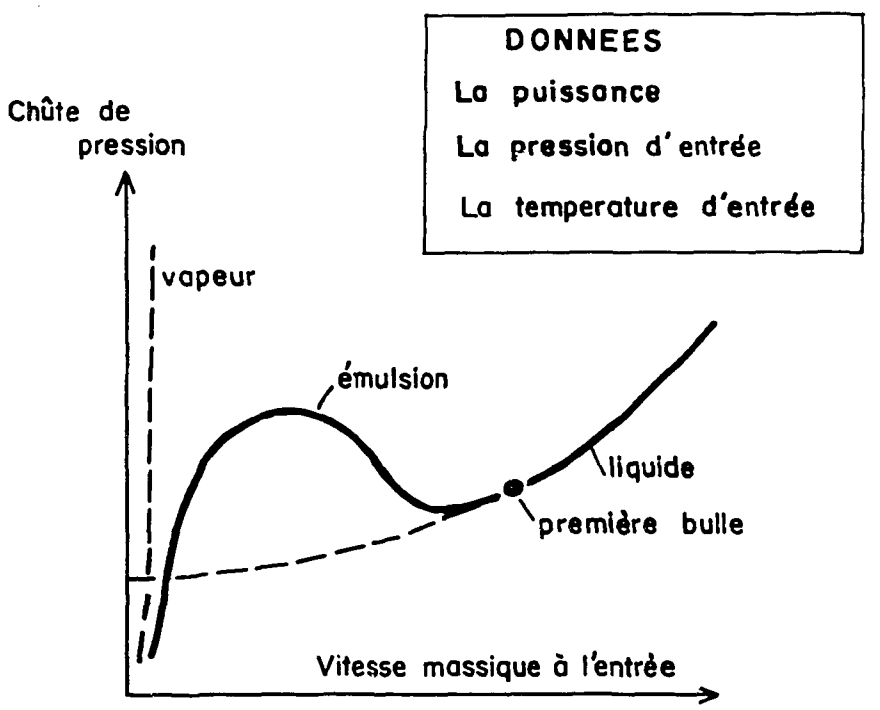


Figure 6 - Courbe en S d'un canal à ébullition

4.5.1 - Intérêt des courbes en S.

Le réseau des courbes obtenues en variant la charge thermique et la température d'entrée caractérise le fonctionnement du canal à ébullition, en régime permanent. Il permet en particulier de passer de la variable ΔP (charge piézométrique) à la variable G_E (vitesse massique d'entrée) et de transposer les résultats d'un système de variables descriptives à un autre plus fondamental.

4.5.1.1 - Interprétation de la redistribution de débit.

Ce réseau permet d'expliquer dans le cas d'un canal équipé d'un by-pass le phénomène dit de redistribution du débit (flow excursion).

Le tracé de l'évolution du débit, lorsque par exemple la charge thermique croît, les autres conditions étant fixées (charge piézométrique en particulier) peut s'effectuer à partir des courbes en S. La figure n° 7, ci-dessous, montre que l'évolution ABCD est tout à fait analogue à ce qui se produit sur la courbe de NUKIYAMA (surchauffe de paroi en fonction de la charge thermique) après passage du flux de crise (évolution A' B' C' D').

Par ailleurs, l'étude expérimentale de l'instabilité oscillatoire a montré que les oscillations pouvaient apparaître avant ou après la redistribution.

Puisqu'il y a *discontinuité* de fonctionnement lorsqu'on redistribue, il peut être intéressant de distinguer les deux modes d'apparition des oscillations (oscillations préalables, ou non, à une redistribution).

---

(1) On dit plus rapidement : courbe en S.

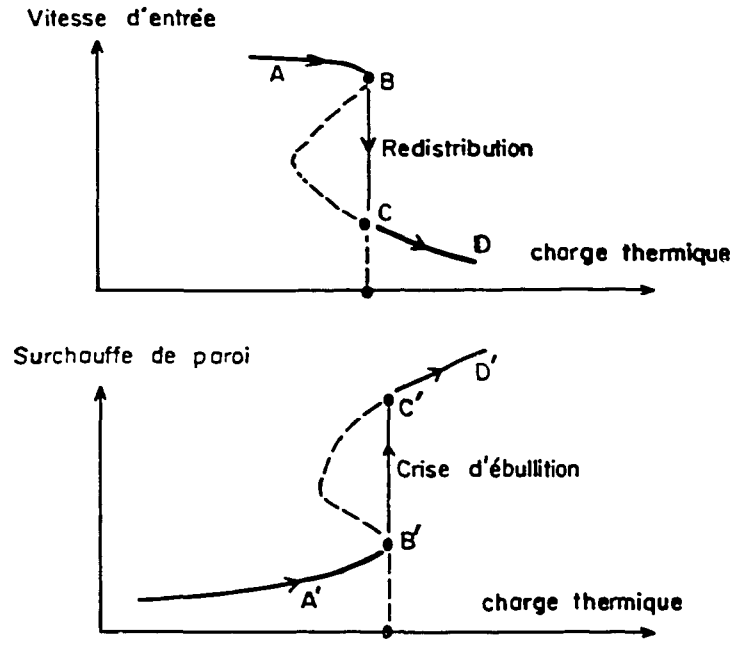


Figure 7 - Redistribution du débit et crise d'ébullition

4.5.1.2 - Explication du phénomène de redistribution alternée.

Nous avons rencontré au cours de nos essais des phénomènes de redistribution où le débit décroissait puis recroissait alternativement, par paliers de plusieurs secondes et sans périodicité visible (redistributions dites alternées).

L'interprétation est immédiate à partir des courbes en S. Il suffit d'admettre que la courbe en S a une tangente d'inflexion horizontale au voisinage de ces points. La figure n° 8 ci-dessous montre alors que la moindre fluctuation de puissance (ou de sous-saturation) va faire évoluer le débit de A à B, reproduisant le phénomène de redistribution alternée.

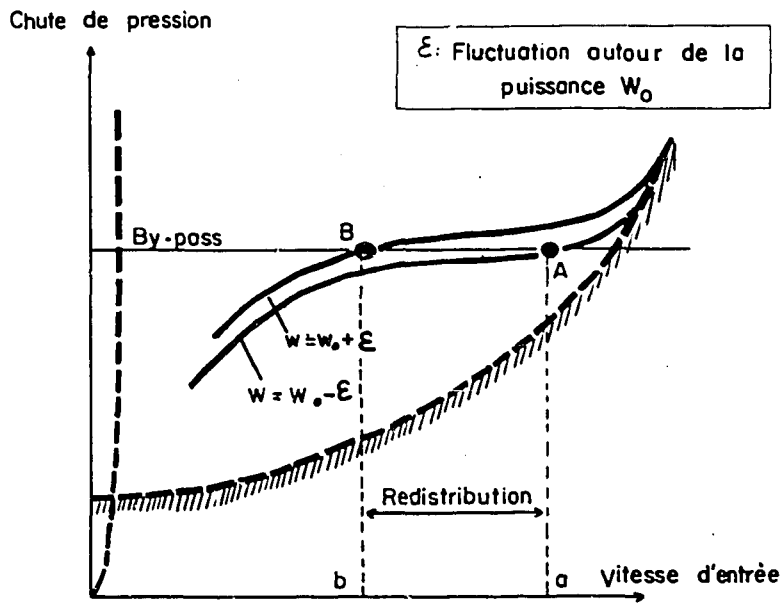
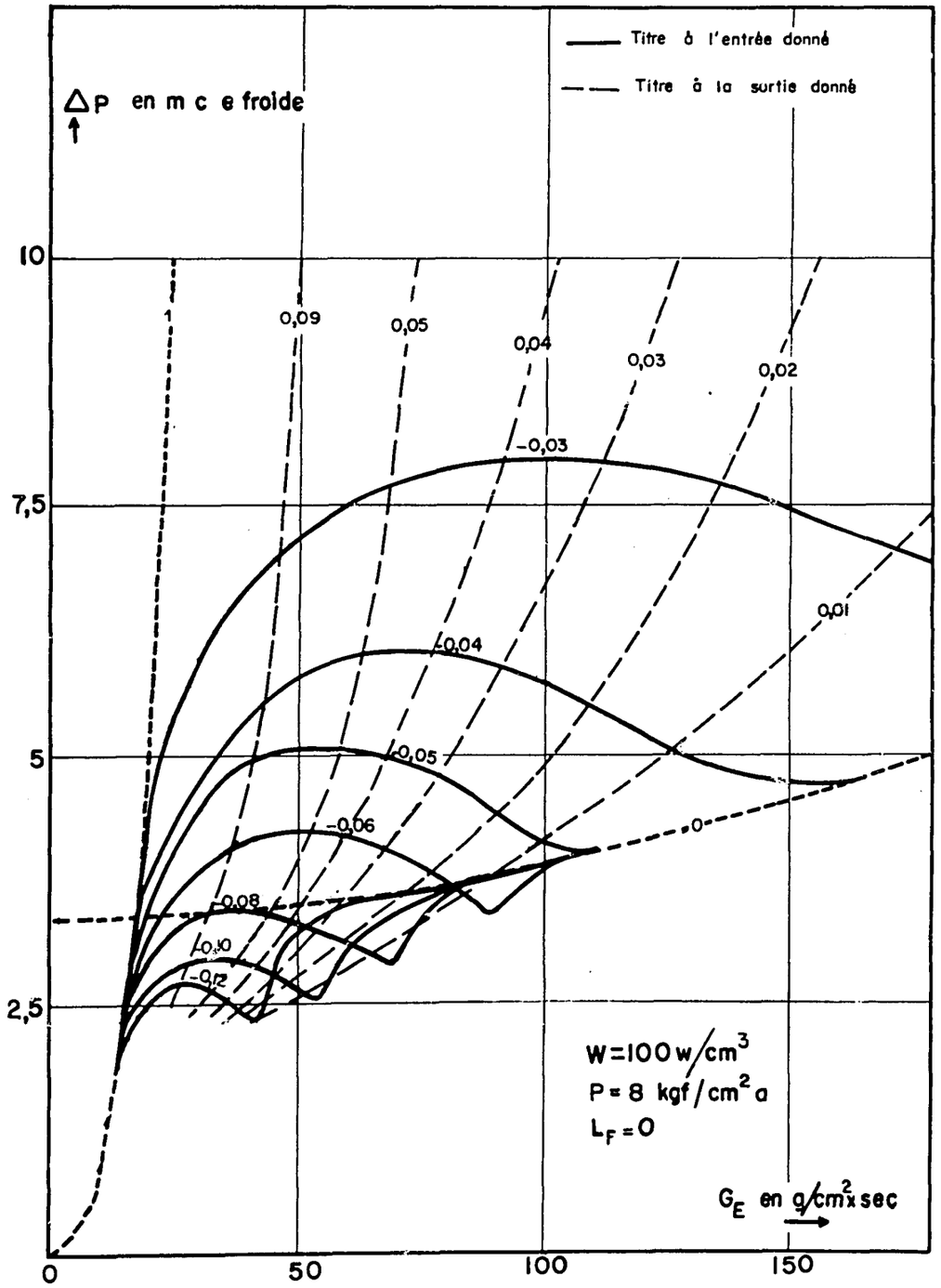


Figure 8 - Redistribution alternée

Le calcul et le tracé des courbes en S nous a donc paru indispensable. Il a été effectué pour 2 valeurs de la puissance spécifique, sur les figures n° 9A, 9B qui suivent.

Nous allons maintenant aborder l'étude expérimentale des instabilités, proprement dite.



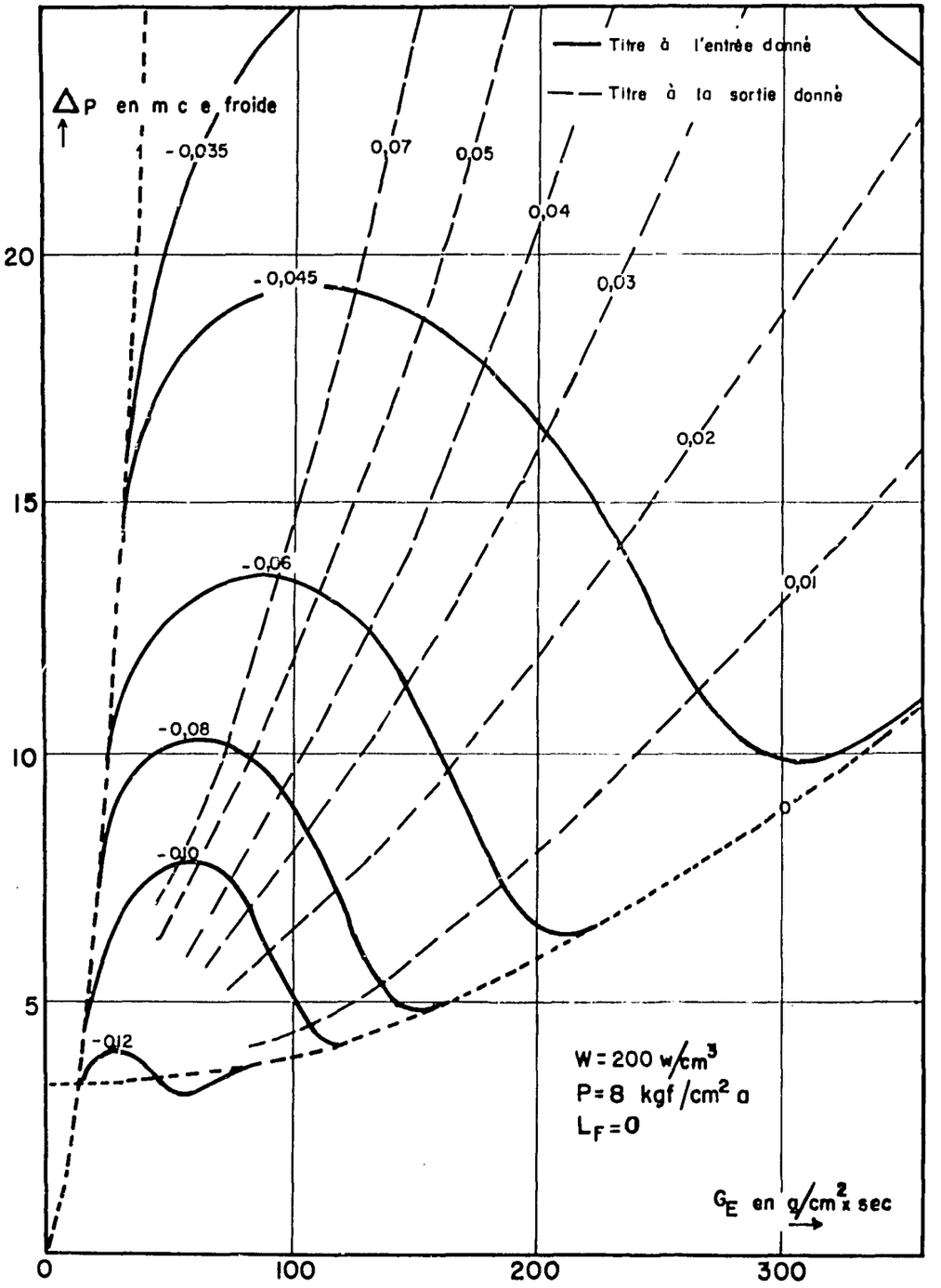


Figure 9 A, B - Courbes en S de CF4

CHAPITRE V

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES FRONTIÈRES DE L'INSTABILITÉ HYDRODYNAMIQUE

La prévision des frontières d'apparition de l'oscillation hydrodynamique est d'un intérêt primordial pour la conception des réacteurs nucléaires à ébullition. L'instabilité hydrodynamique rend le fonctionnement du réacteur dangereux ou même impossible ; elle entraîne par conséquent une limitation de la puissance qui peut grever le prix de l'énergie produite, et qu'il est donc important de bien connaître.

Au point de vue fondamental la position de la frontière d'apparition de l'instabilité en fonction des divers paramètres intervenant, (ainsi d'ailleurs que la valeur de la période au seuil de l'oscillation) seront des critères pour vérifier la validité des modèles théoriques visant à expliquer (mécanismes) ou à formuler les phénomènes.

Les précédents chapitres nous ont permis de dégager les paramètres clés et les principales lois élémentaires jouant un rôle.

Nous allons maintenant donner les résultats obtenus dans la détermination expérimentale des frontières de l'instabilité hydrodynamique. Le chapitre sera divisé en huit paragraphes étudiant successivement :

1/ les caractères généraux des frontières de l'instabilité

2/ l'influence des divers paramètres de réglage

3/ la continuité entre le fonctionnement en convection naturelle et le fonctionnement en convection forcée

4/ le rôle du freinage "externe" (voir paragraphe 2.1.1.2) à l'entrée du canal

5/ l'influence de la longueur de la cheminée

6/ le rôle joué par la paroi dans certains cas

7/ le cas du canal horizontal

8/ et enfin un dernier paragraphe relatera divers essais rapides destinés à évaluer l'effet de certains phénomènes parasites.

5.1 - CARACTERES GENERAUX DES FRONTIERES DE L'INSTABILITE -

L'instabilité peut être obtenue par des procédés divers :

- variation de la puissance (nous verrons plus loin qu'il existe deux types de frontières pour lesquelles l'instabilité s'obtient soit par augmentation, soit par diminution de la puissance)
- variation de la température d'entrée
- variation de la pression à l'entrée (inverse de la précédente)
- variation de la charge piézométrique (donc variation de la vitesse)
- diminution du freinage hydraulique à l'entrée (donc augmentation de la vitesse).

Elle présente un certain nombre de caractères généraux que nous allons décrire.

5.1.1 - Forme oscillatoire régulière.

Dans la majorité des cas (sauf quelques essais à très faible sous-saturation), on observe une oscillation très régulière, d'amplitude et de période bien définies.

La forme des oscillations peut varier avec la valeur des paramètres de fonctionnement ou de géométrie. On y retrouve cependant les caractères communs suivants :

- très grande régularité

- forme dissymétrique des oscillations du débit ; la "montée" est plus "raide" que la "descente" (sauf quelques cas particuliers, détaillés au paragraphe 5.2.3)

- forte dissymétrie des oscillations de la perte de pression le long du canal chauffant ; la montée est beaucoup plus raide que la descente.

D'autre part, le maximum de débit est en phase avec le maximum de la perte de pression dans le canal, avec parfois un léger retard. Les minima se correspondent aussi.

- La dissymétrie des oscillations de la chute de pression le long de la cheminée est moins prononcée que celle des oscillations de la chute de pression le long du canal. La montée est moins raide que la descente.

Aux instabilités de faible amplitude, la chute de pression dans la cheminée est en opposition de phase avec la chute de pression dans le canal (somme maintenue constante par le by-pass). Aux instabilités de forte amplitude, la charge piézométrique imposée par le by-pass oscille légèrement et le maximum de la chute de pression dans la cheminée est légèrement en retard sur le minimum de la chute de pression dans le canal.

Relativement au débit, la perte de pression dans la cheminée est en retard d'une valeur approchant une demi-période pour les instabilités de forte amplitude.

Ces différents aspects sont illustrés par les figures n° 10A et 10B ci-après.

5.1.2 - Reproductibilité des frontières.

Il est important de souligner la reproductibilité du phénomène relativement aux divers paramètres de réglage.

Nous avons vu que l'instabilité s'obtenait par action soit sur la pression d'entrée, soit sur la température d'entrée, soit sur la puissance de chauffage, soit sur la charge piézométrique (donc sur la vitesse), soit sur le freinage hydraulique à l'entrée (donc encore sur la vitesse).

Nous avons constaté expérimentalement que tous ces procédés de réglage conduisent à la même position du seuil d'apparition des oscillations, lorsque les conditions sont identiques.

5.1.3 - Réversibilité, à la frontière.

Un contrôle expérimental sur plusieurs essais a montré que la frontière d'apparition des oscillations coïncidait (aux erreurs de mesure près) avec la frontière de disparition, lorsqu'on renverse le sens de variation des paramètres de réglage.

Il n'y a donc pas de phénomène de retard à l'apparition ou à la disparition des oscillations.

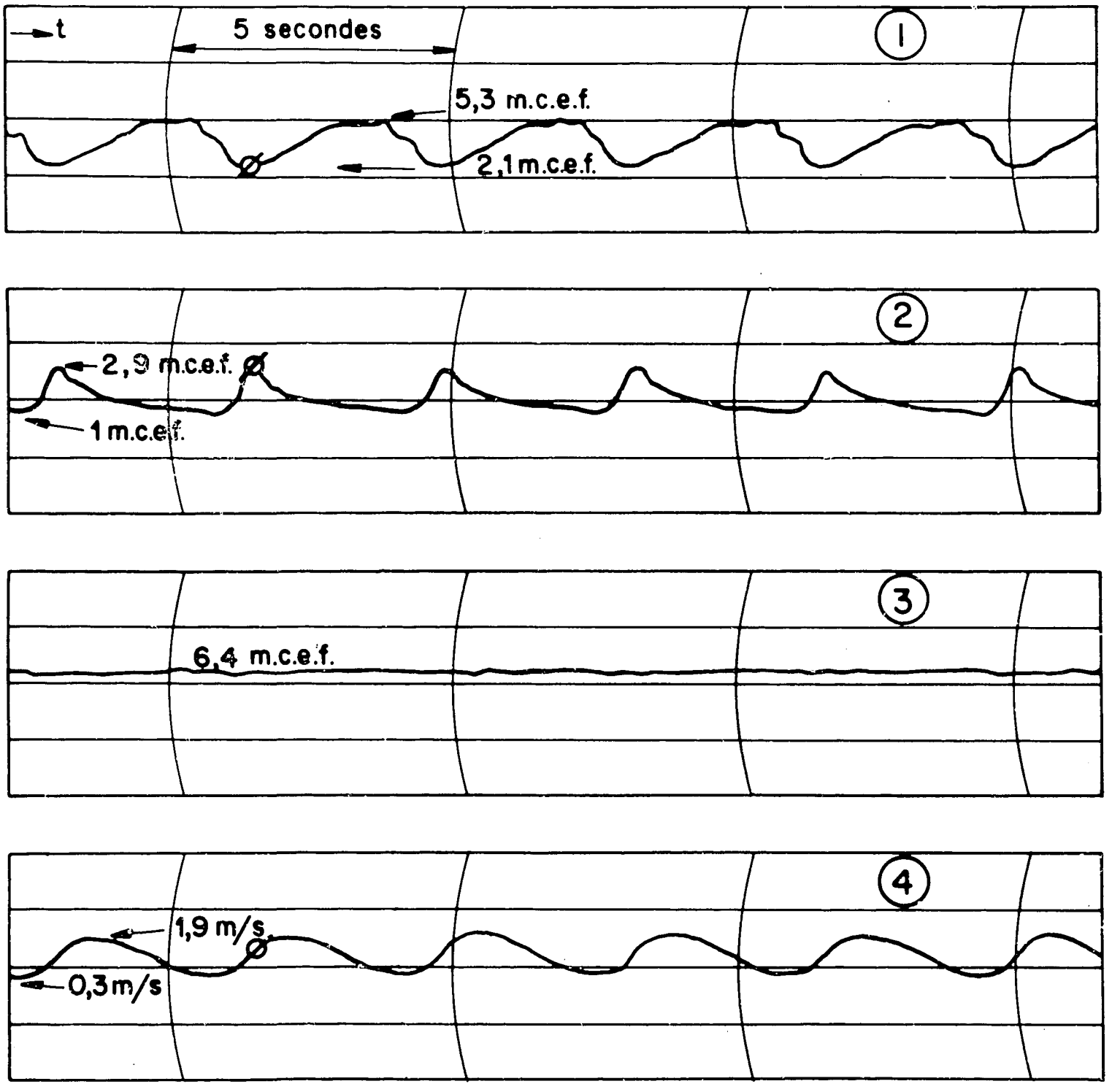
La figure n° 11 ci-après, correspondant à un essai en convection naturelle sur CF4, illustre cette réversibilité.

On notera aussi, sur cette figure, que le seuil de l'apparition des oscillations est relativement bien déterminé, sur les enregistrements.

5.2 - INFLUENCE DES DIVERS PARAMETRES DE REGLAGE -

Le fonctionnement d'un canal à ébullition, sur une boucle donnée, dépend de 4 paramètres indépendants. Il était commode dans notre cas (voir paragraphe 2.1.1.1) d'utiliser comme paramètre de réglage :

- la puissance de chauffage
- la charge piézométrique
- la température à l'entrée
- la pression moyenne.



Cheminée longue ; freinage minimum
Puissance volumique : 77 W/cm³
Période des oscillations : 3,4 sec.

① Chute de pression dans la colonne montante
② Chute de pression dans le canal
③ Chute de pression entre les extrémités du canal
④ Débit à l'entrée du canal

Figure 10 A - Oscillations sur CF4

CF 4_G11/Ø25
Essai: N° 15/4
Cheminée longue
Freinage minimum

FORMES DES OSCILLATIONS

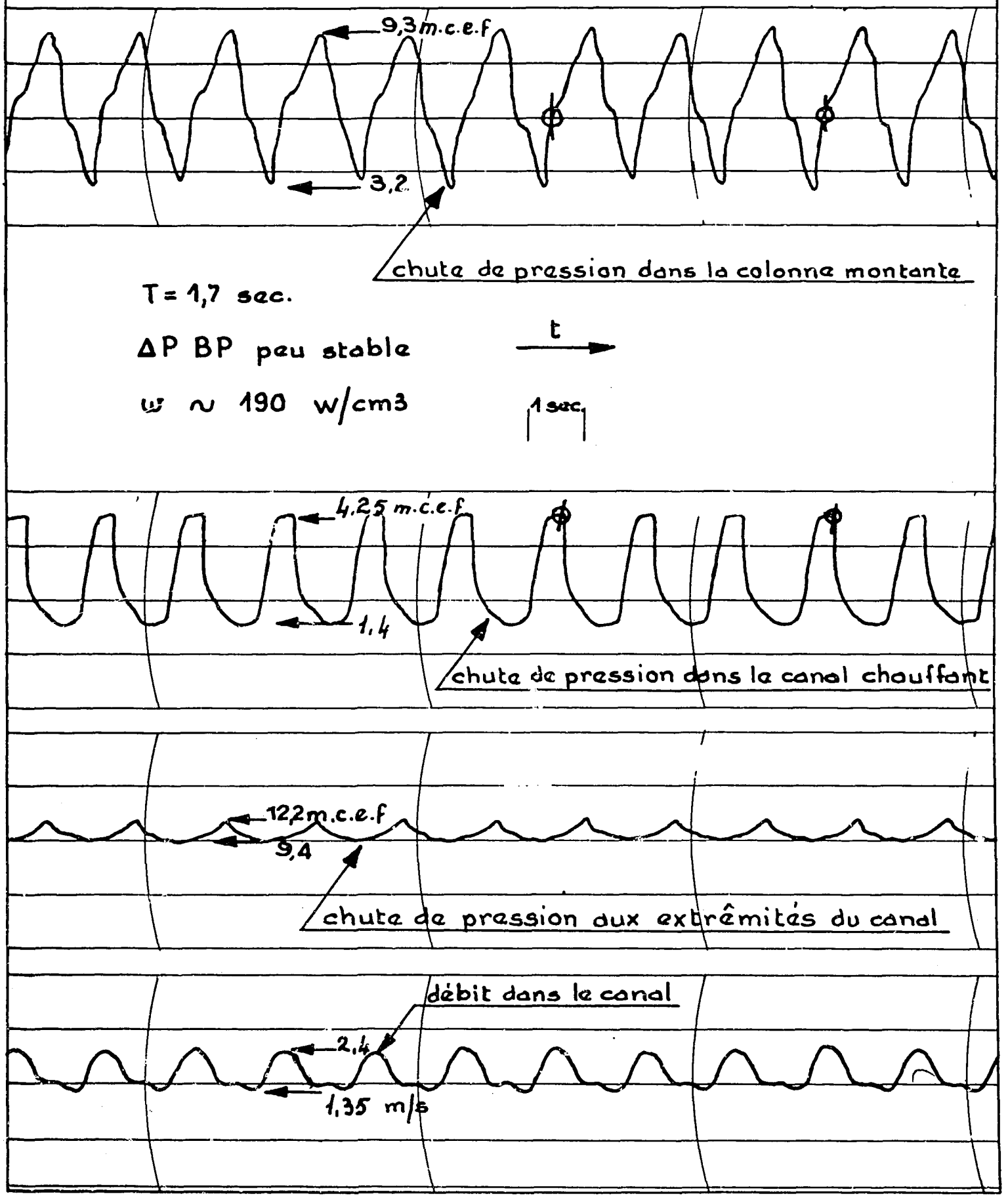


Figure 10 B - Oscillations sur CF4

CF4-G 6/1 CN Ø 3,1 ↑ Essai 13 CN/P6

2,05

Chute de pression dans la cheminée — 0,2 mcef/mm

ω_o = 100 W/cm³
PE = 8,68 kgf/cm² ab.
ΔE = 63,8 °C
ΔPBP = 6,08 mcef

Débit à l'entrée

0

0,1 mcef/mm

Chute de pression dans le canal chauffant

1,40

0,04 mcef/mm

1cm

temps → 5 sec.

Charge piezométrique

6,4

0,25 mcef/mm

Reversibilité des seuils en CN (par variation de ω)

Clt nº G 547

15-3-1963

Figure 11 - Réversibilité des seuils

Nos essais ont été effectués à pression constante, voisine de 8 ata sur CF4, à la pression atmosphérique sur CENDRILLON.

Cependant nous avons vu que la représentation de nos résultats devait se faire à l'aide des variables adimensionnelles suivantes (voir la nomenclature en fin du texte et le paragraphe 2.2.3).

$$w^+ = w \frac{u' - u}{i' - i} \sqrt{\frac{D}{g}}$$

$$t_b^+ = \frac{i - i_E}{i' - i} \frac{u' - u}{u}$$

$$h^+ = \frac{\Delta P}{\rho_E g D} - \frac{H}{D}$$

Les valeurs obtenues sont alors valables (de façon approchée) en similitude géométrique et quelles que soient la pression et la nature du fluide.

On a donc représenté, pour les différentes configurations essayées, l'évolution de la puissance spécifique w (et de sa valeur réduite w^+) en fonction du degré de sous-saturation à l'entrée Δ_E (et de sa valeur réduite t_b^+) à la frontière d'apparition des oscillations ; la charge piézométrique additionnelle h (et sa valeur réduite h^+) est fixée sur une courbe donnée. Chaque figure correspondant à une géométrie déterminée.

Les données géométriques sont rassemblées en annexe, tableau n° 3 ; dans tous les cas, la paroi chauffante était quasi lisse, et la puissance de chauffage était uniforme et constante.

5.2.1 - Essais sur la boucle CF4.

a) *Données expérimentales.*

Le canal était de section circulaire Ø 6 mm, vertical à écoulement ascentant.

Les essais ont été effectués dans les cas suivants :

1/ cheminée de longueur maximale (4,05 m) et freinage hydraulique à l'entrée minimal (équivalent à 0,92 m de canal)

2/ cheminée de longueur maximale, freinage hydraulique moyen (4,10 m)

3/ cheminée de longueur maximale, freinage hydraulique maximal (13,5 m)

4/ cheminée de longueur minimale (1,6 m) freinage hydraulique à l'entrée minimal (0,92 m).

Pour l'ensemble des essais, la pression a été fixée aux environs de 8 Kgf/cm² absolus.

L'eau utilisée était bipermutée (résistivité mesurée à froid : 0,3 à 0,5 MΩ x cm) et partiellement dégazée (teneur en O_2 dissous : 150 à 200 γ/l).

Les intervalles de variation des principaux paramètres sont :

- puissance spécifique : w = 50 à 200 W/cm³
- charge thermique : Φ = 8 à 30 W/cm²
- hauteur de charge : h = 0 à 10 m c.e.f (additionnelle)
- titre à la sortie : x_s = 0 à 10 %
- vitesse massique à l'entrée : G_E = 50 à 200 g/cm² x s

b) *Résultats.*

Les résultats numériques sont consignés dans les tableaux n° 5 en annexe.

Sauf quelques rares exceptions, sur lesquelles nous reviendrons (paragraphe 5.2.3), l'instabilité s'obtient :

- par augmentation de la puissance de chauffage
- par diminution du degré de sous-saturation à l'entrée (augmentation de la température ou diminution de la pression).

- par diminution de la charge piézométrique
- par diminution du freinage hydraulique à l'entrée.

On constate que la forme des frontières est relativement simple (quasi linéaire, sauf aux très faibles sous-saturations) dans le plan puissance - sous-saturation, à charge piézométrique donnée. Voir les figures n° 12 A, B, C, D ci-après.

De plus, la pente des courbes, donc la sensibilité au degré de sous-saturation (c'est-à-dire la diminution de puissance nécessaire pour retrouver la stabilité, à charge piézométrique fixée, si on diminue le degré de sous-saturation d'une valeur donnée) *décroît*, lorsque la charge piézométrique diminue.

Aux fortes charges piézométriques, l'influence de la hauteur de charge (h) est de moins en moins forte, sur la position de la frontière.

Aux fortes puissances, il apparaît dans certains cas une discontinuité des frontières à charge piézométrique donnée (voir figure 12 B en particulier).

5.2.2 - Essais sur la boucle CENDRILLON

Les essais ont été réalisés en convection naturelle et en convection forcée avec by-pass.

a) *Données expérimentales.*

Six configurations ont été essayées :

1/ cheminée courte, sans gaine froide à sa partie supérieure, en convection naturelle

2/ cheminée courte, avec gaine froide, en convection naturelle

3/ cheminée courte, en convection forcée avec by-pass(1)

4/ cheminée longue, sans gaine froide, en convection naturelle

5/ cheminée longue, avec gaine froide, en convection naturelle

6/ cheminée longue, en convection forcée avec by-pass.

On opère à la pression atmosphérique, en eau bipermutée et non dégazée.

Les lois du frottement en phase liquide sont pour des vitesses de l'ordre de 10 cm/sec (domaine utile) de la forme :

$$\Delta P_f = 60,5\ V_E^{1,84},\ \text{pour le circuit complet (by-pass fermé)}$$

$$\Delta P_f = 14,5\ V_E^{1,95},\ \text{pour le canal entre by-pass}$$

avec :

ΔP_f : perte de pression en m colonne fluide,

V_E : vitesse à l'entrée du canal chauffant, en m/s.

b) *Résultats.*

Voir figures n° 13 A, B, C, D ci-après.

Les configurations n° 2 et 3 (cheminée courte avec gaine froide, en convection naturelle, et cheminée courte en convection forcée) n'ont pas donné d'oscillation dans l'intervalle expérimental étudié (5 à 25 W/cm³).

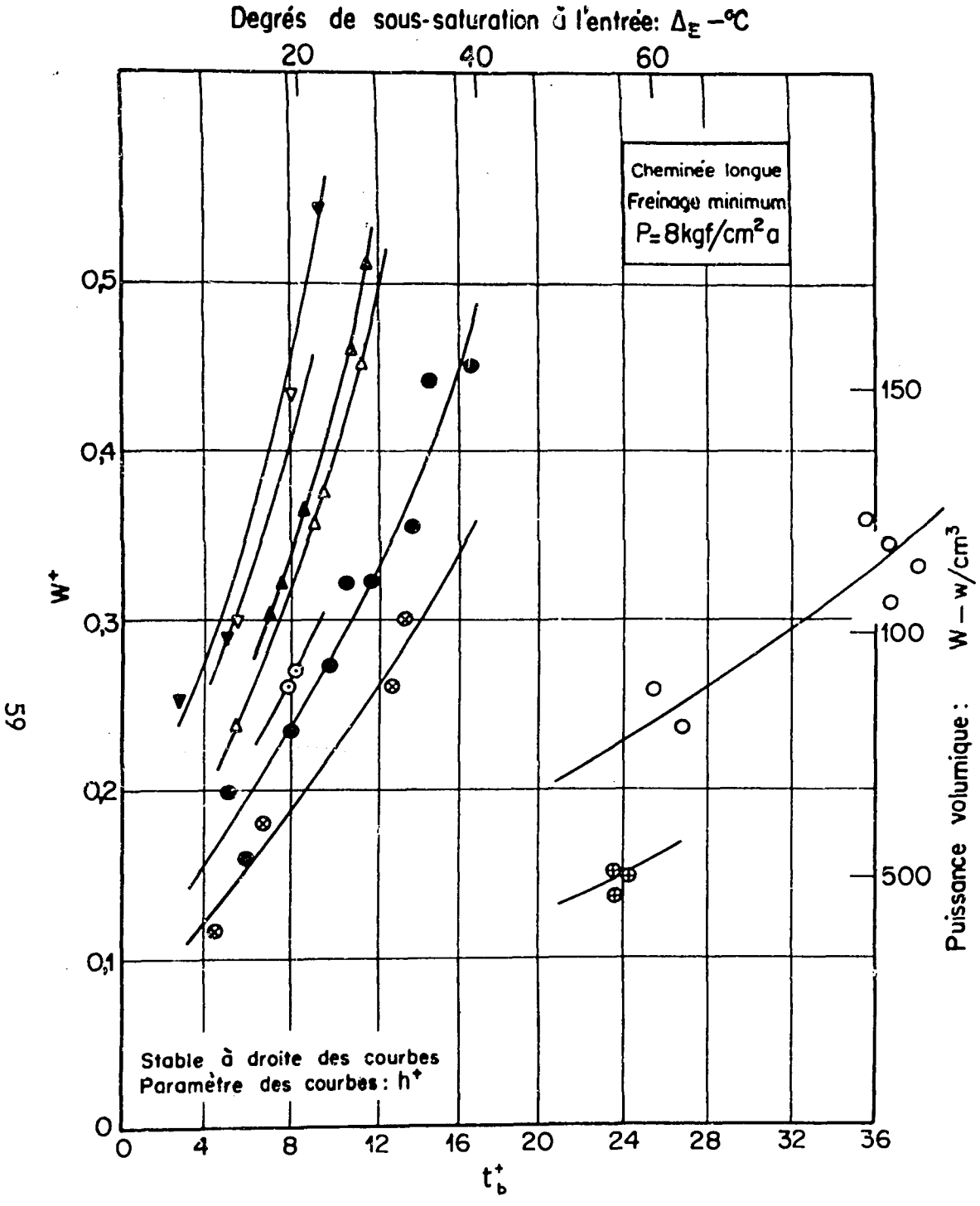
Dans les autres cas, il *existe deux frontières pour une géométrie donnée*. L'instabilité se trouve entre les deux frontières ; si par exemple, à puissance donnée, on augmente progressivement la température d'entrée, l'oscillation apparaît, s'établit, puis redisparaît lorsque la sous-saturation à l'entrée devient très faible. L'évolution est analogue si on augmente la puissance à température donnée.

Les deux frontières semblent converger vers la région des faibles puissances.

La deuxième frontière est parfois assez mal définie.

---

(1) La gaine froide, située en aval du by-pass n'a alors pas d'influence.



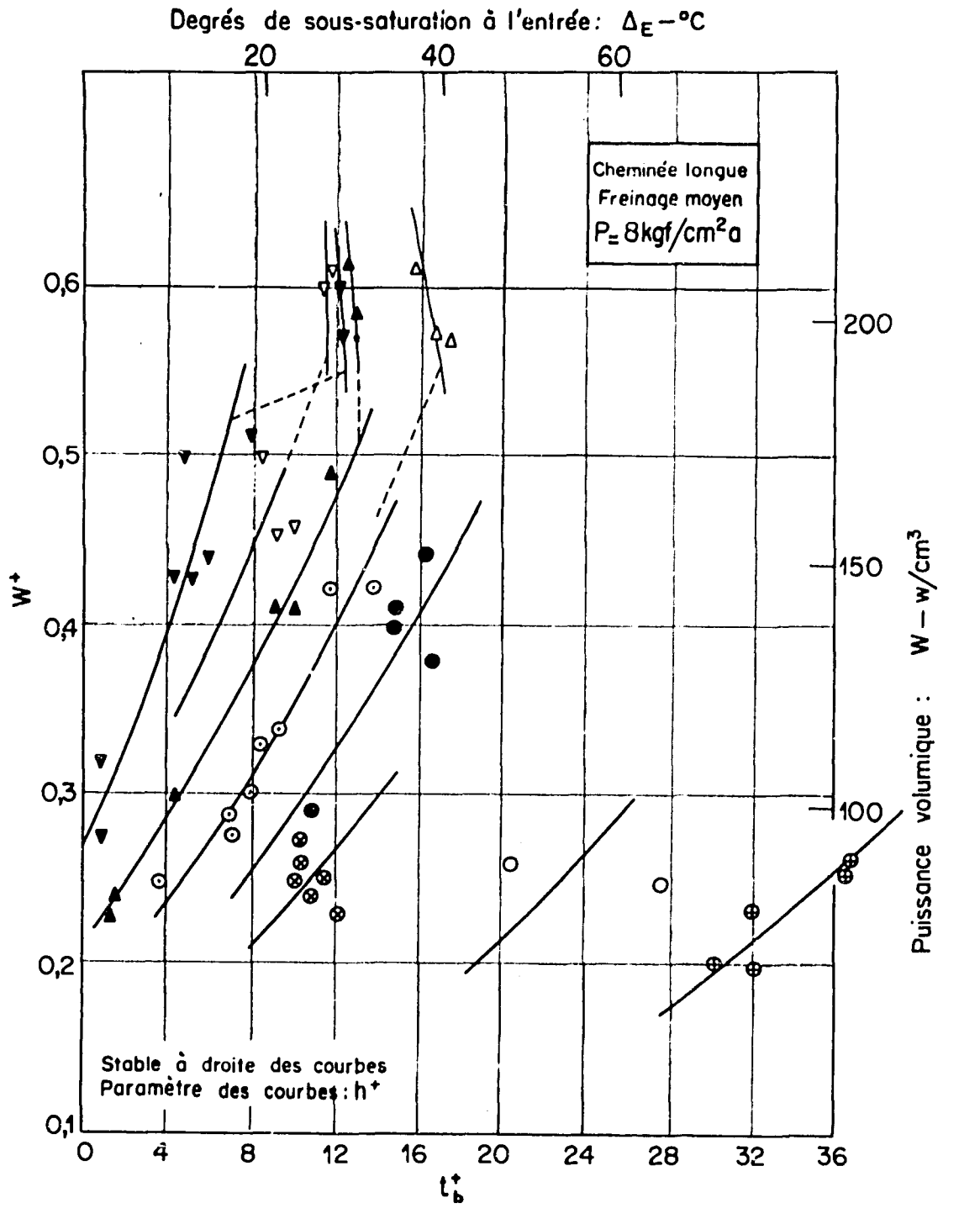
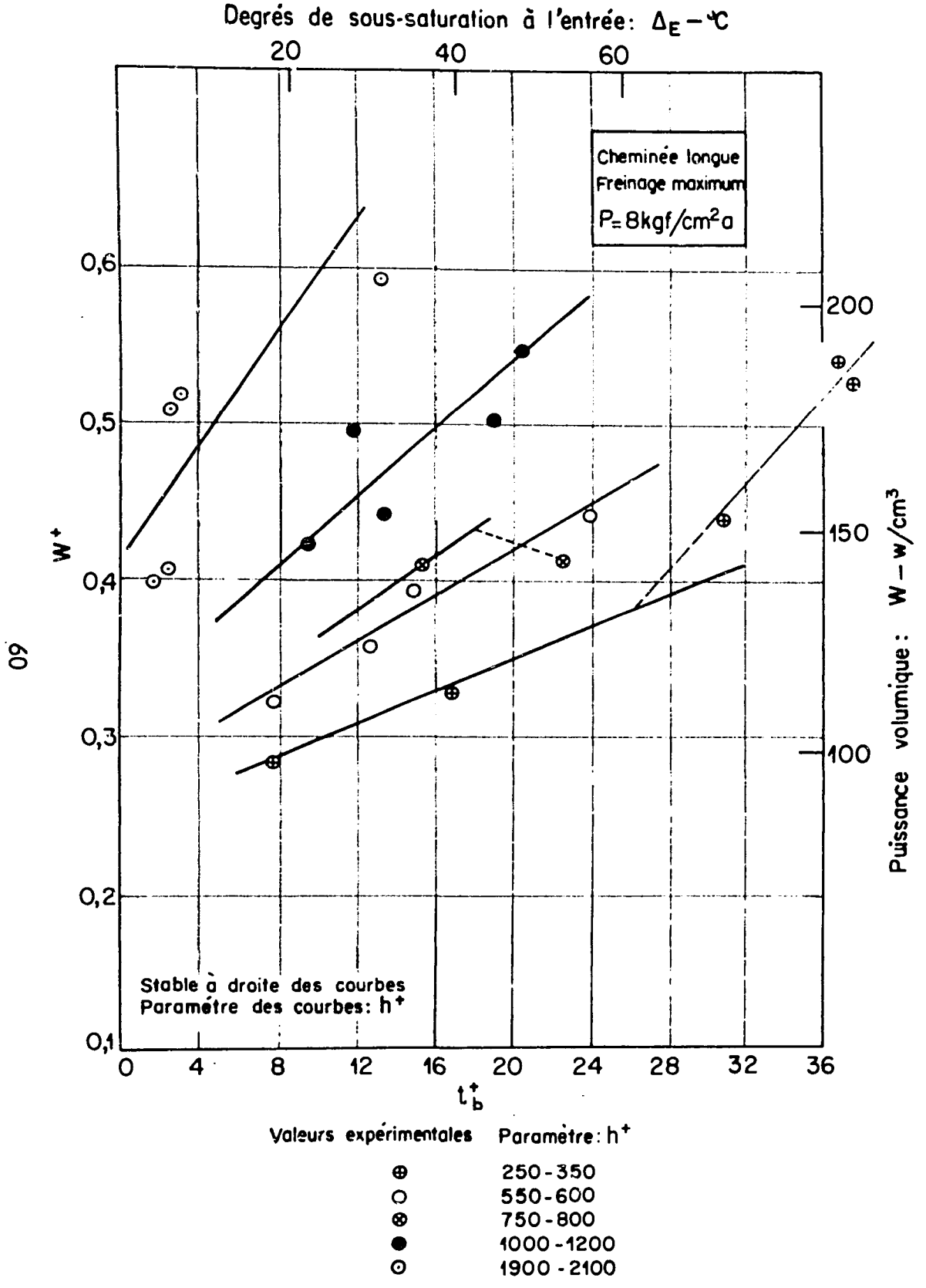


Figure 12 A, B - Frontières d'instabilité sur CF4



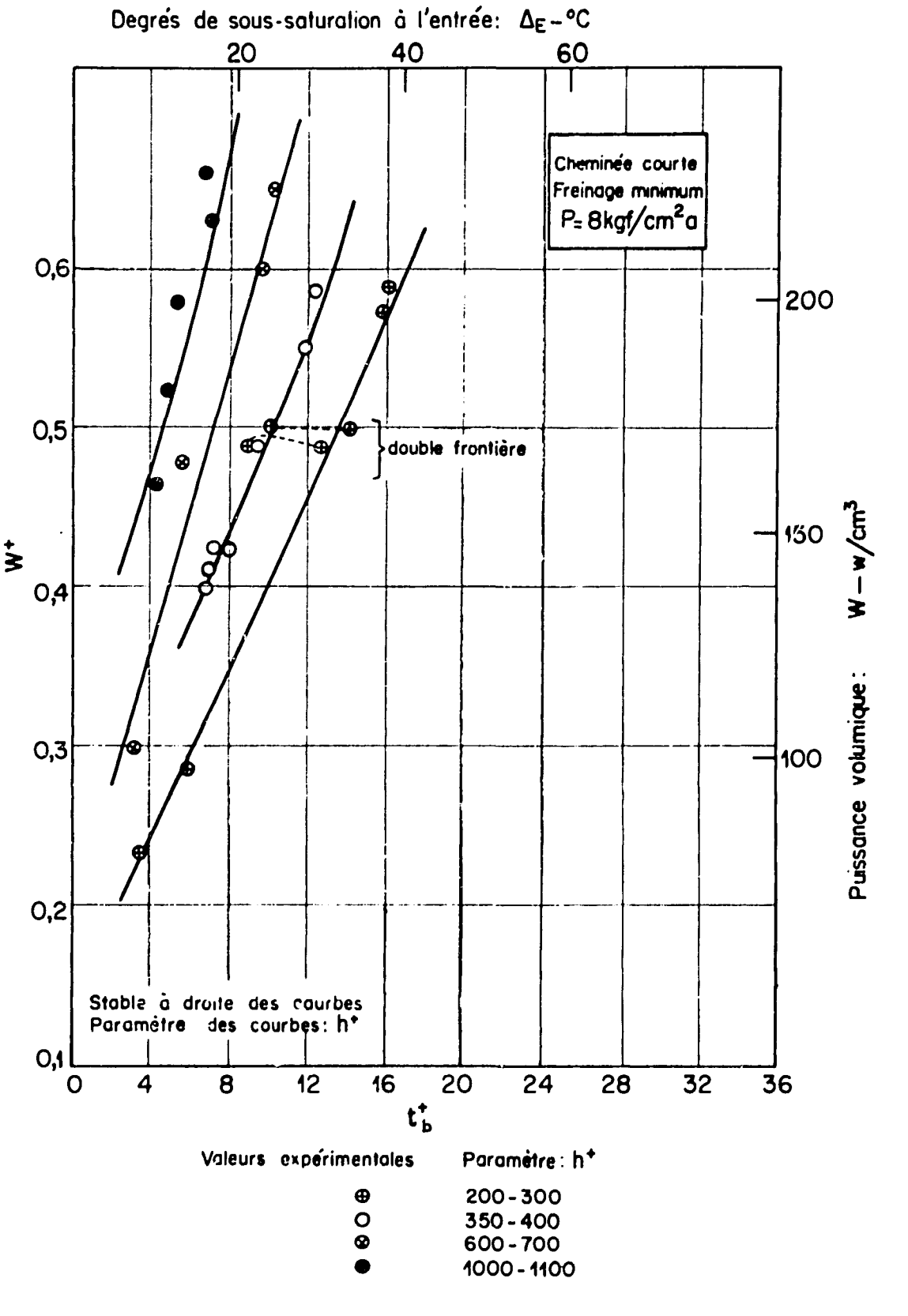
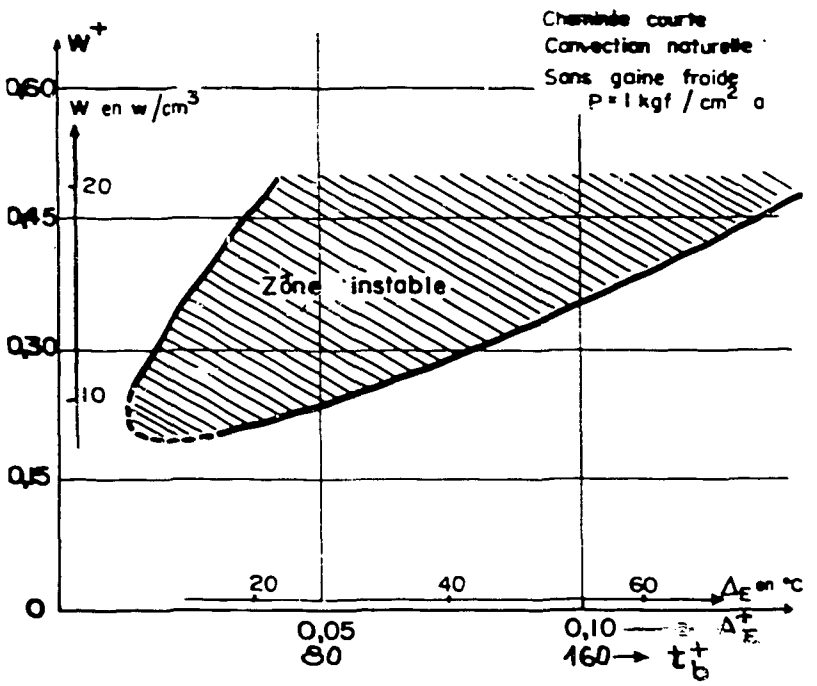
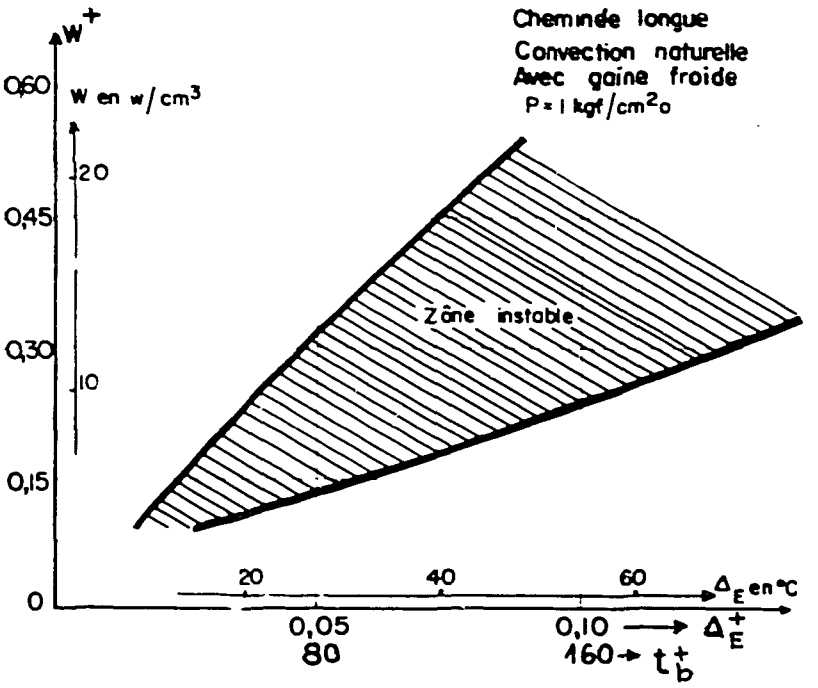


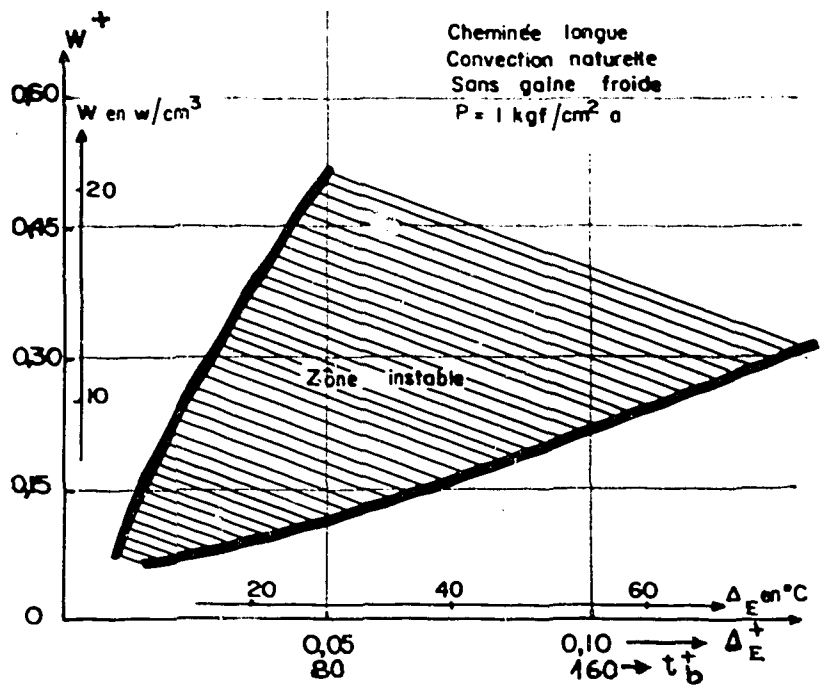
Figure 12 C, D - Frontières d'instabilité sur CF4



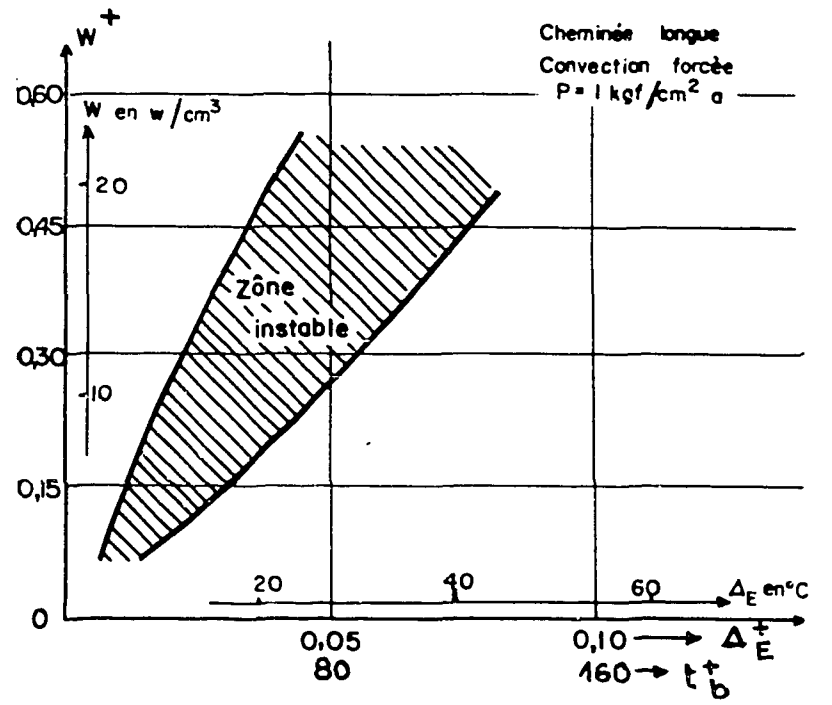
(Configuration nº 1)



(Configuration nº 5)



(configuration nº 4)



(Configuration nº 6)

Figure 13 A, B, C, D - Frontières d'instabilité sur CENDRILLON

En effet, les mesures y sont très fluctuantes. Cependant l'aspect de l'écoulement ne fait plus apparaître de périodicité dans le temps ; la valeur moyenne ainsi que l'amplitude des fluctuations des paramètres caractéristiques (comme le débit et les pertes de pression) sont nettement différentes de celles des régimes oscillatoires qui précèdent.

5.2.3 - Existence des frontières multiples sur la boucle CF4.

Sur la boucle CENDRILLON, toutes les configurations essayées ont montré l'existence de deux frontières limitant la zone d'oscillations, en fonction des variables de fonctionnement. Nous n'avons généralement décelé qu'une seule frontière sur la boucle CF4.

Cependant, dans la région des faibles charges piézométriques, nous avons rencontré sur cette dernière boucle quelques cas où la zone d'instabilité était limitée par *trois* frontières.

Si, à puissance et charge piézométrique données, on diminue progressivement la sous-saturation à l'entrée, on constate successivement :

- l'apparition d'une oscillation avec recondensation complète de la vapeur dans la cheminée (première frontière) ;

- une déformation importante puis la disparition de l'oscillation (deuxième frontière). La figure n° 14 ci-après montre nettement cette déformation.

A cette deuxième frontière, il y a toujours recondensation complète de la vapeur avant la sortie de la cheminée ;

- l'apparition d'un régime stable fluctuant, pour lequel on voit la vapeur sortir de la cheminée ;

- l'apparition d'une oscillation très ample (troisième frontière).

Il y a donc dans le plan puissance - température une première zone où le régime est oscillatoire, suivie d'une zone stable, où la vapeur apparaît à la sortie de la cheminée, et enfin réapparition de l'instabilité (si on continue à augmenter la température, la période se raccourcit, l'oscillation devient de plus en plus violente et on peut arriver au burn-out).

Le fait que la vapeur n'apparaît pas hors de la cheminée, dans la première zone d'instabilité, suggère que le phénomène peut être lié à une variation (par recondensation) de la longueur en double phase occupant la cheminée.

La région stable comprise entre la deuxième et la troisième frontière semble très étroite.

La figure n° 15 ci-après donne une idée de la largeur de ces diverses zones, à puissance donnée.

Un fait remarquable est que nous n'avons trouvé ces trois frontières que dans une zone étroite de charges piézométriques.

On constate cependant dans d'autre cas (à charge piézométrique assez faible), une déformation des oscillations analogue à celle constatée dans la 1ère bande instable, mais l'oscillation prend la forme obtenue après la 3ème frontière, sans passer par une zone stable.

5.2.4 - Valeur du titre à la sortie, sur les frontières d'instabilité.

Le titre à la sortie du canal est un paramètre très important pour le projeteur. Il conditionne en effet le débit de vapeur haute pression dans le réacteur ; mais surtout il détermine la densité moyenne de l'émulsion dans le coeur du réacteur, donc la réactivité neutronique.

Malheureusement la valeur du titre est très sensible aux erreurs de mesures et les corrélations obtenues avec le titre sont en général très dispersées. On procède donc indirectement : la corrélation est obtenue à partir de paramètres moins "sensibles" (aux erreurs de mesure) puis est transposée, s'il y a lieu, en faisant un changement de variables ; on ne gagne naturellement pas en précision avec cette méthode, mais la corrélation est plus facile et se présente mieux.

Une étude expérimentale due à A. L. BLUBAUGH et E. R. QUANDT [9] a montré que le titre de sortie, sur la frontière d'apparition des oscillations, ne dépend en première approximation que de la pression et du degré de sous-saturation à l'entrée du canal. Il n'y a pas d'effet systématique de la charge piézométrique, donc de la vitesse (à géométrie donnée, freinage à l'entrée compris).

On retrouve dans nos résultats sur CF4 (voir tableaux n° 5 A, B, C, D, E, F, G, H en annexe) une tendance analogue, mais avec une dispersion très importante.

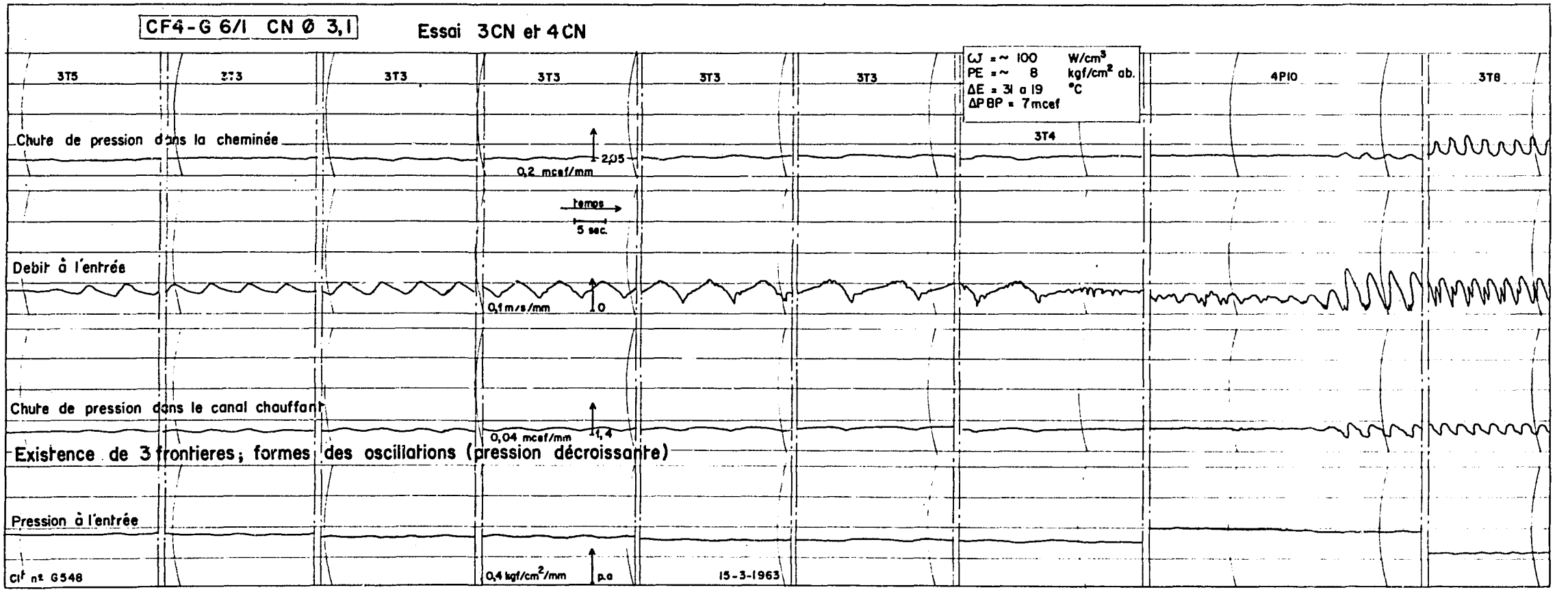


Figure 14 - Frontières multiples sur la boucle CF4 - Enregistrements

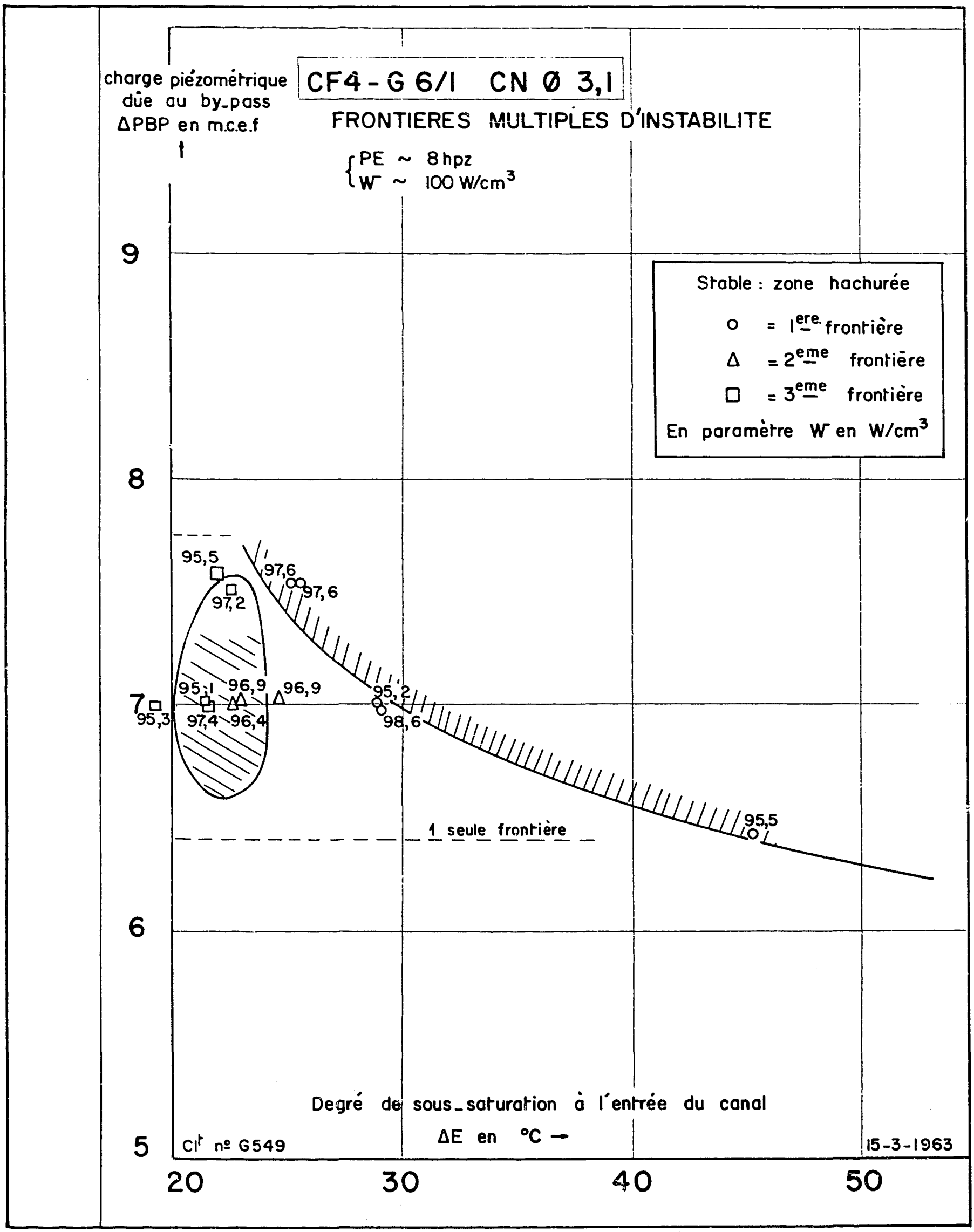


Figure 15 - Frontières multiples sur la boucle CF4

Le titre de sortie croît rapidement lorsque le degré Δ_E de sous-saturation à l'entrée diminue ; voisin de zéro pour Δ_E de l'ordre de 25°C, il atteint 5 % pour Δ_E de l'ordre de 10°C, dans le cas de la cheminée longue et du freinage moyen.

Si le freinage augmente, le degré de sous-saturation croît pour un titre donné.

5.2.5 - Cas particulier : instabilités avec ébullition locale à la sortie du canal.

L'instabilité oscillatoire peut se produire sans qu'il y ait ébullition franche dans le canal. L'examen visuel de certains essais sur la boucle CENDRILLON l'a démontré, ainsi que la première série d'essais effectués sur la boucle CF4, (cheminée de longueur maxima, freinage à l'entrée minimum) ; dans ces essais, les titres thermodynamiques à la sortie du canal chauffant et de la cheminée sont souvent négatifs lorsque l'oscillation est sur le point de se produire.

5.3 - CONTINUITE ENTRE LE FONCTIONNEMENT EN CONVECTION NATURELLE ET LE FONCTIONNEMENT EN CONVECTION FORCEE -

5.3.1 - Rappel du point de vue théorique.

Dans les divers modes de fonctionnement d'une boucle à ébullition (convection naturelle, convection forcée avec ou sans by-pass), on peut admettre en première approximation que la boucle impose au canal à ébullition trois conditions hydrodynamiques qui sont *suffisantes* pour déterminer le fonctionnement, à savoir :

- une charge piézométrique constante
- un facteur d'amortissement
- un facteur d'inertie.

Elles sont représentables par des longueurs sous la forme d'une hauteur additionnelle de charge h, d'une longueur externe de freinage L_F et d'une longueur externe d'inertie L_I.

La hauteur additionnelle de charge piézométrique est nulle dans le cas de la convection naturelle ; dans le fonctionnement en convection forcée avec by-pass à grande ouverture, on peut rendre h très petit.

Il y a ainsi *continuité* entre les divers modes de fonctionnement.

En fait, cette interprétation néglige les phénomènes de propagation (coups de bélier) dans le circuit extérieur du canal et surtout elle n'est qu'approchée dans le cas du by-pass ; en effet, les oscillations du canal induisent dans le by-pass des oscillations du débit qui, quoique de faibles amplitudes relatives, sont en valeur absolue de l'ordre de grandeur des oscillations du débit dans le canal et introduisent un amortissement et une inertie.

Nous montrons cependant en annexe que cet amortissement et cette inertie sont, dans les cas pratiques, équivalents à un frottement et à une inertie supplémentaires ramenés à l'entrée du canal et de faibles valeurs.

Une vérification expérimentale a donc été prévue pour confirmer les conclusions précédentes.

5.3.2 - Expériences et résultats.

Pour vérifier la continuité des processus on opérait de la façon suivante :

a) mise en oscillations établies en convection forcée avec by-pass ouvert au maximum (donc h très faible), et mesures ;

b) arrêt de la pompe, le canal continuant à chauffer. Le réglage est tel que les freinages et les inerties globaux, ramenés à l'entrée du canal, n'ont pas changé, ainsi que la pression à l'entrée du canal.

L'oscillation en convection naturelle se produit.

c) On profite alors de l'inertie thermique du système pour effectuer les mesures en convection naturelle, à température d'entrée sensiblement égale à celle du fonctionnement en convection forcée.

Les essais ont été faits pour deux valeurs de freinage. Les figures n° 16 et 17 ci-après montrent les oscillations comparées en convection forcée et en convection naturelle.

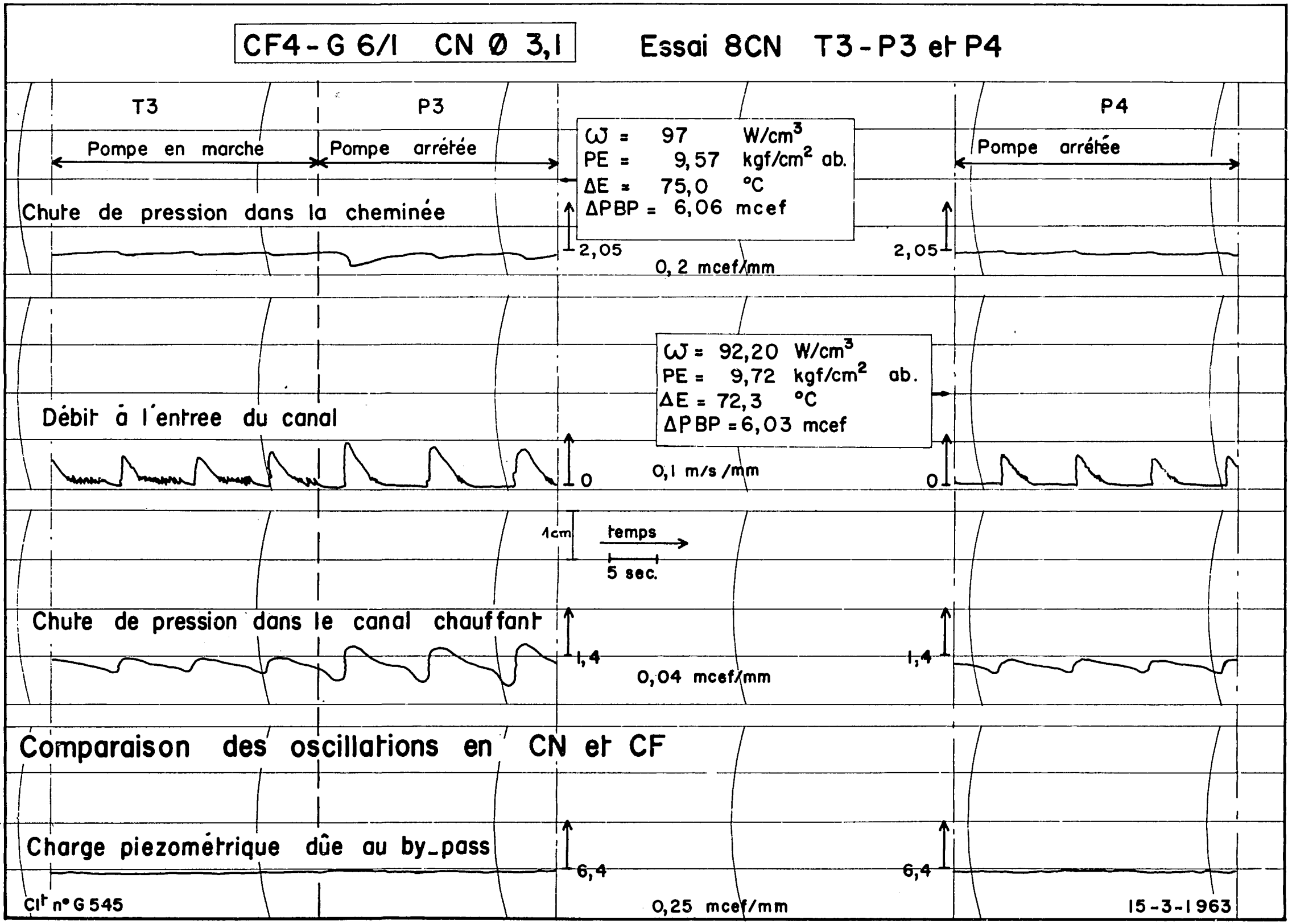


Figure 16 - Comparaison des oscillations en convection naturelle et convection forcée

CF4 - G 6/1 CN Ø 3,1 Essai 13 CN P2 et P4

1cm

temps

5 sec.

Pompe en marche

Pompe arrêtée

Chute de pression dans la cheminée

2,05

0,2 mcef/mm

ωJ =	89,1	W/cm³	ωJ =	82 W/cm³
PE =	8,01	kgf/cm² ab	PE =	8,05 kgf/cm² ab
ΔE =	59,8	°C	ΔE =	62,5 °C
ΔPBP =	6,08	mcef	ΔPBP =	6,04 mcef

Débit à l'entrée du canal

0

0,1 mcef/mm

1,4

0,04 mcef/mm

Chute de pression dans le canal chauffant

Comparaison de la disparition des oscillations en CN et CF (puissance décroissante)

Charge piézométrique dûe au by-pass

6,4

0,25 mcef/mm

Clᵗ nº G 546

15-3-1963

Figure 17 - Comparaison de la disparition des oscillations en convection naturelle et convection forcée

On notera une amplitude légèrement plus grande en convection naturelle, et une forme plus "pure". Pour s'assurer de la continuité du processus on a contrôlé qu'en diminuant légèrement la puissance, on se ramenait à des amplitudes égales ; la différence des amplitudes, à puissance égale, peut alors s'interpréter par la charge additionnelle h, résiduelle dans le cas de la convection forcée.

La vérification expérimentale a donc bien montré :

- une continuité effective dans la position des seuils
- une continuité dans la forme des oscillations.

Nous rappellerons enfin que dans le domaine voisin de la convection naturelle (h faible), on a observé que les oscillations peuvent se produire avec reconcensation complète de la valeur dans la cheminée, et qu'il existe des régions d'instabilité à trois frontières (paragraphe 5.2.3).

5.4 - ROLE DU FREINAGE EXTERNE -

Une part importante de nos essais a consisté dans la détermination et dans l'étude de l'évolution des frontières d'instabilité, lorsque la longueur externe de freinage L_F varie.

Cette longueur de freinage L_F est obtenue par un diaphragme placé à l'entrée du canal.

5.4.1 - Détermination des frontières dans le cas de trois valeurs du freinage à l'entrée, sur CF4.

Dans les trois groupes d'essais, seule la longueur du freinage a varié. Les autres données géométriques étaient pratiquement inchangées.

Le tableau n° 3, en annexe, fournit les valeurs numériques correspondantes.

On notera que la longueur de cheminée était maximale. Les trois longueurs de freinage expérimentées valaient (exprimées en longueur de canal chauffant) :

- environ 13,5 m (diaphragme ϕ 1,8), essais repérés ϕ 1,8
- environ 4,6 m (diaphragme ϕ 3,1), essais repérés ϕ 3,1
- environ 0,92 m (pas de diaphragme) essais repérés ϕ 25.

Ces 0, 92 comprennent la portion de canal de 60 cm, située avant chauffage, et qui était prévue pour déterminer expérimentalement la ligne piézométrique en simple phase liquide.

Rappelons que pour tous ces essais, la pression d'entrée était fixée à une valeur quasi constante, voisine de huit atmosphères.

Les figures 12 déjà fournies (pages 59 - 60) montrent les frontières obtenues pour chacune des valeurs de la longueur externe de freinage L_F.

Les tableaux n° 5, en annexe, fournissent les relevés effectués.

On constate très nettement que le titre d'apparition des oscillations augmente lorsque le freinage augmente.

Nous avons représenté sur les figures n° 18 A, B, C, D, E, F ci-après, la valeur du titre en fonction de la longueur de freinage pour différentes valeurs de la charge h et de la puissance spécifique w.

On remarque sur ces figures (notamment sur la figure 18 B) que pour les fortes puissances et les faibles charges piézométriques, le titre à la sortie de la cheminée est très négatif. L'ébullition locale joue alors un rôle primordial et le titre à la sortie de la cheminée est peu représentatif du phénomène. Le volume total de vapeur, contenu dans le canal et la cheminée, doit être dans ce cas le paramètre significatif (malheureusement peu accessible, surtout en ébullition locale).

Il faut noter cependant qu'à l'accroissement de titre correspond, à puissance et charge piézométriques données, une diminution du débit massique. Il en résulte que l'énergie relative transportée par la vapeur sortant du canal n'est pas augmentée dans les mêmes proportions que le titre.

La valeur de ce terme (ERTV) a été indiquée sur les tableaux n° 5.

W = 100 w/cm^3

W = 200 w/cm^3

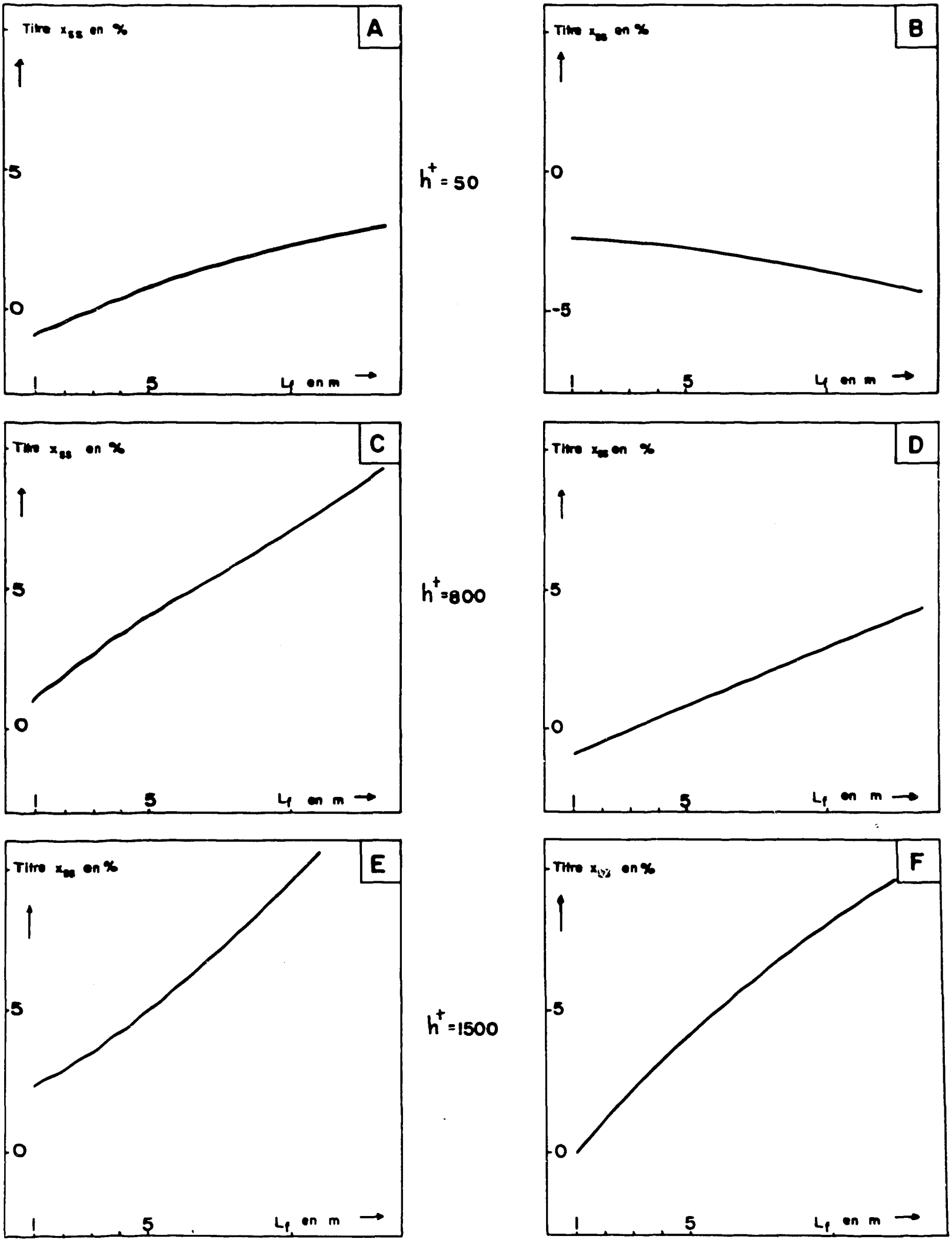


Figure 18 A, B, C, D, E, F - Frontières d'instabilité sur CF4 - Titres

5.4.2 - Relation entre l'apparition de l'oscillation hydrodynamique et la redistribution de débit.

Un certain nombre d'auteurs associent l'apparition de l'instabilité oscillatoire au phénomène de redistribution de débit.

Nous avons vérifié expérimentalement que l'instabilité oscillatoire est possible même si la redistribution de débit n'est pas possible.

En augmentant le freinage à l'entrée, nous nous sommes mis dans le cas où les courbes en S sont monotones, ce qui exclut toute redistribution de débit (voir paragraphe 4.5.1.1).

L'instabilité oscillatoire a alors été rencontrée à une vitesse inférieure et éloignée de la vitesse correspondant au point d'inflexion (ici à pente légèrement positive) sur la courbe en S. La figure n° 19, ci-après, montre les résultats de ces essais.

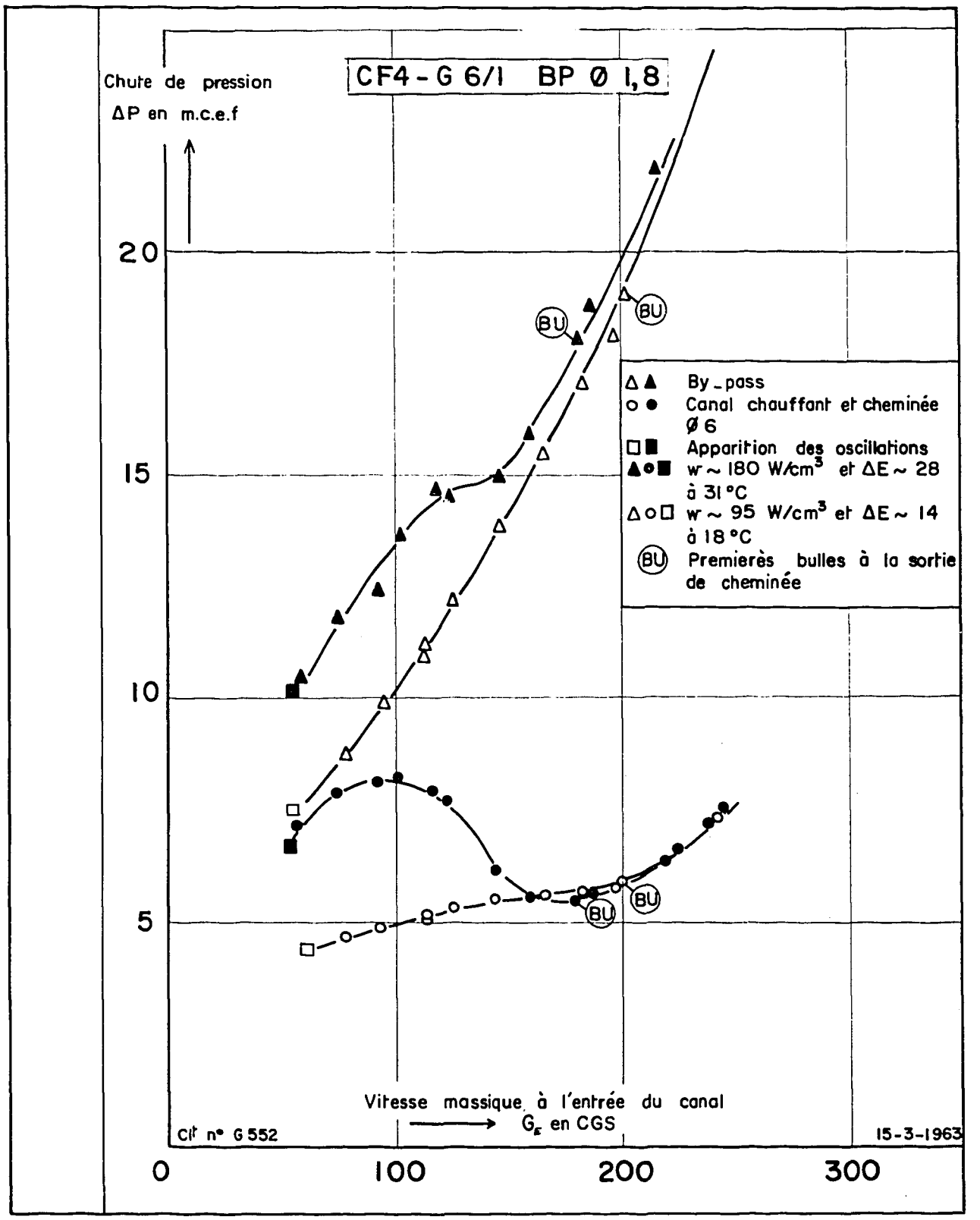


Figure 19 - Position du seuil d'instabilité sur les courbes en S

Nous avons vu par ailleurs que l'apparition des oscillations peut, ou non, être précédée d'une redistribution du débit. En d'autres termes, le flux thermique d'apparition des instabilités peut, ou non, être supérieur au flux critique de redistribution (comme il semble qu'il soit, ou non, supérieur au flux critique de surchauffe comme nous le verrons au paragraphe 5.6).

Il semblerait donc que l'on puisse d'ores et déjà classer les seuils d'apparition de l'oscillation hydrodynamique en deux groupes selon que le débit est supérieur, ou non, au débit de redistribution sur la courbe en S correspondant à la même puissance, la même température d'entrée et la même pression moyenne.

Mais on remarquera que ce mode de classement n'est pas unique. En effet :

Le débit G dépend en général de 4 paramètres ; par exemple : la charge piézométrique ΔP, la charge thermique Φ, la température d'entrée T_E et la pression moyenne P

$$G = G\,(\Delta P, \Phi, T_E, P)$$

Or le débit de redistribution sur la courbe en S correspond à la condition $\left(\frac{\partial \Delta P}{\partial G}\right)_{\Phi, T_E, P} = 0$, avec passage par un minimum ΔP^* de ΔP en fonction de G. On peut définir de façon analogue une redistribution par la condition $\left(\frac{\partial \Phi}{\partial G}\right)_{\Delta P, TE, P} = 0$ avec passage par un maximum Φ^* de Φ avec G (voir la figure n° 20 ci-contre) ; on peut même utiliser, au lieu de Φ n'importe quelle autre variable (P, TE, ou le titre ; ou autre chose) à condition de conserver toujours 4 variables indépendantes, dont G.

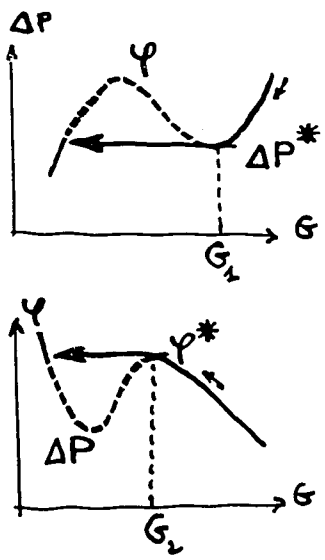


Figure 20 - Redistribution du débit avec G ou avec Φ

En d'autres termes, il existe dans l'espace à 5 dimensions : G, ΔP, Φ, TE, P, un volume *interdit* où tout fonctionnement stable est impossible.

On est à l'intérieur (frontière comprise) ou à l'extérieur de ce volume de redistribution, mais on ne peut pas dire qu'on est "avant" ou "après" la redistribution. On ne peut définir une telle notion qu'en figeant 4 paramètres sur les 5, et en faisant croître le cinquième.

Cependant, on ne voit pas de raison claire pour favoriser un paramètre plutôt qu'un autre ; de plus, il est toujours possible, en variant en conséquence les paramètres de fonctionnement, d'atteindre de façon continue un point quelconque de coordonnées : ΔP, Φ, TE, P données(1).

Ces considérations, ajoutées aux résultats expérimentaux relatés ci-dessus, nous ont amenés à rejeter tout mode de classement associant la redistribution et l'apparition d'oscillations hydrodynamiques.

5.5 - INFLUENCE DE LA LONGUEUR DE LA CHEMINEE -

5.5.1 - Essais sur la boucle CENDRILLON.

On se reportera aux figures n° 13, p. 61.

Les essais ont été faits à la pression atmosphérique avec un canal de section annulaire à noyau chauffant. La longueur chauffante était constante ; la hauteur "utile" de cheminée a été successivement (voir tableau n° 3 en annexe) de :

- 92,5 cm (configuration n° 1), en convection naturelle
- 39,5 cm (configuration n° 2), en convection naturelle
- 16,5 cm (configuration n° 3), en convection forcée
- 128 cm (configuration n° 4), en convection naturelle
- 75 cm (configuration n° 5), en convection naturelle
- 52 cm (configuration n° 6), en convection forcée.

---

(1) Ce qui n'exclut pas l'existence de la zone interdite $\left(\frac{\partial \Delta P}{\partial G} < 0\right)$

Dans l'intervalle expérimental étudié (w variant de 5 à 25 W/cm³), les configurations n° 2 et 3, aux cheminées les plus courtes, n'ont pas donné d'instabilité. *Il semble donc qu'il faille une longueur minimale de cheminée pour obtenir les oscillations.*

On notera d'ailleurs l'étroitesse de la zone instable trouvée avec la configuration n° 6, dont la cheminée est légèrement plus grande que celle des configurations précédentes n° 2 et 3.

En convection naturelle, l'influence de la longueur de cheminée est faible sur la position de la frontière correspondant aux faibles titres (fortes sous-saturations). Par contre, l'influence sur la valeur des périodes est assez sensible. Ce dernier point sera examiné au chapitre 6.

5.5.2 - Essais sur la boucle CF4.

Pour cette boucle, nous avons effectué deux séries d'essais pour lesquelles les données géométriques autres que la longueur de cheminée ont été inchangées.

Les données principales sont : (voir aussi tableau n° 3 en annexe)

- en commun aux deux géométries :

  section circulaire, ϕ 6 mm environ

  paroi en aluminium A_5, épaisseur 1 mm

  canal vertical, écoulement de bas en haut

  longueur de "freinage externe" : 0,92 m de canal chauffant

  longueur "d'inertie externe" : 0,75 m de canal chauffant

- cheminée longue : hauteur de 2,45 m en ϕ 6, plus
  hauteur de 1,6 m en ϕ 25

- cheminée courte : hauteur de 0,20 m en ϕ 6, plus
  hauteur de 1,6 m en ϕ 25.

a) *Données de fonctionnement.*

Ce sont celles du paragraphe 5.2.1 : pression voisine de 8 kgf/cm² abs., eau bipermutée et dégazée, puissance spécifique comprise entre 50 et 200 W/cm³ environ, charge piézométrique additionnelle h inférieure à 10 m.

b) *Résultats.*

Ils sont reportés sur les deux figures ci-après (voir aussi les figures 12 A et 12 D, pages 59 et 60).

On constate, pour la cheminée courte, un déplacement important des frontières vers la zone des faibles degrés de sous-saturation à l'entrée.

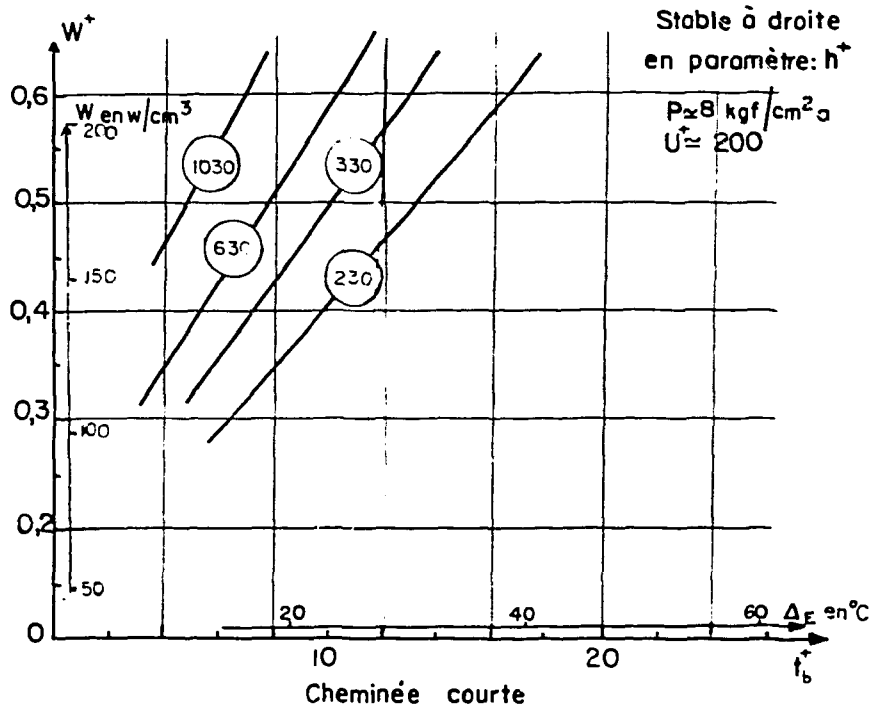
Les résultats numériques sont indiqués dans les tableaux 5 A et 5 B pour la cheminée longue, dans le tableau 5 H pour la cheminée courte (tableaux en annexe).

Il apparaît un effet marqué sur le titre d'apparition des oscillations ; le titre augmente de façon importante si la longueur de cheminée diminue (puissance et charge piézométrique données).

L'énergie relative transportée par la vapeur sortant du canal augmente aussi.

Ainsi, pour une puissance de 150 W/cm³ et une charge piézométrique additionnelle de 5 m, on trouve pour la cheminée longue un titre de sortie et une énergie relative transportée par la vapeur voisins de zéro ; dans les mêmes conditions, avec la cheminée courte, le titre de sortie est de l'ordre de 5 % et l'énergie relative transportée par la vapeur de l'ordre de 80 %.

L'influence de la longueur de cheminée sur les périodes sera examinée au paragraphe 6.3.



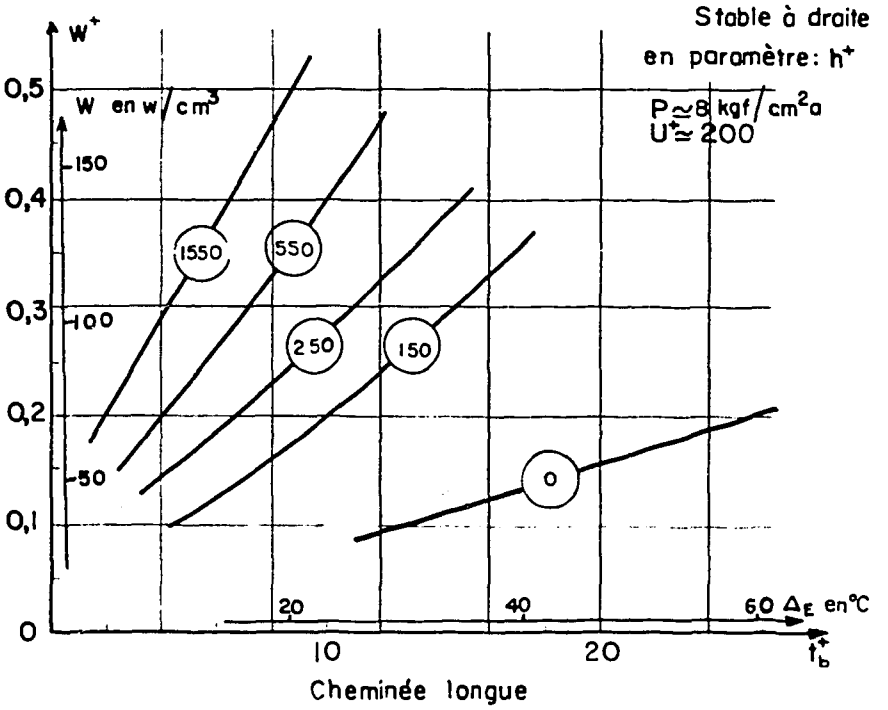


Figure 21 A, B - Frontières d'instabilité sur CF4 - Réductions

5.6 - ROLE JOUE PAR LA PAROI -

Cette influence a été rencontrée fortuitement sur la boucle CF4 et n'a pas été étudiée systématiquement.

Les premiers canaux réalisés en aluminium s'étaient montrés extrèmement fragiles (plusieurs cassures par fluage). Nous les avons alors remplacés par un canal en acier inoxydable, d'épaisseur réduite de moitié ; des "fenêtres" en aluminium étaient prévues sur la cheminée pour les mesures de fraction de vide par gammamétrie.

Il s'est trouvé que ce canal n'a pas redonné les régimes oscillatoires obtenus avec les canaux en aluminium.

Nous avons observé :

- soit une ébullition stable, jusqu'à une sous-saturation presque nulle à l'entrée du canal

- soit une surchauffe à la paroi, stable et de l'ordre de 400°C

- soit des oscillations rapides se terminant en général par un déclenchement des sécurités dites de burn-out (cas des forts titres).

Plusieurs longueurs de "freinage externe" ont été ainsi essayées sans changement notable ;

nous nous sommes en particulier ramenés aux conditions des précédents canaux en aluminium, et au cas du débit "forcé" (freinage maximum possible).

5.6.1 - Caractère des "burn-out" obtenus sur le canal en acier inoxydable.

Les phénomènes de surchauffe obtenus sur le canal en acier inoxydable présentent les caractères suivants :

1/ la valeur de la charge thermique est faible (de l'ordre de 10 W/cm²)

2/ l'apparition de la surchauffe est relativement progressive (vitesse d'échauffement de l'ordre de 10°C/s)

3/ la surchauffe peut se produire, selon les conditions réalisées, sur n'importe quelle portion située dans les 2/3 aval du canal chauffant.

Aux fortes charges thermiques, la surchauffe se produit au voisinage de la sortie.

4/ Il n'y a pas une baisse brutale et importante du débit immédiatement avant la surchauffe.

La surchauffe se produit, même si le fonctionnement est effectué à "débit forcé" (c'est-à-dire avec un freinage maximal à l'entrée) ; de façon générale, le phénomène semble indépendant du freinage à l'entrée, si la vitesse est donnée ;

5/ la surchauffe intervient au voisinage des conditions faisant apparaître les oscillations avec le canal en aluminium dans le cas du freinage minimal (donc à titre très faible à la sortie du canal)

6/ à titre donné, la surchauffe disparaît si on baisse le débit (et la puissance).

5.6.2 - Interprétation du phénomène de surchauffe.

a) *Configuration de l'écoulement.*

Le caractère n° 6 suggère qu'il s'agit d'un burn-out[1] en écoulement annulaire, par déchirement du film liquide à la paroi ; la position de la section de surchauffe (caractère n° 3) conduit à la même conclusion.

Le burn-out par déchirement du film liquide résulte des effets contraires de plusieurs facteurs :

- le titre, dont l'accroissement tend à augmenter la vitesse relative de la vapeur et à favoriser l'arrachement du film

- la charge thermique, qui tend à épuiser le film liquide par vaporisation et à concentrer la vapeur à la paroi

- la vitesse du liquide, qui alimente le film et le stabilise par inertie.

Le long d'un canal à ébullition, le titre est maximal à la sortie, la vitesse du liquide est minimale au début de l'ébullition. Selon le cas, l'un ou l'autre des facteurs l'emportera et le flux thermique atteindra sa valeur critique soit au voisinage de la sortie, soit au voisinage de la section d'apparition de l'ébullition. Dans le cas des fortes charges thermiques, l'effet du titre est prépondérant.

On notera que si le burn-out se produit par déchirement du film liquide, il peut apparaître avec avec un régime d'ébullition quelconque, et même en ébullition locale.

b) *Rôle de la paroi.*

Pourquoi y-a-t-il surchauffe dans le cas d'une paroi mince en acier inoxydable et oscillations dans le cas d'une paroi en aluminium ?

Il est possible d'expliquer pour quelles raisons le surchauffage n'apparaît *que* sur le canal en acier inoxydable.

Le calcul de l'équilibre thermique des deux parois, dans le cas où il existe une zone de caléfaction, montre que la chaleur évacuée par conduction longitudinale peut éviter la surchauffe de la paroi en aluminium, dans des conditions où elle se produit avec la paroi en acier inoxydable.

---

(1) Nous employons de préférence le mot américain car son équivalent français n'est pas encore bien fixé (flux de crise, de caléfaction, flux critique, etc.) et n'est pas entré dans les moeurs.

Le rapport des conductions thermiques longitudinales entre les deux parois est en effet de l'ordre de 25 (voir le paragraphe 2.1.3.c).

Ceci étant, on peut supposer que l'apparition de la surchauffe sur le canal en acier inoxydable modifie le type d'écoulement (?) et empêche l'apparition des oscillations ; par contre, avec le canal en aluminium, la surchauffe ne se produisant pas, on atteint les conditions d'oscillations.

D'autres hypothèses sont plausibles. Par exemple, l'inertie thermique différente pour les deux parois peut intervenir et introduire des effets de retard entraînant éventuellement l'oscillation.

De même, l'énergie thermique emmagasinée dans la couche liquide surchauffée au contact de la paroi peut être très différente pour les deux canaux (il suffit que le degré de surchauffe soit changé par l'effet de l'état de paroi : rugosité, densité des sites d'ébullition) ; cette énergie (qui correspond à un équilibre métastable) peut libérer un volume de vapeur qui n'est pas négligeable[1], et qui pourrait jouer un rôle dans le déclenchement des oscillations ou de la surchauffe.

Pour trancher la question, il faudrait effectuer une étude expérimentale systématique de l'influence de l'état de surface, de l'épaisseur de la paroi, et de sa nature.

5.7 - CAS DU CANAL HORIZONTAL -

Le canal à cheminée longue (configurations n° 4, 5, 6) de la boucle CENDRILLON a été monté horizontalement.

La disposition est telle que, à part l'inclinaison du canal, les données géométriques sont restées inchangées dans le fonctionnement en convection forcée (configuration n° 6).

Quelques essais ont été effectués (nécessairement en convection forcée).

Nous avons observé :

1/ une stratification horizontale très importante de l'émulsion (les génératrices supérieures du canal chauffant peuvent être complètement "sèches"),

2/ des vitesses très faibles (de l'ordre du cm/s aux faibles charges piézométriques),

3/ *une périodicité des phénomènes pour certains régimes.*

Toutefois, l'oscillation semble plus mal définie qu'en canal vertical ; la période est moins régulière et plus longue.

Dans certains cas, l'oscillation est très violente et on entend un bruit de cavitation dans le canal ; le débit à l'entrée peut s'inverser (chugging).

Cette expérience montre que la cause principale de l'oscillation ne réside pas exclusivement dans l'effet d'allègement du fluide par la vapeur. D'autres causes possibles sont liées aux effets de freinage et d'inertie en double phase, ou même aux effets de retard dans les échanges d'énergie entre phases ou entre fluide et parois.

5.8 - ESSAIS DIVERS -

Nour relaterons dans ce paragraphe quelques essais rapides destinés à évaluer l'effet de certains phénomènes parasites.

5.8.1 - Influence du couplage entre la pression à l'entrée du by-pass et le débit canal, sur la boucle CF4.

Nous avons constaté qu'il apparaissait, pour certains réglages, une oscillation importante de la pression à l'entrée du by-pass (donc avant l'orifice de freinage en amont du canal) lorsque le débit dans le canal commençait à osciller.

Ce couplage entre pression et débit était essentiellement dû au laminage prévu entre le séparateur et le condenseur, dans le cas des fortes sous-saturations. Après modification du mode de réglage, nous avons effectué quelques essais de contrôle pour lequel ce couplage n'existait plus (ce dernier mode de réglage a d'ailleurs l'inconvénient d'être moins précis et beaucoup plus lent).

---

(1) Tout au moins aux faibles pressions.

La figure n° 22 ci-après compare les résultats obtenus dans les deux cas : pression oscillante et pression constante.

On n'observe aucune modification importante de la position du seuil d'instabilité et de la forme des oscillations.

5.8.2 - Rôle de la gaine froide sur la cheminée à émulsion de la cellule "CENDRILLON".

L'utilisation d'une gaine réfrigérante sur la cheminée de la cellule CENDRILLON permet de réduire instantanément la longueur en double phase, dans la cheminée. Ce qui revient à réduire la longueur de la cheminée si on admet que la portion de cheminée en aval de la gaine, à partir de laquelle le fluide circule en simple phase liquide, n'introduit qu'une longueur d'inertie externe et une longueur de freinage, externe, de valeurs fixes et négligeables (dans le cas présent).

En fait, il existe un phénomène parasite : le front de recondensation complète, dans la gaine froide, varie dans les régimes oscillatoires en fonction du débit à travers le canal.

Nous avons contrôlé expérimentalement que cet effet est négligeable : les résultats obtenus sont très voisins que l'on réduise effectivement la longueur de la cheminée ou qu'on utilise la gaine froide.

Nous allons maintenant étudier d'un peu plus près la forme même des oscillations, essentiellement au voisinage de leur apparition (ou disparition).

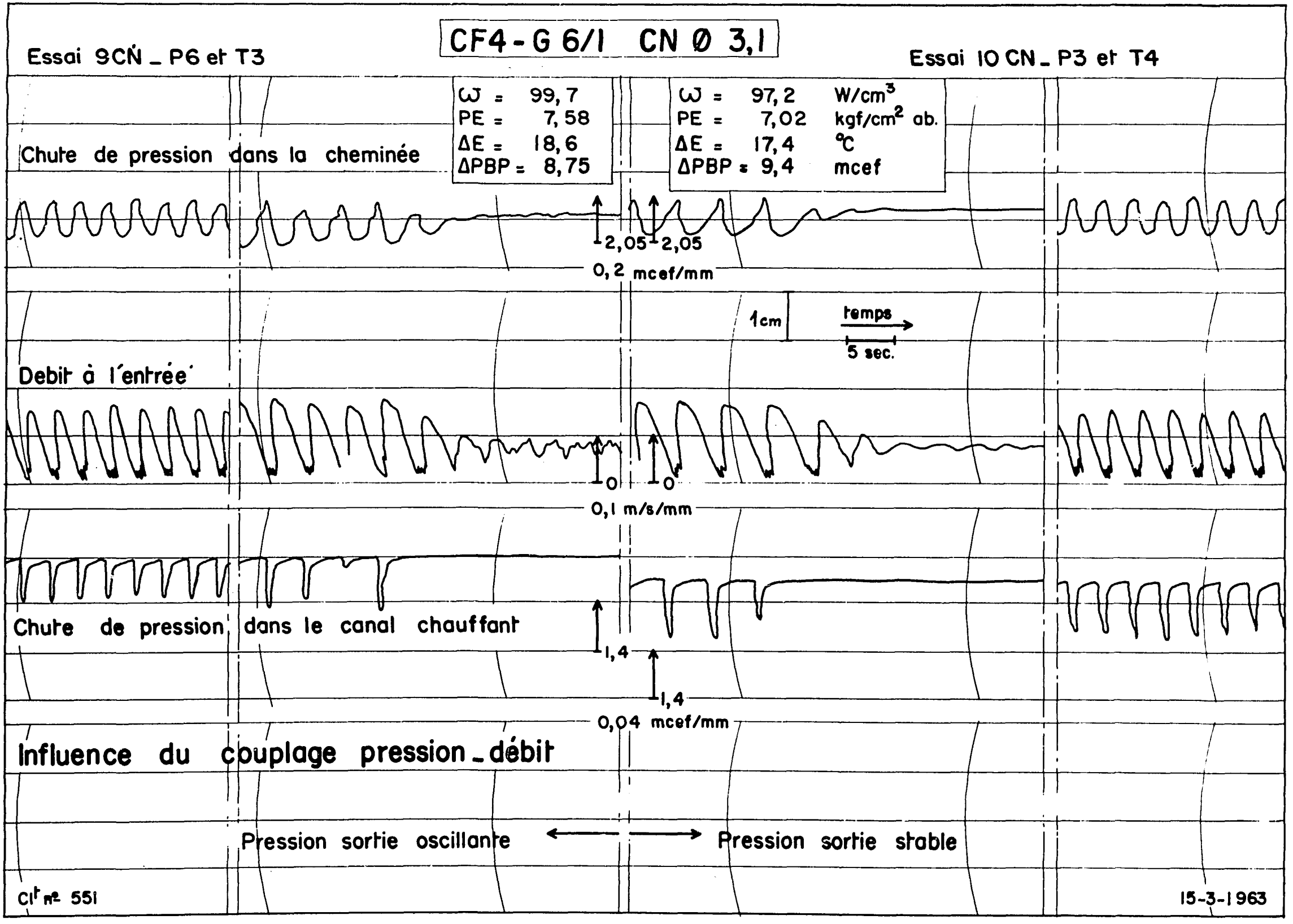


Figure 22 - Influence du couplage pression - débit

CHAPITRE VI

ETUDE DES OSCILLATIONS

Le précédent chapitre nous a montré comment évoluait la frontière d'apparition (le "seuil") des oscillations hydrodynamiques lorsqu'on faisait varier les principaux paramètres régissant le système. Nous allons maintenant donner quelques précisions sur les oscillations elles-mêmes.

Cette étude des oscillations n'a été envisagée qu'accessoirement ; l'appareillage de mesure était d'ailleurs assez mal adapté à l'étude précise des régimes variables, (notamment en ce qui concerne les capsules piézométriques et leurs tubes de liaison).

Le présent chapitre vise à donner l'essentiel des observations effectuées sur les régimes oscillants, mais n'en constitue pas une étude systématique.

Les résultats obtenus, souvent assez fragmentaires, sont surtout relatifs à la forme des oscillations au voisinage du seuil d'apparition, et aux périodes.

Nous allons d'abord dans un premier paragraphe décrire l'oscillation, telle qu'elle a été observée sur la petite boucle à visualisation.

Nous parlerons ensuite des différents types d'oscillation qui ont été rencontrés.

Enfin le dernier paragraphe concernera l'évolution des périodes.

6.1 - DESCRIPTION DES OSCILLATIONS HYDRODYNAMIQUES -

Rappelons que les essais de visualisation ont été effectués sur une boucle de petites dimensions (CENDRILLON), fonctionnant à la pression atmosphérique. Le canal à ébullition était vertical avec une cheminée à émulsion de 1 m. de hauteur environ ; sa section était annulaire avec noyau chauffant de diamètre 1 cm et gaine transparente en pyrex de diamètre 2 cm environ.

L'oscillation est déclenchée en augmentant progressivement la température à l'entrée du canal, la puissance de chauffage restant constante.

6.1.1 - Evolution de la phase vapeur.

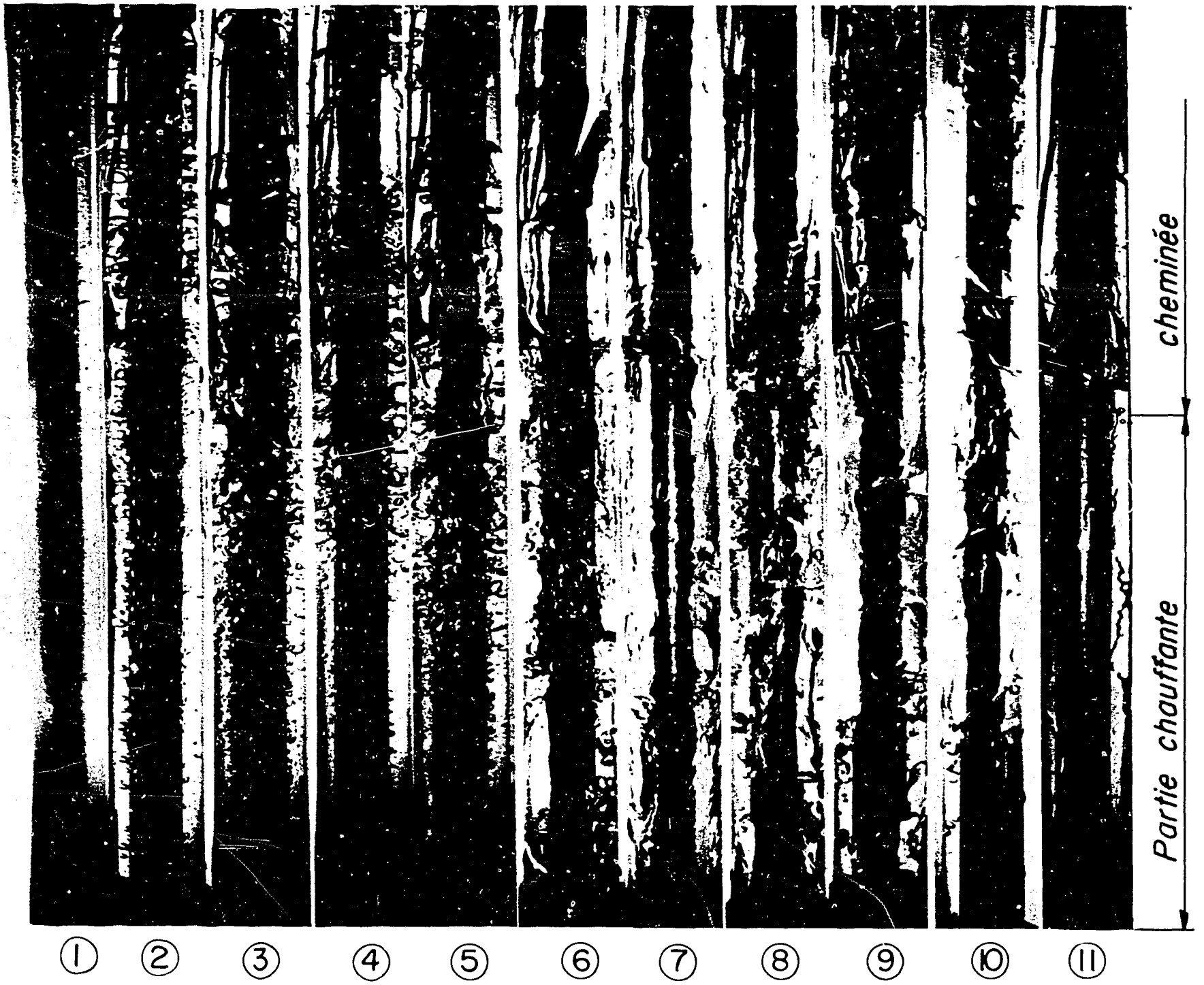
La mesure du niveau d'eau au séparateur, sur la boucle CENDRILLON, a permis d'enregistrer le volume de vapeur contenu dans le canal, simultanément avec le débit à l'entrée et sa dérivée par rapport au temps.

Durant une oscillation de grande amplitude on observe successivement (voir ci-après les photos jointes, et la figure n° 23) :

a) *Photo n° 1 :* le débit à l'entrée (M) décroît ; il n'y a presque pas de vapeur visible dans le canal (si ce n'est qu'un léger dégazage et une ébullition locale faible).

b) *Photos n° 2 et n° 3 :* la vapeur apparaît à la sortie du canal chauffant sous forme de bulles ; le débit M se met alors à décroître un peu plus vite (probablement parce que l'expansion rapide du fluide crée des forces de freinage). On voit en effet sur la figure n° 23 que, après l'apparition de la vapeur, la dérivée par rapport au temps, $\frac{dM}{dt}$, passe par un maximum relatif (V) de valeur faiblement négative, puis par un minimum relatif (W), avant de croître et de devenir positive.

c) *Photos n°s 4, 5 et 6 :* le volume occupé par la vapeur augmente très vite ; le front des bulles, en aval, s'élève rapidement dans la cheminée, le front amont descend dans le canal chauffant.



Nota : Le canal chauffant a un diamètre de 1 cm, sa sortie est repérée par un thermocouple
Fonctionnement en convection naturelle :
- séparateur à la pression atmosphérique
- charge thermique voisine de 5 W/cm²
- température à l'entrée de la préchauffe voisine de 75 °C
- vitesse à l'entrée oscillante entre 2 et 10 cm/s
- essai du 30/1/61. Essai n°7 cellule V2/F1

Photo 2 - Séquence d'oscillation hydrodynamique

La forme de la phase vapeur change rapidement de l'amont vers l'aval ; il y a grossissement des bulles puis coalescence (voir photo n° 4).

d) *Photo n° 7 :* Le débit M passe par un minimum (voir figure 23), et il y a dans certains cas une surchauffe importante de la vapeur, dans la partie chauffante(1). Le débit M se met ensuite à croître de plus en plus vite.

e) *Photos n°s 8 et 9 :* Il en résulte que la production de vapeur tend à diminuer dans le canal ; le front amont de la vapeur remonte.

De plus il y a recondensation dans la cheminée, par l'effet des pertes thermiques le long de la cheminée et surtout parce que la vapeur glisse dans la colonne liquide et "rattrape" des régions

---

(1) La paroi du canal peut se mettre à rougeoyer sur une longueur de quelques cm.

Candrillon - Conv. natur.
$\varphi \simeq 10$ w/cm2
$\Delta E \simeq 22°C$
V_0 maxi. $\simeq 5$ cm/s
H' maxi. $\simeq 75$ cm

↓ début vaporisation : le frottement augmente, l'accélération moyenne augmente.

↓• fin vaporisation : la charge va diminuer rapidement.

↓○ disparition vapeur : la charge reste constante.

entre ↓○ et ↓ : décroissance exponantielle de M en SP ; charge constante.
entre ↓ et ↓• : la charge croît rapidement.
entre ↓• et ↓○ : la charge diminue rapidement par recondensation et évacuation dans le séparateur.

t → | 1 sec |

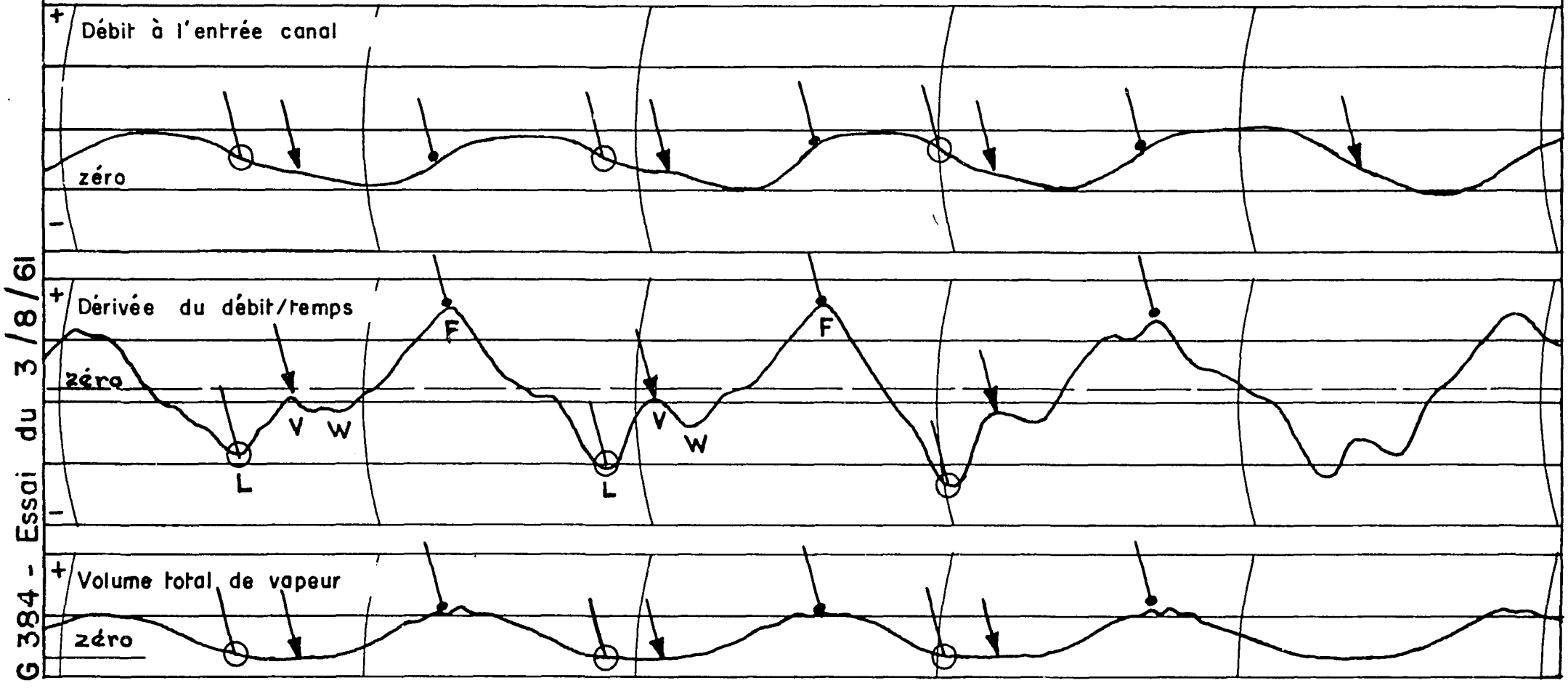


Figure 23 - Evolution du débit et du volume total de vapeur

froides[1]. Le volume total de vapeur passe donc par un maximum. On voit sur la figure n° 23 que le débit croît alors de plus en plus lentement ; on observera que la dérivée du débit par rapport au temps passe par un maximum positif (F) très net quand le volume de vapeur est au maximum.

Dans le cas des faibles sous-saturation à l'entrée du canal, la recondensation reste faible et le volume de vapeur plafonne un peu à son maximum ; ce qui correspond à l'avancement de l'amas de vapeur le long de la cheminée.

f) *Photo n° 9 :* Le débit atteint à son tour son maximum. Le front amont de la vapeur franchit la sortie du canal chauffant et avance dans la cheminée ; le front aval de la vapeur avance de plus en plus lentement et peut même commencer à redescendre (dans le cas des fortes sous-saturation à l'entrée).

g) *Photos n°s 10 et 11 :* Enfin le volume de vapeur se met à décroître rapidement, soit par éjection hors de la cheminée (cas des fortes puissances et des faibles sous-saturations à l'entrée), soit par recondensation ; il y a alors *fractionnement* important de l'amas de vapeur (photo n° 10) et le front aval peut dans certains cas *redescendre* très vite.

Le débit M se met à décroître de plus en plus vite.

On remarquera sur la figure n° 23 qu'au moment de la disparition totale de la vapeur, la dérivée $\frac{dM}{dt}$ passe par un minimum négatif (L) très net.

h) La vapeur ayant disparu, le débit M se met à décroître suivant une loi quasi exponentielle[2] jusqu'au moment où la vapeur réapparaît. Le cycle recommence ...

Les aspects typiques du phénomène sont les suivants :

1/ Caractère *explosif* de l'apparition de la vapeur, ce qui se traduit par un maximum relatif (V) (de valeur négative) dans l'évolution de $\frac{dM}{dt}$. L'apparition de la vapeur tend, au début, à freiner le débit M.

2/ Phénomène de *recondensation* dans la cheminée, qui peut être relativement important, avec *recul* éventuel du front supérieur de l'amas de vapeur.

3/ Caractère *brutal* de la disparition de la vapeur ; que ce soit par recondensation sur place, ou par évacuation dans le séparateur. A l'instant de la disparition, le taux de décroissance du débit M est maximum, la dérivée $\frac{dM}{dt}$ passe par un minimum pointu (L).

4/ *Coalescences* importantes des bulles de vapeur avec formation de "poches" et de "bouchons" (slugs, plugs).

5/ Disparition complète de la vapeur durant une partie de la période, dans le cas des fortes oscillations.

6/ Le maximum du volume de vapeur correspond au plus fort taux de croissance du débit M $\left(\frac{dM}{dt} \text{ maximum en (L)}\right)$. On voit qu'il y a "avance de phase" égale à 3/4 de période entre les composantes alternatives de l'évolution du volume total de vapeur et du débit à l'entrée M.

Nous allons montrer que ce dernier résultat est impliqué par le fait que les forces de frottement et d'accélération dans le canal restent petites, devant les forces dues à la pesanteur (buoyancy).

En effet, si on effectue le bilan d'énergie le long du circuit de retour (cas de la convection naturelle ; en convection forcée avec by-pass on considérerait la perte de charge singulière à l'entrée du canal) on trouve que, durant un cycle τ d'oscillation, la dissipation d'énergie Φ, due aux forces de frottement est compensée par le travail W des forces de pression : $W = \Phi$.

Le travail W vaut :

$$W = -\int_0^\tau Q\, P'\, dt$$

---

(1) La recondensation pourrait être accélérée par une onde de compression.

(2) Loi de décroissance correspondant à l'équation : $\frac{dM}{dt} = K - f.M$; K et f = constantes.

avec :

Q : débit volume à l'entrée du canal,

P' : composante alternative de la pression à l'entrée du canal chauffant (la pression à la sortie est constante).

De même on a :

$$\Phi = \int_0^\tau Q\ F'\ dt$$

avec :

F' : composante alternative de la perte de pression par frottement le long du circuit de retour.

Le frottement F' est en phase avec Q, puisque le circuit de retour ne contient que du liquide.

Si on appelle β l'angle de décalage entre les composantes fondamentales (du développement en série de FOURIER) de Q et de P', et si on se limite aux termes fondamentaux on a :

$$W = -\frac{1}{2}\ Q_m\ P'_m \cos\ \beta$$

l'indice m correspondant aux amplitudes.

Pour le terme Φ on a :

$$\Phi = \frac{1}{2}\ Q_m\ F'_m$$

Il en résulte, puisque $W = \Phi$ que :

$$\boxed{F'_m = -\ P'_m\ \mathrm{Cos}\ \beta}$$

Mais il se trouve que dans nos expériences :

a) $(-P')$ est très voisin de $\rho g H'$, H' étant la hauteur de la vapeur contenue dans le canal.

En effet P' correspond aux variations de la perte de pression le long du canal chauffant, laquelle a pour partie principale le terme dû à la pesanteur : $\rho g H'$; de plus P' est en opposition de phase avec H'.

Donc $F'_m = \rho g H'_m \cos\ \beta$; β décalage entre P' et Q.

b) Enfin le terme F'_m est petit devant $\rho g H'_m$ (fait expérimental).

En définitive Cos β est donc petit. *Le décalage β correspondant doit être voisin d'un multiple impair du quart de période.*

Or, effectivement dans l'expérience décrite ci-dessus on *constate* que le volume total de vapeur est en "avance" de trois quart de période sur le débit M, donc que la pression P' (en opposition avec le volume de vapeur) est en avance de 1/4 de période.

6.2 - DIFFERENTES FORMES DES OSCILLATIONS, AU SEUIL D'APPARITION -

Il est possible de distinguer trois types d'apparition (ou de disparition) des oscillations. Si on suppose que l'un des paramètres de fonctionnement varie très lentement, l'oscillation peut apparaitre selon les trois modes suivants, qui sont illustrés par la figure n° 24 ci-après :

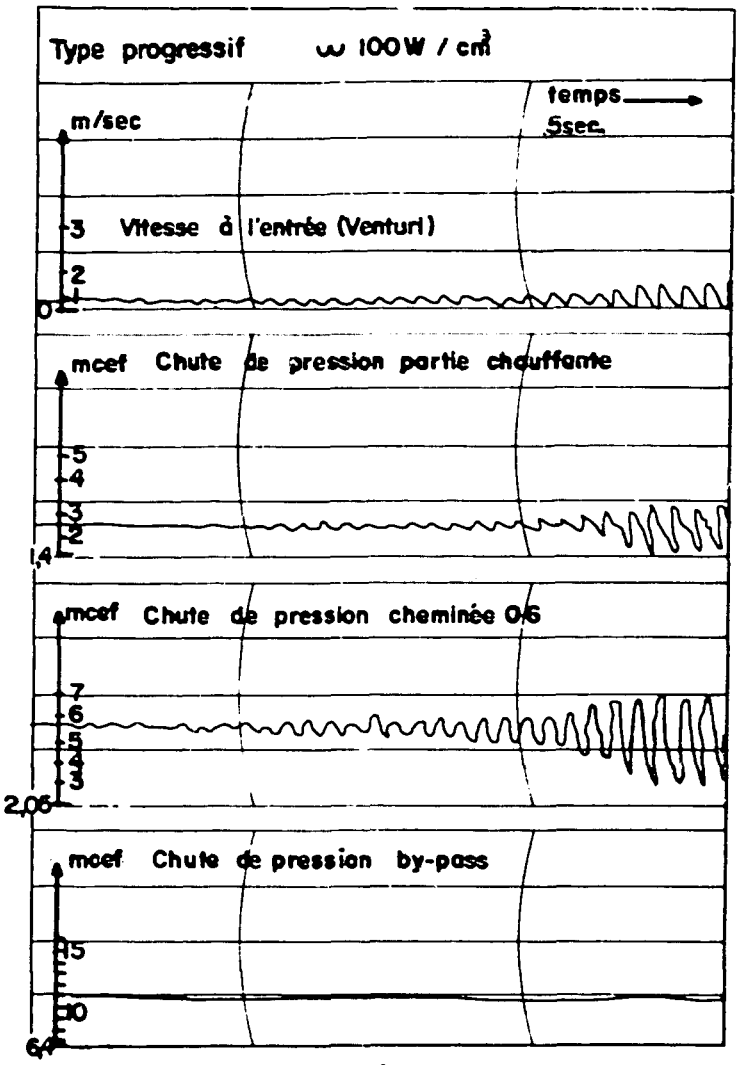
a) *Figure n° 24 A :*

Le phénomène est progressif. L'amplitude croît durant plusieurs périodes avant de se stabiliser, la constante de temps augmentant avec la fréquence(1). Un tel processus a fait l'objet de nombreux modèles linéarisés.

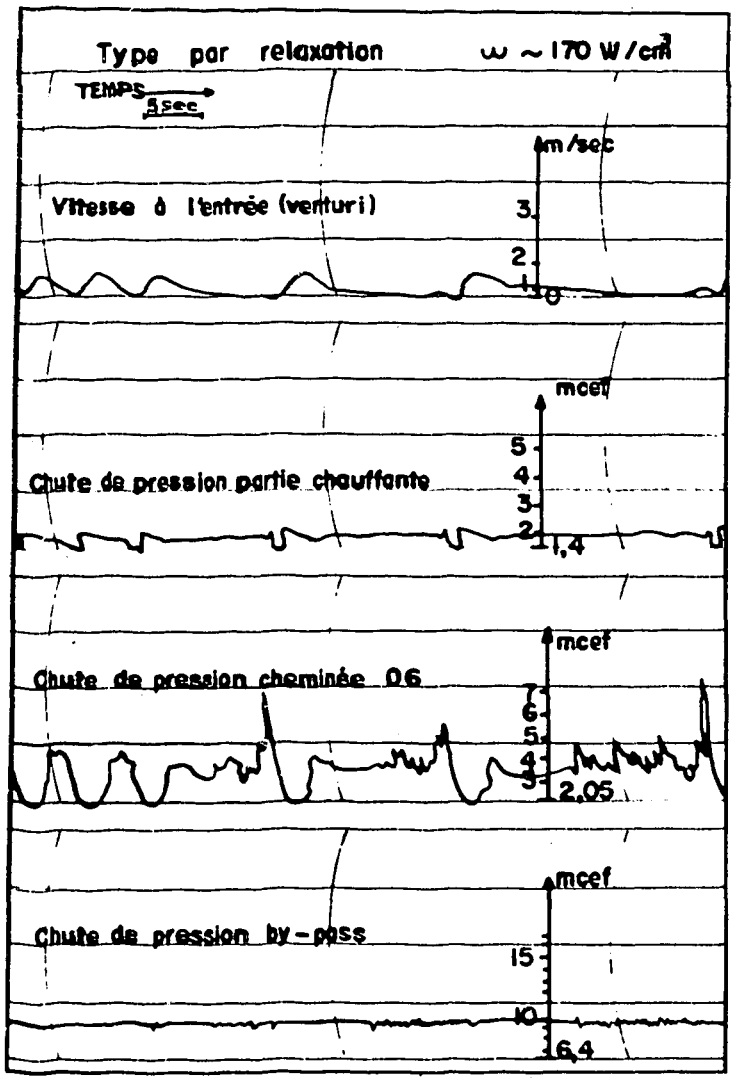
---

(1) C'est une propriété des oscillateurs lorsqu'ils sont fortement amortis [20].

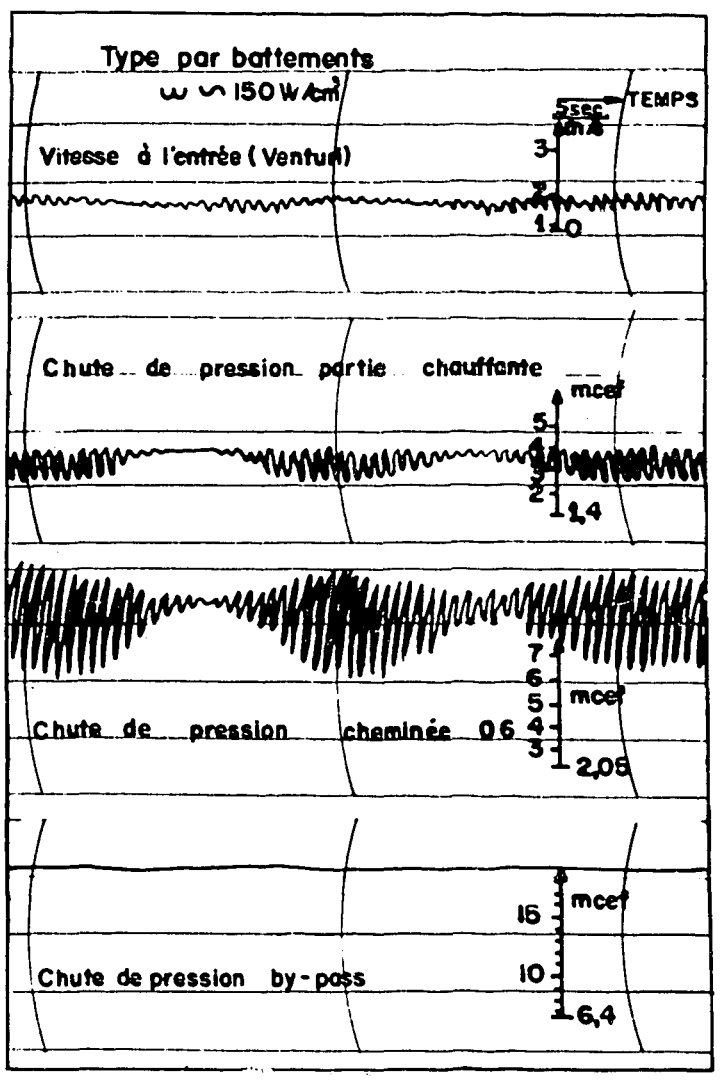
FORMES DES OSCILLATIONS



A



B



C

Figure 24 - Différentes formes des oscillations, au seuil

b) *Figure n° 24 B :*

Il n'y a pas progressivité. L'amplitude prend sa valeur de régime dès la première oscillation ; mais il y a des "ratés" au début de l'oscillation : il apparaît d'abord une ou deux oscillations, suivies par des paliers stables de plus en plus courts.

Il semble qu'on soit ici en présence du déclenchement d'une oscillation de *relaxation* (voir le paragraphe 2.0.1.2) correspondant à l'évolution autour d'un point à partir duquel l'équilibre est devenu *impossible*. Dans ce cas, en effet, les oscillations se déclenchent chaque fois que le "niveau" correspondant est atteint.

Et on sait aussi que l'amplitude est alors bien déterminée et de valeur finie dès la première oscillation(1). Les "ratés" de l'oscillation s'expliquent par l'existence de fluctuations qui conduisent au début à des dépassements *temporaires* et aléatoires du niveau critique.

On se rappellera qu'un tel processus alternatif n'est pas justiciable d'une analyse en "petits mouvements", c'est-à-dire qui postule des amplitudes faibles, tout au moins à l'apparition des oscillations.

c) *Figure n° 24 C :*

L'apparence est celle d'un battement. Il se produit des trains d'oscillations de plus en plus longs dont l'amplitude passe par un maximum, chaque train s'établissant et disparaissant progressivement.

Ce phénomène ne se constate que lorsque la sous-saturation est très faible à l'entrée du canal ; à cause des pertes thermiques l'oscillation du débit induit alors une oscillation du degré de sous-saturation à l'entrée, oscillation dont l'amplitude relative est grande.

On peut donc penser que l'effet d'ondulation des amplitudes est dû à l'interférence entre l'oscillation du débit et l'oscillation qu'elle induit, avec retard de phase, sur la température à l'entrée.

La localisation de ces différents types est parfois assez difficile, soit que le réglage n'ait pas été assez progressif, soit même que le type ne soit pas très nettement défini.

Nous avons, dans les tableaux de résultats, indiqué lorsque cela était possible le type du seuil mentionné (tableaux n° 5 : description, colonne 5).

En gros il apparait que le premier type (progressif) se produit dans la zone des forts titres à la sortie du canal ; ce qui pourrait correspondre à des termes dissipatifs (frottements) relativement élevés, donc à un fort amortissement qui expliquerait le caractère progressif. Le deuxième type se trouve dans la zone des fortes puissances ; enfin rappelons que le troisième type (par trains d'oscillations) se situe dans la région des très faibles sous-saturations à l'entrée.

Nous rappellerons aussi l'existence de régions d'instabilité à triple frontière (voir paragraphe 5.1.3 et figure 14) avec une déformation importante des oscillations entre les frontières.

6.3 - EVOLUTION DES PERIODES -

6.3.1 - Cas de la boucle CF4.

L'analyse dimensionnelle nous a conduit, pour calculer les périodes, à prendre comme unité de temps la grandeur :

$$\theta = \frac{i' - i}{u' - u} \frac{1}{w}$$

Les tableaux n° 5 fournissent la valeur réduite de la période : $\tau_o^+ = \frac{\tau_o}{\theta}$, mesurée au voisinage du seuil (ou évaluée par extrapolation).

On remarquera que la période est plus faible en moyenne dans le cas de la cheminée courte.

---

(1) L'exemple bien connu du vase de Tantale, fournit une représentation d'une telle évolution ; l'amplitude, dès la première oscillation, est déterminée par la géométrie du syphon et n'est pas infiniment petite.

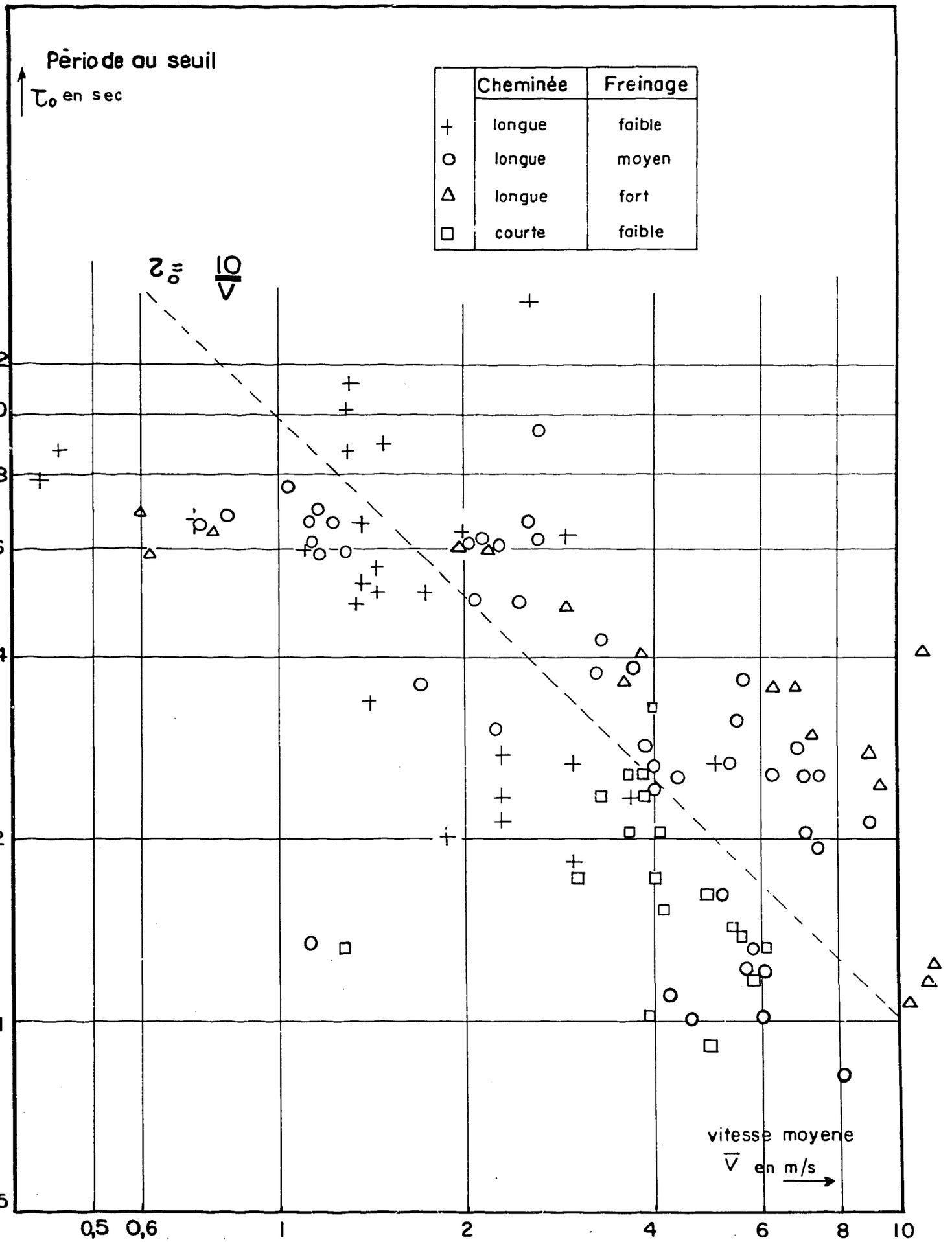


Figure 25 - Périodes sur boucle CF4

Les périodes comprises entre 2 et 10 secondes avec la cheminée longue se situent entre 1 et 3 secondes avec la cheminée courte.

Pour les faibles charges piézométriques, la période au voisinage de la frontière augmente.

Pour une longueur de cheminée donnée, la période décroit si la vitesse de l'émulsion augmente.

La figure n° 25 ci-après montre l'évolution de la période au seuil (τ_o), sur CF4, pour les différentes configurations essayées, en fonction de la vitesse moyenne $\overline{V}$ du liquide dans le canal ; cette vitesse moyenne a été estimée par le calcul, en supposant le glissement à 2,2.

On constate un fait remarquable : les valeurs expérimentales de groupent grossièrement autour d'une relation *unique*, indépendamment de la longueur de cheminée et de la longueur externe du freinage.

Cette relation est de la forme :

$$\tau_o \overline{V} = \text{Constante}$$

la constante étant de l'ordre de 10 si la vitesse moyenne V est exprimée en m. et τ_o en s.

6.3.2 - Cas de la boucle CENDRILLON.

Des mesures effectuées sur la configuration n° 4 (voir paragraphe 5.2.2 a, cheminée longue, sans gaine froide, et convection naturelle) ont montré une variation *linéaire* de la période en fonction du degré de sous-saturation à l'entrée, la période décroissant lorsqu'on diminue la sous-saturation à puissance donnée.

On notera qu'il s'agit ici de l'évolution des périodes entre les deux frontières d'instabilité et non au voisinage des seuils, comme dans le paragraphe précédent.

Si on parcourt la zone d'instabilité en augmentant la puissance, le degré de sous-saturation étant fixé cette fois-ci, on trouve que la période diminue si la puissance augmente.

La variation n'est plus linéaire ; la pente de la courbe, période en fonction de la puissance, diminue si la puissance croit.

Les mesures effectuées sur les autres configurations, ont redonné des tendances analogues, mais moins nettes.

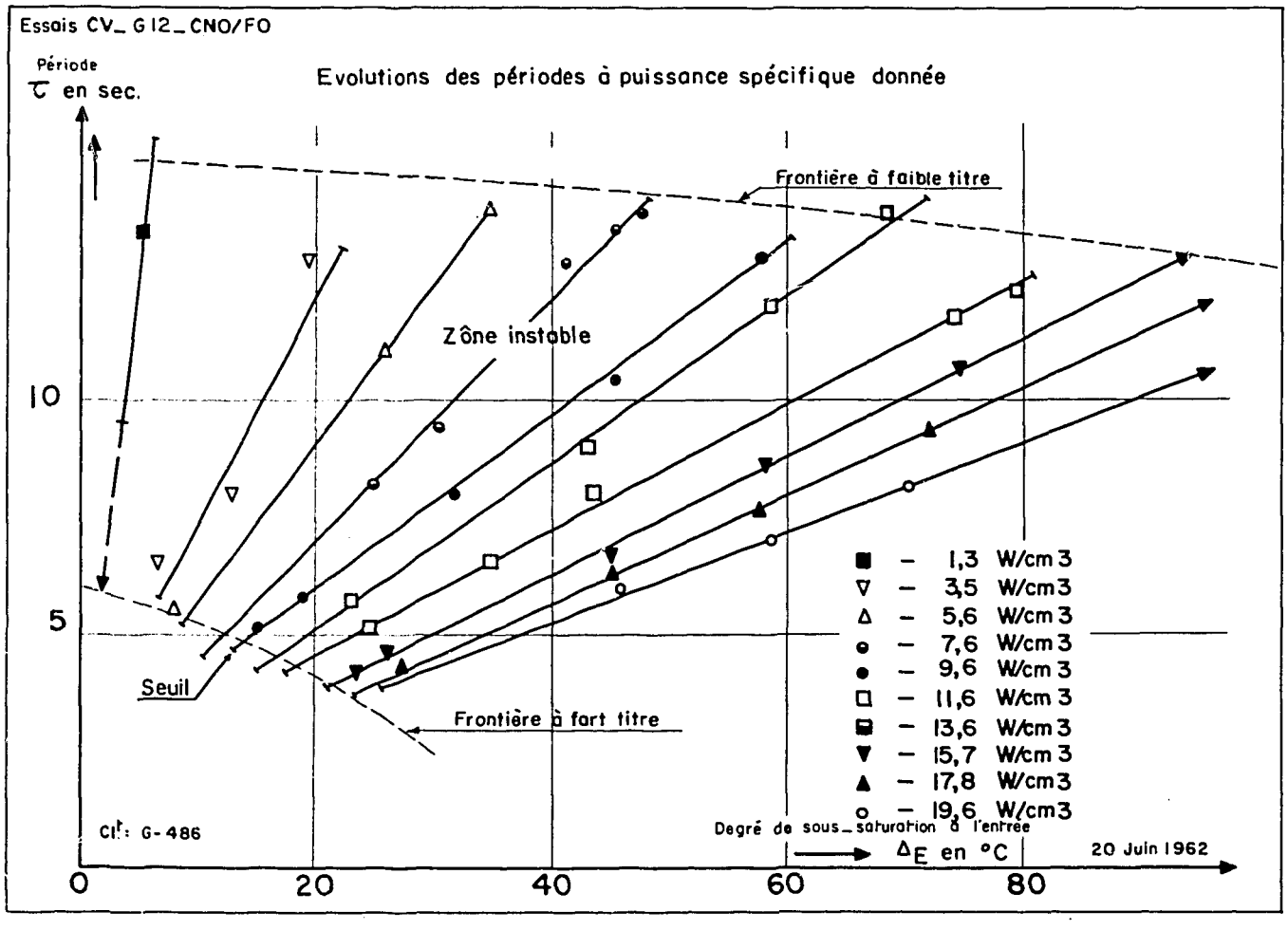


Figure 26 A - Périodes sur boucle CENDRILLON

Les figures n° 26 A et B, ci-contre, représentent les résultats obtenus sur la configuration n° 4 (cheminée longue, convection naturelle sans gaine froide).

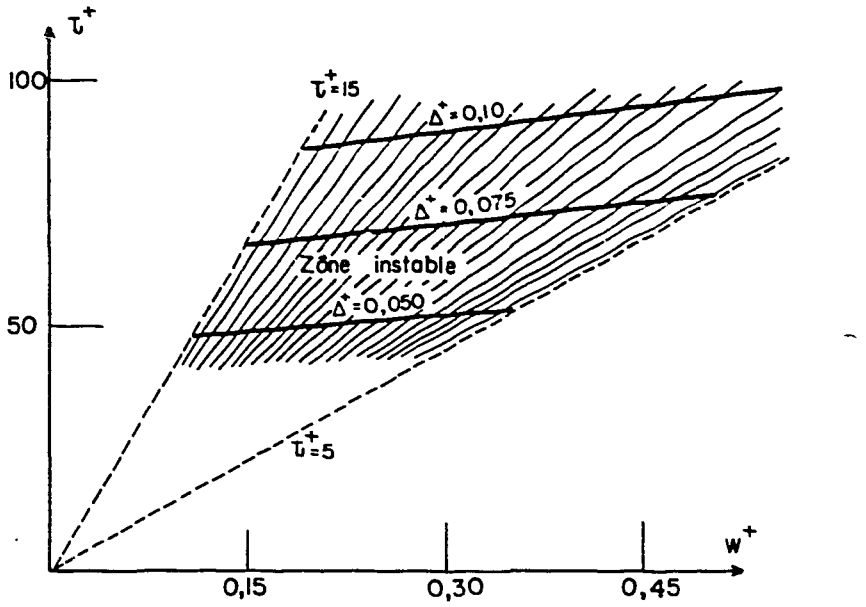


Figure 26 B - Périodes sur boucle CENDRILLON (adimensionnelles)

On remarquera pour cette configuration une quasi constance de la période *limite* sur chacune des frontières.

D'autre part, la période réduite :

$$\tau^+ = \frac{\tau}{\theta}$$

varie très peu à degré de sous-saturation donné.

Pour les autres configurations, les résultats sont moins cohérents. On note cependant une diminution des périodes lorsque la longueur utile de cheminée diminue ; et dans le cas de la configuration n° 6 (cheminée longue, convection fornée avec by-pass), il y a variation importante de la période limite sur la frontière d'instabilité correspondant aux faibles titres (la période limite diminue lorsque la puissance augmente et passe de 11 s environ pour 5 W/cm³ à 4 s environ pour 25 W/cm³).

6.3.3 - Evolution de la période, au voisinage du seuil.

Les essais relatés au paragraphe précédent montrent que sur CENDRILLON, à puissance donnée, l'évolution des périodes est linéaire en fonction de la sous-saturation.

Sur la boucle CF4, l'évolution semble plus complexe. On constate très généralement une diminution de la période lorsqu'on entre dans la zone d'oscillation en augmentant la température d'entrée ou la puissance, mais deux cas se présentent :

1/ Variation très lente de la période qui reste quasi constante

2/ Variation d'abord très rapide de la période, suivie d'une évolution de plus en plus lente, qui finit par devenir quasi insensible.

Nous avons indiqué dans les tableaux 5 (description seuil : colonne 7) le type de variation (lent ou rapide) lorsqu'il a été observé.

Cette étude des périodes termine la description de nos essais.

Nous allons maintenant, avant de conclure, faire une discussion générale de ces résultats.

CHAPITRE VII

DISCUSSION DES RÉSULTATS

Quelles sont les tendances importantes qui se dégagent de l'ensemble de nos résultats expérimentaux ?

Comment se comparent-ils avec ce qui a été obtenu ailleurs et à quelles interprétations conduisent-ils ?

Nous allons essayer de répondre successivement à ces trois questions.

7.1 - RAPPEL DES POINTS REMARQUABLES -

On peut faire l'énumération suivante :

1/ Influence importante du chauffage à la paroi sur la chute de pression par frottement ; le chauffage augmente, à titre donné, la perte de pression par frottement.

2/ Rôle de la paroi (nature, épaisseur) pour l'apparition des oscillations ; il semble que les parois peu conductrices conduisent à l'apparition d'un régime de surchauffe à la paroi avant appariton des oscillations.

3/ Complexité des phénomènes d'oscillations, même en ce qui concerne les seuils d'apparition :

- existence de frontières multiples,
- type de seuils différents : progressivité d'apparition, évolution des périodes.

4/ Le phénomène de redistribution de débit ne semble pas jouer un rôle dans le déclenchement des oscillations (sauf cas particuliers) ; si on opère à charge piézométrique fixée la redistribution peut précéder, ou non, les instabilités.

5/ Il y a continuité, pour l'apparition et la forme des oscillations, entre le fonctionnement en convection naturelle et le fonctionnement en convection forcée avec by-pass.

6/ Les oscillations sont possibles en canal horizontal.

7/ Les oscillations apparaissent en ébullition locale (jusqu'à la sortie) dans le cas des faibles vitesses et des fortes puissances.

8/ La période au seuil varie comme l'inverse de la vitesse moyenne du liquide dans le canal, suivant une relation qui ne semble dépendre ni de la longueur de freinage, ni de la cheminée.

Indépendamment de ces résultats caractéristiques il s'avère qu'une analyse dimensionnelle, même très simplifiée, rend assez bien compte de l'effet de pression (donc de la nature du fluide réfrigérant) et de l'effet d'échelle.

On est conduit à repérer les phénomènes à l'aide d'un nombre très limité de paramètres adimensionnels, dont trois seulement suffisent[1] à représenter l'influence des quatre paramètres de fonctionnement, de la nature du fluide, de la grandeur du diamètre hydraulique, et de l'inclinaison du canal.

Enfin deux paramètres, homogènes à des longueurs, permettent de tenir compte du mode de convection et de la géométrie du circuit hydraulique externe au canal proprement dit.

---

(1) Si le glissement varie peu ou intervient peu (paragraphe 2.2.3).

7.2 - COMPARAISON AVEC LES RESULTATS ANTERIEURS -

Il apparaît que dans l'ensemble nos résultats sont en bon accord avec les tendances constatées par les autres expérimentateurs (voir paragraphe 1.1.2).

Notamment en ce qui concerne l'influence sur la frontière d'apparition de l'oscillation, de la pression, du freinage hydraulique à l'entrée du canal, et de la charge piézométrique.

La comparaison avec les modèles théoriques connus est par contre assez difficile.

En effet les critères d'instabilité sont en général fournis sous une forme non explicitée (par exemple paragraphe 1.2.3, WALLIS, [16]), ou alors comportent l'évaluation de quantités dont l'expression à partir des paramètres mesurés est très compliquée (voir par exemple paragraphe 1.2.3, BLUBAUGH et QUANDT, [9]).

Leur utilisation pratique réclame donc des moyens de calculs très importants (machines arithmétiques) et beaucoup de temps.

Cette étude n'a donc pas été effectuée dans le cadre de cette thèse et fera l'objet d'un autre travail.

Nous noterons cependant que les ordres de grandeur sont en général respectés.

Enfin, pour faciliter les comparaisons ultérieures nous avons indiqué dans nos tableaux de relevés (n° 5) les valeurs d'un certain nombre de variables qui nous ont paru d'intérêt fondamental :

- vitesse à l'entrée du canal : V_E
- titre à la sortie du canal chauffant : x_s
- titre à la sortie de la cheminée de ϕ 6 : x_{ss}
- énergie relative transportée par la vapeur : ERTV(1)
- chute de pression le long de la partie chauffante,
- chute de pression le long de la cheminée,
- les périodes.

De plus les tableaux 5 comportent un certain nombre de colonnes indiquant les particularités observées pour le point relevé : nature du point de fonctionnement (stable, oscillant, redistribution ...) méthode de réglage, mode d'apparition ou de disparition des oscillations, positions par rapport à la redistribution de débit, évolution de la période, présence de la vapeur dans le voyant à la sortie, mode de fonctionnement de la cellule, etc.

Le tableau n° 6, en annexe, détaille la nature de cette description.

Rappelons aussi que le tracé des courbes en S effectué figures n°s 9 A, B, page 51, permet de passer d'un système de variables indépendantes ne comportant pas la vitesse massique G_E, à un système de variables comportant cette vitesse, et de calculer tout paramètre jugé intéressant.

7.3 - INTERPRETATION GENERALE DE NOS EXPERIENCES -

Il paraît encore prématuré de déduire de l'ensemble de nos observations des conclusions quant aux mécanismes de l'oscillation hydrodynamique.

Il semble en fait que nous soyons en présence d'un phénomène très complexe, et de *plusieurs* mécanismes pouvant intervenir concurremment.

C'est ainsi que nous avons rencontré au cours de notre exposé des oscillations semblant posséder le caractère de la relaxation, tandis que d'autres avaient un mode d'apparition progressif susceptible d'une interprétation linéaire.

Nous rappellerons aussi le rôle encore assez mystérieux joué par la paroi du canal chauffant et la relation qui apparaît alors entre instabilité et *crise* d'ébullition.

---

(1) ERTV est le rapport de la puissance de vaporisation à la puissance totale fournie au canal : en canal à flux uniforme c'est aussi le rapport entre la longueur bouillante sur la partie chauffante, à la longueur totale chauffante.

Enfin l'observation visuelle, relatée au paragraphe 6.1, montre le rôle dynamique important que peut jouer la recondensation des poches de vapeur. De façon plus générale il n'est pas exclu que l'existence d'équilibres métastables et de retards dans l'évaporation ou la recondensation soient à l'origine d'effets quasi explosifs, susceptibles d'engendrer et d'entretenir l'oscillation.

L'analyse théorique et l'approfondissement des lois fondamentales régissant les écoulements en double phase (notamment tout ce qui concerne les régimes transitoires) permettront peut-être de faire apparaître les causes profondes qui engendrent l'oscillation hydrodynamique.

Notre ambition ici est plus modeste et notre contribution voudrait se borner à fournir des "matériaux" "valables" pour les équipes qui s'attaqueront plus tard à ces problèmes, certainement très difficiles.

CHAPITRE VIII

CONCLUSIONS

Au terme de notre exposé, on voudrait faire maintenant un bilan rapide des principaux résultats obtenus, en dégager les lacunes et préciser les points à approfondir.

Après avoir déterminé, par l'analyse dimensionnelle, quels étaient les paramètres significatifs du phénomène, nous avons dans une première étape établi expérimentalement les principales lois élémentaires intervenant.

En particulier nous avons obtenu une corrélation des lois du frottement en ébullition dans un canal vertical, de section circulaire ϕ 6 mm, et pour des pressions comprises entre 5 et 10 atmosphères.

Il a été trouvé une perte de pression par frottement sur la partie chauffante environ 1,3 fois plus grande que sur la partie non chauffante (cheminée).

Nous avons déterminé, ensuite, la position des frontières d'apparition de l'oscillation hydrodynamique dans quatre cas de géométrie (trois longueurs de freinage et deux longueurs de cheminée) sur la boucle CF4, dans une gamme étendue de valeurs des paramètres de fonctionnement, partant de la convection naturelle jusqu'à la convection forcée avec by-pass, sous une charge piézométrique triple de la charge en convection naturelle.

On trouve, de façon générale (sur CF4), que l'oscillation apparaît par augmentation de la puissance, si la charge piézométrique et les conditions de température et de pression sont données à l'entrée du canal.

A puissance et géométrie (y compris les longueurs externes de freinage et d'inertie) données, l'instabilité apparaît si on augmente le titre à la sortie du canal par une action soit sur la température d'entrée (augmentation), soit sur la pression d'entrée (diminution), soit sur la vitesse (par diminution de la charge piézométrique).

Par contre, si en opérant à charge piézométrique fixée, on diminue la vitesse en augmentant le freinage hydraulique à l'entrée (donc si on augmente la longueur externe de freinage), on peut *retarder* l'apparition des oscillations, si le freinage est suffisamment élevé.

Par exemple, pour le freinage minimum, on trouve que l'instabilité apparaît pour une sous-saturation d'environ 17°C si la puissance est de 150 W/cm³ et la charge piézométrique totale de 14 m ; le titre est alors voisin de zéro. Si on passe au freinage maximum avec les mêmes puissances et charges piézométriques, il y a début d'oscillation pour une sous-saturation inférieure à 10°C environ et un titre à la sortie de l'ordre de 10 %.

La réduction de la hauteur de cheminée retarde, comme le freinage à l'entrée, l'apparition des oscillations qui se produisent pour un titre plus élevé. On constate également une diminution importante des périodes.

On notera d'autre part l'intérêt de la variable adimensionnelle :

$$w^* = w \frac{u' - u}{i' - i} \sqrt{\frac{D}{g}}$$

pour représenter l'influence de la pression et de la géométrie. Les essais effectués sur les deux cellules CF4 et CENDRILLON, d'échelles géométriques très différentes et aux pressions moyennes respectives de 8 atmosphères et de 1 atmosphére conduisent à des intervalles de w^*, donnant l'instabilité, du même ordre de grandeur, tandis que les valeurs de w sont dans un rapport de l'ordre de 10 environ.

Certains aspects particuliers du phénomène ont aussi été étudiés.

Ainsi on a vérifié expérimentalement que :

a) L'apparition des oscillations ne dépend pas du phénomène de redistribution de débit (critère de LEDINEGG) ; si on opère à charge piézométrique fixée les oscillations apparaissent selon le cas avant ou après la redistribution, et parfois très "loin" après la redistribution.

b) L'oscillation est possible en canal horizontal.

Enfin une étude descriptive des oscillations a été effectuée, en particulier en ce qui concerne les périodes. Les caractères généraux de l'oscillation hydrodynamique en ont été dégagés : régularité, reproductivilité, réversibilité, complexité (multiplicité des frontières et des modes d'apparition, rôle de la paroi, rôle de la recondensation, rôle de l'ébullition locale et plus généralement des retards à l'équilibre thermodynamique).

De nombreux points restent cependant encore à approfondir.

Nous citerons principalement :

- La vérification expérimentale des lois de similitude du phénomène : le rôle de la pression en particulier.

- L'influence d'un freinage hydraulique dans la zone en double phase.

- Le rôle de la paroi (sur le type d'écoulement, sur les phénomènes d'apparition des burn-out lents et des oscillations).

- L'étude des oscillations proprement dites : influence des différents paramètres sur l'évolution des périodes et sur la progressivité d'apparition.

- Le rôle de la longueur externe d'inertie et plus généralement des paramètres de géométrie : diamètre et forme du canal, état de surface (rugosité), inclinaison du canal ...

- Les lois fondamentales concernant la formation de la vapeur ; plus spécialement l'étude des transitoires et des déséquilibres thermodynamiques.

On voit donc que le chemin à accomplir, avant d'arriver à une compréhension claire des phénomènes, semble être encore très long.

Cependant d'ores et déjà des réacteurs de puissance à ébullition fonctionnent, avec des prix de revient de l'énergie pas très éloignés de la compétitivité avec l'énergie conventionnelle.

Il est certain, en effet, que dans les réacteurs de puissance, qui fonctionnent à des pressions assez élevées (de l'ordre de 70 ata), la puissance n'est en général pas limitée à l'apparition des oscillations hydrodynamiques. C'est la crainte de la crise d'ébullition (burn-out) qui fixe dans presque tous les cas un plafond à la puissance extractible.

Il n'en reste pas moins que tout se tient et que les phénomènes de "burn-out" et d'instabilités hydrodynamiques ont probablement bien des points communs (cf l'effet de la paroi), et que les progrès iront de pair dans ce domaine.

Enfin il n'est pas exclu que l'emploi de réfrigérants nouveaux (métaux liquides par exemple) et l'augmentation des performances demandées aux réacteurs bouillants déplacent les centres d'intérêt, et ouvrent des applications directes à nos études.

ANNEXE I

NOTES DE CALCUL

A.1.1 - INFLUENCE DES OSCILLATIONS, DANS LE BY-PASS, SUR LE DECLENCHEMENT DES INSTABILITES HYDRODYNAMIQUES DANS UN CANAL A EBULLITION -

1.1.0 - Problème posé.

Dans le cas d'un canal fonctionnant en charge sur une pompe et un by-pass, il apparaît qu'aux oscillations du débit dans le canal correspondent des oscillations de faible amplitude relative dans le by-pass. Le débit dans le by-pass étant supposé grand vis-à-vis du débit dans le canal, les oscillations du débit by-pass peuvent être de l'ordre de grandeur de celles du débit canal, et on peut se demander quelle est leur influence sur le phénomène d'instabilité déclenché dans le canal.

1.1.1 - Hypothèses et mise en équation.

On supposera l'écoulement unidimensionnel, dans le by-pass et le circuit extérieur à l'ensemble by-pass - canal. Le théorème de BERNOULLI s'écrit alors :

a) *Dans le by-pass :*

$$\frac{dM}{dt}\int_L \frac{dz}{S} + \rho g \int_L \sin\theta \, dz + 4 \int_L \frac{\tau}{D} dz = \Delta P$$

M : débit by-pass

S : section courante ; z : abscisse courante ; L : longueur by-pass

θ : inclinaison ; H : hauteur by-pass

τ : contrainte tangentielle à la paroi

ΔP : chute de pression dans le by-pass

b) *Dans le circuit extérieur :*

$$\frac{d}{dt}(M+m)\int_{L'} \frac{dz}{S} + \rho g \int_{L'} \sin\theta \, dz + 4 \int_{L'} \frac{\tau}{D} dz = N - \Delta P$$

m : débit à l'entrée du canal

L' : longueur circuit extérieur à l'ensemble by-pass - canal

N : hauteur fournie par la pompe ; N_o : hauteur à vanne fermée

On écrira les deux équations sous la forme suivante(1) :

---

(1) On a : $I = \int_L \frac{dz}{S}$, $I' = \int_{L'} \frac{dz}{S}$, $F = \int_L \frac{1}{2}\frac{\Lambda}{D}\frac{1}{\rho S^2} dz$, $F' = \int_{L'} \frac{1}{2}\frac{\Lambda}{D}\frac{1}{\rho S^2} dz + \frac{N_o - N}{(M+m)^2}$

avec Λ : coefficient de DARCY.

$$I\frac{dM}{dt} + \rho g H + F\,M^2 = \Delta P \qquad (1)$$

$$I'\frac{d}{dt}(M+m) - \rho g H + F'\,(M+m)^2 = N_o - \Delta P \qquad (2)$$

On obtient par addition :

$$(I+I')\frac{dM}{dt} + (F+F')\,M^2 = N_o - I'\frac{dm}{dt} - F'\,M^2\frac{m}{M}\left(2+\frac{m}{M}\right)$$

Posons : $\begin{cases} m = m_o + m' \\ M = M_o + M', \end{cases}$

m' et M' étant les parties oscillantes ;

$\frac{M'}{M_o}$ et $\frac{m'}{M_o}$ sont petits par hypothèse.

Il vient alors

$$(I+I')\frac{dM'}{dt} + 2\,(F+F')\,M_o^2\frac{M'}{M_o} \simeq -I'\frac{dm'}{dt} + 2\,F'\,M_o^2\frac{m'}{M_o}$$

Par ailleurs dans le cas d'une cellule comme CF4 dans laquelle N_o est fort devant ΔP on a $F' >> F$; de plus $I' >> I$ car les tuyauteries extérieures sont bien plus longues que le by-pass. Il en résulte que :

$$\frac{d}{dt}(m'+M') + K\,(m'+M') \simeq 0 \qquad \text{avec} \qquad K = \frac{2\,F'\,M_o}{I}$$

En remarquant que :

$$\frac{d}{dt}(m'+M') = 0$$

au seuil, la seule solution est :

$$m' + M' \simeq 0$$

1.1.2 - Conclusions.

Il en résulte :

a) $M' \simeq -m'$

Ce déphasage est bien vérifié expérimentalement sur CF4. (voir la figure 10B page 55)

Et en portant la valeur $M = M_o - m'$ dans l'équation (1) :

b) $\Delta P \simeq (\rho g H + F\,M_o^2) - I\frac{dm'}{dt} - 2\,F\,M_o^2\frac{m'}{M_o}$

Tout se passe donc comme si le by-pass :

- *imposait une charge constante* $\Delta P_o = \rho g H + F M_o^2$
- *créait un freinage supplémentaire à l'entrée du canal*
- *créait une inertie supplémentaire à l'entrée du canal*

On notera de plus que les deux derniers termes sont en général négligeables devant les termes de freinage et d'inertie effectivement appliqués à l'entrée du canal $\left(\text{car I et } \frac{m'}{M_o} \text{ sont petits}\right)$.

A-1.2 - CALCUL DE L'ERREUR DE MESURE DE LA FRACTION DE VIDE PAR GAMMAMETRIE -

On déduit la fraction de vide de la valeur de l'atténuation d'un pinceau de rayons γ, après traversée de l'émulsion. Dans notre cas le canal est balayé transversalement par un pinceau γ de direction constante (par translation du pinceau γ), à vitesse uniforme.

La source, ponctuelle, est constituée par du Tm 170, d'activité de l'ordre du Curie ; la mesure se fait en tension (impulsions) avec enregistrement pendant le balayage. La constante de temps est de l'ordre de la seconde.

Une cale en aluminium, servant de témoin, permet de tenir compte de la décroissance radioactive entre les étalonnages et surtout des dérives de l'amplification.

L'ensemble : source γ et dispositif récepteur, est fixé rigidement au canal, refroidi avec de l'eau industrielle, et soigneusement blindé contre les champs électromagnétiques parasites.

Il y a quatre causes principales d'erreur :

1/ Erreurs dues à la structure de l'émulsion.

L'émulsion est par nature hétérogène. Si le pinceau γ de balayage est large devant la dimension moyenne des bulles et la courbure de la paroi, l'absorption moyenne sur la largeur du pinceau n'est plus exponentielle en fonction du vide.

D'autre part, la fraction de vide moyenne sur le trajet du pinceau γ et sur l'ensemble de la section n'est pas stable dans le temps ; si la variation relative est importante, l'indication (moyenne) ne correspond pas à la fraction de vide moyenne du fait de la loi exponentielle (ou quasi exponentielle) d'absorption. Dans le cas le plus défavorable, l'erreur peut atteindre quelques pour-cent.

2/ Erreurs dues à la source radio-active.

La source introduit des fluctuations statistiques d'amplitude relative proprotionnelle à $\frac{1}{\sqrt{N}}$, N étant le nombre de photons "comptés". Enfin, le rayonnement émis n'étant pas monochromatique, l'absorption n'est pas rigoureusement exponentielle (cette anomalie est renforcée du fait que la paroi est circulaire et que l'épaisseur de métal traversée, donc le spectre des rayons γ qui sont absorbés par l'émulsion, varie pendant le balayage). Ici encore, l'erreur sur la fraction de vide peut atteindre quelques pourcent.

3/ Erreurs dues à la paroi du canal.

Pour calculer la fraction de vide à partir de l'intensité du pinceau γ, après traversée du canal, il faut connaitre l'influence de l'absorption dans la paroi et de l'épaisseur moyenne de l'émulsion. Un étalonnage préalable avec le tube vide et le tube plein de liquide fournit les constantes nécessaires. Mais il y a déformation du canal (dilatations, efforts de pression, vibrations) entre l'étalonnage et la mesure ; la zone de paroi traversé par le pinceau γ n'est pas rigoureusement la même. Il en résulte une erreur qui sera chiffrée plus loin.

4/ Erreurs dues à la chaîne de mesure.

Il y a des causes liées à la chaîne électronique : fluctuations de l'alimentation, effet de la température, effets des champs magnétiques, vieillissements, déréglages, dérives, etc.

Une autre cause importante est le déréglage de l'alignement des collimateurs de la source et du récepteur photosensible.

L'utilisation d'une cale témoin, fournissant un étalon d'absorption auquel on compare les mesures, permet de s'affranchir en partie de ces erreurs.

Le calcul de l'erreur totale possible est simple, si on admet que l'absorption est exponentielle.

On trouve que la fraction de vide moyenne α est une fonction linéaire du logarithme moyen, pendant le balayage, de l'intensité I du pinceau γ après traversée du canal.

$$\alpha = a \overline{\log I} + b$$

Les coefficients a et b ne sont pas indépendants et on montre que :

$$\boxed{\delta\alpha \simeq 2.a\frac{\delta I}{I}}$$

Dans nos essais, a est de l'ordre de 30, ce qui donne :

$$\boxed{\delta\alpha \simeq 60\frac{\delta I}{I}}$$

Si on appelle :

I_0 l'intensité reçue par le récepteur photosensible en l'absence du canal,

μ, μ', μ'' les coefficients d'absorption de l'eau liquide, de la vapeur et de paroi,

e, e', e'' les épaisseurs traversées correspondantes,

ρ, ρ', ρ'' les masses spécifiques correspondantes,

A: le facteur de la chaîne de mesure,

on a :

$$\frac{\delta I}{I} = \frac{\delta A}{A} + \frac{\delta I_o}{I_o} + \rho''\mu''e''\left(\frac{\delta e''}{e''} + \frac{\delta\mu''}{\mu''}\right) + \rho'\mu'e'\left(\frac{e'}{e'} + \frac{\delta\mu'}{\mu'}\right) + \rho\mu e\left(\frac{\delta e}{e} + \frac{\delta\mu}{\mu}\right)$$

Le terme $\frac{\delta A}{A}$ est lié aux causes 4°, le terme $\frac{\delta I_o}{I_o}$ aux causes 1° et 4°, les termes $\frac{\delta e}{e}, \frac{\delta e'}{e'}$, $\frac{\delta e''}{e''}$ aux causes 3°, les termes $\frac{\delta\mu}{\mu}, \frac{\delta\mu'}{\mu'}, \frac{\delta\mu''}{\mu''}$ aux causes 2° et 3°.

Les facteurs $\mu\rho e$, $\mu''\rho''e''$ sont de l'ordre de 1/30, le facteur $\mu'\rho'e'$ est négligeable.

Finalement :

$$\frac{\delta I}{I} = \frac{\delta A}{A} + \frac{\delta I}{I} + \frac{1}{30}\left(\frac{\delta e}{e} + \frac{\delta e''}{e''} + \frac{\delta\mu}{\mu} + \frac{\delta\mu''}{\mu''}\right)$$

et :

$$\boxed{\delta\alpha = 60\left(\frac{\delta A}{A} + \frac{\delta I}{I}\right) + 2\left(\frac{\delta e}{e} + \frac{\delta e''}{e''} + \frac{\delta\mu}{\mu} + \frac{\delta\mu''}{\mu''}\right)}$$

Le terme principal est $60\left(\frac{\delta A}{A} + \frac{\delta I_o}{I_o}\right)$; une erreur de 1 % sur ce terme entraîne une erreur de ± 0,6 sur la valeur de α. C'est une valeur maximale (cumul de toutes les causes) ; l'erreur moyenne serait de l'ordre de 1/3 (soit ± 0,20).

En fait, l'erreur aléatoire moyenne constatée est de l'ordre de ± 0,25.

ANNEXE II

TABLEAUX

A.2.1 - Tableau n° 1
Essais sur boucles hors pile
(voir aussi page 13)

A.2.2 - Tableau n° 2
Erreurs de mesure sur CF4
(voir aussi page 38)

A.2.3 - Tableau n° 3 -
Données géométriques

A.2.4 - Tableaux n°s 4A, B, C, D, E :
Pertes de pression par frottement sur CF4

A.2.5 - Tableaux n°s 5A, B, C, D, E, F, G, H :
Frontières d'instabilité sur CF4

A.2.6 - Tableau n° 6 -
Description des seuils d'instabilité

Tableau n° 1

Essais sur boucles hors pile. Feuille : 1/1

AUTEUR et DATE	Repère biblio	Géométrie, matériaux, chauffage (cotes en cm)	Intervalles de variation des paramètres	Influences et aspects particuliers étudiés
E.H. WISSLER, ... 1955	6	- Canal chauffant en épingle (<) - Hauteur verticale de l'épingle : 110 - Cheminée verticale, longueur : 600 - Section cheminée, circulaire : ϕ 2,2 - Courant continu.	- Convection naturelle - Essais avec pression sortie cheminée = 1 ata - Essais à volume constant	- Existence des oscillations avec une puissance et une température à l'entrée, constantes - Ordre de grandeur de la période - Comparaison avec un modèle théorique
S. LEVY, ... 1959	7	- Sections annulaires $\begin{cases}\phi = 0,95 \times 2,22 \\ \phi = 1,37 \times 2,22\end{cases}$ - Chauffage sur tube central - Longueur chauffante : 300, verticale - Cheminée verticale, longueur : 500 - Parois en acier inoxydable - Courant continu	- Convection naturelle et convection forcée - Pression = 70 ata	- Effet de la sous-saturation à l'entrée - Effet de la convection forcée - Effet de la section de passage - Effet d'un freinage hydraulique à l'entrée du canal - Position relative des frontières de burn-out et d'instabilité
S. LEVY 1959	8	- Conditions précédentes, mais cheminée inclinée à 45°		- Effet de l'inclinaison
A.L. BLUGAUGH et E.R. QUANDT 1960	9	- Section rectangulaire $\begin{cases}\text{entrefer} : 0,25 \\ \text{largeur} : 2,54\end{cases}$ - Longueur chauffante : 70, verticale - Pas de cheminée - Parois en acier inoxydable - Courant continu	- Convection forcée - Pression : 42 et 110 ata - Essai à charge piézométrique constante - Sous-saturation : 2,5 à 80°C	- Comparaison avec un modèle théorique - Rôle de la courbe en S (voir paragraphe 542 du présent texte) - Etude de la reproductibilité - Etude de la réversibilité - Position relative des frontières de burn-out et d'instabilité
R.P. ANDERSON, ... et J.F. MARCHATERRE 1962	10	- Sections circulaires - Canal chauffant : ϕ 1,252 - 1,58 - 2,38 - Longueur chauffante : 91,4, verticale - Cheminée verticale : ϕ 1,58, longueur : 76,2 - Parois en acier inoxydable - Courant continu	- Convection naturelle - Pression : 21 - 28 - 35 - 42 ata - Essais à puissance constante et à puissance pulsée	- Effet d'un freinage hydraulique à l'entrée du canal et à la sortie du canal - Comparaison avec un modèle analogique
K.M. BECKER, ... 1963	11	- Sections circulaires - Canal chauffant : ϕ 2 - Longueur chauffante : 500, verticale - Cheminée verticale : ϕ 3,6, longueur : 120 - Parois en acier inoxydable - Courant continu	- Convection naturelle - Pression variant de 10 à 70 ata - Essais poussés jusqu'au burn-out	- Rôle de la pression - Effet du freinage hydraulique à l'entrée du canal et à la sortie du canal - Rôle des faibles charges piézométriques - Effet de la sous-saturation à l'entrée
C.L. SPIGT, ... 1963	12	- Section annulaire : ϕ 3,38 × 5,04 - Chauffage sur tube central - Longueur chauffante : 240, verticale - Cheminée verticale, longueur : 35,5 - Parois en acier inoxydable - Courant continu	- Convection naturelle - Pression 1 à 30 ata - Sous-saturations à l'entrée : faibles - Essais poussés jusqu'au burn-out	- Seuil détecté par mesure du spectre de fréquence sur le signal de débit à l'entrée - Variation de l'amplitude efficace, à la fréquence fondamentale, en fonction de la puissance - Influence de la sous-saturation à l'entrée, de la pression
C.L. SPIGT, ... 1963	13	- Grappe à 7 barreaux de ϕ 1,525 - ϕ du fourreau : 7,1 - Longueur chauffante : 80 × 2, verticale - Cheminée verticale, longueur : 20 - Sortie par crépine - Parois en acier inoxydable - Courant continu	- Convection naturelle - Pression : 3,7 à 28,5 ata - Sous-saturation à l'entrée : 1 à 2°C	- Effet d'un freinage hydraulique à la sortie du canal
R.F. KEMP, ... 1960	14	- Section rectangulaire	- Convection naturelle	- Effet de l'état de surface

Tableau n° 2

Erreurs de mesure sur CF4

Grandeur mesurée	Erreur aléatoire probable	Erreur systématique maxima possible
Puissance électrique	± 1 %	négligeable
Puissance de chauffage du fluide	± 1 %	± 50 W ou ± 100 W ....(1)
Vitesse massique	± 2 % ...(2)	± 1 %
Température du fluide	± 0,5°C	± 0,3°C
Température paroi côté fluide	± 1°C ou ± 1,5°C ...(1)	± 1,5°C
Chute de pression sur 1 m. en phase liquide	± 1 à 2 % ...(2)	± 1 à 2 %
Nombre de DARCY en phase liquide	± 3 %	/
Nombre de MARGOULIS en phase liquide	± 4 % ou ± 5 % ....(1)	/

(1) Cas du canal non calorifugé,

(2) En adaptant correctement le liquide manométrique.

Tableau n° 3 : DONNEES NUMERIQUES

BOUCLES							CENDRILLON		
Repère canal ..... et diaphragme	G 11 ϕ 25	G 31	G 41	G 61 ϕ 3,1	G 61 ϕ 1,8	G 72 ϕ 25	V 1	V 2	H
Forme section ..... (C : circulaire) (A : annulaire à noyau chauffant)	C	C	C	C	C	C	A	A	A
Inclinaison canal ..... (V : vertical - H : horizontal)	V	V	V	V	V	V	V	V	H
Nature paroi chauffante ..... (A : aluminium - I : acier inox)	A	A	I	A	A	A	I	I	I
Epaisseur paroi, cm	0,1	0,1	0,05	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
Longueur chauffante, cm	120	120	120	116	116	116	20	20	20
Longueur externe de freinage, en cm (de canal chauffant).....	95	maxi.	variab.	450	1350	95	-	-	-
Longueur externe d'inertie, en cm (de canal chauffant).....	75	75	75	80	80	80	-	-	-
Hauteurs, en cm :									
Cheminée ϕ 6 pour CF4	244	244	244	245	245	20	-	-	-
Cheminée ϕ 25 pour CF4	160	160	160	160	160	160	-	-	-
By pass pour CF 4 (piquages Δp) ...	590	642	642	642	642	642	-	-	-
Sous condensateur, pour CENDRILLON(1)	-	-	-	-	-	-	39,5	75	0
Au séparateur, pour CENDRILLON(1) .	-	-	-	-	-	-	95,5	128	-
Sous by pass, pour CENDRILLON(1) ..	-	-	-	-	-	-	16,5	52	0
Diamètre de chauffage, cm	0,59	0,59	0,60	0,60	0,60	0,59	1,01	1,01	1,01
Diamètre hydraulique, cm	0,59	0,59	0,60	0,60	0,60	0,59	1,09	1,09	1,09
Rugosité relative paroi	0,0008	0,0008	0,0002	0,001	0,001	0,001	0,0000	0,0000	0,0000
Canal calorifugé	non	non	oui	oui	oui	oui	non	non	non
Loi du frottement en phase liquide :									
a = ...	0,106	0,106	0,107	0,063	0,063	0,063	-	-	-
a' = ...	0,14	0,14	0,15	0,09	0,09	0,09	-	-	-
Loi du transfert thermique en phase liquide :									
b = ...	0,066	0,066	0,021	0,021	0,021	0,026	-	-	-
b' = ...	0,30	0,30	0,28	0,20	0,20	0,20	-	-	-
b'' = ...	0,60	0,60	0,60	0,60	0,60	0,60	-	-	-

(1) Compté à partir de la sortie de la section chauffante.

Tableau n° 4A

CF4 PERTES DE PRESSION

Repère	Canal	φ	G_E	Eb	$-x'_{EL}$	$2\bar{x}_{ELF}$	$\bar{P}_{ELF}$	F'_{ELF}	$2\bar{x}$	$\bar{P}_{EF}$	F'_{EF}	$\bar{x}_{CM}$	Δx_{CM}	$\bar{P}_{CM}$	F'_{CM}	x'_S	α_S	Code
Essai top	n°	W/cm²	g/cm²s	‰	%	%	kgf/cm²a	%	%	kg²/cm a	%	%	%	kgf/cm²a	%	%		
2/1		26,6	121	23,5	2	5,5	8,0	4,8	5,3	8,0	-	6,7	1,6	6,9	9,9	6,1	-	
3/1		21,1	168	13,4	0,9	1,6	7,7	3,1	1,6	7,8	-	2,2	0,6	7,2	5,7	1,9	0,67	
3/2		21,2	248,5	9,4	0,4	1,6	9,0	1,9	1,6	9,0	-	2,9	1,4	8,2	4,1	2,2	0,43	
4/1		26,5	123	23	2	2,7	8,0	2,9	2,5	8,0	-	3,5	0,4	7,3	4,8	3,3	0,71	
4/2		21,3	119,3	19	2	2,8	7,9	3,1	2,6	7,9	-	3,5	0,4	7,2	4,7	3,3	0,74	
4/3		13,5	115	12,5	0,8	2,0	7,9	2,8	1,9	7,9	-	2,4	0,2	7,5	2,9	2,3	0,67	
5/1		11,5	379		0	0	-	-	0	-	-	-	-	-	-	0	-0,1	SP
5/2		15,0	191	8,3	0,3	1,2	8,0	1,7	1,2	8,0	-	2,1	1,2	7,1	3,2	1,5	0,45	
5/3	3/1	10,2	249	4,7	0	1,0	8,0	-	-	8,0	-	-	-	7,6	-	0,5	0,24	EF
2/1 T	ϕ 25	6,4	137	4,9	0	0,5	8,1	0,8	0,5	8,1	0,8	6,6	0,0	8,0	0,6	0,6	-	EF
2/3 T		6,2	126	5,3	0	0,7	8,2	1,6	0,7	8,2	1,6	0,8	0,0	7,9	1,1	0,8	-	EF
6/1		22,3	284,5	8,4	1,1	-	7,9	-	-	7,9	-	-	1,2	7,6	-	0,6	0,49	
6/2		27,1	271	10,6	0,6	1,1	9,4	1,2	1,0	9,4	-	1,4	-0,1	8,7	3,9	1,4	0,63	
6/3		27,3	270	11,5	2	1,6	9,7	0,9	1,4	9,6	-	2,8	1,6	9,0	4,8	2,0	0,62	
6/4		7,4	264	2,8	0	0,6	7,7	0,7	0,6	7,7	0,7	1,5	1,2	7,3	1,3	0,9	0,54	EF
7/2		9,0	123	7,8	0,2	1,8	7,9	2,7	1,8	7,9	-	2,1	0,2	7,5	2,9	2,0	0,24	
7/3		10,2	188	5,8	0	0,4	8,0	1,3	0,4	8,0	0,4	1,0	0,5	7,7	1,3	0,7	0,49	EF
7/4		18,1	267,5	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0,7	0,53	
8/2		5,4	96	-	0	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1,4	0,70	EF
8/3		5,8	199	3,1	0	0,9	7,9	1,2	0,9	7,9	0,9	1,6	1,0	7,0	2,4	1,0	0,52	EF
8/4		5,5	266	2,2	0	0,6	8,4	0,6	0,6	8,4	0,6	1,1	0,7	8,0	1,1	0,8	0,54	EF

Tableau n° 4B

CF4 PERTES DE PRESSION

Repère	Canal	φ	G_E	Eb	$-x'_{EL}$	$2\overline{x}_{ELP}$	$\overline{P}_{ELP}$	F'_{ELP}	$2\overline{x}_{EF}$	$\overline{P}_{EF}$	F'_{EF}	$\overline{x}_{CM}$	Δx_{CM}	$\overline{P}_{CM}$	F'_{CM}	x'_S	α_S	Code
Essai top	n°	W/cm²	g/cm s	‰	%	%	kgf/cm²a	%	%	kgf/cm²a	%	%	%	kgf/cm²a	%	%		
3/1		32,1	153,0	22	2,6	-	-	-	-	-	-	0,1	0,3	8,07	0,0	0,1	0,75	
3/4		31,6	81,5	40	5,5	7,1	8,58	4,6	7,6	8,53	7,4	8,7	1,0	7,97	10,1	8,4	1,09	R
4/1		24,7	115,1	22	2,6	0,1	8,58	-	-	-	-	0,2	0,0	8,39	0,0	0,3	-	EL
5/1		30,9	116,9	25	3,5	0,1	9,05	0,0	0,1	9,00	0,0	0,7	0,0	8,86	0,0	0,9	0,84	
5/4	G 6,1	21,3	75,9	28	3,6	3,4	8,74	1,9	3,7	8,69	2,7	4,1	-0,1	8,50	3,7	4,3	0,67	
6/1	ϕ 1,8	21,4	85,6	25	3,1	0,8	8,57	0,4	1,0	8,53	0,5	1,3	-0,1	8,40	1,5	1,5	0,69	
6/4		20,8	66,2	34	4,1	3,8	8,12	2,9	4,2	8,07	4,2	4,6	0,1	7,85	2,8	4,9	1,17	
7/3		29,1	79,7	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	2,7	1,05	P
8/2		18,6	72,0	37	3,2	1,4	6,06	0,9	1,6	6,02	1,5	2,1	0,1	5,86	2,3	-2,2	-	EL
8/4		13,3	75,9	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-1,5	0,21	SP
9/1		23,4	59,0	41	5,3	0,1	-	-	-	-	-	-0,1	-0,2	8,25	2,1	0,2	0,41	EL
2/2		25,3	78,5	38	4,3	6,9	7,34	3,9	7,3	7,29	5,9	8,3	1,0	6,74	9,1	8	0,25	EL
1/4		22,3	72,8	30	4,0	9,4	8,99	6,3	9,8	8,94	8,3	10,6	0,7	8,38	12,7	-	-	ELF
1/2		22,1	112	21	2,3	2,6	8,08	1,45	2,8	8,03	2,4	3,6	0,9	0,60	4,1	-	-	
1/6		26,9	183,5	16	1,5	0,0	-	-	0,0	-	-	0,0	0,3	7,56	0,0	-0,0	-	
1/8		26,8	146	20	2,2	0,3	8,02	-	0,5	8,02	-	1	0,5	7,74	0,9	0,9	-	
1/9		26,9	117,5	25	2,9	1,8	8,06	0,6	2,1	8,04	1,3	2,8	0,8	7,65	3	2,6	-	
2/1		26,5	123	23	2,6	1,3	8,26	0,4	1,5	8,21	0,9	2,2	0,7	7,87	2,6	2,0	0,98	
2/2	G 6,1	26,5	101	27	3,4	2,9	8,51	1,3	3,1	8,00	2,5	3,8	0,6	8,10	4,5	3,7	0,89	
2/3	ϕ 1,8	26,7	92,5	29	3,8	3,7	8,62	1,7	4,0	8,10	3,1	4,7	0,6	8,20	5,4	4,7	0,96	
2/4		26,9	67,9	41	5,5	7,3	8,48	3,9	7,8	8,00	7,8	8,4	0,2	8,06	9,7	8,6	0,93	
2/5		26,0	57	46	6,4	9,4	8,59	5,4	9,9	8,10	9,4	10,5	0,0	8,21	8,3	10,8	0,82	
2/6		26,0	55,1	48	6,6	10,0	8,66	2,8	10,6	8,30	3,6	11,2	0,0	8,26	9,0	11,6	-	
2/7		26,0	71,5	37	5,0	6,9	10,05	1,0	7,3	10,02	1,7	8,0	0,2	8,25	7,3	8,2	-	
3/2		14,0	200	7	0,2	0,0	10,05	1,0	-	-	-	0,2	0,3	8,66	0,0	0,0	-	EL
3/3		14,1	199	7	0,2	0,0	10,05	1,0	-	-	-	0,2	0,3	8,47	0,0	0,0	-	EL
3/4		14,1	184	7	0,3	0,0	10,05	1,0	-	-	-	0,2	0,2	8,54	0,1	0,1	-	EL
3/5		14,1	166,5	8	0,5	0,2	8,87	-	-	-	-	0,4	0,2	8,64	0,3	0,4	-	
3/6		14,1	145,5	9	0,7	0,4	9,03	0,0	-	-	-	0,7	0,2	8,79	0,7	0,6	-	
3/7		14,1	125,5	11	0,9	0,6	9,15	0,2	0,7	9,12	0,3	9,9	0,2	8,91	1,1	1,0	-	

Tableau n° 4C

CF4 PERTES DE PRESSION

Repère	Canal	φ	G_E	Eb	$-x'_{EL}$	$2\overline{x}_{ELF}$	$\overline{P}_{ELF}$	F'_{ELF}	$2\overline{x}_{EF}$	$\overline{P}_{EF}$	F'_{EF}	$\overline{x}_{CM}$	Δx_{CM}	$\overline{P}_{CM}$	F'_{CM}	x'_S	α_S
Essai top	n°	W/cm²	g/cm²s	‰	%	%	kgf/cm²a	%	%	kgf/cm²a	%	%	%	kgf/cm²a	%	%	
3/8	G 6,1	14,1	-113	12	1,1	1,0	9,24	0,3	1,1	9,21	0,6	1,3	0,1	9,01	1,5	1,4	-
4,1	ϕ 1,8	14,0	112,3	12	1,1	0,8	9,27	0,2	0,9	9,24	0,4	1,1	0,1	9,04	1,5	1,2	0,72
4,2	STS	14,2	95	14	1,5	1,6	9,36	0,8	1,8	9,33	1,5	2,0	0,0	9,13	1,0	2,1	-
4,3		14,2	77,8	17	2,0	2,5	9,26	-	2,7	-	-	2,9	-0,2	9,16	3,4	3,1	-
4,4		14,5	52	25	3,5	4,3	9,87	1,7	4,6	9,84	3,6	4,2	-1,9	9,72	5,2	5,5	-
4,6		14,4	54,8	29	3,2	5,1	7,86	3,1	5,4	7,82	3,9	5,6	-0,4	7,66	5,6	6,0	-

Tableau n° 4D

PERTES DE PRESSION

Repère	Canal	φ	G_E	Eb	$-x'_{EL}$	$2\overline{x}_{ELF}$	$\overline{P}_{ELF}$	F'_{ELF}	$2\overline{x}_{EF}$	$\overline{P}_{EF}$	F'_{EF}	$\overline{x}_{CM}$	Δx_{CM}	$\overline{P}_{CM}$	F'_{CM}	x'_S	α_S	Code
Essai top	n°	W/cm²	g/cm²s	‰	%	%	kgf/cm²a	%	%	kgf/cm²a	%	%	%	kgf/cm²a	%	%		
14/3	G/1 Ø 25 CN	8,2	35,8	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-		0,11	SP
15/2		20,2	44,8	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-0,1	0,15	R
3/2	G/1 Ø 3,1 CN	15,4	79,4	23	2,2	1,7	7,35	1,4	1,9	7,31	2,3	2,2	0	7,13	1,0	2,4	-	
4/1		14,2	75,4	19	2,1	1,75	8,54	1,5	1,9	8,50	2,2	2,1	0,2	3,35	2,6	2,4	-	
9/4		14,8	107,5	16	1,3	0,9	7,50	0,7	1	7,46	1	1,1	-0,1	7,30	1,7	1,3	-	
10/5		15,5	97,1	19	1,6	1,2	7,06	0,8	1,3	7,02	1,3	1,5	-0,1	6,86	2,2	1,7	-	
1/7	G/1 Ø 3,1 ST	35,5	122	28	3,7	3,7	8,65	1,6	4,0	8,59	2,8	4,8	0,7	8,01	5,1	4,7	-	
2/3		25,6	117,5	23	2,7	4,2	8,14	1,9	4,4	8,09	2,8	5,1	0,7	7,49	5,1	4,9	0,54	
2/6		25,4	110	26	2,9	4,4	7,72	1,9	4,7	7,67	3,0	5,5	0,7	7,09	5,5	5,2	0,54	
3/2		22,0	116,5	21	2,2	3,7	7,86	2,0	3,9	7,81	2,8	4,5	0,6	7,24	4,7	4,4	0,36	
3/6		22,1	111	22	2,3	4,3	7,86	2,3	4,5	7,81	3,3	5,1	0,6	7,22	5,4	5,0	0,36	
4/3		16,0	148	12	0,8	2,2	8,18	1,5	2,3	8,14	1,8	2,8	0,5	7,59	2,8	2,6	0,32	
4/8		12,6	160	9	0,4	2,6	7,45	1,2	2,6	7,42	1,3	3,1	0,6	6,87	1,9	2,9	0,29	
5,7		26,1	190	14	1,3	0,1	8,36	0,2	-	-	-	0,0	0,0	8,22	0,0	0,1	-	EL
6,3		33,0	228	15	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-0,1	-0,07	EL
6/7		25,9	139,5	19	2,2	1,7	8,67	1	1,9	8,61	1,7	2,4	0,4	8,17	2,7	2,4	-	
7/6		22,3	112	20	2,3	2,2	8,55	1,4	2,4	8,50	2,3	2,8	0,2	8,16	3,2	2,9	0,07	
8/2		15,2	140,7	11	0,8	1,2	8,18	0,7	1,3	8,14	0,9	1,6	0,2	7,81	1,6	1,6	-0,12	
8/4		15,1	91	19	1,8	4,0	7,72	2,6	4,1	7,67	3,3	4,4	0,1	7,29	4,7	4,5	0,49	
11/4		24,6	113	21	2,7	1	9,28	2,15	1,2	9,19	1,2	1,5	-0,1	9,11	2,5	1,6	0,24	
12/3		21,9	102,5	20	2,6	1,9	9,49	1,2	2,1	9,44	2,0	2,3	-0,2	9,28	3,0	2,5	-	
12/7		15,7	92,5	17	1,8	2,6	8,52	1,7	2,7	8,48	2,5	2,9	-0,2	8,29	0,3	3,2	-	
14/1		10,8	131,5	8	0,5	2,1	8,54	1,3	2,1	8,51	1,4	2,3	+0,0	8,33	2,1	2,3	0,2	
14/8		9,9	123,7	8	0,4	1,9	8,61	0,9	1,9	8,59	1,1	2,0	-0,1	8,40	1,5	2,2	-0,12	
15/4		22,0	104	-		-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0,1	0	R

Tableau n° 4E

CF4 PERTES DE PRESSION

Repère	Canal	φ	G_g	Eb	$-x'_{EL}$	$2\overline{x}_{ELP}$	$\overline{P}_{ELP}$	F'_{ELP}	$2\overline{x}_{EP}$	$\overline{P}_{EF}$	F'_{EF}	x'_S	α_S	Code
Essai top	n°	W/cm²	g/cm²s	‰	%	%	kgf/cm²a	%	%	kgf/cm²a	%	%		
1/2		23,0	90,6	26	2,3	5,7	8,66	3,3	5,8	8,62	4,4	6,5	0,58	
1/4		22,0	97	23	2,0	4,9	8,84	2,9	5,1	8,80	3,8	5,7	0,61	
2/1		28,6	176	16	1,1	0,1	8,68	0	0,2	8,64	-	0,7	-0,10	
2/5		29,9	113,7	29	2,4	3,5	7,93	1,7	3,7	7,88	2,3	4,4	0,23	
2/6		29,7	135,6	26	2,4	3,4	8,68	1,8	3,5	8,63	2,4	4,2	0,47	
3/1	G 7/2	21,6	173	13	0,6	0,0	8,07	0,4	0,0	-	-	0,3	0,39	EL
3/3		21,6	105,3	22	1,7	4,5	8,39	2,4	4,6	8,36	3,1	5,2	0,64	
4/1		24,6	181,8	14	0,6	-0,2	-	-	-	-	-	-0,1	0,17	SP
4/4		24,3	88,5	33	2,5	5,6	7,26	3,1	5,8	7,22	4,3	6,5	0,71	
5/2		25,7	140,5	18	1,4	0,1	7,26	3,1	0,1	-	-	0,5	0,30	EL
5/3		22,0	142	17	1,0	0,1	7,26	3,1	0,1	-	-	0,1	0,08	EL
5/5		22,0	78,6	35	2,6	5,7	7,08	3,1	5,9	7,05	4,2	6,6	0,49	
6/2		24,3	80	34	2,9	5,9	7,78	3,1	6,2	7,75	4,4	7,0	1,00	
6/4		30,6	73,9	42	4,4	7,1	8,65	4,4	7,4	8,61	6,1	8,4	0,99	
7/1		31,8	234,5	15	0,6	-0,3	-	-	-0,3	-	-	0,1	0,10	SP
7/3		31,6	110,5	30	2,8	5,7	8,47	3,4	5,9	8,43	4,8	6,6	0,75	
7/4		31,7	112,5	29	2,7	5,4	8,49	3,25	5,6	8,44	4,4	6,3	0,73	
8/1		14,7	146,7	11	0,3	-0,2	-	-	-0,2	-	-	0,1	0,19	SP
8/5		17,1	92	21	1,4	3,6	7,65	2,3	5,7	7,62	2,9	4,2	1,00	
8/6		23,6	114,5	23	1,7	4,9	7,88	2,8	5,0	7,84	3,7	5,5	0,70	
9/2		16,9	145	11	0,5	2,6	9,23	2,1	2,65	9,20	2,4	3	0,65	
9/5		12,6	97,5	13	0,8	3,1	8,74	2,5	3,1	8,72	2,9	3,5	0,61	
10/3		22,2	133,8	31	2,2	5,2	7,13	3,2	5,0	7,08	4,2	6,0	0,64	
11/3		32,1	133,3	28	2,1	5,6	7,80	3,3	5,7	7,75	4,4	6,5	0,60	
12/5		28,6	137,9	23	1,7	5,2	7,98	3,2	5,4	7,93	4,0	5,9	0,71	

Tableau n° 5A

FRONTIERES D'INSTABILITE SUR CF4 - Canal G1 ϕ 25 (cheminée longue., freinage minimum)

Repère	w	ΔP_{BP}	P_E	Δ_E	V_E	x'_S	x'_{SS}	ERTV	ΔP_{CM}	ΔP_{CM}	τ	τ^+_o	Description du seuil (cf. tableau n° 6)									
Essai top	W/cm²	mcef	kgf/cm²a	°C	m/s	%	%	%	mcef	mcef	s		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
3T2	86,5	13,7	8,02	6,2	1,52	2,4	2,5	+68	3,1	7,4	2,6	27	F	D	T	R	P	-	-	pas de voyant	+	RAS
4T4	95	7,1	6,8	24,8	1,32	-0,5	-0,8	-18	1,7	2,5	8,6	113	F	D	T	N	-	-	R		•	
4T9	126,3	7,1	8,26	31,7	1,32	-0,4	-1,0	-16	1,7	2,5	10	147	FO	D	P	N	-	-	R		•	
5T2	58,1	6,9	8,67	13,3	0,96	-	-	-	2,3	2,3	5	33	O	-	-	N	P	R	-		•	
6T1	52,8	6,8	9,17	15,6	1,22	0,2	-0,6	-17	1,6	2,4	5	37	F	A	P	N	-	-	-		•	
6T5	105,1	6,8	8,15	30,7	1,10	-0,25	-1,1	-18	1,6	2,3	8,6	93	F	D	P	N	P	R	R		•	
7T1	156,2	7,1	8,13	38,4	1,38	-0,7	-1,2	-16	1,7	2,5	4,8	-	F	D	T	N	-	-	L		+	
8T4	95,1	7,2	8,07	22,9	1,39	-0,2	-0,8	-18	1,8	2,5	6,5	74	F	D	T	N	-	-	R		•	
8T6	151,7	7,4	8,01	33,7	1,52	-0,5	-1,0	-15	1,8	2,6	8,8	160	F	D	T	N	-	-	R		•	
9T4	155,9	8,6	8,05	26,3	2,05	-0,4	-0,5	-11	2,2	3,2	6,3	117	F*	D	T	N	-	-	R		+	
10T2	40,7	6,6	6,18	10,3	1,27	0,1	-5,3	-25	1,7	2,4	5,2	25	F	D	W	N	-	I	R		•	
12T3	69,5	7,2	8,2	11,7	0,99	2,0	1,1	+ 9	1,9	8,0	6,2	144	F	D	W	N	-	-	L		+	
13T3	185	9,6	8,6	26,6	2,38	-0,4	-0,6	-11	2,5	3,5	-	-	FS	-	-	R	-	-	R		-	
10T3	99	14,4	8,05	11,2	1,93	1,1	1,5	+44	2,9	7,4	-	-	FO	D	W	R	-	-	-		-	
10T4	187,4	14,4	8,15	21,4	2,18	1,9	-	-	2,3	14,1	-	-	O	-	-	R	-	-	-		-	
15T3	147,6	12,1	8,00	18,2	3,09	-0,3	-0,2	-55	3,1	4,6	2,6	46	F	D	T	N	-	-	-		+	
15T5	189,1	11,9	8,01	23,7	3,04	-0,6	-0,4	-10	3,1	4,6	1,7	39	F	D	T	N	-	-	-		+	
16T1	102,7	12,0	8,04	12,1	1,48	2,2	2,0	+45	2,8	6,1	-	-	FS	-	-	R	-	-	-		-	
16T2	82,5	8,6	8,08	12,5	1,11	2,4	1,6	+34	2,2	3,8	2,3	23	F	A	T	R	-	-	-		+	
16T4	123,8	8,5	8,07	21,0	1,89	-0,0	-0,3	- 7	2,2	3,0	2	30	FO	D	T	R	-	-	-		+	
16T5	125,2	8,5	8,02	22,1	1,89	-0,2	-0,4	-10	2,1	3,0	-	-	F	D	T	N	-	I	-		-	
17T3	102,9	9,6	7,98	16,2	2,33	-0,3	-0,3	-10	2,4	-3,3	2,7	34	FS	D	T	N	N	-	-		+	
18T2	125,2	9,5	8,08	19,9	2,80	-0,4	-0,5	-14	2,4	3,5	2,7	41	F	D	T	N	-	-	-		+	
18T4	157,3	9,6	8,07	24,8	2,34	-0,6	-0,7	-15	2,5	3,5	2,1	40	F	D	T	N	-	-	-		+	
10T8	110,9	9,5	8,07	17,3	2,31	-0,3	-0,3	-11	2,5	3,5	2,3	127	F	D	T	N	-	-	-		+	
19T3	79,9	7,1	8,03	19,0	1,35	-0,0	-0,0	-15	1,9	2,5	11	68	FO	D	T	N	P	-	-		~	
19T5	109,1	7,2	7,88	27,2	1,42	-0,6	-1,2	-13	1,8	2,6	3,3	96	F	D	T	N	-	-	-		+	

Tableau n° 5B

FRONTIERES D'INSTABILITE SUR CF4 - Canal G 61 Ø 25 (cheminée longue, freinage minimum)

Repère	w	ΔP_{BP}	P_E	Δ_E	V_E	x'_S	x'_{SS}	ERTV	ΔP_{CL}	ΔP_{CM}	τ	τ'_o	Description du seuil (cf. tableau n° 6)									
Essai top	W/cm²	mcef	kgf/cm²a	°C	m/s	%	%	%	mcef	mcef	s		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
11P4	98,7	7,6	8,70	18,1	1,47	0,2	-0,1	-28	2,1	2,5	5	55	FO	D	P	N	-	-	-	VF	N	-
11T2	95,8	7,6	8,67	18,4	1,46	0,0	0,0	0	1,9	2,6	-	-	F	D	P	N	-	-	-	L	-	F1
11T5	94,6	7,6	7,87	18,2	1,02	1,6	1,1	18	2,1	2,9	15	174	F	D	P	N	N	I	-	V	+	F2
11P10	94,5	7,4	8,64	18,1	1,46	0,0	-0,3	- 7	2,0	2,5	5,5	58	F	D	P	N	-	-	-	L	+	F1
12T4	95,0	7,0	7,75	37,1	0,75	+0,0	-1,0	- 8	1,5	2,1	6,7	79	F	D	T	N	-	-	-	L	+	F1
12P10	96,1	7,0	7,55	23,8	1,13	0,0	0,0	0	1,7	2,3	5,9	72	F	D	P	N	-	-	-	L	+	-
12P11	96,1	6,9	8,57	29,2	1,13	-1,2	-1,7	-30	1,7	2,2	-	-	FS	D	-	-	-	-	-	V	-	-
13P1	85,7	6,3	8,22	60,2	0,42	-1,7	-3,8	-29	1,0	2,0	7,8	78	F	D	T	N	-	-	-	L	+	PS
13P2	89,1	6,1	8,01	59,4	0,49	-2,4	-3,9	-33	1,0	2,0	-	-	FO	A	W	N	-	-	-	L	-	PS
13P4	82,0	6,0	8,05	62,5	0,38	-1,5	-3,8	-27	1,8	2,0	8,8	86	F	D	W	N	-	-	-	L	+	CS
14T3	54,0	5,9	8,45	56,4	0,38	-3,0	-5,0	-59	1,3	1,9	-	-	F	D	W	N	-	-	-	L	-	PS
14T4	54,5	5,9	8,31	54,6	0,26	-1,2	-4,8	-35	1,3	2,0	9,5	60	FO	A	T	N	-	-	-	L	•	PS
15T2	134,0	6,1	10,25	83,6	0,45	-0,4	-2,0	-12	1,4	2,0	8,7	112	F	D	P	N	-	-	-	L	+	PS
15P2	149,3	6,1	10,63	86,3	0,40	-2,1	-0,2	- 1	1,4	2,0	-	-	F	D	T	N	-	-	-	L	-	PS
15P3	149,3	6,1	10,08	84,1	0,42	1,6	-0,4	- 1	1,4	2,0	-	-	FO	A	W	N	-	-	-	L	-	PS
15P4	146,0	6,1	9,48	81,6	0,42	1,7	-0,3	- 1	1,4	1,9	-	-	F	A	P	N	-	-	-	L	-	PS

Tableau n° 5C

FRONTIERES D'INSTABILITE SUR CF4 - Canal G 61 ϕ 3,1 (cheminée longue, freinage moyen)

Repère	w	ΔP_{BP}	P_g	Δ_g	V_g	x'_S	x'_{SS}	ERTV	ΔP_{CL}	ΔP_{CM}	τ	τ'_o	Description du seuil (cf. tableau n° 6)									
Essai top	W/cm³	mcef	kgf/cm²a	°C	m/s	%	%	%	mcef	mcef			1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
3P4	142,8	16,0	7,93	11,7	1,14	5,6	6,5	80	3,9	10,5	1,9	33	F*	A	T	R	P	R	L	V	•	
3T3	142,8	17,1	7,98	11,0	1,32	4,7	5,7	81	4,2	11,2	1,8	-	OF	-	T	R	P	R	L	V	-	
3T6	147,0	16,4	8,01	14,1	1,22	4,8	5,5	74	3,7	8,7	2	36	F	D	P	R	P	R	L	V	•	
6T3	219,0	13,7	8,56	28,6	2,47	−0,2	0,0	1	3,0	3,7	4,85	120	F	D	P	N	N	I	L	V	•	
6T4	222,0	13,6	8,78	27,6	2,48	0,0	0,5	9	2,6	3,7	-	-	FO	D	P	N	N	I	L	V	-	
6T7	172,0	14,2	8,81	23,9	1,52	2,2	2,6	38	3,2	6,8	-	-	F*	A	P	RA	N	I	L	V	-	
6P8	174,3	14,4	8,33	20,8	1,18	4,9	5,2	54	3,0	8,8	2,75	56	FO	A	P	RA	N	I	L	V	•	
6T9	175,0	13,8	8,88	21,4	1,14	5,1	5,8	57	2,4	3,1	-	-	F	D	P	RA	N	I	L	V	-	
4T4	103,5	15,8	8,33	1,4	1,69	3,8	4,9	123	3,4	8,6	0,8	10	FO	A	P	R	B	R	L	V	•	(1)
4T6	106,8	15,8	7,98	1,9	1,68	3,8	4,7	114	3,4	8,3	1,05	-	OF	A	T	R	B	R	L	V	-	(1)
4T7	91,1	15,7	7,88	1,7	1,83	3,1	4,0	124	4,4	8,8	2,5	28	F*	A	P	R	N	I	L	V	•	(1)
1P4	225,8	17,25	9,03	28,2	1,39	4,2	5,2	49	3,5	11,1	2,5	61	FO	D	W	R	N	I	L	V	•	
1T7	223,0	16,6	8,80	29,6	1,32	4,4	5,0	49	3,5	8,9	-	-	FO	D	P	R	N	I	L	V	-	
1T4	219,7	16,9	9,19	28,7	1,51	3,2	4,1	43	3,4	10,3	2,5	58	F*	D	W	R	N	I	L	V	•	
1T6	221,4	16,5	8,72	28,9	1,35	4,2	5,2	49	3,4	11,1	-	-	F	A	T	R	P	R	L	V	-	
2P5	172,0	16,3	8,31	11,7	1,21	6,6	7,4	80	3,8	10,3	2,1	42	F*	D	P	R	P	R	L	V	•	
2T6	169,0	16,1	7,87	18,8	1,20	5,0	5,6	66	3,5	8,8	-	-	F	D	P	R	P	R	L	V	-	
2T3	170,0	16,5	8,30	17,9	1,29	4,7	5,3	66	3,7	8,9	-	-	FS	-	T	R	P	R	L	V	-	
5T3	208,0	11,6	8,57	30,8	2,11	−0,2	0,3	5	2,2	3,2	4,9	114	F	D	W	N	N	I	L	V	•	
5T5	178,5	11,8	8,72	27,7	1,12	4,0	4,5	43	2,6	6,2	3,1	62	FO	A	P	R	N	I	L	V	•	
5T7	175,0	11,5	8,62	25,7	2,07	0,3	0,6	11	2,5	3,3	-	-	F	D	P	R	N	I	L	V	-	
7T5	150,9	11,3	8,64	21,4	1,14	3,7	4,5	52	2,5	5,7	-	-	FO	D	P	RA	-	R	L	V	-	
7T6	148,0	11,4	8,67	23,6	1,22	2,7	2,8	38	2,7	5,2	2,5	42	F	D	P	RA	-	R	L	V	+	
8T4	100,0	11,4	7,84	9,9	1,00	4,4	4,3	70	2,9	5,4	-	-	F	A	T	RA	P	R	L	V	-	
9T2	72,0	7,3	7,67	1,8	1,80	+2,2	2,7	111	13,9	20,9	1,2	11	F	A	P	R	B	R	L	V	•	
10T3	215,0	9,9	8,92	39,4	1,66	0,2	0,2	+3	2,2	2,8	5,9	137	F	D	P	N	N	I	R	V	•	
10T4	216,6	9,4	8,29	37,4	1,61	0,6	1,0	11	1,8	2,7	6,5	163	FO	A	P	N	N	R	R	V	•	
10T6	210,0	9,4	8,27	41,2	1,60	0,4	0,4	+6	2,04	2,7	6	140	F	D	P	N	N	I	R	VF	•	
11T2	158,3	9,0	8,97	27,9	0,89	5,4	5,3	45	1,9	3,9	3,6	62	FO	A	P	RA	N	I	L	V	•	
11T4	164,0	8,9	9,31	32,5	1,23	1,5	1,2	15	2,2	-	-	-	F	D	P	RA	N	I	L	V	-	

(1) ERTV > 100 à cause de la détente.

Tableau n° 5D

FRONTIERES D'INSTABILITE SUR CF4 - Canal G 61 ϕ 3,1 (suite) cheminée longue, freinage moyen)

Repère	w	ΔP_{BP}	ΔP_E	Δ_E	V_E	x'_S	x'_{SS}	ERTV	ΔP_{CL}	ΔP_{CM}	τ	τ'_o	Description du seuil (cf. tableau n° 6)									
Essai top	W/cm³	mcef	kgf/cm²a	°C	m/s	%	%	%	mcef	mcef	s		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
12T3	146,0	10,1	9,60	27,9	1,12	2,4	2,1	26	2,3	4,4	3,7	55	F	D	P	R	N	I	L	V	~	
12T7	104,0	9,0	8,63	16,8	1,01	3,0	2,7	43	2,3	4,1	2,6	30	F	D	P	RF	N	I	L	V	+	
13P3	105,7	9,0	8,84	11,4	0,89	5,1	4,9	63	1,9	4,3	2,6	30	FO	A	P	N	P	R	L	V	+	
13T1	104,5	8,8	8,00	9,9	0,94	4,8	4,8	67	1,9	3,5	2,3	-	O	-	-	-	-	-	-	V	-	
13T2	75,9	8,6	7,08	9,2	0,96	2,9	3,0	59	2,0	3,6	-	-	F	D	W	N	B	R	L	V	-	
13T3	85,1	8,5	7,01	1,7	1,16	4,2	4,4	94	2,1	3,6	1,2	14	FO	A	P	N	B	R	L	V	*	
15T1	144,1	7,8	8,34	34,4	1,12	0,8	0,9	11	1,7	2,2	6	100	F*	A	T	N	P	R	L	V	*	
15T3	144,6	7,9	8,80	34,8	1,14	0,6	0,7	7	1,7	2,3	7,4	-	OF	-	-	-	-	-	-	V	-	
15T4	146,0	7,7	9,44	38,7	1,12	0,0	0,4	+5	1,7	2,3	1,35	20	FO	D	P	N	N	I	L	V	*	
15T6	166,5	7,7	9,55	38,0	0,89	5,7	5,4	44	1,7	2,8	1,5	27	FO	D	W	N	N	I	L	V	*	
14T2	84,8	11,5	8,76	3,1	1,47	3,1	3,4	90	2,8	5,0	1	10	F*	A	W	R	B	R	L	V	*	
14T3	88,0	11,4	8,91	3,2	1,35	3,5	3,8	80	2,8	4,9	1	10	FO	A	W	R	B	R	L	V	*	
14T5	72,2	9,8	8,81	3,0	1,37	2,8	2,9	84	2,4	3,7	1,6	13	FO	A	W	-	B	R	L	V	*	
14T8	66,0	9,1	8,74	5,1	1,37	2,1	1,9	66	2,5	1,3	1,1	8	F*	D	W	-	B	R	L	V	*	
8P5	92,4	6,0	8,65	75,7	0,33	- 1,1	- 3,9	- 21	1,3	2,0	-	-	F*	A	T	RA	P	R	L	V	-	
2T2N	14,8	5,9	10,27	71,7	0,31	-13,4	-16,6	-	1,4	2,0	-	-	OF	D	W	N	-	-	-	L	-	M
2T3N	42,0	5,8	10,37	49,0	0,37	- 5,0	- 7,8	-104	1,5	2,0	-	-	F*	D	W	N	-	-	-	L	-	M
3P4N	103,1	6,9	7,64	20,0	0,78	4,1	5,1	60	1,5	2,3	2,0	36	F*	D	P	N	-	-	-	V	+	F3
3T2N	102,0	7,7	7,45	24,9	0,86	2,20	1,8	26	1,9	2,91	-	-	F*	D	P	N	-	-	-	V	-	F3
3T3N	101,5	7,0	7,44	29,1	0,96	+ 0,2	0,4	9	1,4	2,9	6,15	80	FO	A	P	N	-	-	-	VF	*	F1
3T4N	97,5	7,1	6,64	24,4	1,25	- 0,5	- 0,8	- 16	1,7	2,3	6,6	92	F	D	P	N	-	-	-	V	*	F2
3T5N	97,5	7,0	7,61	30,8	1,23	- 1,8	- 2,1	- 41	1,6	2,3	-	-	F	D	P	N	-	-	-	L	-	F1
3T7N	106,1	6,7	8,99	37,9	1,24	- 2,9	- 3,4	- 60	1,6	2,2	-	-	F	D	P	N	-	-	-	L	-	F1
3T9N	97,5	6,8	8,27	33,8	1,21	- 2,3	- 2,6	- 50	1,6	2,4	-	-	F	D	P	N	-	-	-	L	-	F1
4P1N	92,5	7,3	7,62	24,4	0,91	0,7	0,1	2	1,5	2,5	-	-	F	A	P	N	-	-	-	L	-	F1
4P2N	92,4	7,4	7,38	20,9	1,00	1,0	0,5	8	1,7	2,3	-	-	F	D	P	N	-	-	-	V	-	F2
4P3N	90,7	7,4	6,52	17,6	0,95	1,8	1,4	23	1,5	2,1	6,2	81	FO	A	P	N	-	-	-	V	*	F2
4P4N	91,8	7,4	7,96	24,4	0,91	0,6	0,0	0	1,6	2,0	-	-	F	D	P	N	-	-	-	L	*	F1
4P5N	94,3	7,0	8,37	25,4	0,91	0,3	0,1	1	1,6	2,1	5,9	64	F	A	P	N	-	-	-	L	*	F1
4P6N	92,5	7,0	8,82	27,5	0,84	0,5	0,8	4	1,7	2,3	-	-	F	D	P	N	-	-	-	V	-	F2
4P10N	99,0	7,0	9,52	23,5	0,87	1,6	1,0	13	1,7	2,2	3	30	F	D	P	N	-	-	-	V	*	F3

Tableau n° 5E

FRONTIERES D'INSTABILITE SUR CF4 - Canal G 61 ϕ 3,1 (fin) (cheminée longue, freinage moyen)

Repère	w	ΔP_{BP}	P_E	Δ_E	V_E	x'_S	x'_{SS}	ERTV	ΔP_{CL}	ΔP_{CM}	τ_o	τ_o^+	Description du seuil (cf. tableau n° 6									
Essai top	W/cm³	mcef	kgf/cm²a	°C	m/s	%	%	%	mcef	mcef	s		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
5T1	92,0	6,5	8,48	48,0	0,53	+0,6	−0,7	− 6	1,4	2,0	6,9	72	F	D	P	N	-	-	-	L	+	F1
5P5	97,6	7,5	6,72	25,5	1,00	0,3	−0,3	− 2	1,6	2,2	5,9	81	F	A	P	N	-	-	-	L	+	F1
5P6	97,5	7,5	6,78	24,9	0,91	0,9	0,4	6	1,6	2,1	-	-	F	A	P	N	-	-	-	V	-	F3
5P7	97,2	7,5	6,68	24,3	0,94	−0,9	−0,9	−14	1,6	2,6	4,3	-	F	A	P	N	-	-	-	V	•	F3
5T2	95,5	7,6	6,70	21,9	1,00	1,0	0,5	8	1,8	2,7	-	-	F	D	P	N	-	-	-	V	-	F3
4P12	97,4	7,0	9,00	21,7	1,02	1,0	0,2	3	1,7	2,6	-	-	F	D	P	N	-	-	-	V	-	F3
4P13	96,7	7,00	9,31	23,5	0,91	1,4	0,4	6	1,6	2,0	6,1	62	F	A	P	N	-	-	-	V	•	F2
4P14	98,6	7,0	10,42	28,1	0,96	−1,0	−0,1	−14	1,5	2,1	-	-	F	D	P	N	-	-	-	L	-	F1
4P15	96,4	7,0	9,20	22,6	1,02	0,7	−0,1	− 2	1,7	2,0	3,6	37	F	D	P	N	-	-	-	V	•	F2
4P15	95,3	7,0	7,88	19,6	0,65	4,3	3,1	33	1,74	2,5	-	-	F	A	P	N	-	-	-	V	•	F3
4T1	94,0	7,1	8,63	23,7	0,82	2,2	1,5	22	1,8	2,4	-	-	F	D	P	N	-	-	-	V	-	F3
4T3	95,2	7,0	10,32	28,8	1,19	−1,5	−2,1	−39	1,5	2,0	-	-	F	D	P	N	-	-	-	L	-	F1
6P1	82,1	6,0	9,56	69,8	-	-	-	-	1,3	2,0	-	-	F	A	W	N	-	-	-	L	-	M
6T1	98,2	6,0	12,23	70,5	0,30	2,2	−0,9	− 4	1,2	2,0	-	-	F	D	P	N	-	-	-	L	-	M
7P2	97,7	6,0	10,85	58,5	0,76	−4,5	−5,8	−67	1,3	2,0	6,7	59	FO	D	P	N	-	-	-	L	-	M
7T3	91,0	6,8	10,81	67,9	0,36	+0,9	−1,5	− 9	1,4	2,1	-	-	F	D	P	N	-	-	-	L	-	M
8T1	96,0	6,7	9,05	83,9	0,25	+4,8	1,8	8	1,4	2,0	-	-	F	D	T	N	-	-	-	L	-	M
8P1	97,7	6,1	9,12	85,3	0,36	−3,3	−5,7	−32	1,4	2,0	-	-	F	D	T	N	-	-	-	L	-	CN
8T2	92,0	6,20	9,19	90,4	0,24	+3,1	+0,2	1	1,4	2,0	-	-	F	D	T	N	-	-	-	L	-	M
8P2	92,0	6,1	9,23	91,7	0,18	6,1	1,0	3	1,3	2,0	-	-	F	D	T	N	-	-	-	L	-	CN
8P5	92,4	6,0	9,72	75,7	0,33	−1,1	−3,9	−21	1,3	2,0	-	-	FO	D	W	N	-	-	-	L	-	CN
8P7	84,6	6,4	8,12	65,2	0,46	+1,2	−3,5	−30	1,3	2,0	7,6	76	FO	D	WW	N	-	-	-	L	-	M
8P8	85,4	6,1	8,13	65,9	0,36	−1,1	−3,4	−22	1,3	2,0	-	-	F	D	W	N	-	-	-	L	-	M
8T5	83,0	6,0	8,31	78,7	0,22	5,3	1,70	8	1,4	2,1	-	-	FS	D	W	N	-	-	-	L	-	CN
9P4	100,6	8,4	8,68	16,0	0,73	4,6	3,8	42	2,0	3,0	2,4	27	F	A	P	N	-	-	-	V	+	-
9T3	99,0	8,7	7,54	19,5	0,95	2,5	2,3	36	2,1	3,2	3,7	47	F	D	P	N	-	-	-	V	+	-
9T4	98,0	8,8	7,61	20,1	1,17	1,2	1,0	20	2,1	3,0	-	-	F	D	P	N	-	-	-	V	-	-
10T2	99,0	8,8	6,78	21,8	0,96	1,8	1,7	28	2,1	3,2	9,3	129	F	D	H	N	-	-	-	V	•	PS
10T5	100,0	8,7	7,17	21,0	1,05	1,6	1,4	25	2,1	3,2	-	-	F	D	T	N	-	-	-	V	-	PS
10T6 (CN)	99,0	8,8	7,56	19,3	0,91	2,7	2,5	38	2,1	2,9	4,2	53	FO	A	T	N	-	-	-	V	+	PS

Tableau n° 5F

FRONTIERES D'INSTABILIT2 SUR CF4 - Canal G 61 ϕ 1,8 (Cheminée longue, freinage maximum)

Repère	w	ΔP	P_g	Δ_g	V_g	x'_s	x'_{ss}	ERTV	ΔP_{CL}	ΔP_{CM}	τ	τ'_o	Description du seuil (voir le tableau n°5)									
Essai top	W/cm²	mcef	kgf/cm²a	°C	m/s	%	%	%	mcef	mcef	s		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
S/2T5	173,0	10,4	8,67	32,8	0,61	10,5	9,6	+56	2,3	4,8	-	-	EB	-	-	-	-	-	-	V	-	(1)
S/2T6	173,0	10,3	8,72	32,2	0,59	11,2	10,3	+58	2,3	4,9	2	-	OF	A	H		-	-	-	V	-	
S/217	173,0	10,1	10,12	35,0	0,77	7,9	5,9	+43	1,7	4,6	3,5	59	F	D	H	N	P	R	L	V	•	
S/4T4	96,0	6,5	9,95	24,8	0,56	5,3	3,9	+16	1,4	1,9	-	-	EB	-	-		-	-	-	V	-	
S/4T6	96,4	7,42	7,95	18,1	0,52	6,0	5,1	42	1,8	2,6	3,6	42	F	D	N		P	R	L	V	•	
1P2	147,8	16,2	9,09	24,2	1,73	0,7	1,3	23	2,1	2,8	-	-	EB	-	-	-	-	-			-	
1T1	150,7	16,3	8,94	23,6	1,71	1,1	1,7	29	3,2	3,5	-		FS	A	P	-	B	R			-	
1T3	151,8	16,3	8,87	5,7	0,81	11,8	11,8	106	3,1	8,4	1,05	18	FO	D	P	-	B	R			•	
1T4	148,0	16,3	9,12	8,0	0,81	10,2	10,2	86	3,7	7,6	-	-	F*	D	P	-	B	R			-	
1P3	155,6	16,5	9,33	3,9	0,81	12,6	13,9	109	3,4	8,0	0,87	-	OF	A	P	-	B	R			+	
2T2	168,0	15,9	7,47	22,1	0,85	7,7	8,0	67	3,4	7,9	-	-	EB	-	-	-	-	-			-	
2T3	173,0	15,9	7,95	6,4	0,75	14,2	15,9	106	2,8	7,0	1,16	24	FO	A	T	R	B	R			•	
2P4	176,0	16,5	8,07	7,1	0,72	15,2	16,8	106	3,8	8,8	-	-	OF	-	T	R	B	R			-	
2T4	175,0	15,9	7,50	6,5	0,68	15,9	17,5	106	3,8	8,7	1,2	27	F*	D	T	R	B	R			•	
3T2	215,5	16,4	8,32	58,5	0,83	10,5	11,9	70	3,2	9,9	2,4	60	FO	A	T	-	P	R			•	
3P2	215,9	16,1	8,65	30,9	0,85	9,7	11,1	67	3,2	8,5	2,7	66	F*	D	P	-	P	R			•	
3T4	210,0	16,3	8,71	32,2	0,88	8,1	8,3	64	3,5	7,9	-	-	F	D	P	-	P	R	L	V	-	
4P1	171,7	11,3	8,17	27,7	0,73	9,2	10,2	66	2,2	5,7	2,9	59	FO	A	P	-	P	R			•	
4T4	165,0	11,2	8,89	31,0	0,80	6,3	5,9	47	2,5	4,7	2,6	-	F*	D	P	-	P	R			+	
5P3	220,2	12,6	9,63	47,2	0,37	29,4	30,8	78	2,2	5,2	4	90	F*	D	P	R	N	I			•	
5T3	205,4	11,1	9,63	43,5	0,77	+6,2	+5,1	29	2,2	6,0	-	-	F	D	P	-	N	I			-	
5T6	138,5	11,4	7,82	22,3	0,83	+5,2	4,1	38	3,2	5,0		-	F	D	P	NR	N	R			•	
6T1	142,0	9,0	8,66	39,1	0,92	1,3	0,7	8	1,7	2,2	-	-	EB	-	-	-	-	-			-	
6T2	145,6	8,9	7,43	30,4	0,66	7,79	2,7	61	1,80	3,6	3,6	-	OF	A	P	-	N	I			-	
6T4	138,0	8,9	8,21	34,9	0,71	4,6	4,0	34	2,02	3,4	4	65	F	D	P	-	N	I			•	
7T3	194,0	9,1	10,55	54,6	0,85	2,5	1,7	12	1,9	2,7	4,75	86	FS	D	P	R	N	I			•	
7P1	173,4	8,9	10,10	51,5	0,91	1,5	2,0	16	1,6	2,1	5,9	100	FO	A	T	RA	N	I			•	
8T2	124,0	7,7	6,15	37,7	0,76	2,0	1,6	17	1,74	2,7	6	114	FS	D	W	-	N	I			•	(2)

(1) Redistribution rendue impossible.

(2) Forme des oscillations analogue à celles obtenues en convection naturelle.

Tableau n° 5G

FRONTIERES D'INSTABILITE SUR CF4 - Canal G 61 ϕ 1,8 (fin) (cheminée longue, freinage maximum)

Repère	w	ΔP_{BP}	P_E	Δ_E	V_E	x'_S	x'_{SS}	ERTV	ΔP_{CL}	ΔP_{CM}	τ	τ^+_o	Description du seuil (voir tableau n° 6)									
Essai top	W/cm³	mcef	kgf/cm²a	°C	m/s	%	%	%	mcef	mcef	s		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
8T3	109,8	7,65	5,94	37,1	0,85	0,76	1,4	17	1,6	2,8	8,6	-	OF	A	W		N	I		V	-	
8T4	88,0	7,7	5,97	40,3	0,80	-1,6	-2,0	-32	1,2	2,3	6,5	90	F	D	W		N	I		L	•	
9T1	155,0	7,6	8,49	72,0	0,61	0,0	-0,8	6	1,4	2,0	7	125	FO	D	W		N	I		L	•	(1)
9T2	168,0	7,7	8,30	71,50	0,63	1,6	2,2	13	1,5	2,4	6,6	-	OF	A	W		N	I		L	+	
9T4	192,0	7,9	8,49	87,6	0,63	-0,4	-1,2	- 7	1,4	2,1	6	130	F*	D	P	N	P	R	L	L	•	
9T5	199,5	7,7	8,66	89,3	0,63	0,8	1,7	16	1,5	2,0	6,7	-	OF	A	P		P	R		L	+	
10T1	106,1	8,9	6,97	30,7	1,00	0,7	1,4	21	1,6	2,9	6	-	OF	A	T		P	R		VF	-	
10T2	94	8,8	6,95	31,5	1,0	-0,6	-0,9	-17	1,5	2,2	6	-	F	D	W		P	R		L	•	
10T4	104,8	8,8	7,32	18,2	0,64	7,2	8,0	76	1,7	3,3	3,5	48	FO	A	-		N	I		V	•	(2)

(1) Forme des oscillations analogue à celles obtenues en convection naturelle.

(2) Oscillations transitoires suivies de fortes fluctuations du débit.

Tableau n° 5H

FRONTIERES D'INSTABILITE SUR CF4 - Canal G 72 ϕ 25 (cheminée courte, freinage minimum)

Repère	w	ΔP_{BP}	P_g	Δ_g	V_g	x'_s	x'_{ss}	ERTV	ΔP_{CL}	ΔP_{CM}	τ	τ_o^+	Description du seuil (voir tableau n° 6)									
Essai top	W/cm³	mcef	kgf/cm²a	°C	m/s	%	%	%	mcef	mcef	s		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1T2	155,0	7,6	8,78	17,6	1,0	+6,3	2,3	66	3,4	− 1,1	1,7	30	FO	A	W	N	P	R	L		•	
1T4	148,0	7,6	8,96	16,6	1,1	+5,5	5,5	64	3,3	− 1,1	1,7	28	F	D	W	N	P	R	L		•	
1T3	158,6	7,5	9,05	18,5	1,0	+6,5	+6,5	62	2,8	+ 2,0	1,7	-	OF	A	W	N	P	R	L		-	
2T2	199,7	7,5	8,00	29,4	1,4	14,3	14,5	157	2,9	2,2	2,5	-	OF	A	P	R	N	I	R		-	
2T5	202,0	7,8	8,06	29,5	1,2	+4,2	+4,2	42	3,4	− 1,2	2,5	62	F	D	P	R	N	I	R		•	
2T6	201,0	7,7	8,81	29,2	1,3	+4,0	+4,1	42	3,3	− 1,2	2,5	57	FS	D	P	R	N	I	R		•	
3T1	146,0	7,7	8,21	22,6	1,9	+0,3	+0,5	12	2,6	0,5	-	-	EB	-	-	-	-	-	-		-	
3T3	146,0	7,7	8,50	14,8	1,2	+5,0	+5,1	66	3,4	− 1,1	1,5	25	F	D	P	N	P/B	R	L		•	
3T2	144,6	7,7	8,40	16,4	1,0	+7,5	7,4	78	3,3	+ 1,25	1,75	-	OF	A	P	N	P/B	R	L		-	
4T2	160,3	7,6	7,30	22,2	0,9	+6,2	+6,2	54	3,1	+ 1,2	2	42	FO	D	P	N	P	R	L		•	
4T4	164,0	7,7	7,38	21,5	1,0	+6,3	+6,4	62	3,5	− 1,2	2	44	F*	D	P	N	P	R	L		•	
5T3	148,0	7,0	8,16	29,1	1,5	0,0	+0,2	4	2,1	− 0,2	-	-	EB	-	-	-	-	-	-	↑	•	
5T5	149,0	7,0	7,19	21,9	0,8	+6,4	+6,4	61	2,9	− 0,8	2,3	46	FO	D	P	N	P	R	L		•	
6T2	164,0	7,0	7,88	24,4	0,9	+6,7	+6,7	58	2,9	− 0,8	2,3	47	F*	D	P	N	P	R	L		•	
6T3	202,1	7,1	7,65	38,5	1,3	13,8	13,5	134	−3,8	2,4	3,2	-	FO	D	T	N	N	I	L		-	
6T4	207,0	7,0	8,76	38,5	0,8	+8,1	+8,0	51	3,0	− 1,0	3,2	74	F	D	P	N	N	I	L		•	
7T1	215,0	9,0	8,30	26,3	2,5	0,0	0,3	7	3,5	− 1,0	-	-	EB	-	-	-	-	-	-		•	
7T3	214,0	9,0	8,63	23,3	1,2	+6,4	+6,7	61	3,3	− 0,7	1,6	39	F	D	P	N	P	R	L		•	
8T5	116,0	7,1	7,76	15,6	1,0	+4,1	+4,2	59	2,8	− 0,7	1,7	25	FS	D	P	N	P	R	L		•	
8T6	159,0	9,2	8,04	13,3	1,3	+5,4	+5,7	74	3,3	− 0,7	1,3	-	FO	A	W	W	P	R	L		+	
8T2	101,1	7,0	8,40	13,9	1,1	+2,8	+2,8	47	2,6	1,2	-	-	EB	-	-	-	-	-	-		-	
9T1	110,9	9,0	9,00	7,8	1,4	+3,7	+3,7	71	+3,9	+ 1,3	1	12	FS	A	T	N	P	R	L		•	
9T5	85,0	7,1	8,86	8,5	1,1	+0,3	+0,3	69	2,9	− 0,7	1,3	12	F	D	P	N	P	R	L		•	
10T1	224,0	11,4	8,13	21,8	3,4	0,0	+0,0	5	5,0	−12,9	-	-	EB	-	-	N	-	-	-		-	
10T3	225,0	11,5	7,35	20,7	1,4	5,8	6,2	67	6,7	−14,5	1,4	42	F	D	P	N	P/B	R	L		•	
11T2	209,0	11,4	7,93	16,8	1,5	5,4	5,9	65	3,9	1,4	1,35	35	FO	D	P	N	P	R	L		•	
11T3	217,0	11,4	8,00	17,1	1,5	6,2	6,6	72	6,6	−14,3	1,30	35	F	D	P	N	P	R	L		•	
12T3	154,2	11,4	7,88	10,5	1,6	4,3	5,1	82	4,0	+ 1,4	0,9	17	FS	D	P	N	P	R	L		•	
1275	194,0	11,4	8,20	13,4	1,5	5,8	6,0	77	6,7	−14,5	1,15	27	F	D	P	N	P	R	L		•	
12T4	187,6	11,1	7,80	11,7	1,9	4,2	4,7	73	3,6	1,4	1,1	-	DF	A	W	N	P	R	L	V	•	

Tableau n° 6 - DESCRIPTION DES SEUILS

La signification des colonnes numérotées 1 à 10 des tableaux n° 5 est la suivante :

Repère colonne	Signification	Symboles
①	Nature du fonctionnement	
	- stable, sur la frontière	F
	- stable, sur la frontière, particulièrement bien repéré	F*
	- stable, voisin de la frontière	FS
	- instable, voisin de la frontière	FO
	- oscillation, oscillation faible	O, OF
	- éloigné de la frontière, mais avec ébullition	EB
	- sans ébullition	SP
②	Apparition ou disparition des oscillations	A ou D
③	Mode d'obtention de l'oscillation	
	- en augmentant la puissance	W
	- en augmentant la température d'entrée	T
	- en diminuant la pression d'entrée	P
	- en diminuant la charge piézométrique	H
	- en diminuant le freinage	F
	Le symbole est surligné si la variation est inverse de celle indiquée ci-dessus.	
④	Relation avec la redistribution	
	- sans redistribution préalable	N
	- avec redistribution préalable	R
	- avec redistribution alternée préalable	RA
⑤	Mode d'apparition (ou de disparition)	
	- progressif	P
	- non progressif	N
	- par trains d'oscillations	B
⑥	Période régulière ou irrégulière	R ou I
⑦	Evolution des périodes rapide ou lente	R ou L
⑧	Vapeur visible dans le voyant, ou non	V ou L
⑨	Détermination de la période sur la frontière	
	- à extrapoler	+
	- extrapolée	~
	- mesurée sur la frontière	*
⑩	Cas particuliers	
	- convection naturelle	CN
	- réglage à pression sortie stable	PS
	- apparition premières bulles à la sortie cheminée	BU
	- convection avec by-pass ouvert au maximum	M
	- frontière n° 1, 2, 3 dans le sens des températures croissantes	F1, F2, F3

ANNEXE III

BIBLIOGRAPHIE

A. 3.1 - INSTABILITES HYDRODYNAMIQUES DANS LES REACTEURS -

[1] ANDERSON R. P. et LOTTES P.A. - "Boiling Stability" Symposium de KARLSRUHE, 1960, 33 pages (ANL1).

[2] KEMP R.F., MORSE A.L., WRIGHT R.W., ZIVI S.M. - "Kinetic studies of heterogeneous water Reactors" R W D - RL - 167, 1960.

[3] FLECK J.A. - "The dynamic behaviour of boiling water reactors" Jl. Nucl. Eng. 1960, 11, 2/4, p. 114 - 130.

[4] BRATHALL, FLINTA, GUNNERS, SKYGGE - "Hydraulic stability in reactor fuel element" Conférence GENEVE, 1958, p. 157.

[5] SKYGGE C.O., BENGTSSON J. - "Hydraulic stability at boiling in the 19 rods R3/Adam fuel element. Tests on electrically heated full scale element".
Symposium de KARLSRUHE, 1960.

A. 3.2 - ETUDES EXPERIMENTALES SUR BOUCLES HORS PILE -

[6] WISSLER E.H. - "The transient behaviour of a two phse natural circulation loop" Ph.D. Thesis, 1955, 65 pages (Université de Minneapolis - Minnesota).

[7] LEVY S., BECKJORD E.S. - "Hydraulic instability in a natural circulation lopp with net steam generation at 1000 psia" GEAP 3215, 1959, 47 pages.

[8] LEVY S., SWAN C.C. - "Performance two phase pressure drop ; burn-out and hydraulic oscillation at 1000 psia" GEAP 3228 (Rev. 1), 1959, 25 pages.

[9] BLUBAUGH A.L., QUANDT E.R. - "Analysis and measurement of flow oscillations" WARD - AD - TH 558, 1960, 69 pages.

[10] ANDERSON R.P., BRYANT L.T., CARTER J.C. et MARCHATERRE J.F. - "Transient analysis of two phase natural-circulation systems" ANL. 6653, 1962, 39 pages.

[11] BECKER K.M., MATHISEN R.P., EKLIND O. et NORMAN B. - "Measurements of hydrodynamic instabilities, flow oscillations and burn-out in a natural circulation loop" Symposium de STUDSVIK, 1963, Rapport S. 316, 20 pages.

[12] SPIGT C.L., DIJKMAN F.J.M., BOGAARDT M. - " The onset of hydraulic instabilities in an annular channel" Symposium de STUDSVIK, 1963, Rapport WW016 - R53, 13 pages.

[13] SPIGT C.L. and BOGAARDT M. - "Some burn-out and instabilities experiments on a 7 rods cluster". Symposium de STUDSVIK, 1963, Rapport WW016 - R48 16 pages.

[14] KEMP R.P., MORSE A.L., WRIGHT R.W., ZIVI S.M. - "Kinetic studies of heterogeneous water reactors" RWD - RL - 167, 1960.

A. 3.3 - MODELES THEORIQUES -

Voir le paragraphe A.3.1 : [1] et [3].

Voir le paragraphe A.3.2 : [6], [9] et [10].

[15] QUANDT E. R. - "Analysis of parallel channel transient response and flow oscillations" WAPD - AD - TH. 489, 1960, 36 pages.

[16] WALLIS G. B. et HEASLEY J. H. - "Oscillations in two phase flow systems" ASME paper 60, WA 209, 1960, 7 pages.

[17] JONES Alan B. - "Hydrodynamic stability of a boiling channel" General Electric Company, KAPL 2170, 1961, 101 pages.

[18] KIRCHENMAYER A. - "On the kinetics of boiling water reactors" Journal of nuclear Energy, part A, vol. 12, Number 14, 1960, 155 - 161.

[19] VAN DER WALLE F. et LAMEIN H. J. - "On the Hydrodynamic aspects of two phase flows in vertical boilers" Symposium de STUDSVIK, 1963, Rapport WW016 R 50, 40 pages + annexes.

A. 3.4 - DOCUMENTS DE BASE SUR LES OSCILLATEURS -

[20] ROCARD Y. - "Dynamique générale des vibrations" MASSON & COMPAGNIE, 3ème édition, 1960.

A. 3.5 - LOIS ELEMENTAIRES DE L'EBULLITION -

[21] JENS W. H. et LOTTES P. A. - "Two phase pressure drops and burn-out using water flowing in round and rectangular channels" ANL - 4915, 1952.

[22] FORSTER et GREIF - "Heat transfer to a boiling liquid - Mechanism and correlations" ASME 81, n° 1C, 1959, p. 43 à 53.

[23] BOWRING R. W. - "Physical model, based on bubble detachment, and calculation of steam void in the subcooled region of a heated channel" OECD - Halden reactor project 110, 1962, pages.

[24] MAURER G. W. - "A method of predicting steady state boiling vapor fractions in reactor coolant channels" WAPD - BT 19, 1960.

[25] HUBERS C. - "Void volume ratios during steady state local boiling in case of constant power distribution" Nuclear Science and engineering, 1962, *13*, 54-59.

[26] LAVIGNE P. - "Modèle d'évolution du titre et du taux de vide en ébullition locale et zone de transition" Rapport CEA n° 2365, 1963, 9 pages.

[27] FABRE R. - "Evaluation des fractions massique et volumique de vapeur dans la zone d'ébullition locale" Rapport infime non diffusé (1964).

[28] ARMAND A. A. et TRESHCHEV G. G. - "Investigations of the resistance during the movement of steam water mixtures in a heated boiler pipe at high pressures" AERE Lib/Trans 816.

[29] LOCKHART R. W. et MARTINELLI R. C. - "Proposed correlation of data for isothermal two-phase tow component flow in pipes" Chemic. Eng. Prog. 45, 1, sept. 1947, p. 39 à 48.

[30] BANKOFF S. G. - "A variable density single fluid model for two phase flow with particular reference to steam water flow" ASME 11 - 1960 - p. 265-272.

ANNEXE IV

NOMENCLATURE

CLASSEMENT ALPHABETIQUE -

Lettres latines.

a, a' Paramètres de la loi : $\Lambda = a\ Re_P^{-a'}$: voir page 41

b, b', b'' Paramètres de la loi : $Ms = b\ Re_P^{b'}\ Pr_P^{-b''}$; voir page 41

B Périmètre frottant

C, C', C'' Chaleurs spécifiques du liquide, de la vapeur, de la paroi

D Diamètre hydraulique : $D = \frac{4S}{B}$

e, e', e'' Epaisseurs de liquide, de vapeur, de paroi

E Paramètre d'expansion : $E = \frac{u' - u}{i' - i} w$; voir page 17

E^* Paramètre d'expansion généralisé : $E^* = -\frac{1}{L}\int_o^L \frac{d\rho}{di}\frac{z}{L}dz$; voir page 16

Eb Paramètre d'ébullition : $Eb = \frac{\Phi}{V_o}\frac{u' - u}{i' - i}$

ERTV Energie relative transportée par la vapeur : $ERTV = \frac{W'}{W}$

F_{LO} Perte de pression relative ; voir page 45

F'_{LO} Voir page 45

G Vitesse massique

g Accélération de la pesanteur

$\bar{g}$ Projection de g sur la direction de l'écoulement moyen

h Charge piézométrique additionnelle : $h = H_o - H$;
voir page 22

h'' Coefficient de transfert thermique

h^+ Charge piézométrique réduite : $h^+ = h/D$

H Hauteur du by-pass

H_C Hauteur entre l'entrée de la partie chauffante et la sortie du by-pass ; voir page 21

H_E Hauteur entre l'entrée du by-pass et l'entrée de la partie chauffante ; voir page 21

H_P Hauteur manométrique à vanne fermée, de la pompe ; voir page 22

H_o Charge piézométrique due au by-pass ; voir page 21

i, i' Enthalpies à l'état saturant du liquide et de la vapeur

i_E Enthalpie à l'entrée du canal chauffant

I Intensité électrique de chauffage

l^+ Valeur réduite de l : $l^+ = l/D$

L Longueur de la cheminée

L^+ Valeur réduite de L : $L^+ = L/D$

L_F Longueur de freinage externe ; voir page 22

L_F^+ Valeur réduite de L_F : $L_F^+ = L_F/D$

L_I Longueur d'inertie externe ; voir page 22

L_I^+ Valeur réduite de L_I : $L_I^+ = L_I/D$

Ms Nombre de Margoulis

N Nombre de photons comptés ; voir annexe A.2.2. Hauteur manométrique

p Pression courante dans le canal

P Pression moyenne dans le canal

$\overline{P}$ Pression moyenne sur une longueur déterminée (voir indices)

P_E Pression à l'entrée du by-pass

P_S Pression à la sortie du by-pass

Pr_F Nombre de PRANDLT calculé à la température de film

r Rapport entre les débits massiques du by-pass et du canal

Re_F Nombre de REYNOLDS calculé à la température de film

S Section de passage

t Temps

t_b, t_b^+ Valeurs définies dans le texte ; voir page 17 et page 27, $t_b^+ = \frac{i - i}{i' - i} \frac{u - u'}{u}$

u, u', $\bar{u}$ Valeurs spécifiques du liquide, de la vapeur, de l'émulsion ; $u^+ = \frac{u' - u}{u}$

V, V' Vitesses du liquide et de la vapeur

V_o Vitesse du liquide dans la section d'apparition de l'ébullition

V_E Vitesse à l'entrée

w Puissance fournie à l'émulsion par unité de volume dans le canal chauffant

w^+ Valeur réduite de w ; voir page 24, $w^+ = w \frac{u' - u}{i' - i} \sqrt{\frac{D}{g}}$

W Puissance de chauffage : $W = U\,I$ (U : tension)

W' Puissance servant à la vaporisation

x Titre réel ; voir page 44

x' Titre thermodynamique dans le canal

$\bar{x}$ Valeur moyenne de x sur une longueur déterminée

z Abscisse comptée à partir du début de l'ébullition

Z Longueur de la zone non bouillante, sur le canal chauffant

Lettres grecques

α Fraction de vide

β Rapport $\frac{u'}{u}$; angle de déphasage

γ Glissement relatif : $\gamma = \frac{V'}{V}$

δp	Ecart systématique dû à la prise de pression ; voir page 41
Δ_E	Degré de sous-saturation à l'entrée du canal chauffant
Δi_E	Enthalpie de sous-saturation à l'entrée du canal chauffant : $\Delta i_E = i_E - i$
ΔL	Longueur correspondant à ΔP_f
ΔP	Charge piézométrique due au by-pass
ΔP_a	Perte de pression par accélération
ΔP_e	Perte de pression par élévation
ΔP_f	Perte de pression par frottement
ΔP_{fLO}	Perte de pression par frottement en phase liquide ; voir page 45
ε	Rugosité relative
η	Ecart relatif systématique dû à la prise de pression ; voir page 41
Φ	Charge thermique
Φ^2_{LO}	Paramètre de MARTINELLI - NELSON ; voir page 47
Λ	Nombre de DARCY : $\Delta P_{fLO} = \frac{\Lambda \Delta L}{D} \rho \frac{V^2}{2}$
μ, μ'	Viscosités dynamiques du liquide et de la vapeur
Ω	Pulsation
ρ, ρ', $\bar{\rho}$, ρ''	Masses spécifiques du liquide, de la vapeur, de l'émulsion, de la paroi
θ	Temps de référence ; voir page 27 ; $\theta = \frac{i' - i}{u' - u} \frac{1}{w}$. Angle
θ''	Température moyenne de paroi
τ, τ_o	Période, valeur limite de la période au seuil
τ^+; τ_o^+	Valeurs réduites de τ et τ_o rapportées à θ

Indices

o	Valeur de référence, valeur de référence définie dans le texte, valeur dans la section d'apparition de l'ébullition
BP	Concerne le by-pass
CL	Concerne le canal chauffant
CM	Le long de la cheminée ϕ 6, pour CF4
CH	Le long de la cheminée ϕ 25, pour CF4 ; le long de la cheminée pour CENDRILLON
E	A l'entrée du canal chauffant
EF	Dans la section d'apparition de l'ébullition franche; ou en moyenne sur la longueur en ébullition franche dans le canal chauffant
EL	Dans la section d'apparition de l'ébullition locale; ou en moyenne sur la longueur en ébullition locale
F	Pris à la température de film ; ou concerne le freinage hydraulique à l'entrée du canal
S	A la sortie du canal chauffant
S'	A la sortie de la cheminée ϕ 6
SP	Sur la zone en simple phase du canal
SS	A la sortie de la cheminée ϕ 25
T	Sur l'ensemble canal chauffant et cheminée ϕ 6
fLO	Concerne le frottement sur la zone de canal précédant immédiatement l'ébullition
ELF	En moyenne sur la longueur en ébullition (locale et franche) du canal chauffant

Manuscrit reçu le 31-8-65

FIN