

UNIVERSITE DE MONTRÉAL

MESURE DES PARAMÈTRES DE FLUAGE
D'UN SABLE GELÉ AU MOYEN D'UN
POINÇON TRONCONIQUE

par

Jamel SGAOULA

DÉPARTEMENT DE GÉNIE CIVIL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU GRADE DE MAÎTRE ES SCIENCE APPLIQUÉES (M.Sc.A)

Octobre 1989

c Jamel SGAOULA 1989

The author has granted an irrevocable non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of his/her thesis by any means and in any form or format, making this thesis available to interested persons.

The author retains ownership of the copyright in his/her thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without his/her permission.

L'auteur a accordé une licence irrévocable et non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de sa thèse de quelque manière et sous quelque forme que ce soit pour mettre des exemplaires de cette thèse à la disposition des personnes intéressées.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège sa thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

ISBN 0-315-58197-2

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Ce mémoire intitulé

**MESURE DES PARAMÈTRES DE FLUAGE
D'UN SABLE GELÉ AU MOYEN D'UN
POINÇON TRONCONIQUE**

Présenté par: Jamel SGAOULA

en vue de l'obtention du grade de:

Maître ES Sciences Appliquées (M.Sc.A)

a été dûment accepté par le Jury d'examen constitué de:

M. V. Silvestri,....., Ph.D., président

M. D. Gill,....., Ph.D

M. B. Ladanyi,....., D.Sc.A

Sommaire

Le présent travail porte sur le développement en laboratoire d'une nouvelle procédure de détermination des paramètres de fluage des sols gelés, qui est celle de l'essai de poinçon tronconique, appelé "Sharp cone test" ou "SCT". Cet essai consiste à enfoncer dans le sol gelé, dans un trou conique préalablement foré, un cône métallique chargé par une charge constante.

Les propriétés de fluage du matériau sont alors déduites à partir de la relation observée entre la force appliquée, le temps et la pénétration du cône, laquelle est basée sur la théorie de l'expansion d'un trou cylindrique dans un milieu infini.

On a réalisé plusieurs essais de fluage à de bas et haut niveau des contraintes sur le sable de Joliette, gelé à une température de -5°C .

Les résultats des essais réalisés à fortes charges sont analysés en utilisant le modèle de fluage primaire du type loi de puissances, déduit de la théorie des pieux tronconiques de Ladanyi et Guichaoua (1985). Par contre ce même modèle s'est révélé non représentatif et ineffi-

cace pour interpréter les essais à faibles charges. Nous avons alors développé un nouveau modèle de fluage "primaire-asymptotique", en supposant que les courbes de fluage ont une forme hyperbolique plutôt que parabolique.

Finalement, l'utilisation de ces deux méthodes d'interprétation nous a permis non seulement de simuler les courbes de fluage observées dans les essais, mais également de déterminer des paramètres de fluage comparables à ceux publiés dans la littérature.

"ABSTRACT"

This work deals with the laboratory development of a new procedure for the determination of creep properties of frozen soils, called "Sharp cone test", or "SCT". The test consists in driving a sharp cone penetrometer into a predrilled conical hole at the bottom of a borehole under a constant pressure.

The creep properties of the material are then deduced from the relationship between the applied load, time and penetration of the cone, which is related to the theory of expansion of a cylindrical cavity in an infinite medium.

Several creep tests at low and high applied pressures were carried out in frozen Joliette sand, at a temperature of -5°C .

The results of tests at high loads were analyzed in the context of the power-law primary creep model, deduced from a theory of creep settlement of tapered piles, developed by Ladanyi and Guichaoua (1985). However, this model was not found to be representative and successful for interpreting the tests at low loads, and it had to be replaced by a method using a hyperbolic time function.

Finally, application of these two methods of interpretation has made it possible to simulate the observed experimental creep curves, and moreover, to determine the creep parameters comparable to those available in the literature.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier Monsieur Branko Ladanyi, professeur à l'Ecole Polytechnique et directeur de cette recherche, pour la confiance qu'il m'a accordée, ses conseils, ses suggestions et sa disponibilité tout au long de cette étude.

Je remercie également Monsieur Florent Gauvin, technicien au laboratoire de génie minéral, pour sa compétence, la qualité de son travail et pour ses judicieux conseils.

J'ai apprécié l'ambiance de travail qui régnait au sein du laboratoire et le professionnalisme du personnel technique.

Mon support financier a été assuré par le Ministère de l'Enseignement Supérieur de l'Algérie et par le fond de recherche de Monsieur Branko Ladanyi. Je tiens à les en remercier profondément.

TABLE DES MATIERES

	Page
Sommaire.....	iv
Abstract.....	vi
Remerciements.....	viii
Liste des Figures.....	xiii
Liste des Tableaux.....	xvii
Liste des Symboles.....	xviii
 CHAPITRE 1 INTRODUCTION.....	 1
 CHAPITRE 2 ETUDE EXPERIMENTALE.....	 7
 2.1 Introduction.....	 7
2.2 Appareillage.....	8
2.3 Membrane compressible.....	12
2.4 Chambre froide.....	12
2.5 Préparation du sable.....	13
2.6 Propagation du gel à l'intérieur du sable....	14
2.7 Démarrage et déroulement de l'essai.....	15
2.8 Mesure de l'adhésion.....	20

	Page
CHAPITRE 3 ETUDE THEORIQUE.....	24
3.1 Introduction.....	24
3.2 Phénomène de fluage des sols gelés.....	24
3.3 Fluage secondaire.....	29
3.4 Fluage primaire.....	31
3.5 Détermination des paramètres de fluage pour des charges élevées (par exemple : essais 10.48 à 14.03 Mpa).....	36
3.5.1 Terme d'adhésion S1.....	38
3.5.2 Terme de gravité S2.....	38
3.5.3 Terme de fluage S3.....	39
3.6 Détermination des paramètres de fluage à par- tir des essais à charges plus faibles (com- prises entre 3.2 et 9.61 MPa).....	45
3.6.1 Introduction.....	45
3.6.2 Formulation du fluage primaire asymptotique	48
3.7 Contraintes développées dans le sable gelé à l'interface avec le cône.....	54
CHAPITRE 4 INTERPRETATION DES ESSAIS.....	57
4.1 Introduction.....	57
4.2 Application de la méthode graphique	

	Page
(Courbes de fluage paraboliques).....	57
4.2.1 Présentation des résultats pour $q > 9.60$ MPa.	57
4.2.2 Analyse des résultats.....	67
4.2.2.1 Détermination du paramètre "b".....	67
4.2.2.2 Détermination du paramètre "n".....	71
4.2.2.3 Détermination du paramètre " σ_c ".....	77
4.3 Application de la méthode graphique	
(Courbes de fluage hyperboliques).....	79
4.3.1 Présentation des résultats pour $q < 9.6$ MPa..	79
4.3.2 Analyse des résultats.....	85
4.3.2.1 Introduction.....	85
4.3.2.2 Interprétation des essais à un seul palier	
(temps de référence = 6 minutes).....	87
4.3.2.2.1 Détermination du paramètre "c".....	87
4.3.2.2.2 Détermination du paramètre "n".....	90
4.3.2.2.3 Détermination du paramètre " σ_c ".....	90
4.3.2.3 Interprétation des essais à plusieurs paliers	
(temps de référence = 6 minutes).....	93
4.3.2.3.1 Détermination du paramètre "c".....	93
4.3.2.3.2 Détermination du paramètre "n".....	98
4.3.2.3.3 Détermination du paramètre " σ_c ".....	98
CHAPITRE 5 DISCUSSION ET COMPARAISON DES RESULTATS	
AVEC LES PREDICTIONS THEORIQUES.....	99

	Page
5.1 Introduction.....	99
5.2 Choix des paramètres de fluage.....	100
5.3 Prédiction théorique basée sur la loi de puissance.....	100
5.4 Prédiction théorique basée sur la loi hyperbolique.....	109
5.5 Comparaison des paramètres trouvés avec ceux publiés dans la littérature.....	118
5.6 Conclusion.....	121
CHAPITRE 6 CONCLUSION.....	123
BIBLIOGRAPHIE.....	126
ANNEXE.....	129

LISTE DES FIGURES

Fig	Titre	Page
2.1	Cuve d'essai.....	10
2.2	Dispositif d'essai.....	11
2.3	Fuseaux granulométriques du sable utilisé....	17
2.4	Saturation du bloc.....	18
2.5	Disposition des trous d'essai.....	19
2.6	L'adhésion mobilisée lors de l'enfoncement du cône.....	21
2.7	L'adhésion mobilisée lors de l'application d'un couple au cône.....	21
2.8	Vue générale du montage.....	23
2.9	La mèche , le couteau et les cônes d'essais..	23
3.1	Courbe de fluage : déformation .vs. temps....	26
3.2	Taux de déformation .vs. temps.....	26
3.3	Influence du taux de chargement sur les courbes de fluage (Hult,1966).....	28
3.4	Essai de fluage non-confiné; a)sable d'Ottawa à -9.4 °C b)sable fin de Manchester à -9.4 °C (tiré de Sayles,1968).....	35
3.5	Géométrie du cône et notation utilisée.....	37
3.6	Détermination du paramètre "b".....	43

3.7	Détermination du paramètre "n".....	45
3.8	Résultats des essais de fluage présentés à l'échelle logarithmique; a)Glace polycristalline à -5 °C; b)Sable de Joliette à -5 °C (Talabard (1988) , Guichaoua (1985)).....	49
3.9	Détermination du paramètre "c".....	52
3.10	Détermination du paramètre "n".....	53
3.11	Contraintes développées au contact avec le sable utilisé.....	56
4.1a	Courbe de fluage (échelle linéaire) des essais No 08.....	59
4.7a	à No 14.....	65
4.1b	Recherche du paramètre "b" par la méthode de Ladanyi et Johnston (1973), (échelle logarith- mique) des essais No 08.....	59
4.7b	à No 14.....	65
4.8	Recherche du paramètre "b" par la méthode de Ladanyi et Johnston (1973), (échelle logarith- mique).....	69
4.9	Détermination du paramètre "n" t = 60 minutes.	73
4.10	Détermination du paramètre "n" t = 39 minutes.	74
4.11	Détermination du paramètre "n" t = 21 minutes.	75
4.12	Détermination du paramètre "n" t = 09 minutes.	76
4.13	Regroupement des courbes de fluage (essais de longue durée).....	82
4.14	Courbe de fluage de l'essai No 1 (échelle	

	linéaire).....	83
4.15	Courbe de fluage déformée (essai No 1).....	84
4.16	Regroupement des courbes de fluage dont on soustrait la déformation à $t = 6$ minutes (essais à faibles charges).....	86
4.17	Regroupement des courbes de fluage dont on soustrait la déformation à $t = 6$ minutes (essais à un seul palier).....	88
4.18	Recherche du paramètre "c" par la formulation de Ladanyi (1989) en considérant la référence après six minutes (essais à un seul palier)..	89
4.19	Détermination du paramètre "n".....	91
4.20	Regroupement des courbes de fluage dont on soustrait la déformation à $t = 6$ minutes (essais à un seul palier).....	94
4.21	Regroupement des courbes de fluage dont on soustrait la déformation à $t = 6$ minutes (essais à un seul palier).....	95
4.22	Recherche du paramètre "c" par la formulation de Ladanyi (1989) en considérant la référence après 6 minutes (essais à plusieurs paliers).	96
4.23	Détermination du paramètre "n".....	97

5.1	Comparaison du courbe expérimentale et théorique dérivée de la loi de comportement (courbe parabolique) essai No 8.....	102
5.7	à essai No 14.....	108
5.8	Courbes expérimentale et théorique (essai à faible charge). Essai No 1.....	111
5.10	Essai No 7.....	113
5.11	Courbes expérimentale et théorique (essai à faible charge). Essai No 2.....	114
5.14	Essai No 5.....	117

LISTE DES TABLEAUX

	Page
4.1 Sommaire des essais de fluage à fortes charges	66
4.2 Sommaire des valeurs du paramètre "b"	70
4.3 Sommaire des essais de fluage à faibles charges	80
A.1 Sommaire des essais de fluage	158

LISTE DES SYMBOLES

A.... variable pour usage général
B....variable pour usage général
C....variable pour usage général
 C_a adhésion
D....diamètre maximal du cône
E....variable pour usage général
 E_0 module d'élasticité
F....variable pour usage général
 $F()$ fonction
G....module de cisaillement
 $G()$ fonction
J....variable pour usage général
L....longueur du cône en contact avec la paroi du trou
 L_t longueur totale du cône
M....couple
 P_D ...pression de contact pour $r=D/2$
 P_d ...pression de contact pour $r=d/2$
 P_o ...contrainte totale naturelle
 P_i-P_o réaction nette mobilisée par l'expansion du trou
Q....charge axiale
T....température
 U_i ...expansion radiale
S....déplacement vertical du cône

S_1, S'_1 terme relatif à l'adhésion
 S_2, S'_2 terme de gravité
 S_3, S'_3 terme de fluage
 b paramètre de fluage
 c paramètre de fluage
 d diamètre minimal du cône
 d_m diamètre moyen du cône
 k exposant de la contrainte dans l'équation de la
déformation pseudo-instantanée
 n paramètre de fluage
 q contrainte axiale
 r_1 rayon du cône
 t temps
 ϵ déformation totale
 $\epsilon^{(c)}$ déformation de fluage
 ϵ_{inst} déformation instantanée
 ϵ_{fluage} déformation différée
 ϵ_{pi} déformation pseudo-instantanée
 $\dot{\epsilon}_{f1}$ taux de fluage secondaire
 ϵ_x déformation de référence pour l'équation de la
déformation pseudo-instantanée
 $\dot{\epsilon}_o$ taux de déformation de référence pour l'équation
du fluage
 ϵ_o déformation instantanée élastique
 ϵ_e déformation équivalente de Von Mises
 $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ déformations normales principales

θ pente de la droite

α conicité du cône

β pente de la droite

Ω valeur de l'intersection de la droite avec l'axe
des ordonnés

σ contrainte normale uniaxiale

σ_c contrainte de référence pour l'équation de
fluage

σ_k contrainte de référence dans l'équation de la
déformation pseudo-instantanée

σ_e contrainte équivalente de Von Mises

σ_1, σ_2 et σ_3 contraintes normales principales

δ angle de frottement

$f_{d, \text{moyen}}$ densité

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

L'intérêt croissant, dans le domaine du génie civil, pour une meilleure connaissance du comportement mécanique des sols gelés, provient de deux sources. D'un côté, tous les pays nordiques, ci-inclus le Canada, contiennent des régions très vastes de pergélisol, qui est un sol gelé d'une manière permanente depuis des milliers d'années. Ces régions nordiques contenant du pergélisol, sont en développement continu, ce qui demande la connaissance du comportement des sols gelés en relation avec la construction des maisons, des routes et des aéroports.

De l'autre côté, dans tous les pays, la connaissance du comportement des sols gelés est également nécessaire en relation avec la congélation artificielle des sols, ce qui est une méthode de construction courante, lorsqu'il faut faire des excavations profondes dans des terrains acquifères.

Finalement, cette connaissance est essentielle aussi en relation avec la congélation des sols entourant les réservoirs souterrains de stockage du gaz naturel liquéfié.

La présente étude est consacrée au développement d'une nouvelle méthode, utilisable tant en laboratoire que sur place, qui est capable de mesurer directement les paramètres de fluage des sols gelés.

Le pergélisol, qui est un sol gelé d'une manière permanente possède un ensemble de caractéristiques complexes. Il est en effet anisotrope, hétérogène, viscoélastique et ses propriétés dépendent de nombreux facteurs tels que sa structure, température, densité et salinité. Au cours de ces dernières décennies de nombreuses études de laboratoire et sur place ont été réalisées permettant une meilleure connaissance des propriétés mécaniques des sols gelés et du pergélisol naturel.

A présent il existe deux méthodes principales pour la détermination in-situ des propriétés des sols gelés et de la glace. La première utilise l'essai pressiométrique (PMT, "pressuremeter test") dont le potentiel a été montré par Ladanyi et Johnston (1973). La seconde repose sur l'essai de pénétration d'un cône statique (CPT, "cone penetration test") qui, moyennant certaines modifications par rapport à la méthode standard, s'est avéré utile, non seulement pour les essais de fluage, mais aussi pour la conception des pieux dans le pergélisol (Ladanyi, 1982).

Le PMT donne des informations détaillées sur les propriétés du sol gelé, mais il nécessite un appareillage sophistiqué et un personnel spécialisé. D'autre part, le CPT est simple à utiliser, mais il requiert, un équipement de pénétration lourd et ne donne que des informations limitées sur les propriétés de fluage du sol gelé.

La nouvelle procédure utilisée dans le présent travail est celle de l'essai du poinçon tronconique ou du cône effilé (SCT, "sharp cone test") qui se situe entre ces deux dernières méthodes. En effet, on a testé une nouvelle technique d'exploration originale, susceptible de fournir les paramètres nécessaires au calcul du fluage. Il s'agit d'un essai pénétrométrique qui consiste à enfoncer dans le sol gelé, dans un trou conique préalablement foré, un cône métallique chargé par une charge constante. Les propriétés de fluage du matériau sont alors déduites à partir de la relation observée entre la force appliquée, le temps et la pénétration du cône. L'interprétation de l'essai est basée sur la théorie de l'expansion d'un trou cylindrique et elle est semblable à celle utilisée dans l'interprétation d'un essai de fluage pressiométrique.

Le principal avantage de la méthode SCT est la possibilité de réaliser des essais d'expansion à des pressions très élevées sans recourir à des besoins sophistiqués et

des équipements très coûteux, tout en fournissant des informations sur les propriétés de fluage comparable au PMT.

Un seul type d'essai a été réalisé, soit l'essai de fluage. Tous nos essais ont été réalisés dans une chambre froide à -5°C . Le matériau utilisé dans nos essais était le sable de Joliette, le même qu'ont utilisé Ladanyi et Eckardt (1983), Lauzon (1985) et Guichaoua (1984) dans leurs essais préalables, ce qui a permis de mieux interpréter les résultats de nos propres essais.

En pratique, une analyse de fluage est nécessaire lorsqu'une charge est appliquée au matériau pour une longue période de temps. Il sera alors nécessaire d'avoir des programmes de reconnaissance in-situ, à la fois variés et complets, susceptibles de fournir de façon fiable et précise les données nécessaires.

Après avoir réalisé les essais, nous avons constaté un différent comportement de fluage du sable gelé à de bas et haut niveau des contraintes. En effet Tsyrovitch (1939), suite à des essais de fluage dans l'argile gelée et le sable gelé, souligne que la forme des courbes rhéologiques de fluage se répartit en deux classes:

1)Fluage atténuant pour de faibles contraintes ne dépassant pas une certaine limite, caractérisé par un seuil de déformations.

2)Fluage stationnaire pour des contraintes élevées dépassant cette limite, caractérisé par des déformations continues jusqu'à la rupture.

De nombreuses théories modélisant le comportement dans la seconde classe existent. Cependant, et à défaut de formulations analytiques suffisamment détaillées, nous avons été amenés (Ladanyi 1989) à apporter des modifications à la théorie d'expansion des cavités cylindriques de sorte à interpréter correctement le comportement observé.

Ainsi, cette nouvelle méthode, une fois mise au point, pourrait étayer des programmes de reconnaissance in-situ réalisés à l'aide de techniques plus conventionnelles telles que le pressiomètre ou le pénétromètre.

Une mise en place relativement aisée, un appareillage simple et restreint, la répétitivité des essais et enfin un coût de développement relativement faible, sont autant d'atouts potentiels, surtout lorsqu'il s'agit de contrées inhospitalières.

Au chapitre 2, nous présentons l'appareillage utilisé dans cette étude, ainsi que la description du mode opératoire, le déroulement de la préparation de l'échantillon et les conditions expérimentales pendant les essais.

Le chapitre 3, consiste en une présentation de la théorie de fluage des sols gelés de Ladanyi (1972), et de la théorie développée récemment par Ladanyi (1989) à partir de la constatation du comportement de notre matériau dans un domaine de sollicitation bien déterminé.

Au chapitre 4, nous interprétons nos essais par deux différentes méthodes selon le cas observé.

Au chapitre 5, nous nous intéressons à la comparaison des courbes expérimentales avec les courbes théoriques dérivées de la loi de comportement ainsi qu'à la comparaison des paramètres trouvés avec ceux publiés dans la littérature pour des sables gelés dans des conditions comparables.

Le chapitre 6 présente finalement les conclusions issues de cette étude, ainsi que nos recommandations pour les recherches futures.

CHAPITRE 2

ETUDE EXPERIMENTALE

2.1 Introduction

En pratique, une analyse de fluage est nécessaire lorsqu'un chargement est appliqué au matériau pendant une longue période de temps. Dans le passé, la plupart des essais de fluage in situ ont été réalisés à l'aide de l'essai pressiométrique (Ladanyi et Johnston (1973), Saint Pierre (1978), Ladanyi et Eckardt (1983)). Dans notre étude, deux types d'essais de fluage ont été réalisés avec la nouvelle méthode afin de déterminer les paramètres de fluage du matériau. Le premier est un essai de fluage classique à un seul palier de chargement, et le second est un essai de fluage par paliers de chargement successifs. Ce dernier nous a permis à déterminer l'influence de l'historique du chargement sur le fluage du matériau et d'évaluer si les essais à paliers de chargement successifs donnent des paramètres de fluage comparables à ceux d'un seul palier.

Dans ce chapitre, nous décrivons le travail et les conditions nécessaires au bon déroulement des essais. Le mode de préparation des échantillons et la mise en oeuvre

des essais y sont également exposés.

2.2 Appareillage

Les essais ont été réalisés dans une cuve métallique de forme cylindrique ayant un diamètre de 89 cm et une profondeur de 46 cm (Figure 2.1). Quatre tiges filetées en acier sont soudées à la cuve et supportent deux poutres tubulaires. Deux autres poutres tubulaires sont libres de se déplacer sur ces poutres afin de positionner les vérins aux endroits voulus. Les poutres tubulaires mobiles ainsi que les vérins sont fixés en place à l'aide de serres de menuisier et on vient fixer sur ces poutres mobiles un bâti sur lequel vient s'adapter le vérin qui transmet au cône la charge désirée.

Le vérin choisi est de type BELLOFRAM. Il est alimenté par le circuit d'air comprimé de L'ECOLE DE POLYTECHNIQUE DE MONTREAL dont la pression maximale est de 600 kPa. Un assécheur d'air est installé pour éviter la condensation à l'intérieur du vérin et un régulateur de pression nous assure que la charge appliquée est constante.

La charge est appliquée sur un cône en acier dont les caractéristiques sont données à la figure 2.2. On dispose de deux types de cônes: l'un a une bille d'acier insérée

entre le vérin et le cône, assurant ainsi une grande souplesse d'utilisation, tandis que l'autre peut être vissé directement sur le vérin, assurant ainsi une bonne coaxialité. Pour cette raison nous avons été amené à adopter ce dernier type de cône dans nos essais.

La lecture de la pression à l'intérieur du vérin se fait à l'aide d'un manomètre. L'étalonnage du vérin permet alors de connaître la charge appliquée au cône.

La mesure de l'enfoncement du cône se fait à l'aide d'un micromètre, solidaire de l'axe du vérin. Deux micromètres diamétralement opposés furent utilisés afin d'avoir une bonne précision de la mesure de l'enfoncement. Chaque micromètre s'appuie sur une barre rigide, laquelle se repose sur les bords de la cuve.

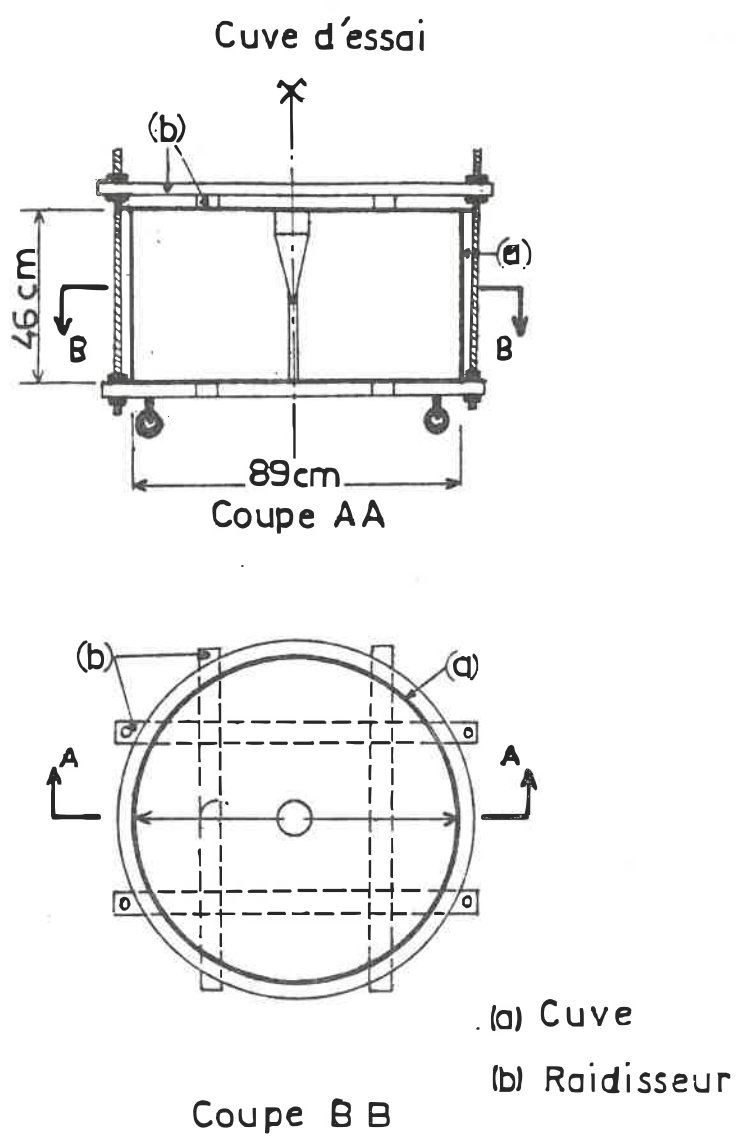


Figure 2.1 Cuve d'essai

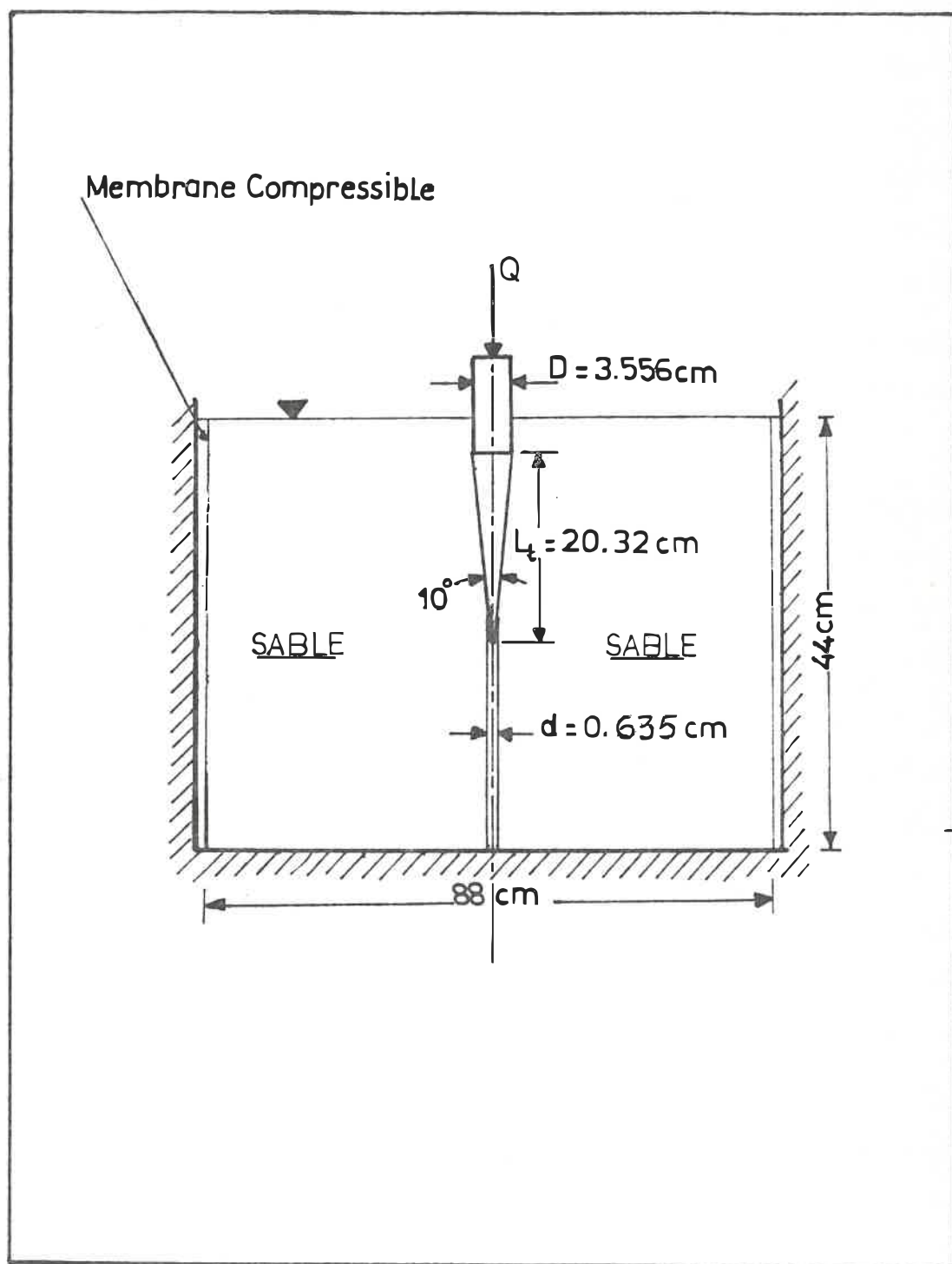


Figure 2.2 Dispositif d'essai

2.3 Membrane compressible

Une membrane de plastique, contenant des cellules d'air fermées est insérée entre la paroi du cuve et le sable, pour éviter d'avoir des contraintes latérales résiduelles dues au gel du sable. Ce type de membrane est utilisé parce qu'il garde ses propriétés de compressibilité lorsqu'il est soumis au gel et à l'eau. Aussi, cette membrane évite-elle presque tout confinement dû à la cuve simulant ainsi un milieu infini, non chargé.

2.4 Chambre froide

Le gel des échantillons et les essais eux-mêmes furent réalisés dans une chambre froide située dans le Laboratoire de structures de l'Ecole Polytechnique. La chambre froide doit être dégivrée régulièrement toutes les six heures pour conserver un bon rendement. Elle s'interrompt chaque fois pendant vingt minutes pour passer de la température choisie dans notre étude -5°C à la température $\pm 1^{\circ}\text{C}$, puis elle revient à son niveau normal de -5°C . Malgré cette variation, on n'a pas pu noter sur les courbes d'enfoncement des essais réalisés, aucune irrégularité simultanée ou retardée imputable à cette variation de température de l'air.

La chambre froide permet de maintenir la température interne avec une précision de ± 0.5 °C. De plus, cette température est enregistrée en continu, ce qui permet de noter toute variation ou anomalie.

2.5 Préparation du sable

Le sable utilisé est un sable de silice anguleux qui provient de la région de Joliette sur la rive nord du St-Laurent, à environ 150 km au nord-est de Montréal (c'est le même sable qu'ont utilisé Ladanyi et Eckardt (1983)), sa densité sèche maximum et minimum est respectivement 1810 et 1510 kg/m³. La méthodologie utilisée pour la préparation des échantillons s'inspire des publications antérieures et s'adapte à l'équipement disponible. Un tamisage est réalisé pour enlever les particules grossières, et ceci à l'aide d'un tamiseur mécanique situé au laboratoire de mécanique des roches. La Figure 2.3 montre les fuseaux granulométriques du sable utilisé. On remplit notre cuve d'essai par ce sable tamisé, puis on le compacte à l'aide d'un vibreur.

La masse du sable est ensuite saturée du bas vers le haut au moyen d'un tuyau plongeur de cuivre percé de trous dans sa partie basse. Cette saturation est réalisée en deux endroits en alternant la position du plongeur (Fig

2.4), de sorte à éviter la création de poches étanches non saturées et à expulser l'air présent entre les particules du sable.

La saturation se fait par gravité et doit être assez lente pour assurer l'immobilité des grains de sable. L'eau employée pour la saturation a été préalablement distillée et désaérée.

Lorsque la cuve est remplie et saturée, on baisse la température de la chambre à -5°C (température à laquelle sont effectués les essais) pour provoquer le gel de l'échantillon.

Le bloc est isolé sur sa périphérie et sur le dessus par une couche de laine de verre. La partie du tube métallique qui dépasse la surface du sable est également isolée pour limiter la conduction thermique. Le front de gel est alors vertical et unidirectionnel, se propageant de bas en haut, de sorte à éliminer la formation de lentilles et éviter ainsi l'apparition de contraintes internes dues au gel.

2.6 Propagation du gel à l'intérieur du sable

Au départ, la chambre froide, ainsi que le sable, sont

à la température de la pièce. Lorsque la chambre froide est mise en marche, le sable se refroidit jusqu'à atteindre la température de -5°C après environ 160 heures. Cette constatation a été faite par Guichaoua en utilisant des thermistances enfouies dans le sable à différentes profondeurs, et nous l'avons aussi vérifié en plongeant un thermomètre à l'intérieur des avant-trous faits pour l'emplacement de nos cônes d'essais. Ainsi, après sept jours suivant la mise en marche de la chambre froide, on considère que la température du sable est -5°C , la température à laquelle sont effectués les essais.

2.7 Démarrage et déroulement de l'essai

Dès que la masse de sable est complètement saturée et avant le gel on vient installer dans celle-ci trois cônes en Aluminium qui ont les même dimensions que notre cône d'essai. Ces derniers serviront à réaliser des avant-trous et sont installés de façon à avoir l'effet de paroi négligeable lors des essais de pénétration (fig. 2.5).

Après sept jours de fonctionnement de la chambre froide avec un réglage de la température à -5°C , temps suffisant pour que le bloc soit complètement gelé et sa température homogène à travers tout le corps de l'échantillon, on vient, alors, retirer le cône

d'aluminium qui a servi à faire l'avant-trou de même conicité et de même dimension que notre cône d'essai. Après ceci, on vient percer avec une mèche de 6.35mm de diamètre, à partir du fond du trou de cône, un trou pilote d'une profondeur de 80mm, afin d'éviter le contact de la pointe du cône avec le sol gelé. Ainsi, on ne tient compte que de la résistance le long du fût du cône.

Avec un couteau en acier ayant la même conicité que le cône d'essai, on vient ensuite enlever le débris de particules produits par le perçage du trou pilote qui se sont accumulés au fond du cône, afin d'obtenir un trou aussi parfait que possible.

En ce moment tout est prêt pour démarrer l'essai. Pour ce faire, on place dans la cavité le cône préalablement enduit de graisse de silicone (ou de graphite) pour réduire le frottement au minimum; à cet égard on note également que la surface du trou foré est extrêmement lisse.

Ensuite, on vient appliquer une très faible charge pour positionner notre cône et éliminer ainsi l'excès de graisse.

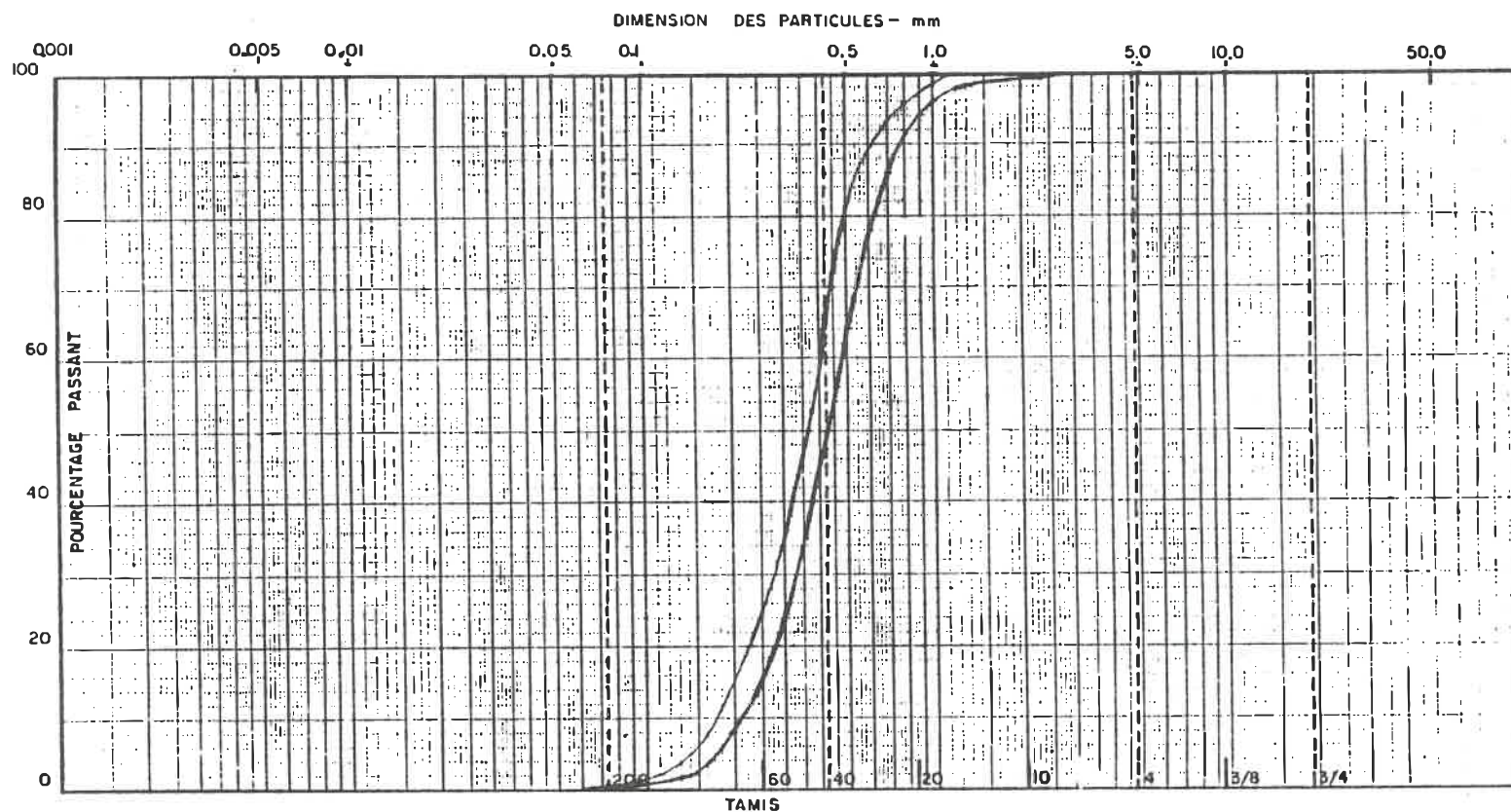


Figure 2.3 Fuseaux granulométriques du sable utilisé

PARTICULES FINES	FIN	MOYEN	GROS	FIN	GROS
	SABLE			GRAVIER	

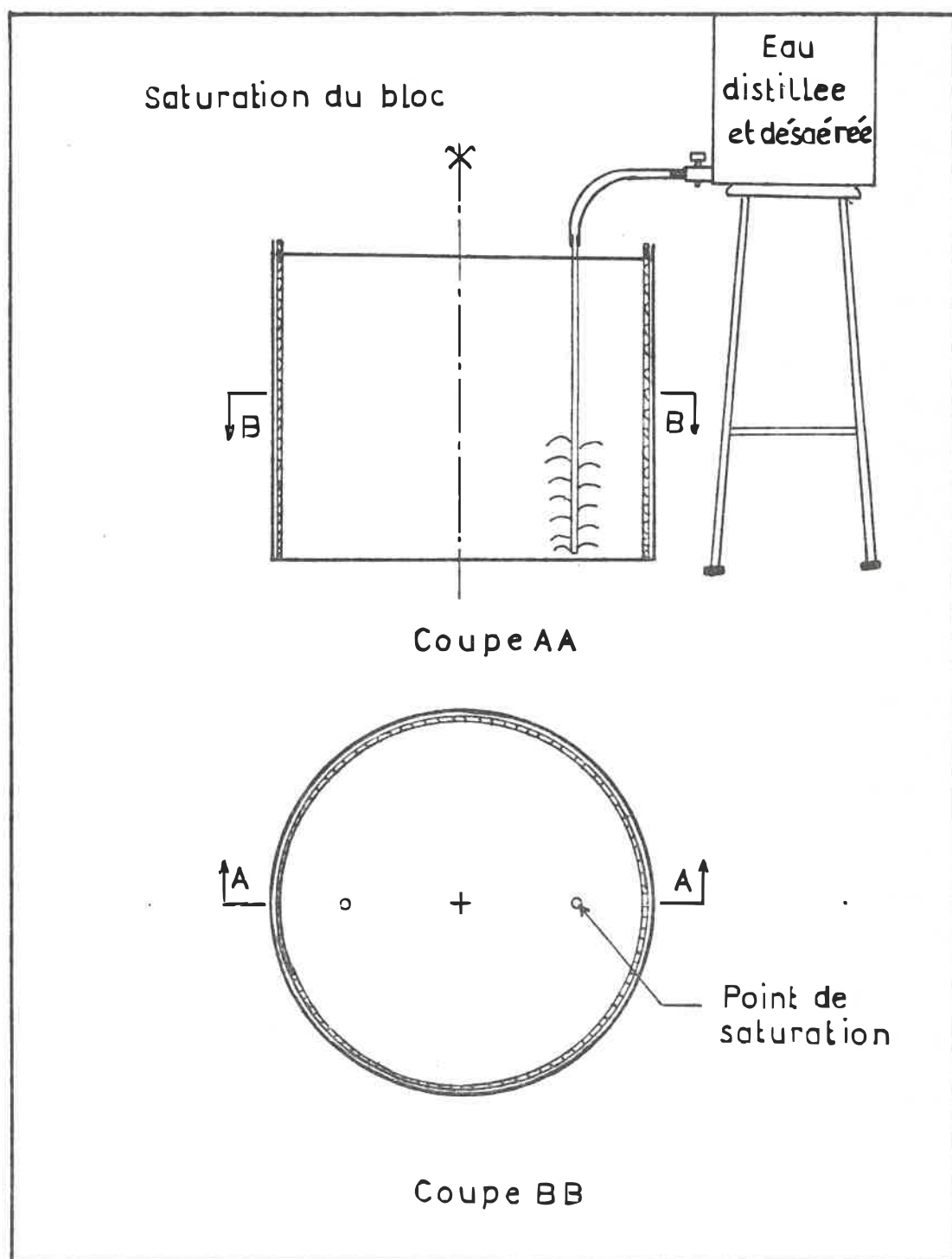


Figure 2.4 Saturation du bloc

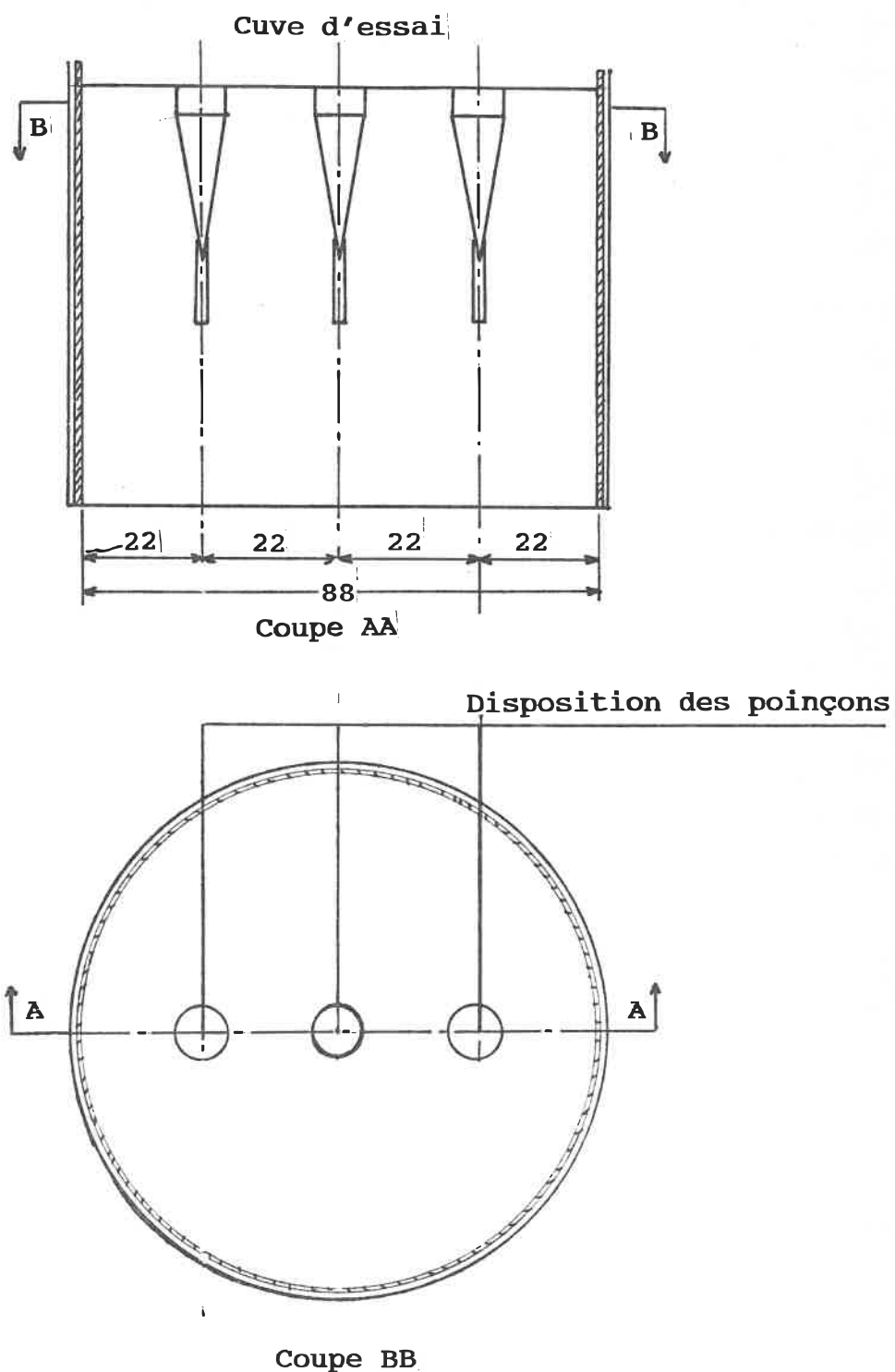


Figure 2.5 Disposition des trous d'essai

2.8 Mesure de l'adhésion

La mesure de l'adhésion entre le cône et la paroi du trou est effectuée à l'aide d'une clé dynamométrique, et ceci en appliquant un couple sur le cône. La valeur de l'adhésion est déduite de la valeur du couple pour lequel on a brisé l'adhésion entre le sol et le cône, avec l'hypothèse que les forces résistantes à ce couple soient les mêmes que celles existant lors de l'enfoncement du poinçon et que cette adhésion soit uniforme le long du fût. A noter que la mesure de l'adhésion de cette façon n'est qu'à titre indicatif.

Les figures 2.6 et 2.7 représentent les forces d'adhésion lors de l'enfoncement du cône et lorsqu'il est soumis à un couple.

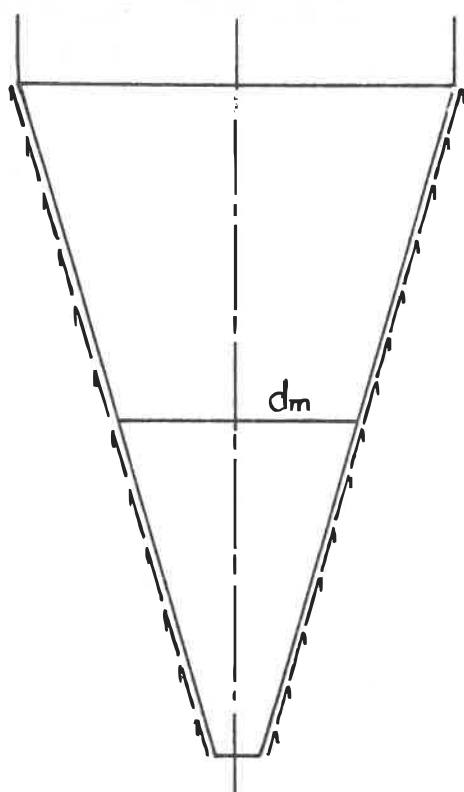


Figure 2.6 L'adhésion mobilisée lors de l'enfoncement du cône

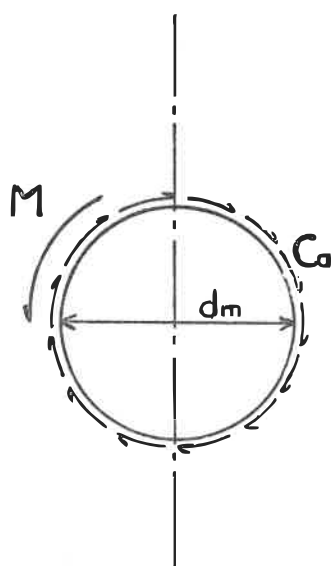


Figure 2.7 L'adhésion mobilisée lors de l'application d'un couple au cône.

Supposons que le frottement est négligeable vis-à-vis de l'adhésion lorsque le cône est non chargé. En considérant le diamètre moyen du cône et en faisant la somme des moments, nous aurons approximativement;

$$A.1/2C_a.d_m = M \quad (2.1)$$

$$C_a = 2 M/A.d_m \quad (2.2)$$

Avec $A = \pi.d_m.L \quad (2.3)$

Ce qui nous donne l'équation suivante

$$C_a = 2 M/\pi.d_m^2.L \quad (2.4)$$

M est le couple appliqué (MN.m), L la longueur du cône (m) et d_m est le diamètre moyen du cône (m) et C_a l'adhésion (MN/m²).

Vu que la mesure de l'adhésion a été faite à la fin de l'essai sans sortir le cône, la valeur du couple M (tableau A.1) comprend non seulement l'effet de l'adhésion mais aussi de la résistance due au frottement entre le cône et la paroi du trou. Cette résistance est produite par les contraintes résiduelles malheureusement inconnues.

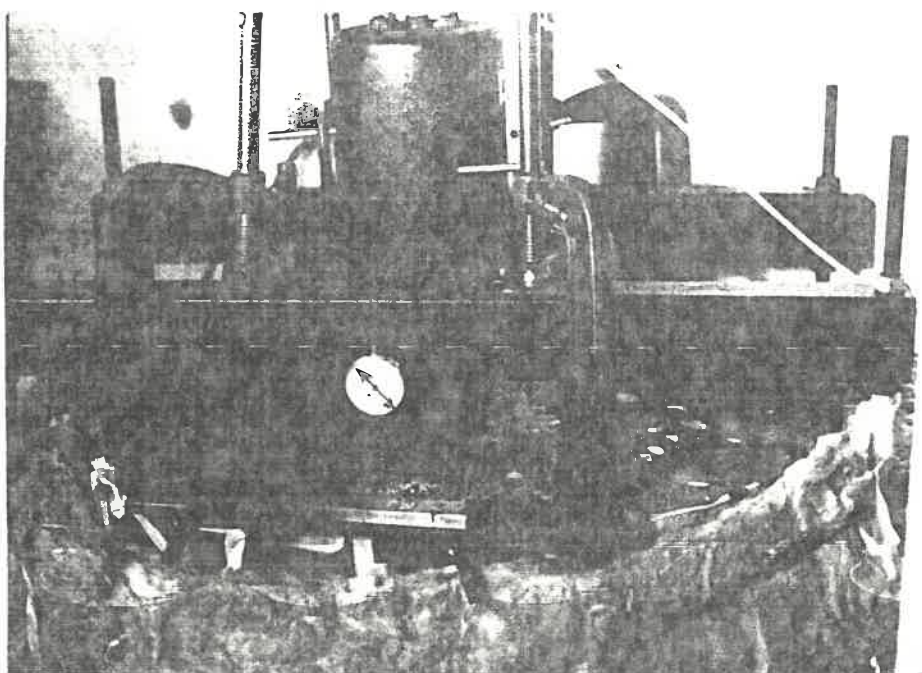


Figure 2.8 Vue générale du montage

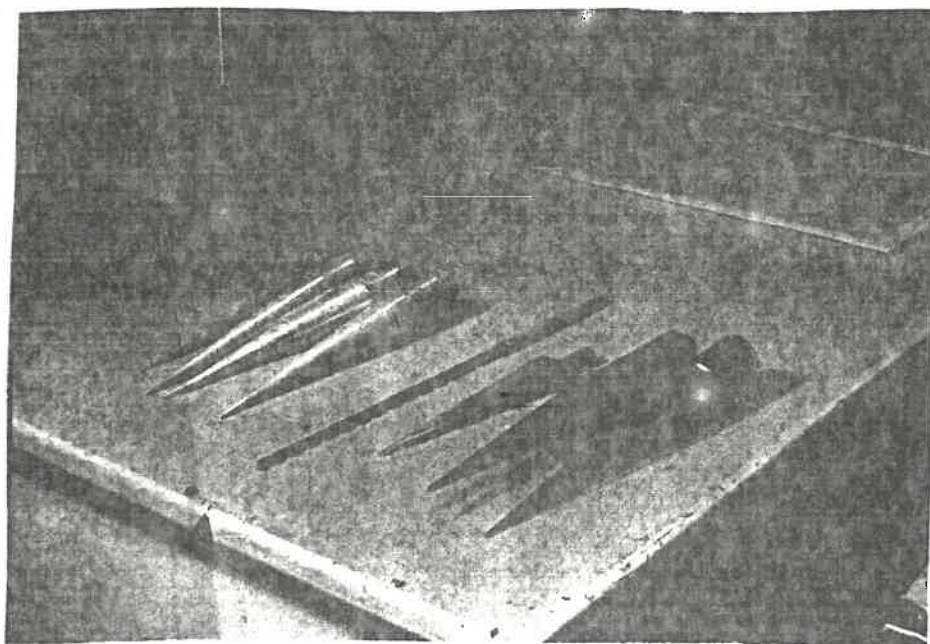


Figure 2.9 La mèche, le couteau et les cônes d'essai

CHAPITRE 3

ETUDE THEORIQUE

3.1 Introduction

Lorsqu'un corps est soumis à un état constant de contraintes, le phénomène de fluage se traduit par une évolution croissante des déformations dans le temps. La prise en compte de ce comportement se traduit par l'introduction des opérateurs différentiels par rapport au temps dans les lois constitutives du matériau. Ce problème peut être traité à l'aide de différentes théories suivant le cas observé.

3.2 Phénomène de fluage des sols gelés

Le sol gelé est un matériau dont le comportement est viscoélastique non-linéaire. Pour un tel matériau, il est essentiel de considérer le fluage, ce qui a conduit au développement de théories spécifiques qui ne sont pas sans analogie avec celles développées pour le comportement des métaux à hautes températures.

En état de sollicitation uniaxiale, la variation temporelle de la déformation peut, pour un certain nombre de

matériaux, être schématisée par les courbes des figures 3.1 et 3.2. On en distingue généralement trois phases (Hult, 1966):

- * Fluage primaire. Taux décroissant des déformations de fluage. A la mise en charge, les déformations instantanées impliquent un taux de fluage très rapide.

- * Fluage secondaire ou stationnaire avec un taux de fluage constant. Les déformations évoluent linéairement avec le temps.

- * Fluage tertiaire. Caractérisé par une vitesse de fluage croissante qui mène normalement à la rupture du matériau.

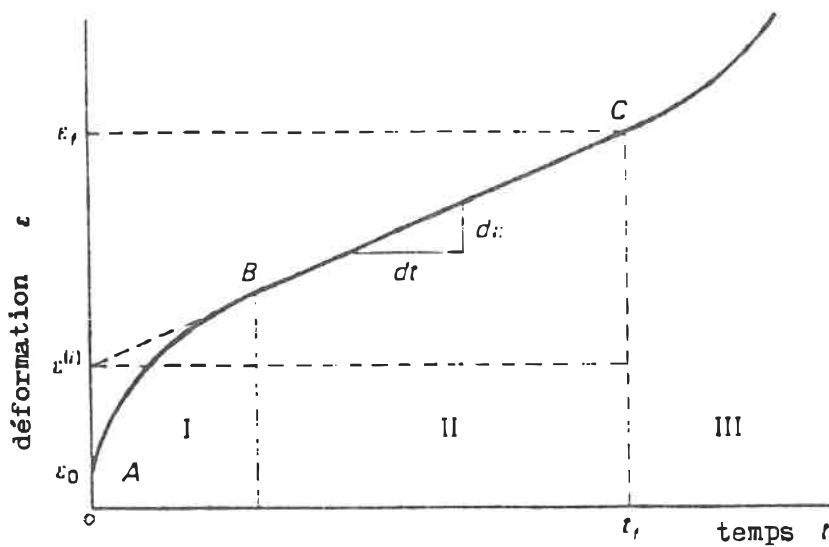


Figure 3.1 Courbe de fluage : déformation.vs.temps

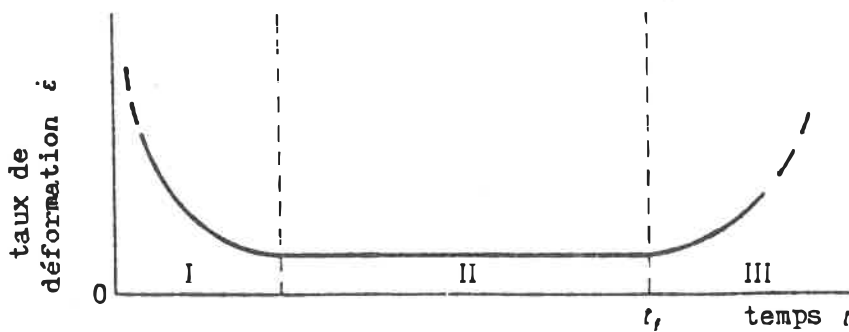


Figure 3.2 Taux de déformation.vs.temps

La durée de chaque phase est principalement influencée par le niveau de contrainte, par le type de sol gelé et par la température.

Les modélisations considèrent généralement une mise en charge instantanée de la matière ce qui est expérimentalement difficile à réaliser.

Tel que le montre la figure 3.3 (selon Hult, 1966) pour une charge σ_0 appliquée instantanément, la déformation se développe selon la courbe contrainte-déformation OA sur le plan $t=0$, pour ensuite emprunter la courbe de fluage AB située dans le plan $\sigma=\sigma_0$. La déformation instantanée ϵ_0 est alors parfaitement définie (comportement élasto-plastique à court terme). Cependant, pour un taux de chargement quelconque, la déformation se développe initialement selon la courbe spatiale OC pour ensuite décrire la nouvelle courbe de fluage CD située dans le plan $\sigma=\sigma_0$. L'influence de ce taux de chargement découle de la combinaison des courbes de chargement OF et du temps de chargement CE. La déformation initiale ϵ_0 alors observée sera voisine mais différente de ϵ_0 .

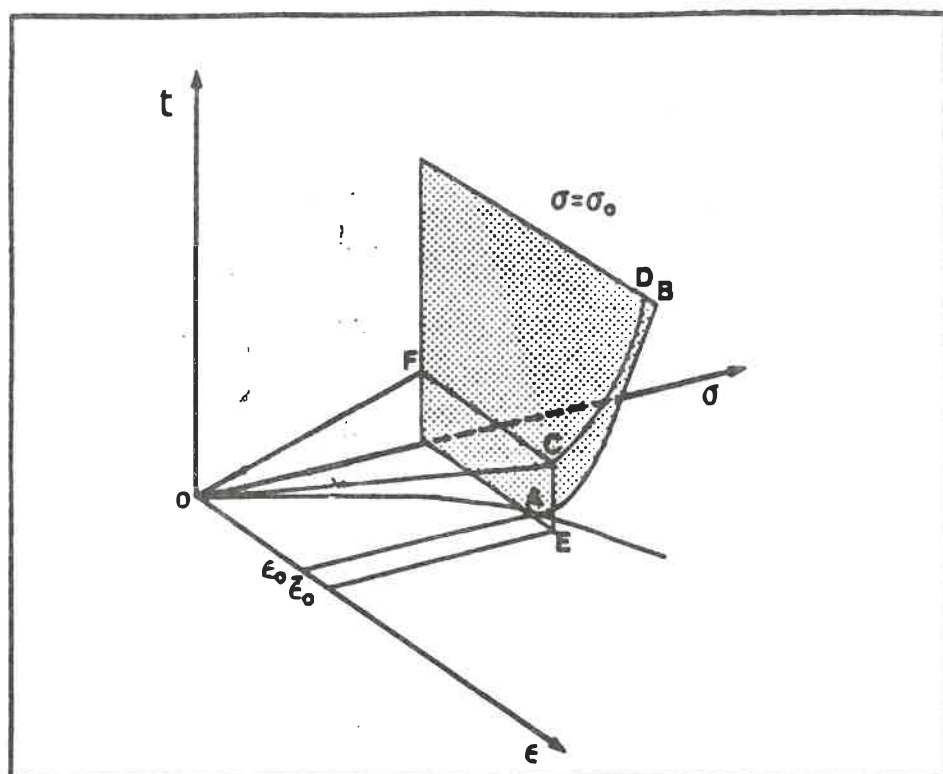


Figure 3.3 Influence du taux de chargement sur les courbes de fluage (Hult, 1966)

3.3 Fluage secondaire

D'une manière générale, la déformation totale ϵ atteinte par le sol gelé lorsqu'il est soumis à une contrainte constante, peut s'exprimer sous la forme:

$$\epsilon = \epsilon_{inst} + \epsilon_{fluage} \quad (3.1)$$

où ϵ_{inst} englobe toutes les déformations instantanées tant réversibles qu'irréversibles (plastiques), tandis que ϵ_{fluage} comprend toutes les déformations différées.

Si l'on s'intéresse au comportement à long terme, où le fluage secondaire est prédominant, on peut, d'après Hult, (1966) utiliser une approximation linéaire pour présenter une courbe de fluage quelconque par

$$\epsilon = \epsilon_{p1} + \dot{\epsilon}_{f1} \cdot t \quad (3.2)$$

où ϵ_{p1} représente la déformation pseudo-instantanée qui comprend non seulement toutes les déformations instantanées, mais aussi celles dues au fluage primaire, et qui est gouvernée par:

$$\epsilon_{p1} = F(\sigma, T) \quad (3.3)$$

tandis que $\dot{\epsilon}_{f1}$ est le taux de fluage secondaire (minimum) gouverné par la loi de fluage:

$$\dot{\epsilon}_{f1} = d\epsilon^{(c)}/dt = G(\sigma, T) \quad (3.4)$$

La déformation totale ϵ après un temps t dans un essai de fluage pour un palier de chargement jusqu'à la contrainte σ à une température constante T est donnée par:

$$\epsilon = F(\sigma, T) + t.G(\sigma, T) \quad (3.5)$$

Vu que σ peut être une fonction du temps, on peut alors écrire l'équation (3.5) de la manière suivante:

$$\epsilon = F(\sigma, T) + \int_t (G(\sigma, T) dt) \quad (3.6)$$

Pour la fonction F , Ladanyi (1972) a proposé une expression de puissance:

$$F(\sigma, T) = \epsilon_K . (\sigma/\sigma_K)^K \quad (3.7)$$

La loi de fluage $G(\sigma, T)$ peut être écrite aussi comme une simple expression de puissance (Hult, 1966; Odqvist, 1966; Ladanyi, 1972):

$$G(\sigma, T) = d\epsilon^{(c)}/dt = \dot{\epsilon}^{(c)} = \dot{\epsilon}_c . [\sigma/\sigma_c]^n \quad (3.8)$$

Dans les équations (3.7) et (3.8), ϵ_K , $\dot{\epsilon}_c$, σ_K et σ_c

sont des valeurs de référence des déformations, des taux de déformation et des contraintes, tandis que k et n sont les paramètres de fluage régissant le phénomène suivant les conditions données.

3.4 Fluage primaire

Si l'on veut rester dans le domaine du fluage primaire, l'équation (3.1) peut s'écrire comme une sommation de la déformation instantanée ϵ_0 , développée immédiatement après l'application de la charge, et de la déformation de fluage $\epsilon^{(c)}$ développée graduellement après ϵ_0 . D'après Hult (1966), ϵ_0 s'exprime par:

$$\epsilon_0 \approx (1/E_0(T)) \cdot \sigma \quad (3.9)$$

La déformation de fluage $\epsilon^{(c)}$, est définie comme étant essentiellement une fonction de la contrainte σ , du temps t et de la température T , soit:

$$\epsilon^{(c)} = f(\sigma, t, T) \quad (3.10)$$

Il est alors possible de calculer le taux de déformation de fluage en dérivant (3.10) par rapport au temps, soit, pour σ et T constantes:

$$d\epsilon^{(c)}/dt = \dot{\epsilon}^{(c)} = df/dt = g(\sigma, t, T) \quad (3.11)$$

Durant la phase primaire, le taux de déformation de fluage ralentit. Comme l'expression précédente (3.11) n'associe ce fait qu'au paramètre temps, elle est appelée fonction de durcissement par consolidation (time hardening).

A partir de (3.10), il est possible d'exprimer le temps par rapport à la déformation de fluage, la contrainte et la température et de le substituer dans (3.11). La loi de fluage obtenue n'est alors plus qu'une fonction de l'historique des déformations et est qualifiée fonction d'écrouissage (strain hardening), soit:

$$\epsilon^{(c)} = h(\sigma, \epsilon^{(c)}, T) \quad (3.12)$$

Lorsque la contrainte et la température sont constantes lors d'un essai, les deux formulations de durcissement et d'écrouissage sont équivalentes. En effet, en les intégrant sur une même période de temps, on retombe sur les prévisions uniques de l'expression (3.10).

Le fluage primaire pour un sol gelé à contrainte constante peut être décrit par la loi de fluage suivante

$$\epsilon^{(c)} = K.\sigma^n.t^b \quad \text{avec } b < 1, n > 1 \quad (3.13)$$

qui peut s'écrire aussi sous la forme (Hult, 1966; Ladanyi et Johnston, 1973).

$$\epsilon^{(c)} = (\dot{\epsilon}_c/b)^b.(\sigma/\sigma_c)^n.t^b \quad (3.14)$$

Exprimée en termes de contraintes et de déformations "équivalentes" (ϵ_e et σ_e), telles que définies par VON MISES, cette relation devient:

$$\epsilon_e^{(c)} = (\sigma_e/\sigma_c)^n.(\dot{\epsilon}_c.t/b)^b \quad (3.15)$$

où $\dot{\epsilon}_c$ et σ_c sont telles que définies par Von Mises:

$$\sigma_e = [1/2[(\sigma_1 - \sigma_3)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2]]^{1/2} \quad (3.16)$$

$$\epsilon_e = [2/9[(\epsilon_1 - \epsilon_3)^2 + (\epsilon_2 - \epsilon_3)^2 + (\epsilon_3 - \epsilon_1)^2]]^{1/2} \quad (3.17)$$

On a donc finalement trois paramètres n , b et σ_c , où la valeur de σ_c , correspond à une valeur fixée du taux de déformation de référence $\dot{\epsilon}_c$. Ces trois paramètres, il faut les déterminer pour prévoir le comportement d'un sol gelé dans le domaine de fluage primaire.

C'est là le but de la méthode envisagée et on montrera dans la suite comment ces paramètres peuvent être déduits des essais effectués.

D'après l'allure des courbes de fluage observées dans nos essais, on a constaté qu'on a deux types de courbes, paraboliques et hyperboliques et cela suivant le domaine des contraintes. Ainsi, on a subdivisé nos essais en deux groupes:

- * Essais à faibles charges ($q = 3.2$ à 9.6 MPa): les courbes de fluage sont régies par une loi hyperbolique que l'on exposera ultérieurement.

- * Essais à fortes charges ($q = 10.48$ à 14.03 MPa): les courbes de fluage sont régies par une loi de puissance (parabolique) utilisée par Ladanyi et Guichaoua (1985).

Outre que Tsyrovitch, mentionné auparavant, cette constatation a été aussi faite par Sayles (1968) (fig. 3.4) lors des essais de fluage en compression non-confinée. Il a observé trois types de courbes de fluage selon la forme de la courbe. A faible contrainte, il note que le taux de fluage ne cesse de décroître et la courbe semble tendre vers une asymptote (courbe hyperbolique). A contrainte moyenne, la courbe est parabolique et la déformation à la rupture est très grande. A contrainte élevée, la courbe ressemble à une droite et la déformation à la rupture est relativement petite.

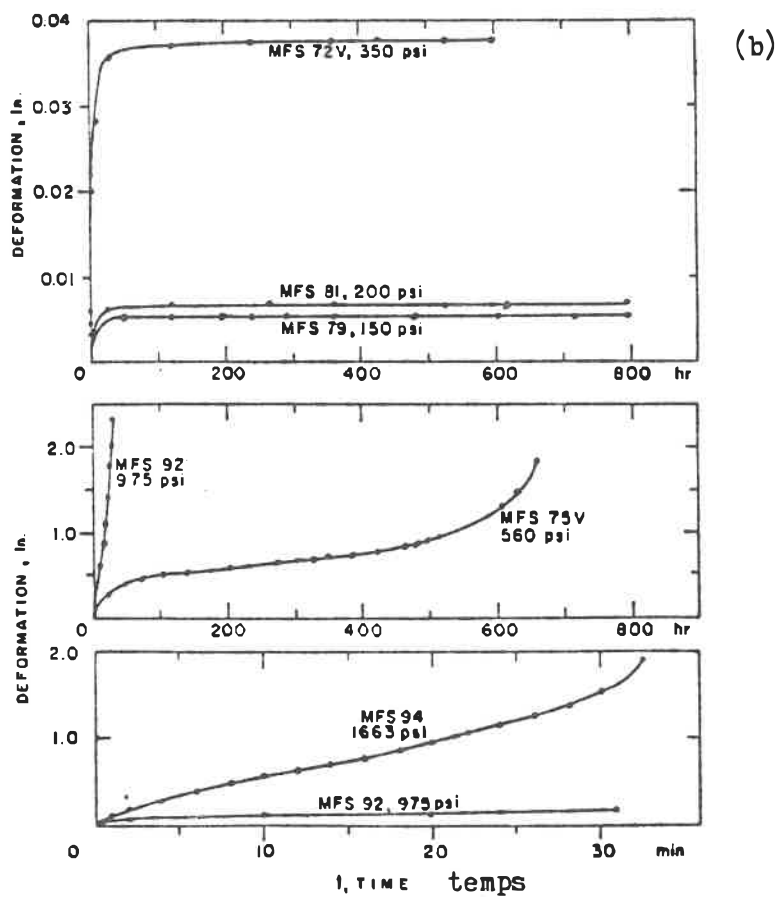
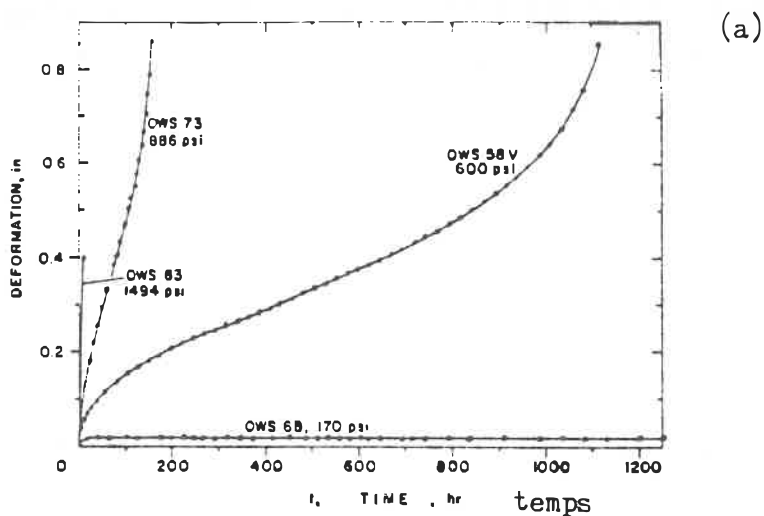


Fig. 3.4 Essais de fluage non-confinée; a) sable d'Ottawa à -9.4°C ; b) sable fin de Manchester à -9.4°C (Tiré de Sayles, 1968)

3.5 Détermination des paramètres de fluage pour des charges élevées (par exemple: essais 10.48 à 14.03MPa)

Pour l'interprétation de ces essais, on utilisera une théorie développée initialement par Ladanyi et Guichaoua (1985) pour la conception des pieux tronconiques dans un sol gelé.

La capacité portante des pieux dans le pergélisol comprend la charge reprise par la pointe et la charge reprise par le fût. Le plus souvent, la charge reprise par la pointe est négligée, soit à cause des méthodes d'installation du pieu, soit à cause de la présence de lentilles de glace sous la pointe. Ainsi, d'après Ladanyi et Guichaoua (1985), la résistance totale à la pénétration d'un pieu conique peut s'exprimer sous la forme suivante:

$$Q = 2\pi (S_1 + S_2 + S_3) \quad (3.18)$$

Avec Q : La charge axiale appliquée au cône

S_1 : Terme relatif à l'adhésion tout au long du fût du cône

S_2 : Terme relatif au frottement tout au long du fût du cône dû aux contraintes de gravité

S_3 : Terme relatif au fluage

La géométrie du cône et les notations utilisées sont présentées sur la figure 3.5.

$L_t = 20.32 \text{ cm}$
 $L = 16.69 \text{ cm}$
 $D = 3.556 \text{ cm}$
 $d = 0.635 \text{ cm}$
 $\alpha = 5^\circ$

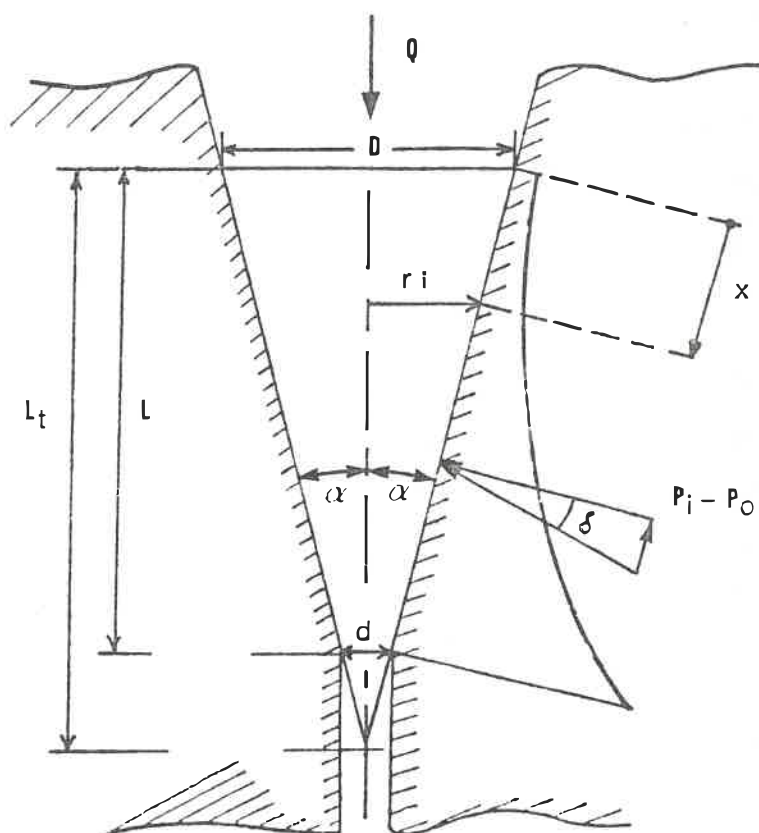


Figure 3.5 Géométrie du cône et notation utilisée

3.5.1 Terme d'adhésion S_1

Selon Ladanyi et Guichaoua (1985), le terme de l'adhésion peut s'exprimer par la formule:

$$S_1 = \int_0^{L/\cos\alpha} (C_a \cdot \cos\alpha \cdot r_1) dx \quad (3.19)$$

$$\text{sachant que } r_1 = D/2 - x \sin\alpha \quad (3.20)$$

En supposant que C_a (cohésion) est constante tout au long du fût du cône et en substituant l'équation (3.20) dans l'équation (3.19), on obtient:

$$\begin{aligned} S_1 &= \int_0^{L/\cos\alpha} C_a \cdot \cos\alpha (D/2 - x \sin\alpha) dx \\ &= \int_0^{L/\cos\alpha} (C_a \cdot D/2 \cdot \cos\alpha - C_a \cdot x \cdot \cos\alpha \sin\alpha) dx \\ &= C_a DL/2 - C_a \cos\alpha \sin\alpha \cdot L^2/2\cos^2\alpha \\ S_1 &= C_a DL/2 - C_a \cdot L^2/2 \cdot \tan\alpha \end{aligned} \quad (3.21)$$

$$\text{Avec } \tan\alpha = (D-d)/2L \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned} S_1 &= C_a DL/2 - C_a (L^2/2) ((D-d)/2L) \\ &= C_a L/2 [D - (D-d)/2] \\ S_1 &= C_a (L/4) (D+d) \end{aligned} \quad (3.23)$$

3.5.2 Terme de gravité S_2

S_2 est dû au frottement résultant du coefficient de frottement $\tan\delta$ et de la contrainte totale naturelle P_o , supposée d'être perpendiculaire à la surface du fût.

$$S_2 = \int_0^{L/\cos\alpha} P_0(\sin\alpha + \tan\delta\cos\alpha)r_1 dx \quad (3.24)$$

En substituant l'équation (3.20) dans (3.24) et en supposant que P_0 et δ sont constants tout au long du fût, nous aurons:

$$\begin{aligned} S_2 &= \int_0^{L/\cos\alpha} P_0(\sin\alpha + \tan\delta\cos\alpha)(D/2 - x\sin\alpha)dx \quad (3.25) \\ &= P_0 \int_0^{L/\cos\alpha} (\sin\alpha D/2 + \tan\delta\cos\alpha D/2 + x\sin^2\alpha - x\tan\delta\cos\alpha\sin\alpha)dx \\ &= P_0(\tan\alpha DL/2 + \tan\delta DL/2 - L^2/2\tan^2\alpha - \tan\delta\tan\alpha L^2/2) \\ &= P_0 LD/2[\tan\alpha + \tan\delta] - P_0 \tan\alpha L^2/2[\tan\alpha + \tan\delta] \\ &= P_0 LD/2[\tan\alpha + \tan\delta] - P_0 L^2(D-d)/4L[\tan\alpha + \tan\delta] \\ &= P_0[\tan\alpha + \tan\delta][(D+d)L/4] \quad (3.26) \end{aligned}$$

3.5.3 Terme de fluage S_3

Ladanyi et Guichaoua (1985), ont exprimé le terme de fluage par:

$$S_3 = \int_0^{L/\cos\alpha} (P_1 - P_0)(\sin\alpha + \tan\delta\cos\alpha)r_1 dx \quad (3.27)$$

où $(P_1 - P_0)$ représente la réaction nette mobilisée par l'expansion du trou.

D'après Ladanyi et Johnston (1973), puis Ladanyi (1976), pour un sol gelé obéissant à la loi de fluage, cette réaction peut être reliée à l'expansion radiale du trou U_1 déduite de la théorie de l'expansion des cavités cylindriques (qui sera exposée ultérieurement au paragra-

phe 3.6.1) soit:

$$(P_1 - P_0) = C \cdot (U_1 / r_1)^{1/n} \quad (3.28)$$

$$\text{où } C = \sigma_c \cdot (n/\sqrt{3}) \cdot [(2/\sqrt{3}) \cdot (b/\dot{\epsilon}_c)^B]^{1/n} \cdot t^{-B/n} \quad (3.29)$$

En substituant l'équation (3.29) dans l'équation (3.28) et en tenant compte que r_1 est donné par l'équation (3.20), et que U_1 est relié au déplacement vertical du cône S par

$$U_1 = S \tan \alpha$$

L'équation (3.27) peut être intégrée pour donner:

$$S_3 = \int_0^{L/\cos \alpha} C (S \tan \alpha / (D/2 - x \sin \alpha))^{1/n} (\sin \alpha + \cos \alpha \tan \delta) (D/2 - x \sin \alpha) dx$$

$$S_3 = C [\sin \alpha + \cos \alpha \tan \delta] (S \tan \alpha)^{1/n} \int_0^{L/\cos \alpha} (D/2 - x \sin \alpha)^{1-1/n} dx \quad (3.30)$$

$$\text{Posant } (D/2 - x \sin \alpha) = y \quad (3.31)$$

$$\text{Ainsi } dx = dy / \sin \alpha \quad (3.32)$$

En prenant y comme variable dans l'intégrale de l'équation (3.30), les bornes deviendront:

$D/2 - L \tan \alpha$ ou lieu de $(L/\cos \alpha)$ et $D/2$ ou lieu de (0)

$$S_3 = C [\sin \alpha + \cos \alpha \tan \delta] (S \tan \alpha)^{1/n} \int_{D/2}^{D/2 - L \tan \alpha} (-1/\sin \alpha) y^{1-1/n} dy \quad (3.33)$$

$$S_3 = C [\sin \alpha + \cos \alpha \tan \delta] (S \tan \alpha)^{1/n} (1/\sin \alpha) (1/(2-1/n))$$

$$[-y^{2-1/n}]_{D/2 - L \tan \alpha}^{D/2}$$

$$S_3 = C [\sin \alpha + \cos \alpha \tan \delta] (S \tan \alpha)^{1/n} n / (2n-1) \sin \alpha [$$

$$(D/2)^{(2n-1)/n} - (D/2 - L \tan \alpha)^{(2n-1)/n}] \quad (3.34)$$

Sachant que $\tan\alpha = (D-d)/2L$ nous aurons finalement:

$$S_3 = C[(1+\tan\delta/\tan\alpha)/(2-1/n)](D/2)^2[1-d/D]^{1/n} \\ [1-(d/D)^{2-1/n}](S/L)^{1/n} \quad (3.35)$$

Dans le reste de notre analyse, on ne tient pas compte du terme de la gravité, vu la petite échelle des essais. En ce qui concerne l'adhésion, Parameswaran (1978) a trouvé dans ses essais sur des pieux modèles dans le sable gelé que les enduits (créosote, peinture, etc...) réduisent considérablement la force d'adhésion. Ce même auteur, pour des essais de chargement de pieux en acier dans le sable gelé, constate la rupture brutale pour un déplacement de seulement 0.5mm qui correspond au bris de l'adhérence entre le pieu et le sable gelé. Talabard (1987) a trouvé dans ses essais du poinçon tronconique dans la glace polycristalline des valeurs d'adhésion très faibles de l'ordre de 50 N.m. Ceci nous permet de conclure que les liens d'adhérence sont extrêmement fragiles, et justifie le fait que l'on néglige l'influence de l'adhésion dans nos essais.

Il faut noter que nous avons pris un très bon soin de graisser le cône avant l'essai par une graisse de silicone et par du graphite.

Ainsi, en négligeant le terme de gravité S_2 et le terme d'adhésion S_1 la charge appliquée au cône sera entièrement reprise par le terme de fluage, ce qui revient à écrire:

$$Q = 2\pi \cdot (S_3) \quad (3.36)$$

Si l'on introduit la contrainte appliquée sur le cône exprimée par:

$$q = 4Q/\pi D^2 \quad (3.37)$$

On obtient ainsi:

$$q = (8/D^2) \cdot S_3 \quad (3.38)$$

Ou encore

$$q^n = \sigma_c^n (n/\sqrt{3})^n [(2/\sqrt{3})(b/\dot{\epsilon}_c)^b] t^{-b} (1-d/D)^{2n} \\ [(1+\tan\delta/\tan\alpha)/(2-1/n)]^n [1-(d/D)^{2-1/n}]^n (S/L) \quad (3.39)$$

D'où l'on tire:

$$(S/L) = (A/B) \cdot q^n \cdot t^b \quad (3.40)$$

Avec

$$A = \{ (2-1/n)/2(1+\tan\delta/\tan\alpha) [1-(d/D)^{2-1/n}] \}^n \\ (1-d/D)^{-1} \quad (3.41)$$

et

$$B = \sigma_c^n (n/\sqrt{3})^n (2/\sqrt{3})(b/\dot{\epsilon}_c)^b \quad (3.42)$$

A partir de l'équation (3.40) on peut déterminer les paramètres de fluage b , n et σ_c , de la manière suivante.

En prenant les logarithmes de chaque côté de

l'équation (3.40) on trouve:

$$\log(S/L) = \log(A/B) \cdot q^n + b \log t \quad (3.43)$$

Ainsi pour un essai donné, q étant constante, on a donc

$$\log(S/L) = \text{cste} + b \log t \quad (3.44)$$

C'est sur cette relation que repose l'interprétation graphique de Ladanyi et Johnston (1973), utilisée aussi par Talabard (1987). Elle suggère de porter sur un graphique à double échelle logarithmique, le déplacement du cône S/L en fonction du temps t . La pente de la droite obtenue donne la valeur de b (figure 3.6).

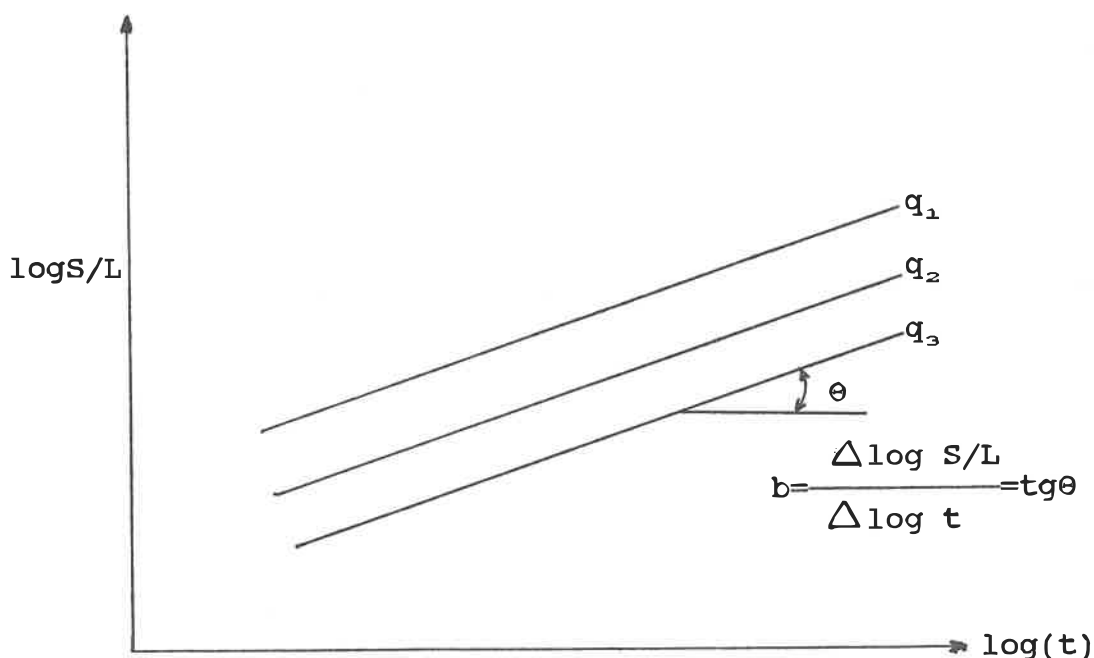


Figure (3.6) Détermination de b

Cette méthode peut être répétée pour chaque essai. Pour obtenir le paramètre n , il faut, par contre, disposer des résultats de plusieurs essais effectués sous des charges différentes. Ainsi, pour un temps donné arbitraire $t=t_c$, l'on tire la valeur $(S/L)_c$ pour chaque essai. D'après l'équation (3.40), ceci se traduit par une ligne droite tel qu'illustré sur la figure 3.7 dans un diagramme log-log.

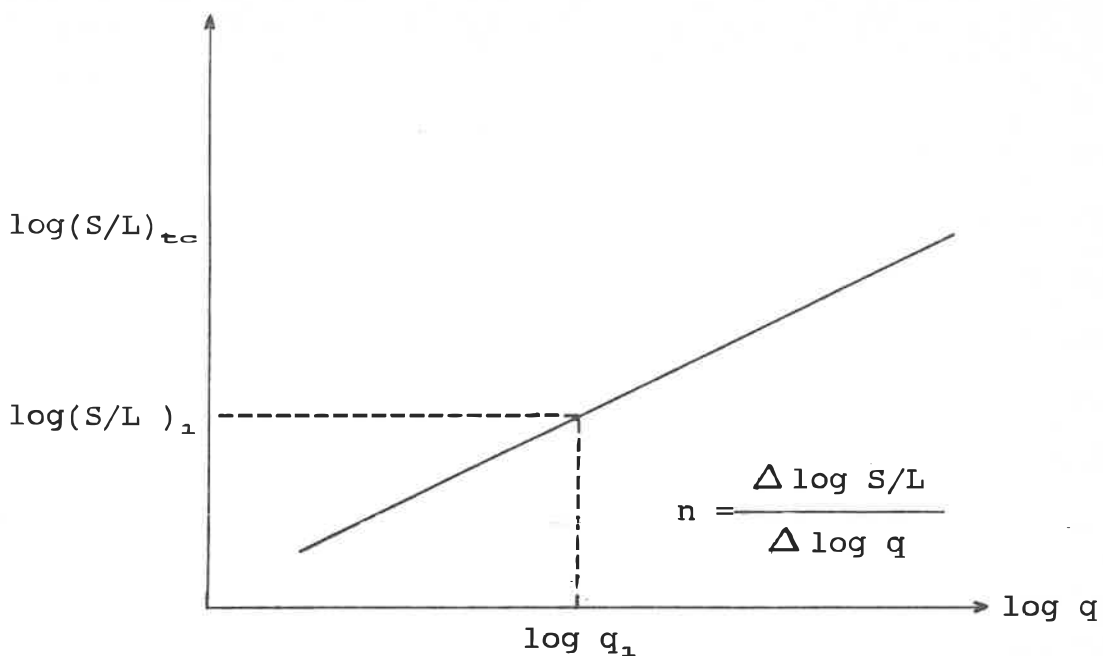
$$\log(S/L)_c = \log(A/B)t_c^b + n \log q \quad (3.45)$$

La pente de la droite obtenue nous donne la valeur du coefficient " n " de fluage.

La méthode sera complétée en calculant la valeur du paramètre σ_c à partir d'un point de mesure, quelconque. Comme " b " et " n " sont à présent déterminés, la seule inconnue dans la relation (3.40) est la valeur de σ_c .

La valeur du paramètre σ_c pour une valeur de ϵ_c de référence et une valeur donnée de l'angle de frottement δ , peut être trouvée en prenant les coordonnées $(q_1, (S/L)_1)$ de n'importe quel point de la droite sur la figure 3.7 (laquelle est valide pour $t=t_c$). Avec ces coordonnées et en combinant les équations (3.40) et (3.42), on trouve:

$$\sigma_c = q_1 \cdot (\sqrt{3}/n) [A(\dot{\epsilon}_c t_c / b)^b (\sqrt{3}/2) / (S/L)_1]^{1/n} \quad (3.46)$$



Fig(3.7) Détermination du paramètre "n"

3.6 Détermination des paramètres de fluage à partir des essais à charges plus faibles (comprises entre 3.2 et 9.61 MPa)

3.6.1 Introduction

Ladanyi et Johnston (1973) ont dérivé une méthode graphique permettant de déterminer les paramètres de fluage d'un sol gelé à partir des essais de fluage pressiométrique. Cette interprétation, comme toutes celles ayant trait à l'essai pressiométrique, est fondée sur la modélisation du milieu par un cylindre de longueur et d'épaisseur infinies.

Ainsi, tel que décrit par Ladanyi et Johnston (1973), le fluage d'un trou cylindrique peut être exprimé à l'aide

de l'équation (3.47).

$$U/r_1 = (\sqrt{3}/2)^{n+1} (\dot{\epsilon}_c/b)^b (2/n)^n ((P_1 - P_0)/\sigma_c)^n t^b \quad (3.47)$$

Où encore soit le taux de déplacement radial U_1

$$U_1 = dU_1/dr = (\sqrt{3}/2)^{n+1} A \cdot r_1 \cdot (2/n)^n ((P_1 - P_0)/\sigma_c)^n \quad (3.48)$$

Valable pour la loi:

$$d\epsilon_c/dr = \dot{\epsilon}_c = A \cdot (\sigma_c/\sigma_c)^n \quad (3.49)$$

Pour une loi de puissance (cas des courbes de fluage paraboliques), on a:

$$r = A \cdot t^b = (\dot{\epsilon}_c \cdot t/b)^b$$

Pour interpréter les essais de fluage pour de faibles charges comprises entre 3.2 à 9.61 MPa, on a constaté que l'ensemble de ces essais donnent des courbes dont l'allure est plutôt de forme hyperbolique caractérisée par une atténuation du fluage avec une tendance vers une valeur asymptotique finie. Les résultats de ces essais forment des courbes, et non des droites sur le graphique double logarithmique. La même remarque peut être faite sur les résultats de fluage du sable gelé de Ladanyi et Guichaoua (1985) et aussi les résultats sur le fluage de la glace polycristalline de Talabard (1987), publiés par Ladanyi et Talabard (1989) (fig. 3.8). Pour résoudre ce problème ces derniers auteurs ont approximé ces courbes trouvées à l'échelle logarithmique avec des droites. Cependant, au lieu de prendre cette approximation, Ladanyi (1989), en se basant sur la constatation concernant la forme

hyperbolique des courbes, a suggéré de modifier la fonction du temps (τ), car la formulation initiale ($\tau = (\dot{\epsilon}_c \cdot t/b)^b$) ne répond pas à ce qu'on a observé dans ce type d'essais.

Ainsi, on a modifié l'unité de temps transformée par l'équation (3.50), c.à.d, au lieu de $\tau = (\dot{\epsilon}_c \cdot t/b)^b$ dans l'équation (3.47), on a : $\tau = t/(c+t)$ (3.50)

où c est une constante expérimentale, ce qui décrit un fluage primaire asymptotique.

Compte tenu de cette modification qui se reflète sur les équations de la théorie de l'expansion des cavités cylindriques, Pour $\tau = t/(c+t)$, l'équation (3.47) devient:

$$U_1/r_1 = (\sqrt{3}/n)^n (\sqrt{3}/2) ((P_1 - P_o)/\sigma_c)^n (t/(c+t)) \quad (3.51)$$

Il nous est possible de tirer la réaction nette mobilisée par l'expansion du trou.

$$P = P_1 - P_o = J \cdot (U_1/r_1)^{1/n} \quad (3.52)$$

$$\text{Dans laquelle: } J = \sigma_c (n/\sqrt{3}) [(2/\sqrt{3}) ((c+t)/t)]^{1/n} \quad (3.53)$$

où σ_c , n et c sont les nouveaux paramètres de fluage à déterminer.

3.6.2 Formulation du fluage primaire asymptotique

A partir des résultats des essais effectués à faibles charges Ladanyi (1989) a exprimé la loi de fluage primaire comme suit:

$$\epsilon_e = (\sigma_e / \sigma_c)^n (t / (c + t)) \quad (3.54)$$

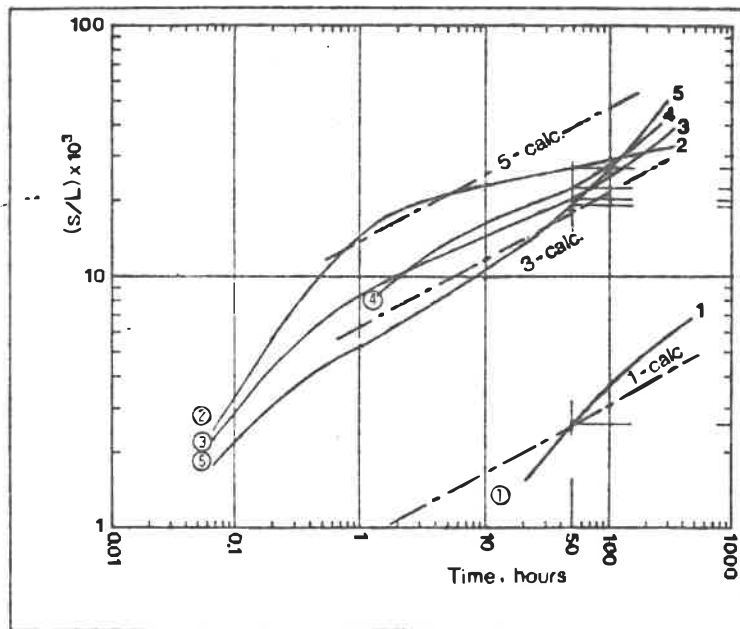
Où σ_c , n et c sont les paramètres de fluage du matériau.

σ_e : contrainte équivalente de Von Mises

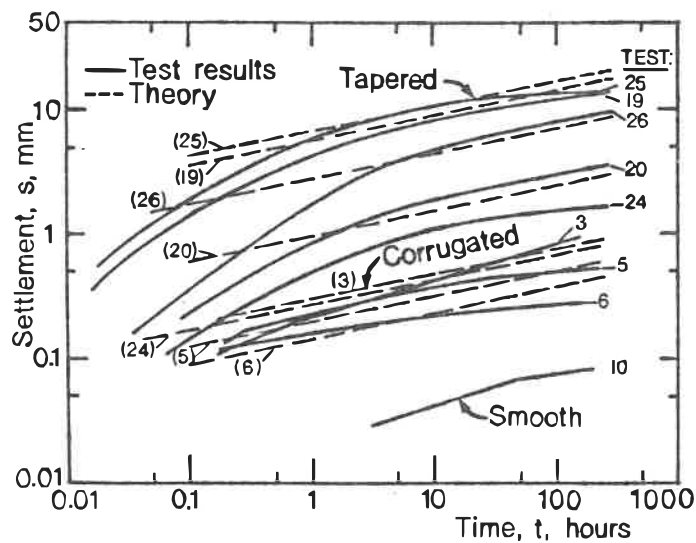
ϵ_e : déformation équivalente

En prenant la formulation de Ladanyi et Guichaoua (1985) qui suggèrent que la résistance totale du cône à la pénétration s'exprime par l'équation (3.18) et en tenant compte de la modification de celle-ci, proposée par Ladanyi et Talabard (1989): Les termes modifiés S'_1 , S'_2 et S'_3 de l'équation (3.55) deviennent:

$$Q = \pi D (S'_1 + S'_2 + S'_3) \quad (3.55)$$



(a)



(b)

Typical creep curves of smooth (10) corrugated (19-25), and tapered (3-6) piles, compared with the theory.

Fig. 3.8 Résultats des essais de fluage présentés à l'échelle logarithmique; a) glace polycristalline à -5°C ; b) sable de Joliette à -5°C (Talabard, 1989, Guichaoua, 1985)

* S'_1 : terme d'adhésion

$$S'_1 = C_a(L/D)(D+d)/2 \quad (3.56)$$

* S'_2 : terme des contraintes de gravité

$$S'_2 = P_o(\tan\beta + \tan\delta)(L/D)(D+d)/2 \quad (3.57)$$

* S'_3 : terme de l'expansion du trou et du frottement

$$S'_3 = J[(1 + \tan\delta/\tan\alpha)(D/2)/(2 - 1/n)] \cdot (1 - d/D)/L)^{1/n} [1 - (d/D)^{2-1/n}] S^{1/n} \quad (3.58)$$

Avec $J = \sigma_c(n/\sqrt{3})[(2/\sqrt{3})((c+t)/t)]^{1/n} \quad (3.59)$

En négligeant les termes S'_1 et S'_2 pour les raisons citées antérieurement, l'équation (3.55) devient:

$$Q = \pi D S'_3 \quad (3.60)$$

Et plus, particulièrement la pression axiale moyenne au sommet du cône:

$$\begin{aligned} q &= 4Q/\pi D^2 = (4/D) S'_3 \\ &= 2J[(1 + \tan\delta/\tan\alpha)/(2 - 1/n)](1 - d/D)^{1/n} \\ &\quad [1 - (d/D)^{2-1/n}](S/L)^{1/n} \end{aligned} \quad (3.61)$$

En élevant l'équation (3.61) à la puissance n , on obtient le déplacement du cône:

$$S/L = (E/F) \cdot (q/\sigma_c)^n \cdot (t/(c+t)) \quad (3.62)$$

Dans laquelle:

$$\begin{aligned} F &= 1/A = [2(1 + \tan\delta/\tan\alpha) \cdot (1 - (d/D)^{2-1/n}) / \\ &\quad (2 - 1/n)]^n \cdot (1 - d/D) \end{aligned} \quad (3.63)$$

et $E = (\sqrt{3}/n)^n \cdot (\sqrt{3}/2) \quad (3.64)$

Finalement, on obtient le déplacement du cône qui est une fonction hyperbolique du temps:

$$S/L = (E/F) \cdot (q/\sigma_c)^n \cdot (t/(c+t)) = \beta F(t) \quad (3.65)$$

On constate que, si t tend vers l'infini, (S/L) tend vers β . L'équation (3.65) nous permet d'écrire une nouvelle relation permettant de trouver les paramètres de fluage c , n et σ_c graphiquement à partir des résultats de ces essais soit:

$$t/(S/L) = (F/E) \cdot (\sigma_c/q)^n (c+t) \quad (3.66)$$

C'est sur cette dernière relation que repose l'interprétation graphique de Ladanyi (1989) qui suggère de porter sur un graphique linéaire sur l'ordonnée les valeurs de $t/(S/L)$ en fonction du temps t . Ainsi, pour chaque essai de fluage, la pente de la droite obtenue donne la valeur de β . En outre, l'intersection de cette même droite avec l'axe $t/(S/L)$ donne la valeur de Ω (fig. 3.9), ce qui détermine le paramètre $c=\Omega \cdot \beta$.

Cette méthode peut être répétée pour chaque essai pour obtenir une valeur moyenne du paramètre "c".

Il est utile de remarquer que la valeur du paramètre "c" peut être aussi déterminée par le point d'intersection des droites $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ avec l'axe du temps. La théorie repose sur l'hypothèse que ces droites se rencontrent en un même point o.

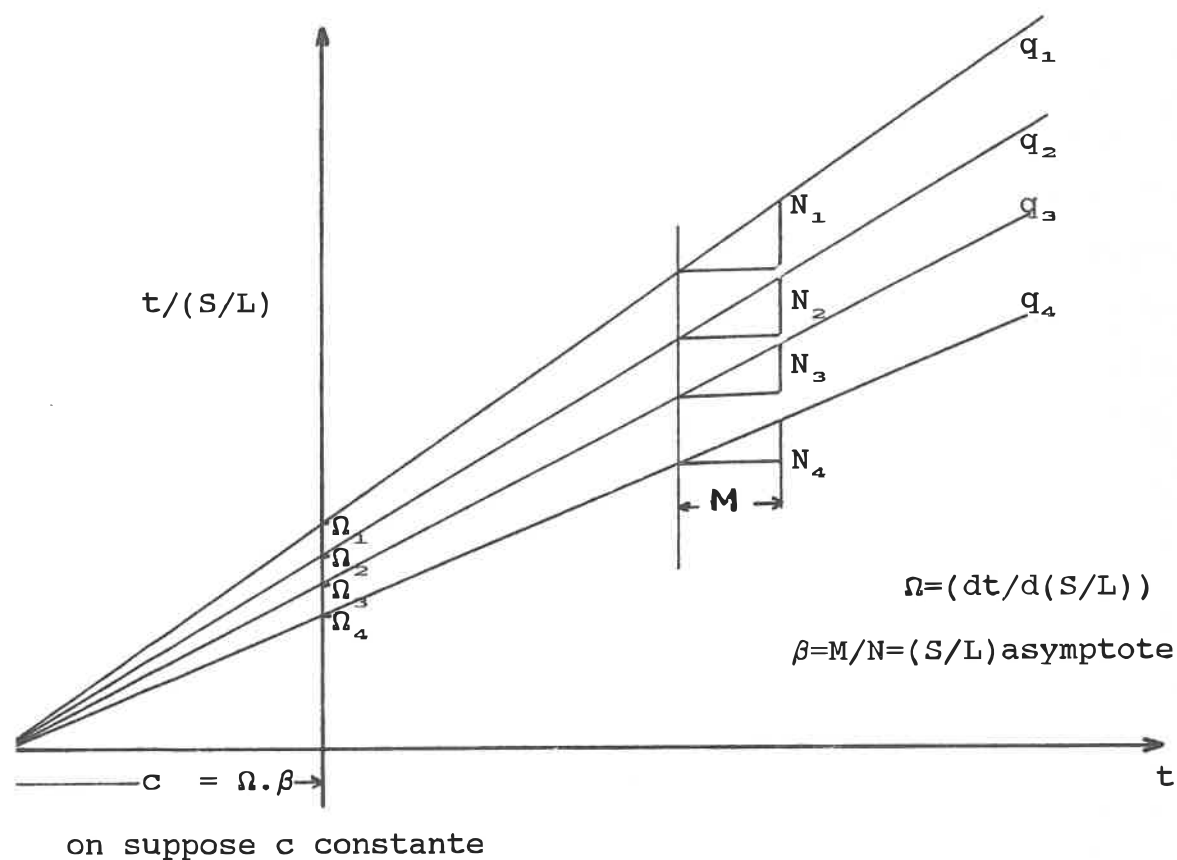


Fig (3.9) Détermination du paramètre "c"

c étant trouvé, on porte sur un graphique à double échelle logarithmique les valeurs de β_1 trouvées en fonction des pressions q_1 figure (3.10).

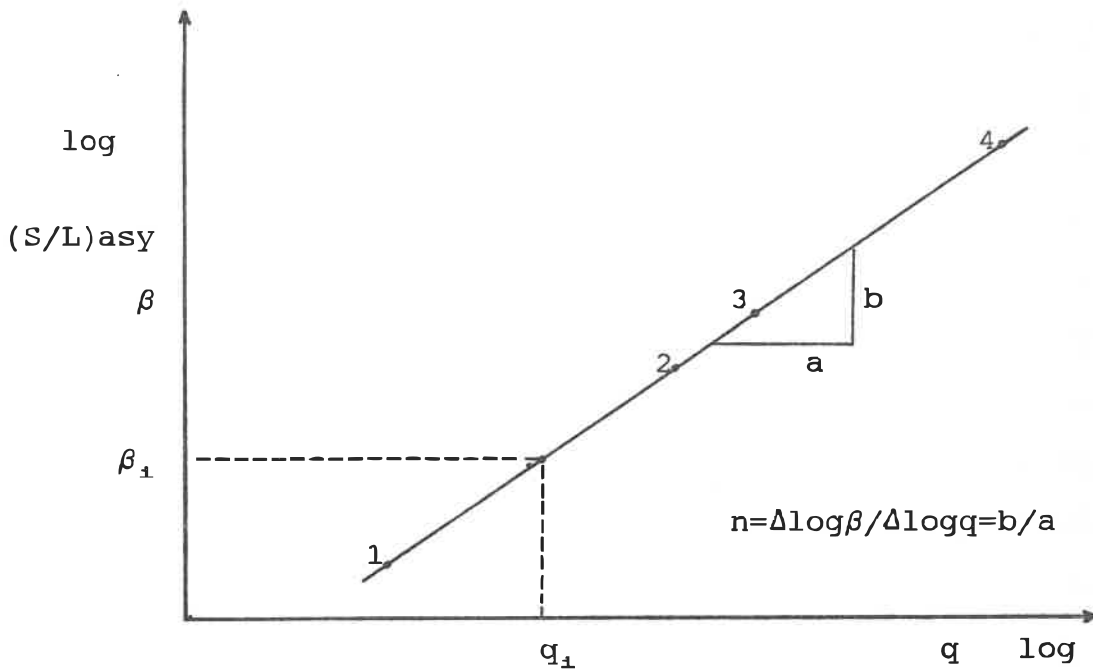


Fig (3.10) Détermination du paramètre "n"

D'après l'équation (3.65) , on a $(S/L)_{\text{asymptotique}}$ qui tend vers β si t tend vers l'infini ce qui nous permet d'écrire:

$$\beta = E/F \cdot (q/\sigma_c)^n \quad (3.67)$$

En prenant les logarithmes de chaque côté de l'équation (3.67) trouve:

$$\log \beta = \log(E/F) - n \log \sigma_c + n \log q \quad (3.68)$$

Cette expression traduit la relation linéaire liant les points précédemment obtenus des valeurs de β_1 et les

valeurs des pressions q_i de fluage.

$$n = \Delta \log \beta / \Delta \log q = b/a \quad (3.69)$$

Connaissant la valeur de "n", on calcule E et F.

Comme "c" et "n" sont à présent déterminés, la seule inconnue dans la relation (3.54) est la valeur de σ_c qui sera calculée en prenant un point quelconque "i" de la droite tracée sur la figure (3.10). On lit q_i et β_i , ce qui nous permet de déterminer la valeur de σ_c à partir de l'équation (3.66).

$$\sigma_c = [(E/F)/\beta_i]^{1/n} \cdot q_i \quad (3.70)$$

Ainsi, les paramètres de fluage "c", "n" et σ_c déterminés, l'équation de fluage déterminant le comportement du sol gelé pour ce domaine de chargement est entièrement définie:

$$\epsilon_c = (\sigma_c / \sigma_c)^n (t / (c+t)) \quad (3.71)$$

3.7 Contraintes développées dans le sable gelé à l'interface avec le cône

De par sa forme, le cône développe dans le sable une répartition de contraintes dépendante de l'expansion relative du trou conique.

Pour certaines lois de comportement du matériau, on peut estimer la distribution de contraintes en fonction de la charge Q appliquée sur le cône. Par exemple, à partir de la théorie de Lamé basée sur l'élasticité linéaire, on

peut écrire, en conservant les notations précédentes:

$$P_1 - P_0 = 2.G.U_1/r_1 = 2.G.S.\tan\alpha/r_1 \quad (3.72)$$

$$\text{Soit pour } S = L.Q/[\pi.G.(D-d)^2] \quad (3.73)$$

$$\text{Il vient } P = P_1 - P_0 = 2.G.S.\tan\alpha/(D/2 - x.\sin\alpha)$$

$$P = 2.L.Q.\tan\alpha/[\pi(D/2 - x.\sin\alpha)(D-d)^2] \quad (3.74)$$

Lorsque x varie de $x=0$ à $x=L/\cos\alpha$, P varie d'une façon hyperbolique, ayant comme valeurs extrêmes figure (3.11)

$$\text{Pour } r=D/2 \quad (x=0)$$

$$P_D = 2.L.Q.\tan\alpha/[\pi.D/2.(D-d)^2] \quad (3.75)$$

$$\text{Or } L=(D-d)/2.\tan\alpha \quad (3.76)$$

$$\text{Donc } P_D = 2.Q/[\pi.D.(D-d)] \quad (3.77)$$

$$\text{Pour } r=d/2 \quad (x=L/\cos\alpha)$$

$$P_D = 2.Q/[\pi.d(D-d)] \quad (3.78)$$

Ces valeurs des pressions de contact ne sont valables qu'au moment de la mise en charge du cône, lorsque la réponse du pergélisol est encore linéaire élastique.

On fera figurer en annexe, dans un tableau, la valeur de P_D et P_a pour chaque cas de charge envisagé.

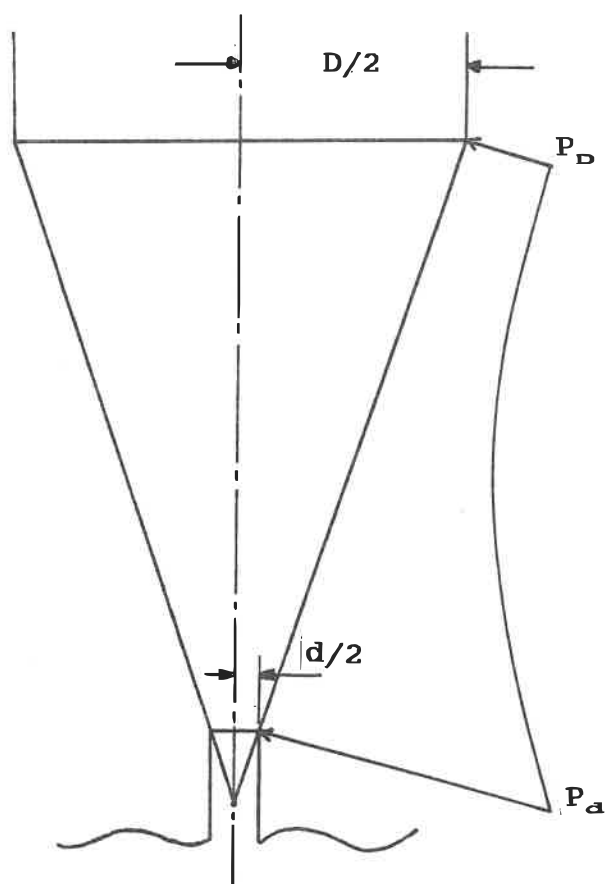


Figure 3.11 Contraintes développées au contact avec le sable utilisé

CHAPITRE 4

INTERPRETATION DES ESSAIS

4.1 Introduction

Dans ce chapitre, les résultats des essais dans le cas des courbes paraboliques de fluage sont interprétés en ne considérant que la phase de fluage primaire, par la méthode déduite de Ladanyi et Johnston (1973), utilisée par Ladanyi et Guichaoua (1985) et utilisée par Talabard (1987) et Ladanyi et Talabard (1989). Par contre les résultats d'essais à courbes hyperboliques de fluage sont interprétés par la méthode de Ladanyi (1989).

4.2 Application de la méthode graphique (Courbes de fluage paraboliques)

4.2.1 Présentation des résultats pour $q > 9.60$ MPa

La méthode appliquée pour des essais à fortes charges dont les courbes de fluage sont paraboliques est présentée au paragraphe 3.5. Les courbes de fluage de tous les essais sont données à l'annexe A. Certaines de ces courbes de fluage sont présentées séparément sur les figures (4.1)

à (4.7). Sur chaque figure, les mêmes courbes sont présentées respectivement à l'échelle linéaire et à l'échelle logarithmique.

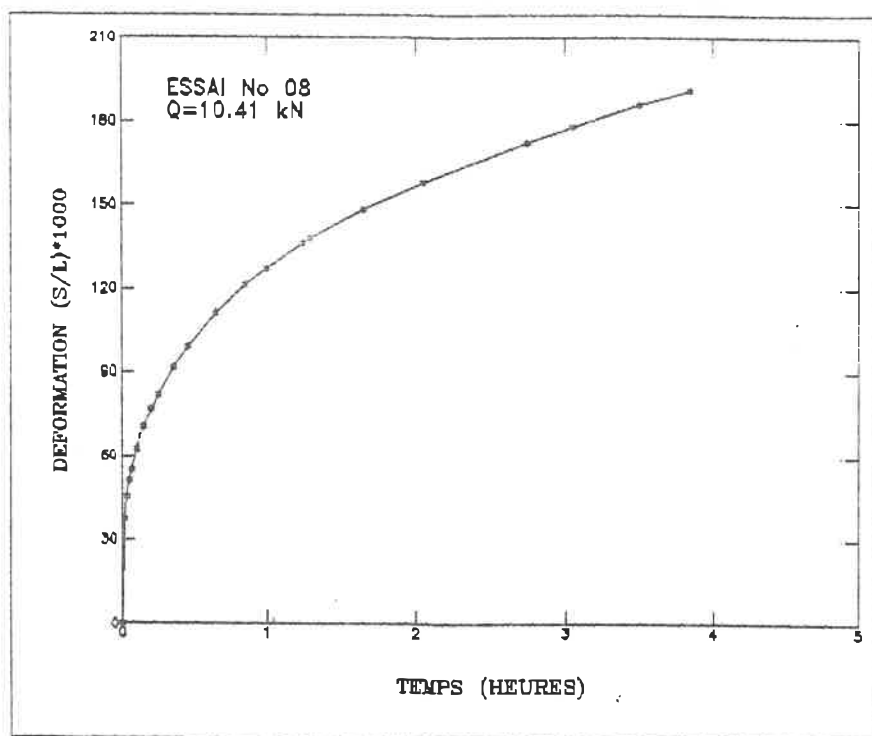


Figure 4.1a Courbe de fluage (échelle linéaire)

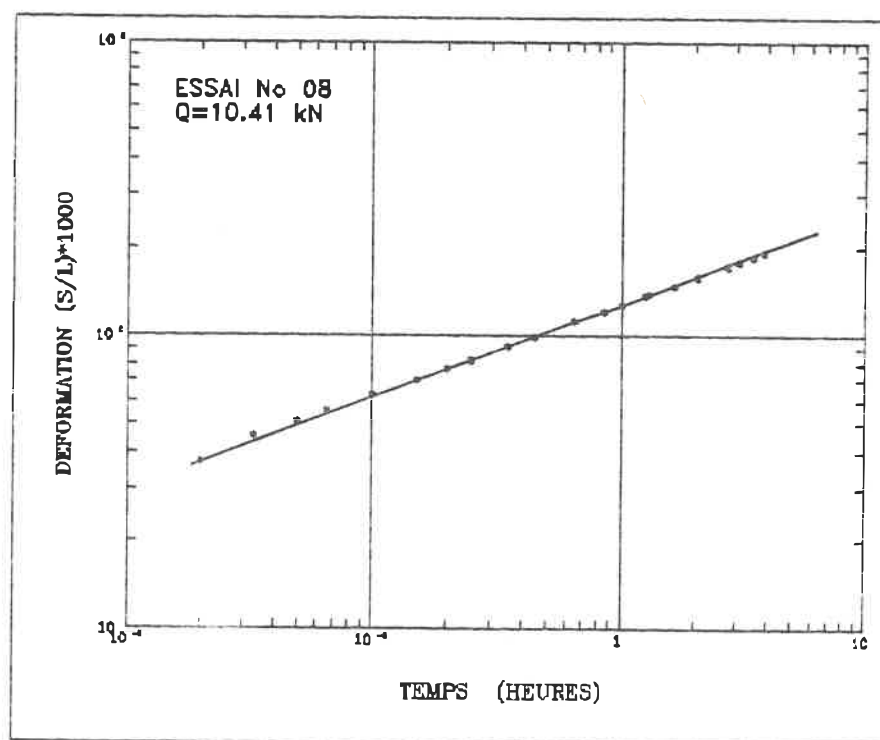


Figure 4.1b Recherche du paramètre b par la méthode de Ladanyi et Johnston (1973), (éch logarithmique)

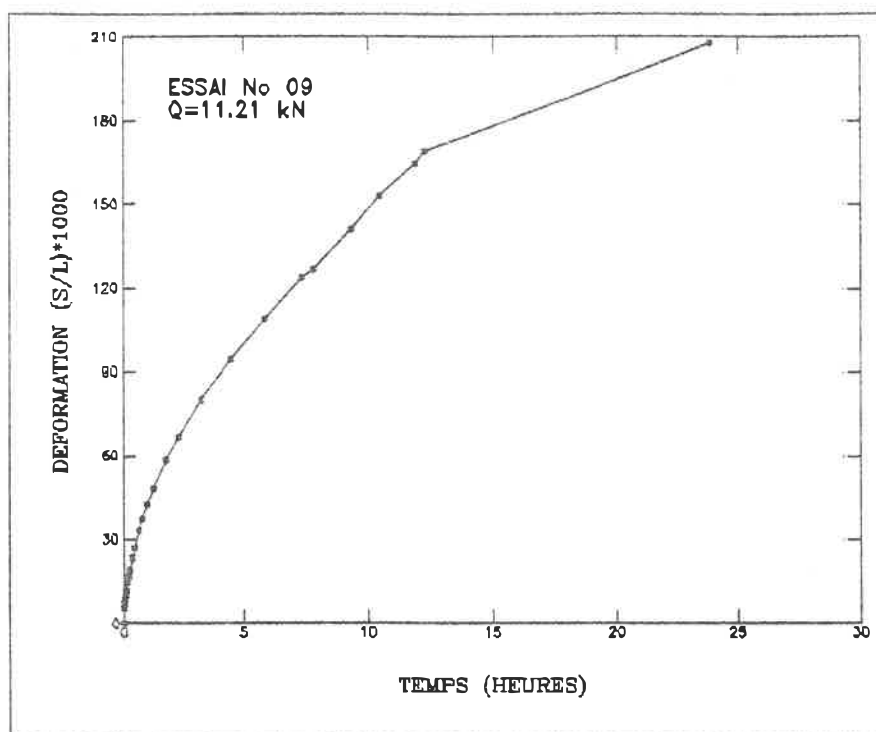


Figure 4.2a Courbe de fluage (échelle linéaire)

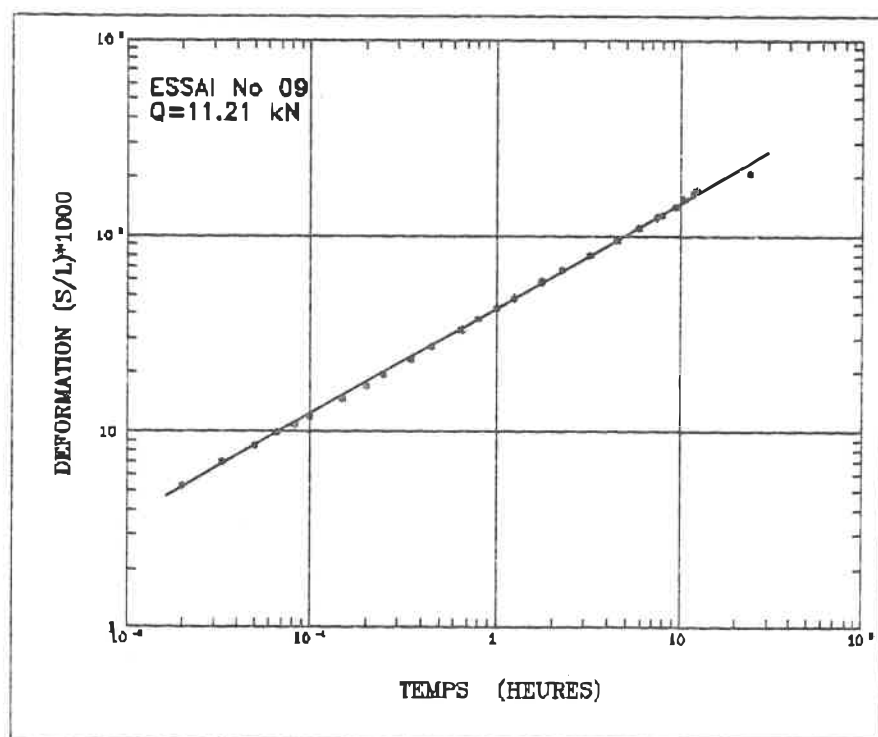


Figure 4.2b Recherche du paramètre b par la méthode de Ladanyi et Johnston (1973), (éch logarithmique)

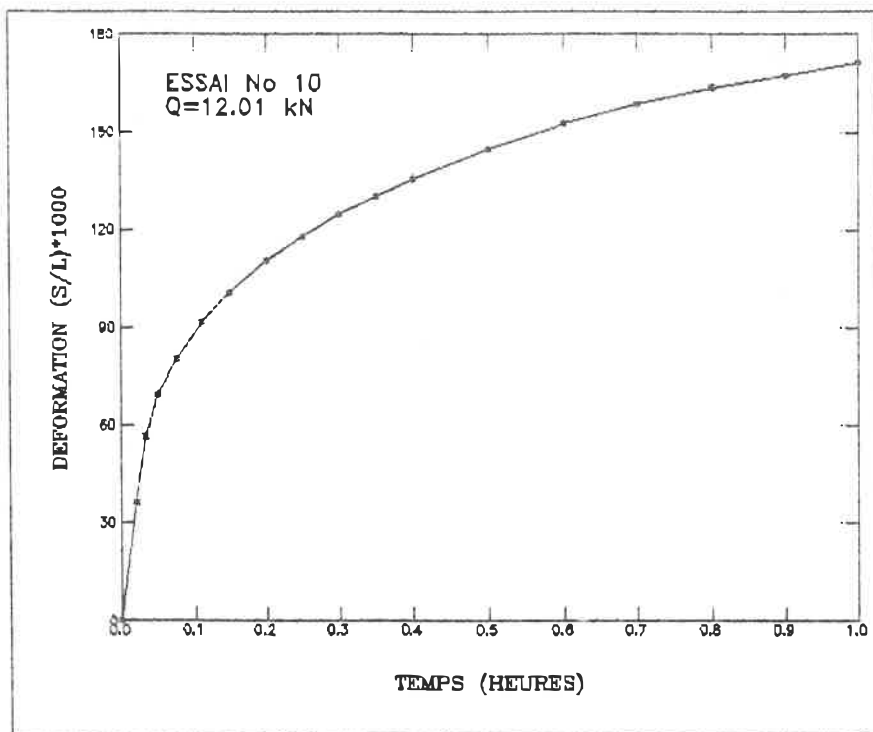


Figure 4.3a Courbe de fluage (échelle linéaire)

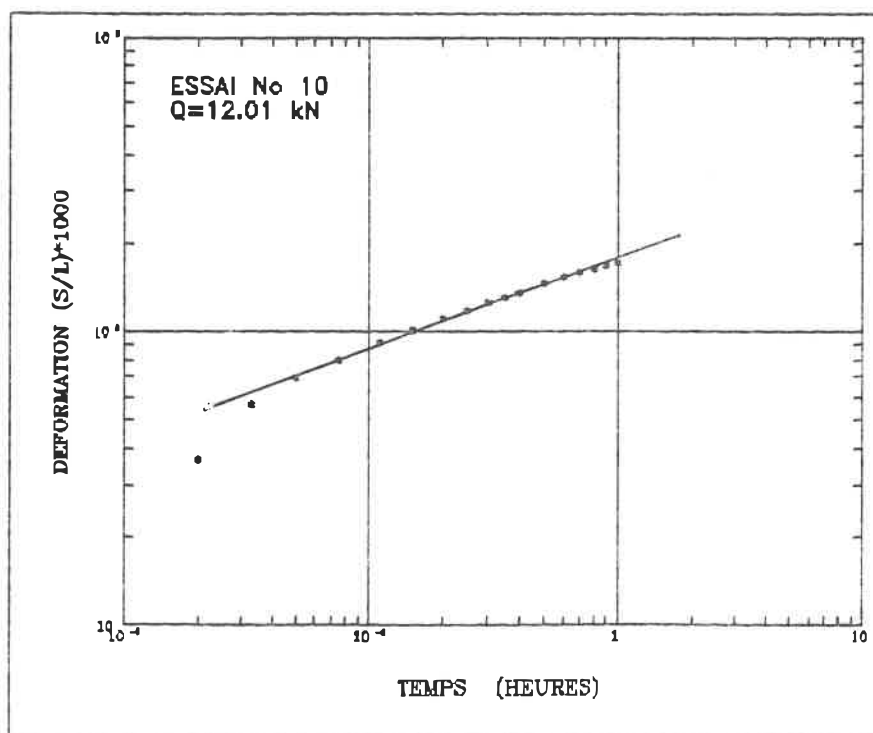
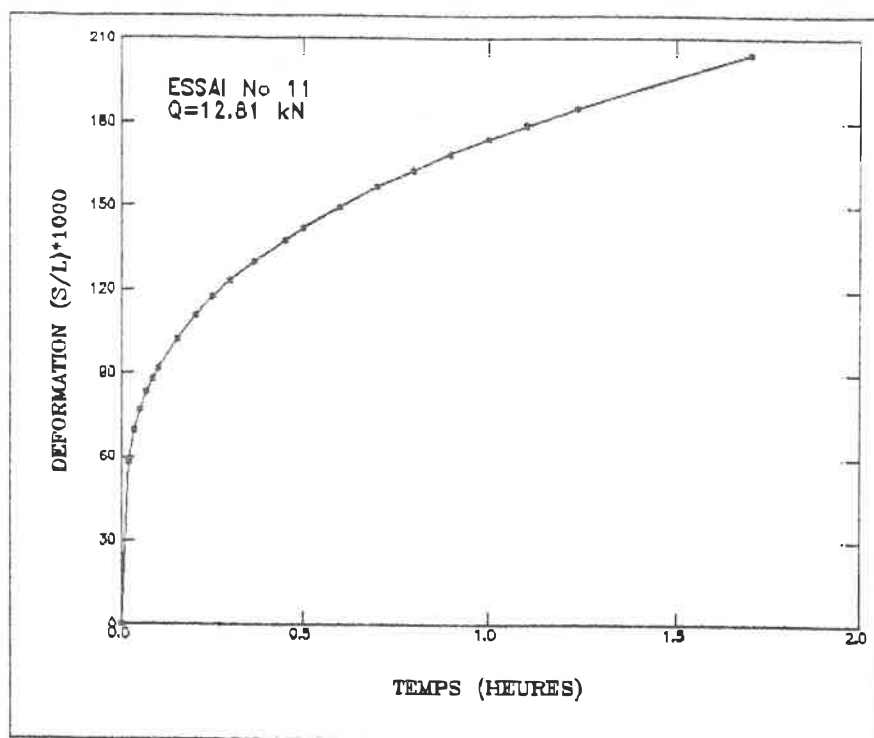


Figure 4.3b Recherche du paramètre b par la méthode de Ladanyi et Johnston (1973), (éch logarithmique)



Flaure 4.4a Courbe de fluage (échelle linéaire)

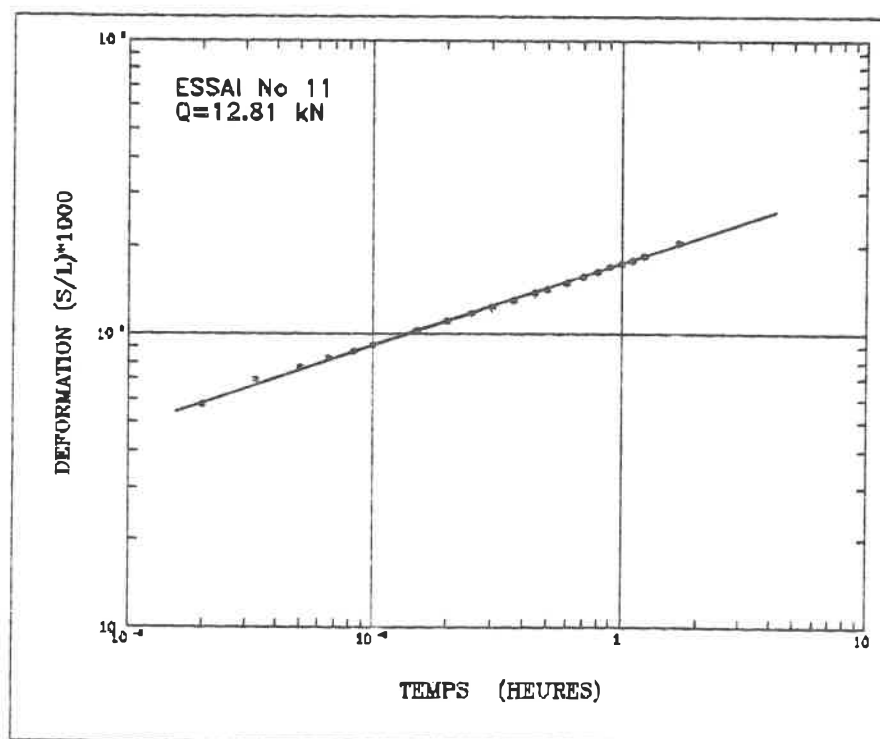


Figure 4.4b Recherche du paramètre b par la méthode de Ladanyi et Johnston (1973), (éch logarithmique)

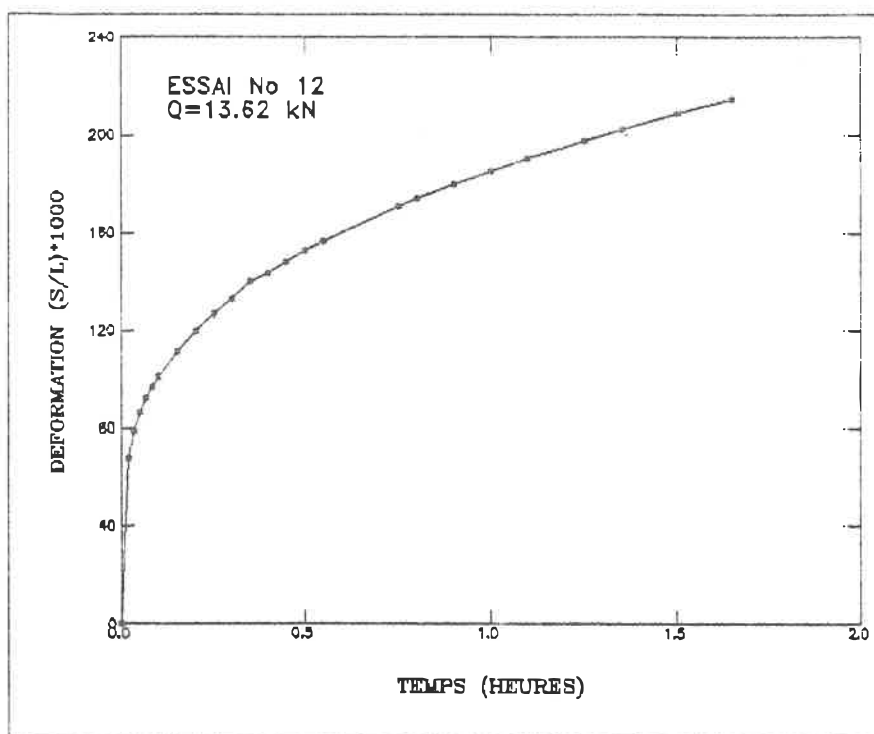


Figure 4.5a Courbe de fluage (échelle linéaire)

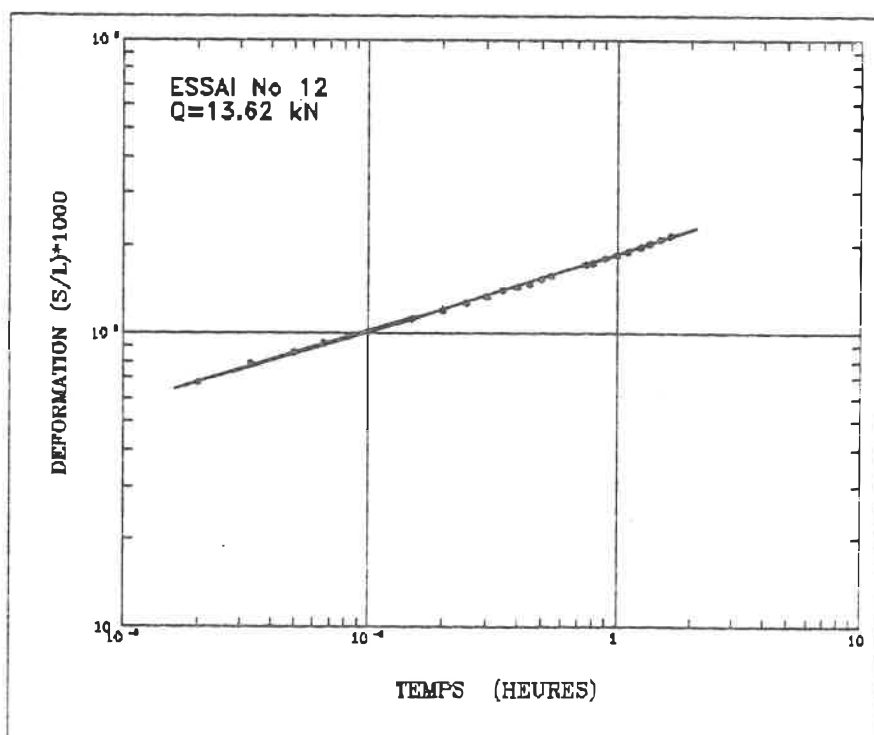
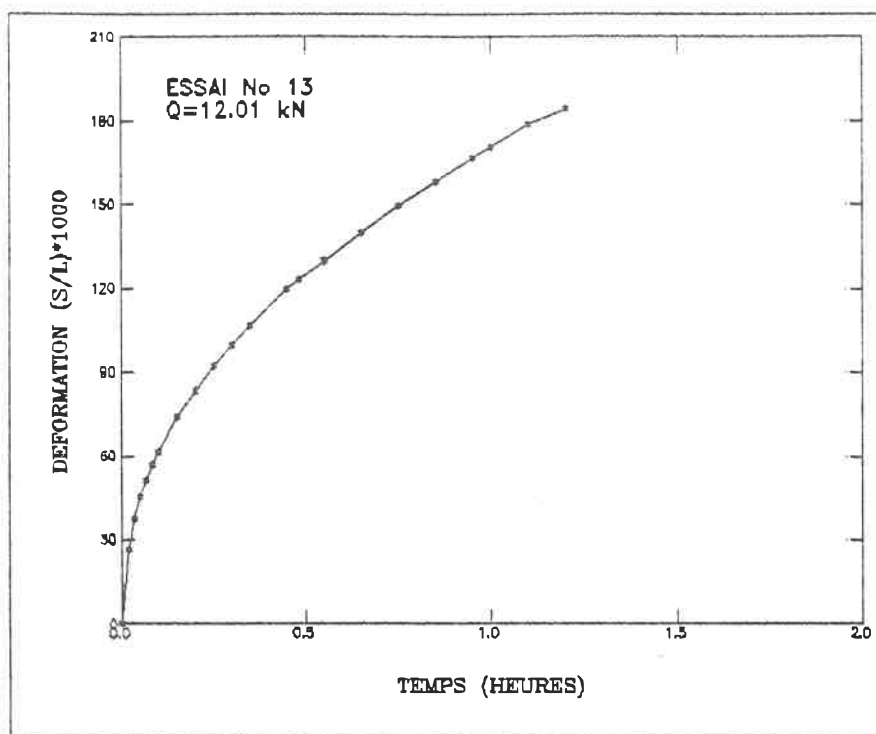


Figure 4.5b Recherche du paramètre b par la méthode de Ladanyi et Johnston (1973), (éch logarithmique)



Flaure 4.6a Courbe de fluage (échelle linéaire)

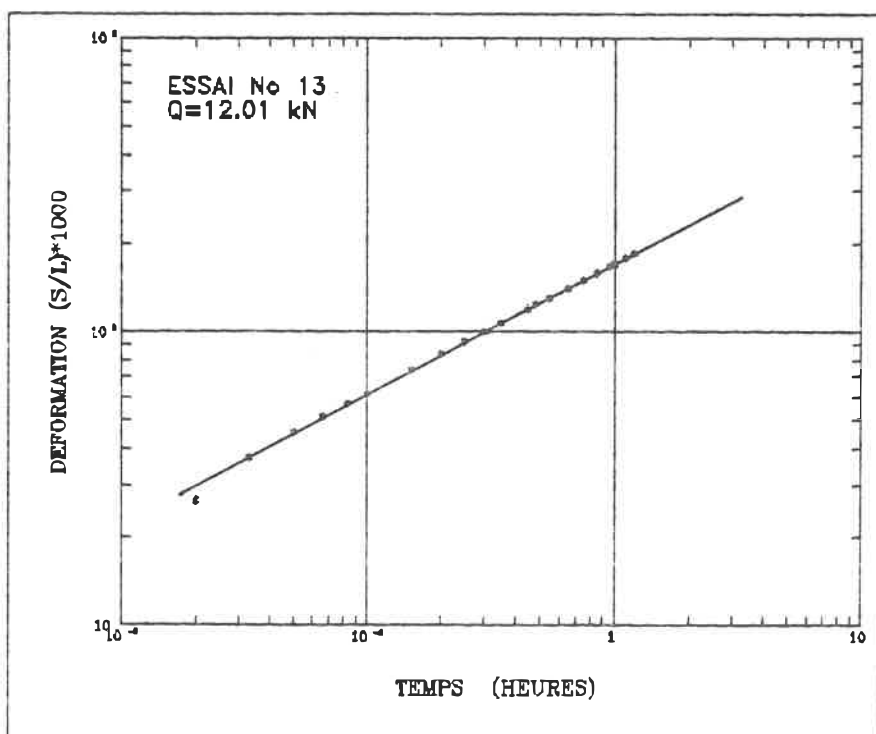


Figure 4.6b Recherche du paramètre b par la méthode de Ladanyi et Johnston (1973), (éch logarithmique)

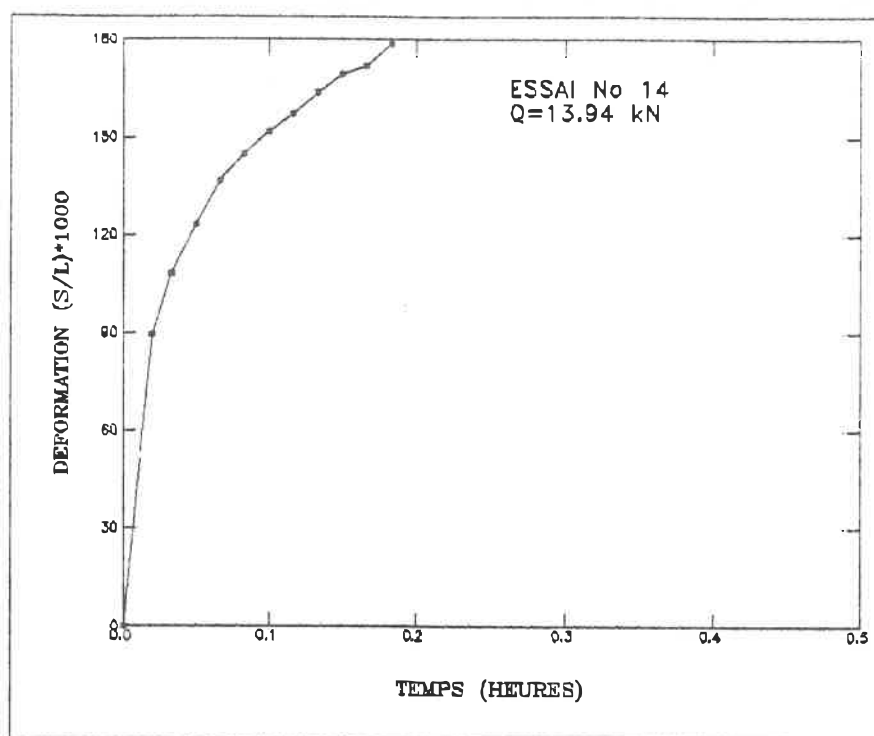


Figure 4.7a Courbe de fluage (échelle linéaire)

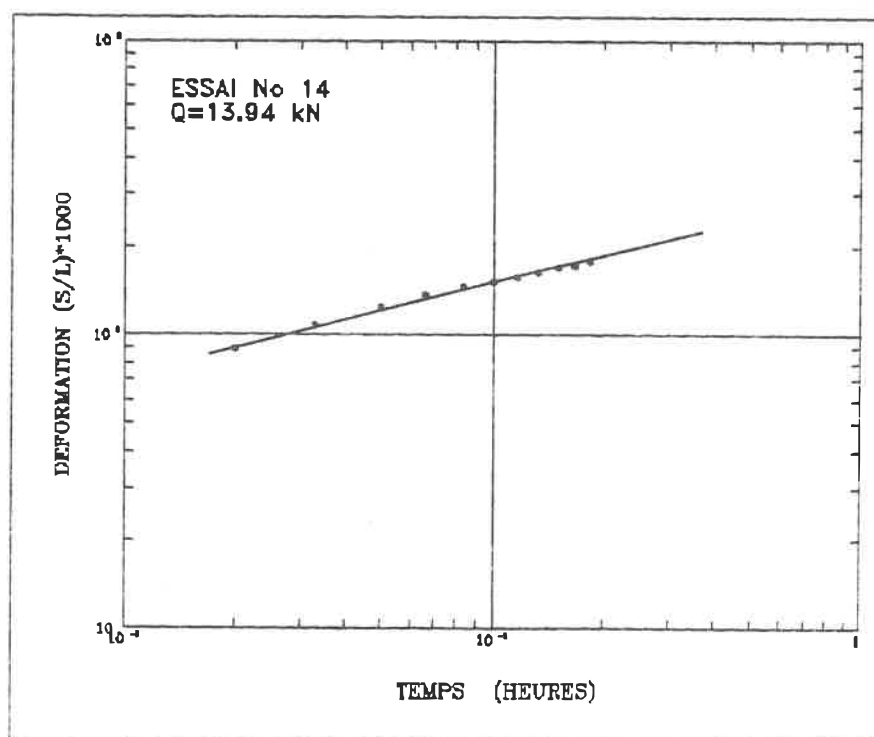


Figure 4.7b Recherche du paramètre b par la méthode de Ladanyi et Johnston (1973), (éch logarithmique)

Un regard sur les courbes de fluage montre que l'on obtient toujours un déplacement instantané correspondant à la mise en contact du cône avec la paroi du trou foré. Vu que ces déformations instantanées n'interviennent pas dans la détermination des paramètres de fluage, elles sont soustraites des déformations totales dans le calcul.

Le sommaire des essais de ce type de chargement est présenté au tableau 4.1

Ech N°	Essai N°	Charge Q (kN)	Pression q (MPa)	Durée de l'essai (h)	Déplacement	
					total S(mm)	relatif (S/L)×10 ³
3	8	10.41	10.486	3.85	31.93	191.31
2	9	11.21	11.292	23.88	34.70	207.99
4	10	12.01	12.099	1.00	25.81	171.21
4	11	12.81	12.905	1.7	34.11	204.37
4	12	13.62	13.712	1.65	35.88	214.98
5	13	12.01	12.099	1.2	30.81	184.63
5	14	13.94	14.035	0.18	29.83	178.73

Tableau 4.1 Sommaire des essais de fluage à fortes charges

Du point de vue pratique un certain délai est nécessaire pour l'application de la charge totale sur le cône (3 à 4 secondes pour les essais à fortes charges). La mise à zéro des micromètres est effectuée dès que l'on commence à appliquer notre charge, à cause de la difficulté de la mise du micromètres à zéro au moment où la charge est appliquée dans sa totalité.

Ainsi, vu ces difficultés propres au début de l'essai, nous avons préféré d'appliquer une très faible charge au début de chaque essai pour ajuster notre cône avec le trou et éliminer l'excès de graisse et pour aboutir enfin à une bonne coaxialité du cône dans le trou foré.

La dimension de notre échantillon et les conditions aux frontières limitent le déplacement total du cône à environ 4cm. Ceci conduit à un temps d'essai très court restreignant le fluage à sa phase primaire, sans toutefois atteindre le fluage tertiaire correspondant à la rupture.

Comme on peut le constater, les courbes de fluage obtenues sont bien du type habituellement rencontré dans la phase primaire du fluage.

4.2.2 Analyse des résultats

4.2.2.1 Détermination du paramètre "b"

A partir de la théorie présentée au paragraphe 3.5 et des résultats obtenus, il nous est possible de déterminer les différents paramètres de fluage, de manière à pouvoir écrire la loi de fluage du matériau considéré.

En appliquant la méthode du paragraphe 3.5 reposant principalement sur l'équation (3.45), il est possible de déterminer les pentes de chaque essai à partir des courbes $\log(S/L)$.vs. $\log t$. Ces pentes représentent les valeurs du paramètre "b" (fig. 4.8), qui apparait comme un exposant relatif au temps dans la loi de fluage.

Les courbes obtenues dans ces essais se présentent bien sous la forme de droites à l'échelle logarithmique. On déterminera alors les pentes de ces droites:

$$b = \Delta \log(S/L) / \Delta \log(t)$$

Essai	(t ; S/L)	(t ; S/L)	
N°8	(0.1h ; $62.50 \cdot 10^{-3}$)	(1h ; $127.50 \cdot 10^{-3}$)	b=0.31
N°9	(0.07h ; $9.77 \cdot 10^{-3}$)	(9.3h ; $141.04 \cdot 10^{-3}$)	b=0.54
N°10	(0.05h ; $69.54 \cdot 10^{-3}$)	(0.4h ; $135.82 \cdot 10^{-3}$)	b=0.32
N°11	(0.07h ; $82.98 \cdot 10^{-3}$)	(1.1h ; $179.09 \cdot 10^{-3}$)	b=0.27
N°12	(0.15h ; $111.56 \cdot 10^{-3}$)	(1.65h ; $214.98 \cdot 10^{-3}$)	b ₁ =0.27 b ₂ =0.23
N°13	(0.03h ; $37.26 \cdot 10^{-3}$)	(1h ; $170.52 \cdot 10^{-3}$)	b=0.44
N°14	(0.017h ; $89.63 \cdot 10^{-3}$)	(0.18h ; $178.73 \cdot 10^{-3}$)	b=0.29

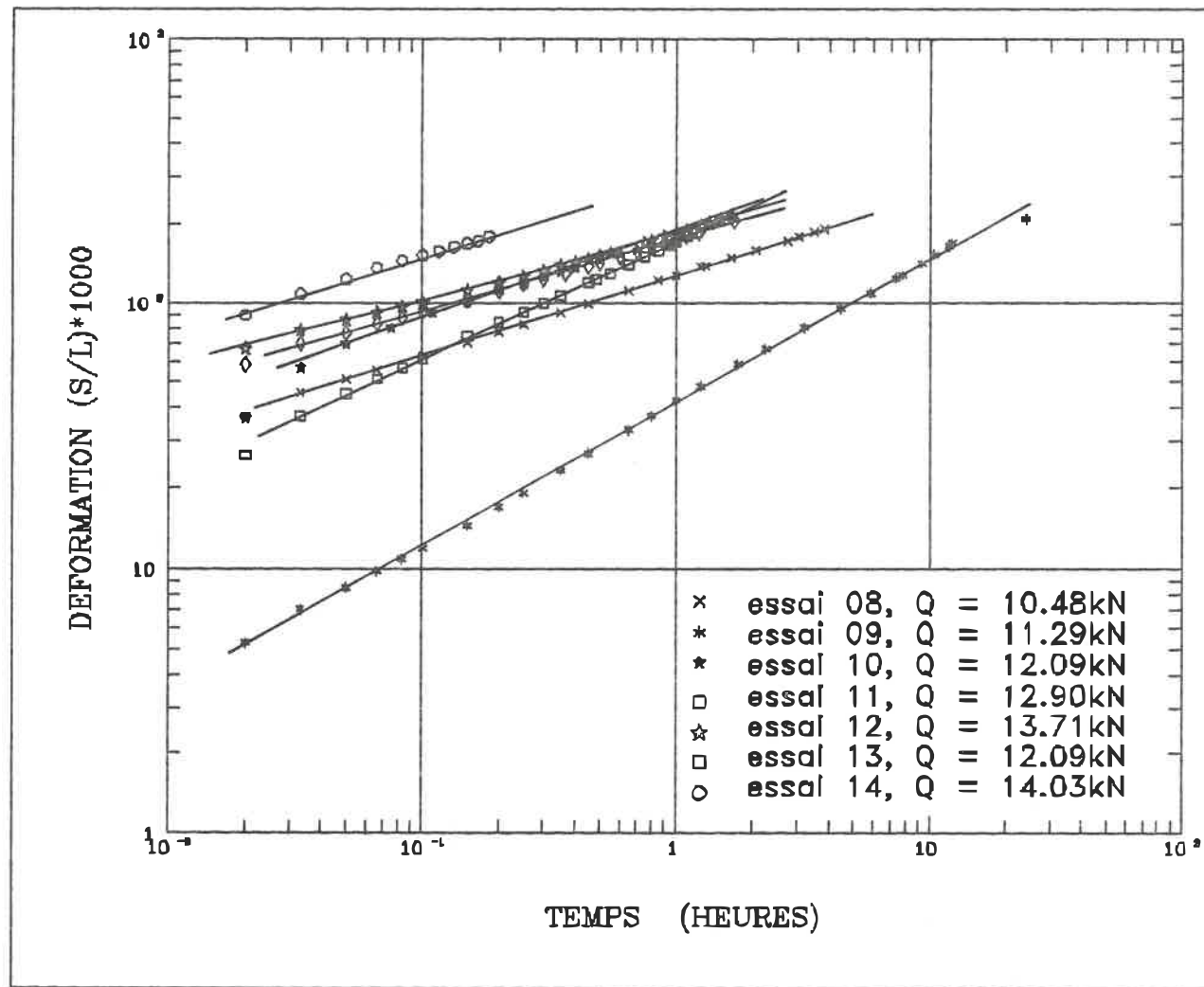


Figure 4.8 Recherche du paramètre b par la méthode de Ladanyi et Johnston (1973), (éch logarithmique)

Comme on le voit sur les figures 4.1 à 4.7, chaque courbe d'essai présente une seule droite (phase primaire uniquement) à l'échelle logarithmique, à l'exception de l'essai N°12. En effet, ce dernier donne une courbe à deux portions rectilignes qui représentent probablement les deux phases de fluage; soit primaire et secondaire. Ainsi, pour le calcul du paramètre "b" dans l'essai N°12 on ne considère que la première portion qui correspond à la phase primaire du fluage. Nous obtenons ainsi ce tableau:

Essai	Q (MPa)	b	b _{moyen}
8	10.486	0.31	0.348
9	11.292	0.54	
10	12.099	0.32	
11	12.905	0.27	
12	13.712	0.27	
13	12.099	0.44	
14	14.035	0.29	

Tableau 4.2 Sommaire des valeurs du paramètre "b"

Le terme Q représente la pression appliquée à la base du cône.

Comme on peut le constater, ces valeurs sont beaucoup plus proches. Elles sont comprises entre 0.27 et 0.54 pour une valeur moyenne de 0.35. On retiendra: $b = 0.35$

4.2.2.2 Détermination du paramètre "n"

Dans la loi de puissance, régissant le phénomène de fluage, le paramètre "n" est l'exposant relatif au terme de contrainte. Ainsi, comme cela a été exposé précédemment, sa valeur peut être déduite à partir de la relation (3.46) pour des essais effectués sous charges différentes.

$$\log(S/L)_{t_0} = n \cdot \log(q) + C \quad (4.1)$$

où C est une constante pour le temps donné t_0

Pour cela, l'on se fixe un temps donné t_0 et l'on trace la courbe $\log(S/L)_{t=t_0}$ en fonction de $\log(q)$, la pente de la droite obtenue donne la valeur de "n". L'opération pouvant bien sûr être répétée pour plusieurs valeurs de t_0 .

On trace la courbe $\log(S/L)_{t=t_0}$.vs. $\log(q)$. La pente de la droite obtenue donne la valeur de "n":

$$n = \Delta \log q / \Delta \log(S/L)_{t=t_0} \quad (4.2)$$

En appliquant cette méthode à l'ensemble des essais (fig 4.9) on obtient:

temps	q (MPa)	(S/L)*10 ⁺³	n
t=1 heure	10486	127.50	1.44
	11292	42.50	
	12099	171.21	
	12905	174.17	
	13712	185.62	
	12099	170.52	
	14035	----	

Après quoi, l'on trace $\log(S/L)$ en fonction de $\log(q)$ (fig. 4.9). On voit bien qu'on peut tracer une droite en joignant les différents points obtenus; la pente de cette droite donne la valeur du paramètre "n": $n = 1.44$

En appliquant cette méthode pour différentes valeurs du temps (figs. 4.9 à 4.12), on obtient:

temps t	60 min	39 min	21 min	9 min
n	1.44	1.71	1.78	1.98

Nous obtenons alors $n_{\text{moyen}} = 1.727$, d'où $n = 1.73$

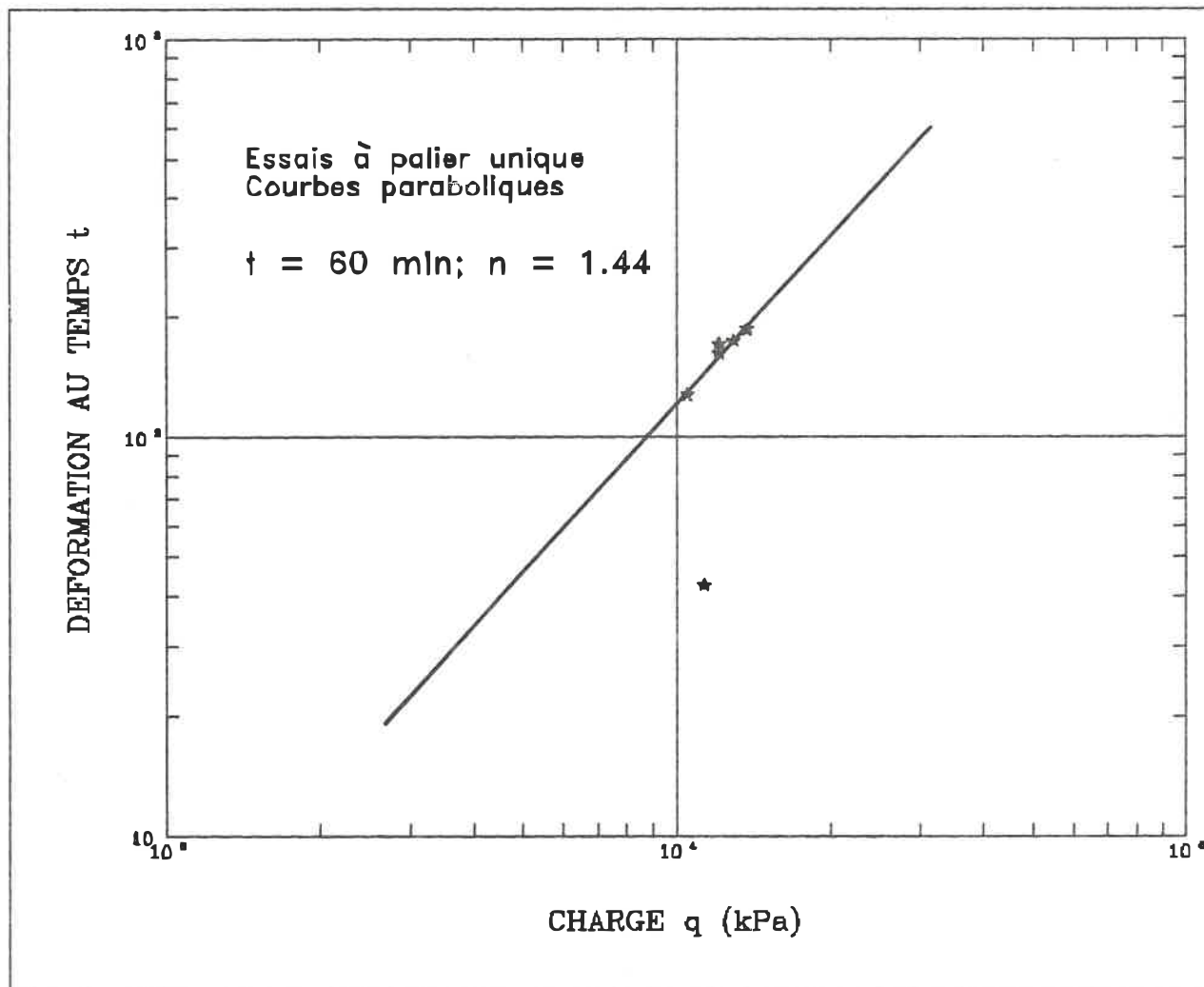


Figure 4.9 Détermination du paramètre n
 $t = 60 \text{ min}$

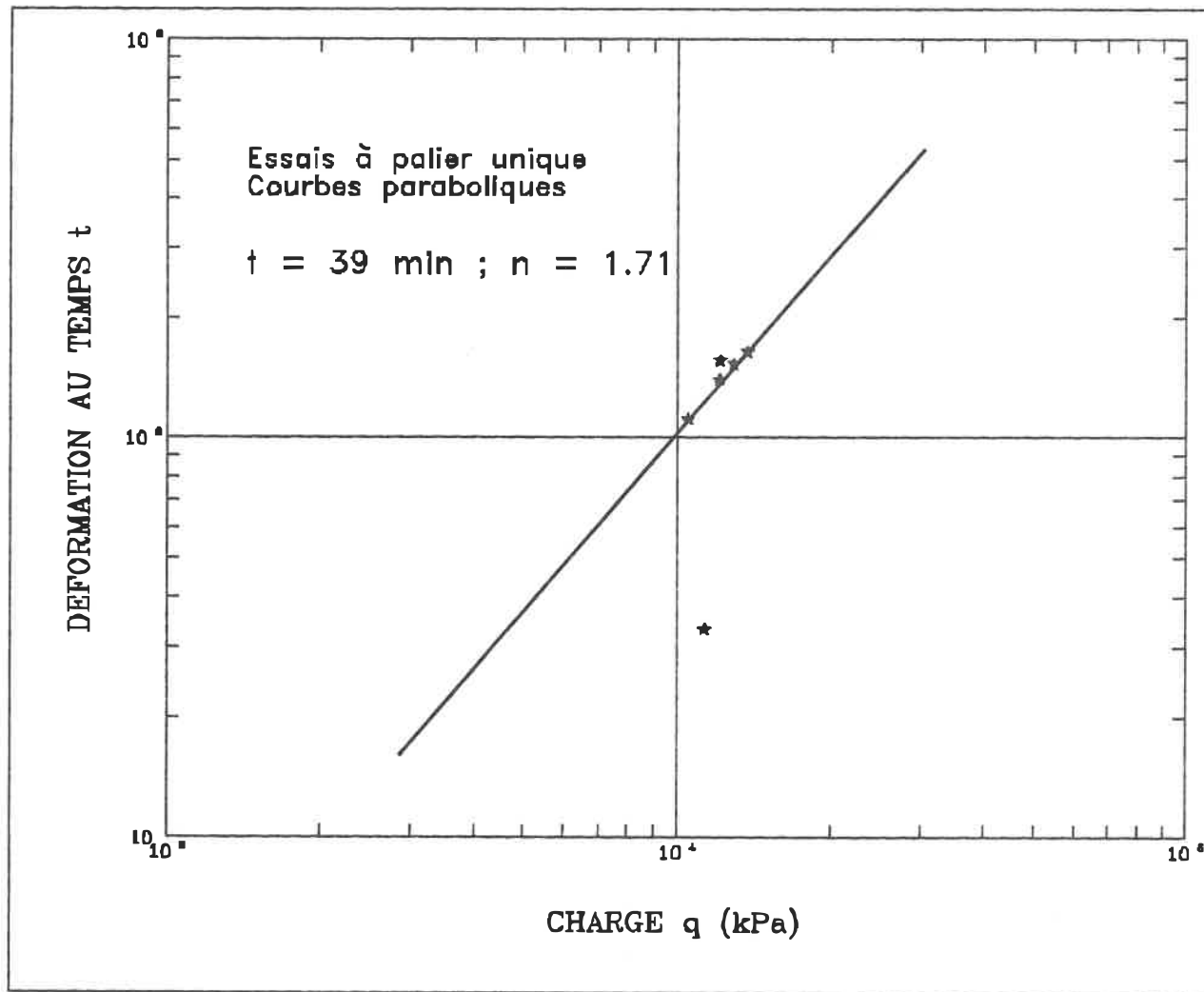


Figure 4.10 Détermination du paramètre n
 $t = 39 \text{ min}$

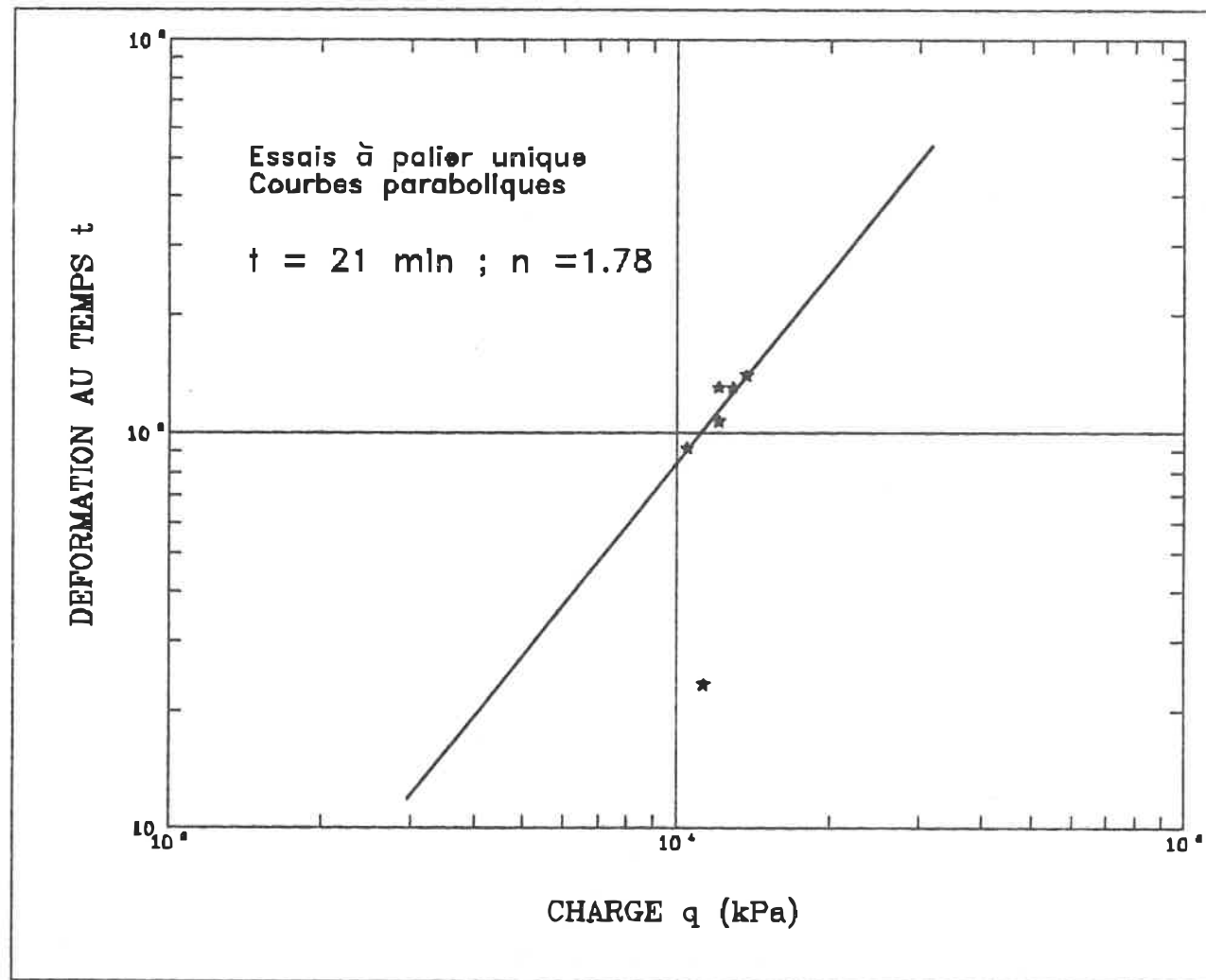


Figure 4.11 Détermination du paramètre n
 $t = 21 \text{ min}$

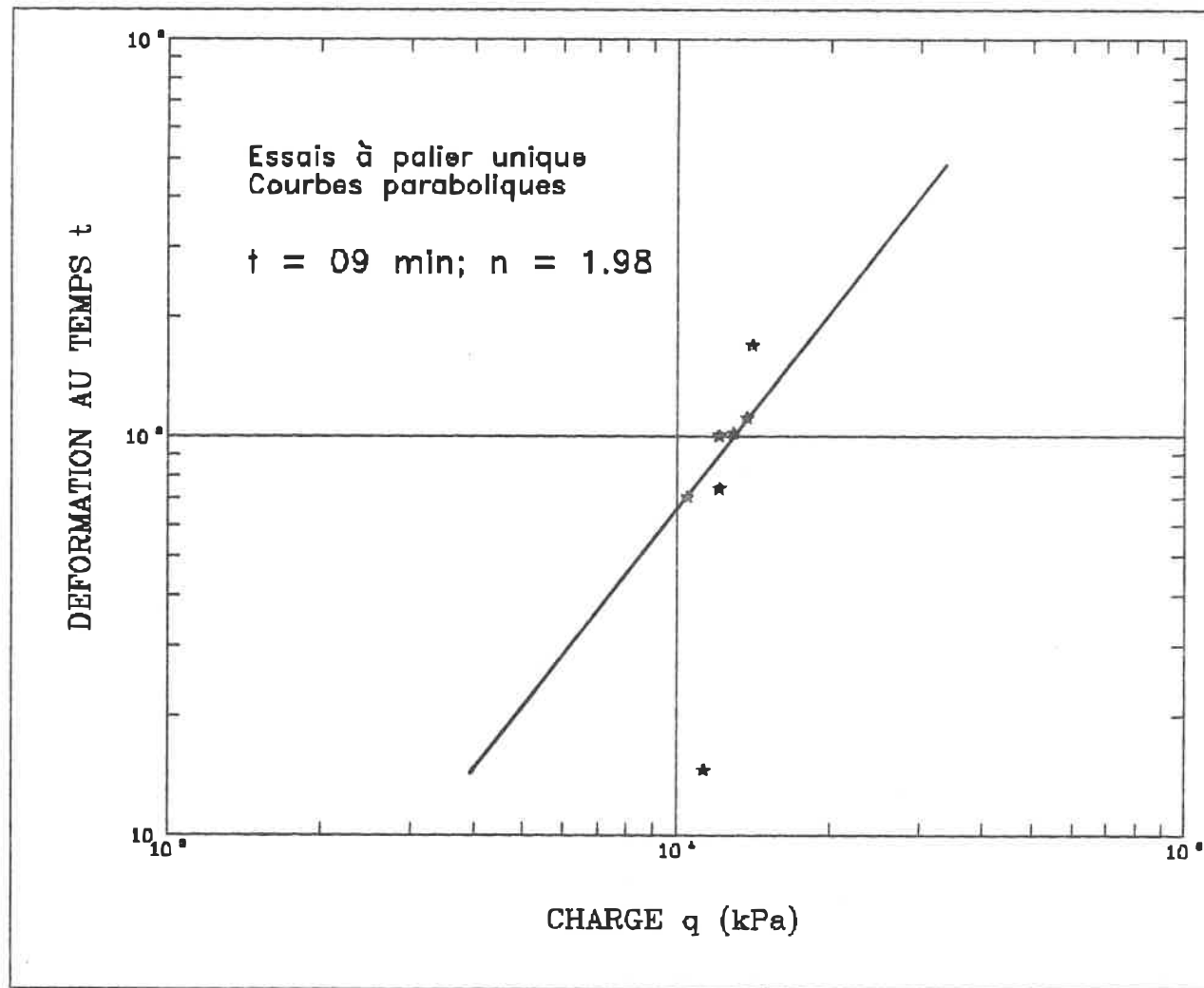


Figure 4.12 Détermination du paramètre n
 $t = 09 \text{ min}$

Ainsi, les différents points obtenus appartiennent à une même droite sauf celui correspondant à l'essai N°9, qui s'éloigne quelque peu de cette dernière. Ceci peut s'expliquer probablement par une perte d'information sur le déplacement lors de l'application graduelle de la charge, due à une mauvaise lecture du micromètre ou à un mauvais positionnement du zéro du micromètre au début de l'essai. Ce qui a induit une sous-évaluation des déformations.

4.2.2.3 Détermination du paramètre " σ_c "

L'analyse de la théorie de fluage pour ce domaine de chargement sera complétée par la détermination du paramètre σ_c pour une valeur $\dot{\epsilon}_c$ de référence, qui sera déterminée par l'équation (3.46).

$$\sigma_c = q_1 \cdot (\sqrt{3}/n) \cdot [A \cdot (\dot{\epsilon}_c \cdot t_c / b)^p \cdot (\sqrt{3}/2) / (S/L)]^{1/n} \quad (3.46)$$

Avec,

$$A = \{ (2-1/n) / (2(1+\tan\delta/\tan\alpha) \cdot [1-(d/D)^{2-1/n}]) \}^n.$$

$$(1-d/D)^{-1} \quad (3.41)$$

L'angle de frottement entre le métal et le matériau (sable gelé) peut être pris égal à 20° (Thériault 1988); on prend également comme valeur du taux de déformation de référence, la valeur $\dot{\epsilon}_c = 10^{-5} \text{ min}^{-1}$. Les valeurs de d, D et α sont données à la figure 3.4. Une fois la valeur de A

connue, la détermination du paramètre σ_c peut être effectuée comme suit.

A partir de n'importe quel point de la droite du graphe dont le quel on a (S/L) .vs. q dans un diagramme log-log (lequel est valide pour $t=t_c$) on tire q_1 et $(S/L)_1$

Comme exemple on prend $t = t_c = 39\text{min}$ ($b_{\text{moy}}; n=1.71$); on tire du graphe de la figure (4.10):

$(q_1=12905\text{kPa} ; (S/L)_1=0.1531)$

Ainsi, on aura: $A = 0.0417$ et $\sigma_c = 1.51 \text{ MPa}$

Cette méthode appliquée pour différents valeurs du temps nous donne les résultats suivants:

temps	$t=60\text{min}$	$t=39\text{min}$	$t=21\text{min}$	$t=9\text{min}$
σ_c	1.80MPa	1.51MPa	1.46MPa	1.36MPa

Ce qui donne une valeur moyenne de: $\sigma_c = 1.53 \text{ MPa}$

Pour aboutir finalement à l'équation (3.40):

$$(S/L) = (A/B).q^n.t^b \quad (3.40)$$

Après avoir déterminé les paramètres de fluage,

$$b_{\text{moy}} = 0.35 , \quad n_{\text{moy}} = 1.73 , \quad \sigma_c = 1.53 \text{ MPa},$$

et en connaissant les caractéristiques du matériau et les dimensions géométriques du cône on aura: $A = 0.0461$

$$B = 93.66$$

D'où l'expression généralisant l'enfoncement du cône:

$$(S/L) = (A/B).q^n.t^b = 0.00049.q^{1.73}.t^{0.35} \quad (4.3)$$

et la loi de comportement du sable gelé:

$$\epsilon_e = (\sigma_e / \sigma_c)^n \cdot (\dot{\epsilon}_c \cdot t / b)^b$$

$$\epsilon_e = 0.013 \cdot \sigma_e^{1.73} \cdot t^{0.35} \quad (4.4)$$

Avec le temps en minutes et la contrainte en MPa.

4.3 Application de la méthode graphique

(courbes de fluage hyperboliques)

4.3.1 Présentation des résultats pour $q < 9.60$ MPa

En se référant à la méthode exposée au chapitre précédent, nous avons constaté que pour des faibles charges axiales, les courbes tracées en double échelle logarithmique de la réponse du cône (S/L) en fonction du temps n'étaient ni parallèles ni linéaires et échappaient donc aux prévisions de la théorie précédente. D'où, la nécessité de définir une nouvelle loi de comportement capable de modéliser les essais réalisés. Les essais concernés à ce sujet sont les essais à faibles charges dont les courbes sont hyperboliques à l'échelle linéaire présentées à la figure (4.13).

Ainsi, nous envisageons pour ce type d'essai ($q \leq 9.61$ MPa) la deuxième formulation établie par Ladanyi (1989). Le sommaire de ces essais est porté au tableau 4.2. Les courbes de fluage de chaque essai sont données à l'annexe

A. Les figures (4.14) et (4.15) présentent la courbe de fluage d'un essai cité comme exemple respectivement à l'échelle linéaire de la réponse du cône (S/L) en fonction du temps et dans un diagramme dont l'abscisse est le temps et l'ordonnée est $(t/(S/L))$.

Ech N°	Essai N°	Charge Q (kN)	Pression q (MPa)	Durée de l'essai	Déplacement	
					total S(mm)	relatif (S/L)* 10^{+3}
1	1*	3.2	3.23	150.58	8.64	45.37
1	2	4.0	4.03	160.0	1.476	7.75
1	3	4.8	4.84	171.5	2.128	11.17
1	4	6.41	6.45	142.5	2.728	14.32
1	5	9.61	9.68	66.05	11.53	60.53
3	6	7.21	7.26	142.8	16.85	88.47
2	7	8.81	8.87	74.35	21.19	111.21

* premier palier des trois paliers réalisés

Tableau 4.3 Sommaire des essais de fluage à faibles charges

Comme on le constate sur le graphe $(t/(S/L))$.vs. temps de certains essais, les points du début de l'essai sont dispersés et ne s'alignent pas avec le reste des points. Pour cela on peut avancer la raison suivante: lors des premiers instants d'un essai, il est impossible de discerner les différentes composantes actives: déformations élastiques, plastiques et de fluage. Cependant, pour résoudre ce problème, Ladanyi (1986) a interprété ce type d'essai en faisant un décalage d'origine. Cette dernière solution revient à isoler les déformations du fluage

des déformations élasto-plastiques. Le choix de la valeur du décalage est fait de manière arbitraire. Ladanyi et Eckardt (1983), ont pris comme valeur $t = 6\text{min}$, un délai raisonnable qui permet de ne pas perdre trop d'information sur la phase initiale du fluage. La façon de procéder est la suivante.

Prendre des déformations de fluage nulles à $t = 6\text{min}$ revient à soustraire la valeur de la déformation $(S/L)_0$ au temps $t = 6\text{min}$ du reste des autres valeurs mesurées.

Le reste de notre analyse sera complété en traçant à l'échelle linéaire $[(S/L)-(S/L)_0]$ et $t/((S/L)-(S/L)_0)$ en fonction du temps, d'où l'on tire les valeurs des paramètres de fluage. L'ensemble des courbes de ces essais est présenté à l'annexe A. Nous constatons alors que le fait de prendre comme origine de fluage $((S/L)-(S/L)_0)$ a pour effet d'abaisser progressivement ces courbes de fluage, aboutissant ainsi aux prédictions de la théorie.

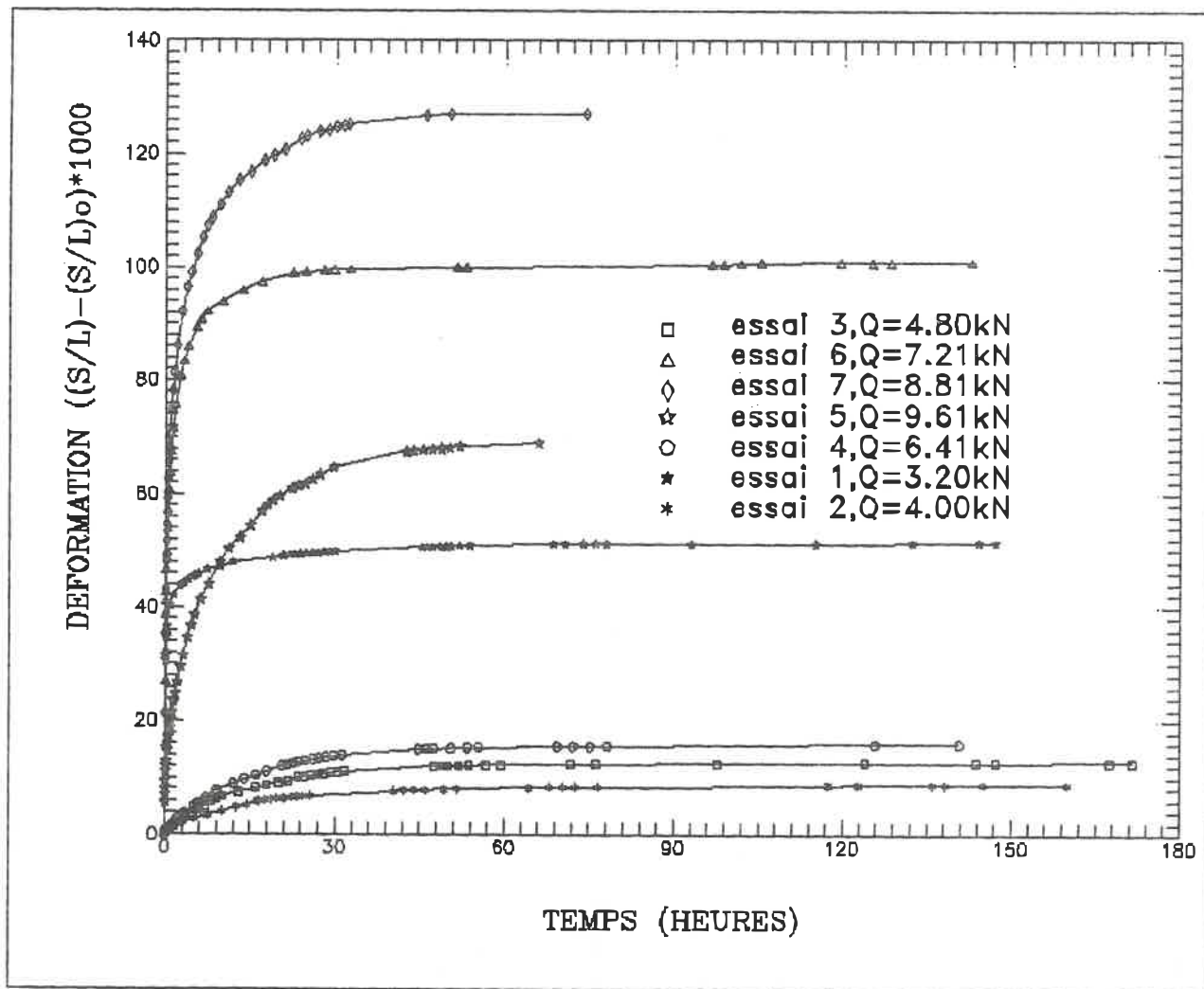


Figure 4.13 Regroupement des courbes de fluage
(essais de longue durée)

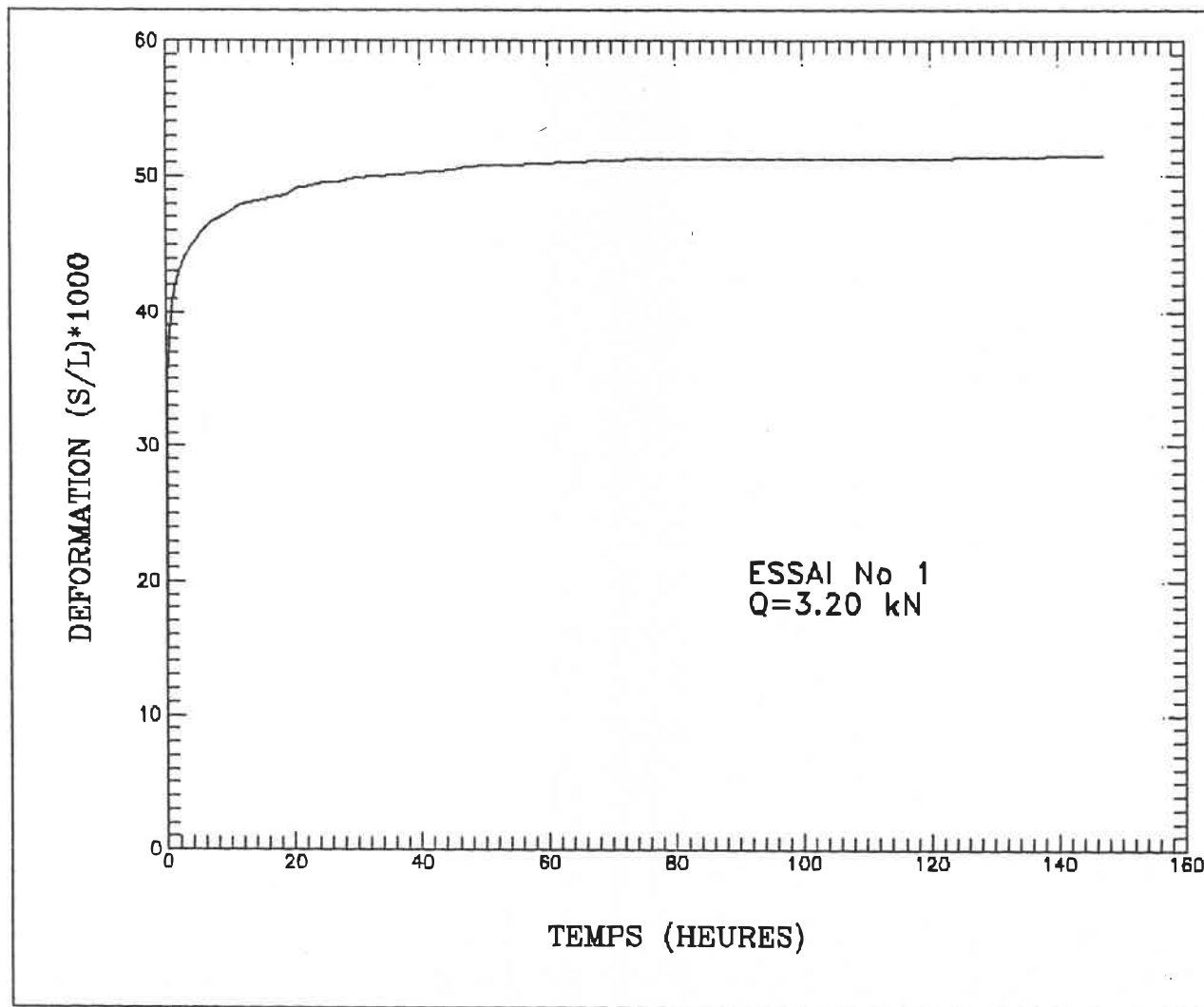


Figure 4.14 Courbe de fluage (échelle linéaire)

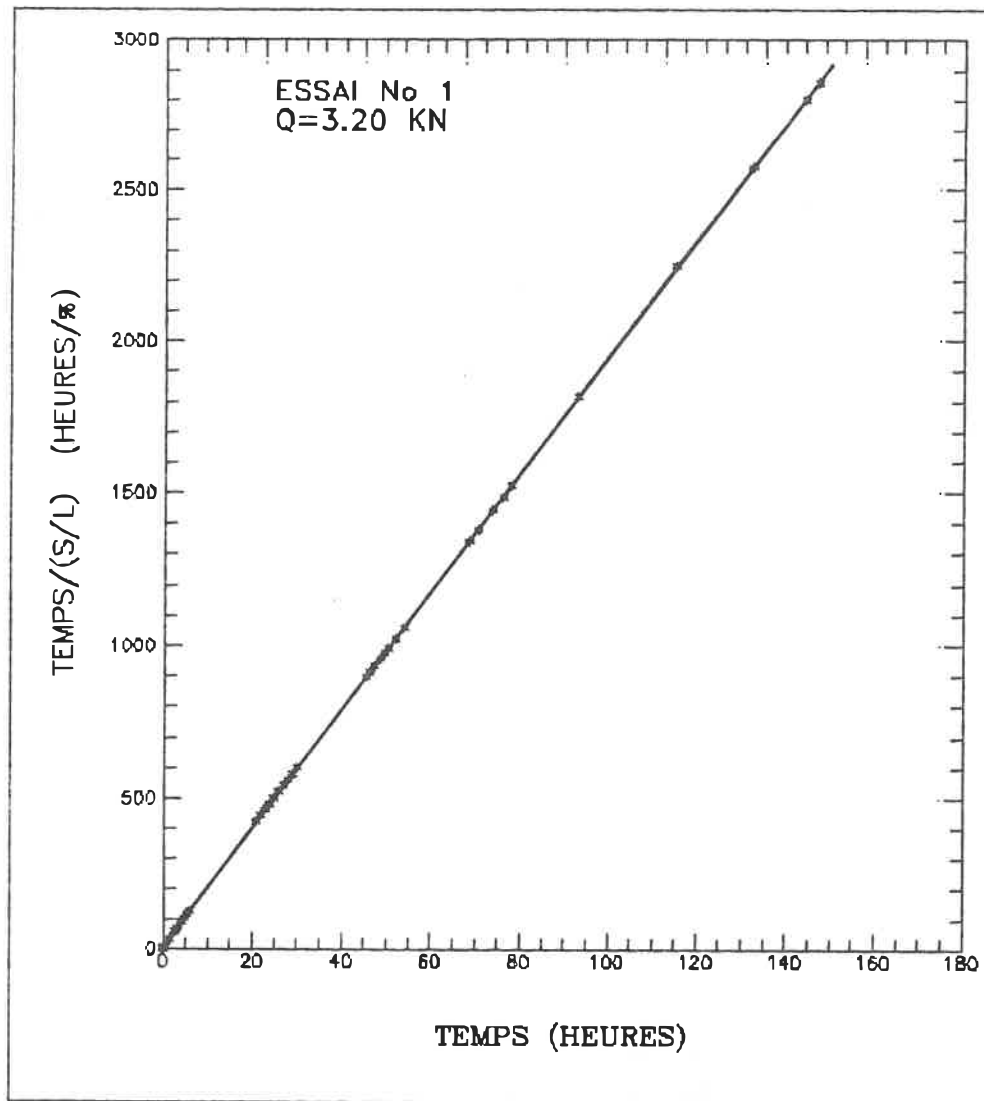


Figure 4.15 Courbe de fluage déformée

4.3.2 Analyse des résultats

4.3.2.1 Introduction

L'interprétation des essais à faibles charges (essais à long terme) est basée sur la théorie de Ladanyi (1989) présentée au paragraphe (3.6). L'ensemble de ces essais est présenté sur la figure (4.16) dans un diagramme donnant la réponse du cône $((S/L)-(S/L)_0)$ en fonction du temps. Comme on le constate, le comportement du matériau pour ce domaine de chargement est différent de celui correspondant à de fortes charges. Pour ce dernier, le matériau se déforme continuellement et le fluage aurait pu atteindre la phase secondaire-tertiaire si on avait permis sa poursuite, alors que pour le cas traité, la forme des courbes est hyperbolique se caractérisant par une atténuation du fluage, c'est-à-dire que la déformation du matériau s'atténue après un certain seuil de déformation.

Vu qu'on a certains essais à plusieurs paliers et d'autres à un seul palier, on a préféré de séparer l'analyse de ces deux cas.

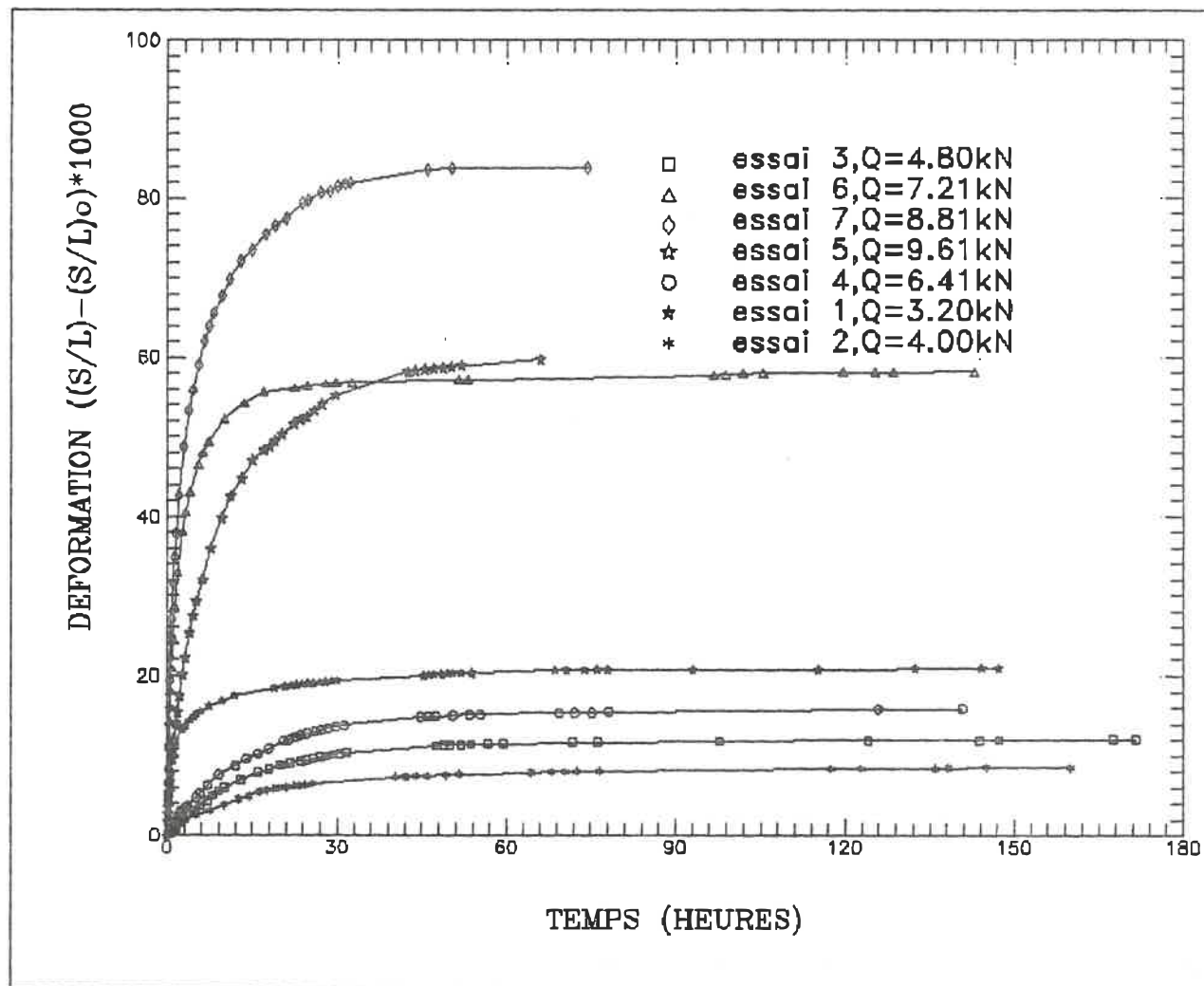


Figure 4.16 Regroupement des courbes de fluage dont on soustrait la déformation à $t=6$ minutes (essais à faibles charges)

4.3.2.2 Interprétation des essais à un seul palier

(temps de référence = 6 minutes)

Les essais à un seul palier sont les essais 1, 6 et 7 présentés sur la figure (4.17). En se basant sur la méthode de Ladanyi (1989), les valeurs mesurées d'un essai dans un graphique mettant en relation le terme $(t/((S/L)-(S/L)_0))$ en fonction du temps se présenteront normalement sous forme de droite coupant l'axe des ordonnées. Pour l'ensemble des essais nous obtiendrons des droites se rencontrant très approximativement en un point appartenant à l'axe des abscisses (t) , (voir figure (4.18)). Ceci a été observé dans tous les résultats de nos essais.

4.3.2.2.1 Détermination du paramètre "c"

En appliquant la méthode du paragraphe (3.6) basée principalement sur l'équation 3.67, il nous est possible de calculer le paramètre "c" et ceci selon deux différentes procédures; (1) en déterminant la pente (β) et l'ordonnée à l'origine (α) de la droite obtenue. La valeur de "c" est alors: $c = \Omega \cdot \beta$, et (2) en lisant directement la valeur absolue de l'intersection de la droite avec l'axe du temps qui représente la valeur du paramètre "c" (voir figure (3.7)).

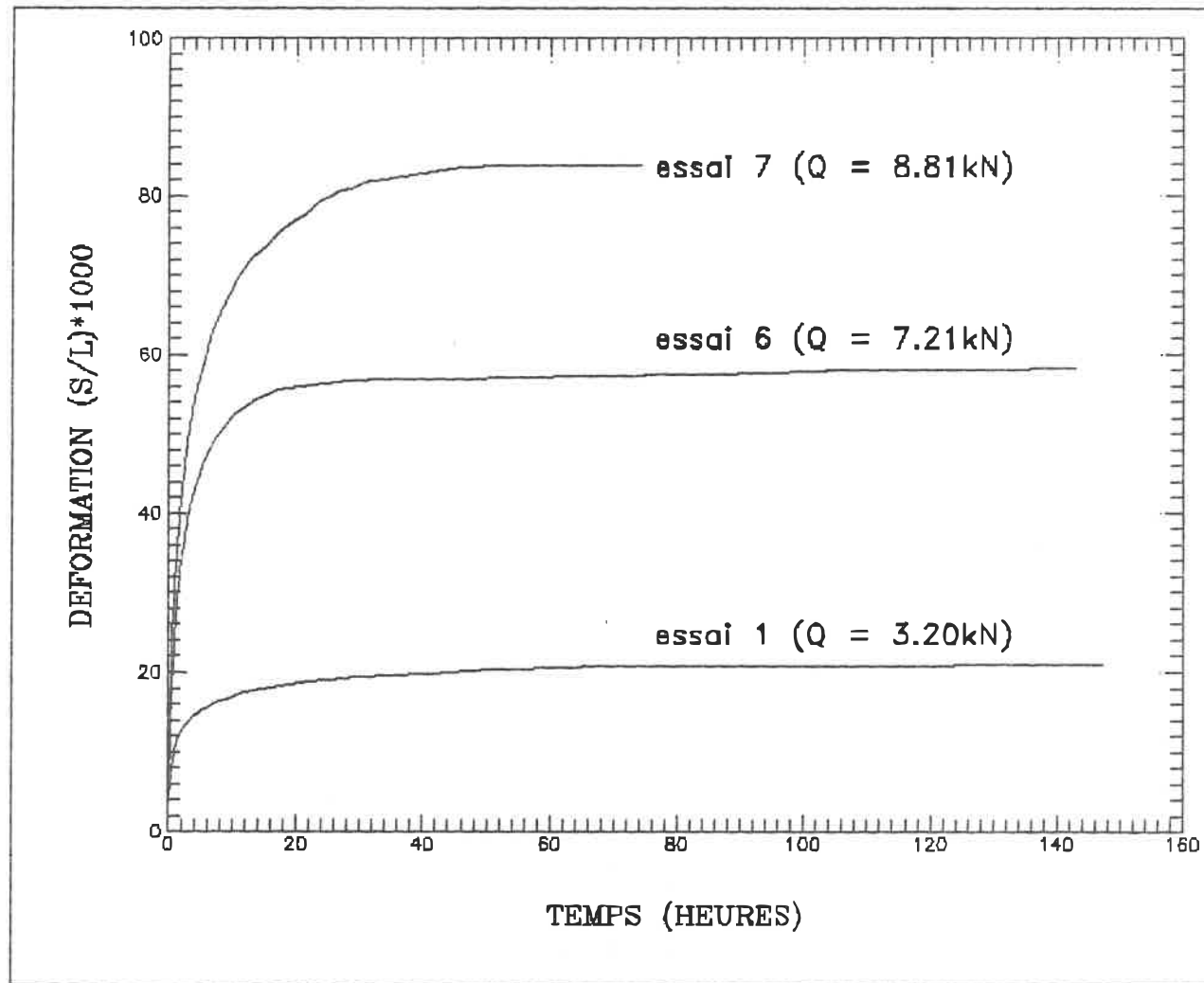


Figure 4.17 Regroupement des courbes de fluage dont on soustrait la déformation à $t=6$ minutes (essai à un seul palier)

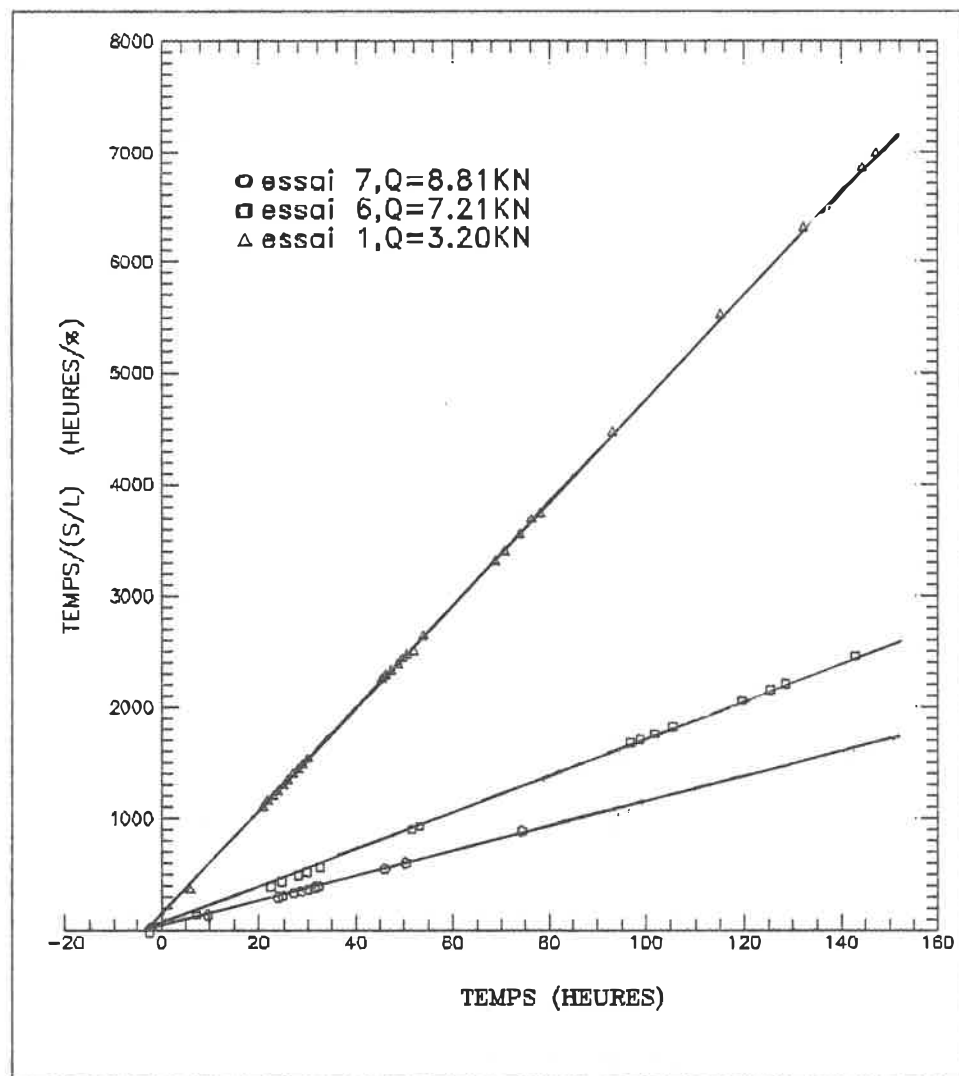


Figure 4.18 Recherche du parametre c par la formulation de Ladanyi (1988) en considérant la référence après six minutes (essai à un seul palier)

Appliquée aux trois essais considérés, cette méthode donne:

Essai	Ω (h/%)	β (%)	c (h)
1	140	0.0218	3.05
6	50	0.0590	2.95
7	35	0.0886	3.10

Nous obtenons ainsi une valeur moyenne de "c": $c=3.03h$

A ce stade, il est intéressant de remarquer que la valeur de la pente (β) de la droite obtenue pour un essai représente la valeur de l'asymptote de la courbe hyperbolique de cet essai.

4.3.2.2.2 Détermination du paramètre "n"

Portant sur un graphique à double échelle logarithmique les valeurs de β_1 trouvées pour chaque essai en fonction des pressions q_1 (fig. 4.19), la pente de la droite joignant les différents points obtenus nous donne la valeur du paramètre "n". On trouve $n = 1.39$

4.3.2.2.3 Détermination du paramètre σ_c

L'analyse de cette méthode est alors complétée en calculant le paramètre " σ_c " à partir de l'équation (3.70)

$$\sigma_c = ((E/F)/\beta_1)^{1/n} \cdot q_1 \quad (3.70)$$

$$\text{Avec, } E = (\sqrt{3}/n)^n \cdot (\sqrt{3}/2) \quad (3.64)$$

$$F = [(2 \cdot (1 + \tan \delta / \tan \alpha) (1 - d/D)^{2-1/n}) / (2 - 1/n)]^n (1 - d/D) \quad (3.63)$$

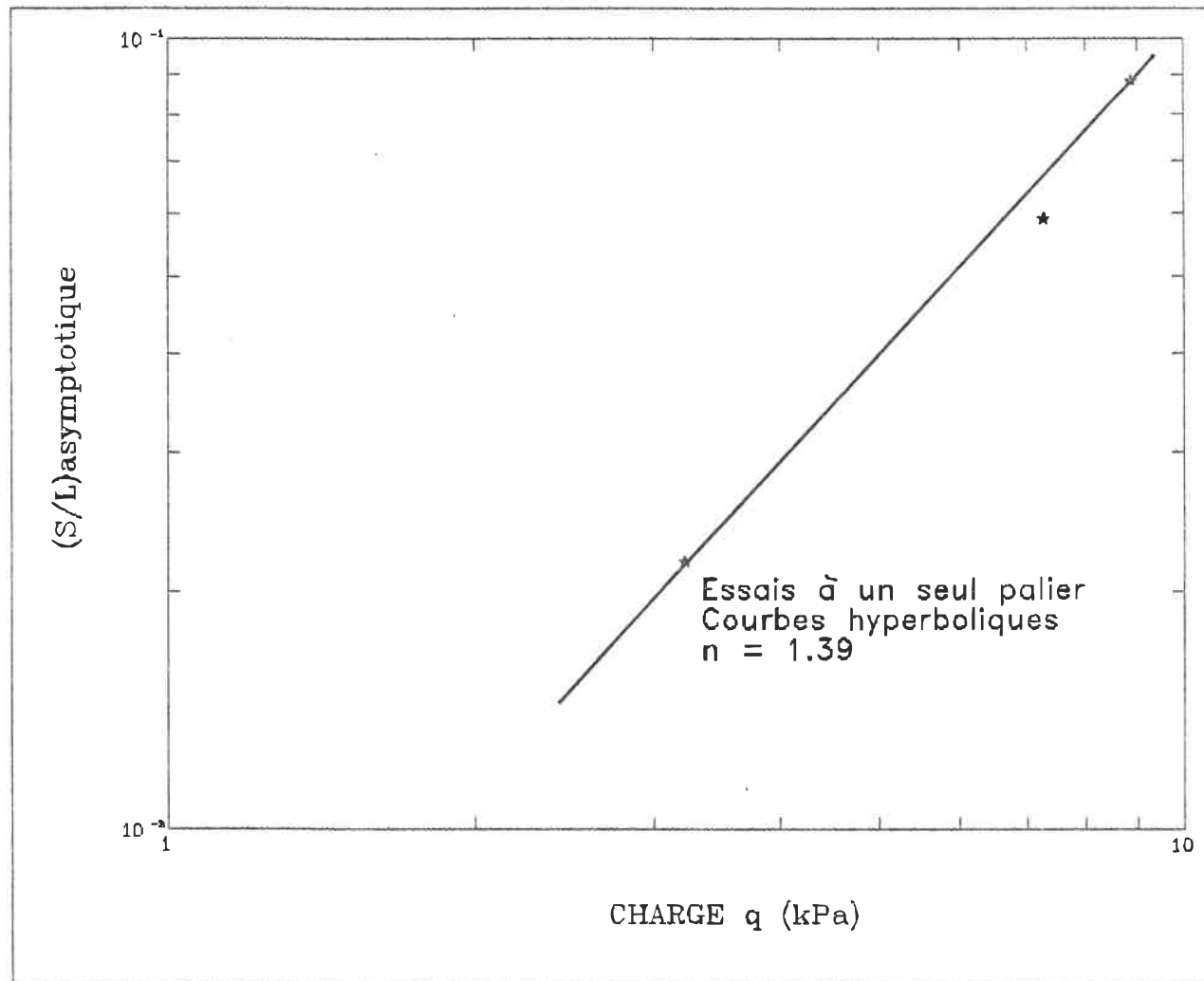


Figure 4.19 Détermination du paramètre n

En prenant: $n = 1.39$
 $\delta = 20^\circ$
 $\alpha = 5^\circ$
 $d = 0.635 \text{ cm}$
 $D = 3.556 \text{ cm}$

On aura $E = 1.176$
 $F = 10.52$

Une fois les valeurs de F et E connues, la détermination de σ_c se fera en prenant un point (q_1 , β_1) quelconque de la droite présentée à la figure (4.19). Si on considère le point

$$q_1 = 3.22 \text{ MPa}$$

$$\beta_1 = 0.0218$$

on aura: $\sigma_c = 10.43 \text{ MPa}$

d'où, la loi de comportement:

$$\epsilon_e = (\sigma_e/10.43)^{1.39} (t/(3.03+t)) \quad (4.5)$$

et l'expression généralisant l'enfoncement du cône:

$$(S/L) = 4.295 q^{1.39} \cdot (t/(3.03+t)) \quad (4.6)$$

Avec le temps en heures et la contrainte en MPa.

4.3.2.3 Interprétation des essais à plusieurs paliers (temps de référence = 6 minutes)

Les essais par paliers sont des essais réalisés dans un même trou, mais à différents niveaux de positionnement initial du cône. Pour plus de clarté, considérons les essais 1, 2 et 3. A la fin de l'essai N°1, on enlève la charge appliquée sur le cône sans toucher à ce dernier, après quoi on effectue l'essai N°2 en appliquant une charge supérieure à la première charge et enfin l'essai N°3 est effectué de la même manière que le deuxième essai. Au vu de chacune des courbes de fluage obtenues (fig. 4.20 et 4.21) on constate que les déplacements instantanés sont beaucoup plus faibles que ceux des autres essais à palier unique à cause du fait que le cône épouse bien la forme du trou.

4.3.2.3.1 Détermination du paramètre "c"

En appliquant les mêmes principes que pour les essais à palier unique, nous obtenons ainsi d'après la figure (4.22):

Essai	Ω (h/%)	β (%)	c (h)
2	1136.4	0.0091	10.31
3	550	0.0126	6.94
4	381.8	0.0165	6.28
5	90.9	0.065	5.90

La valeur moyenne retenue pour le paramètre "c" est:

$$c_{\text{moy}} = 7.35 \text{ h}$$

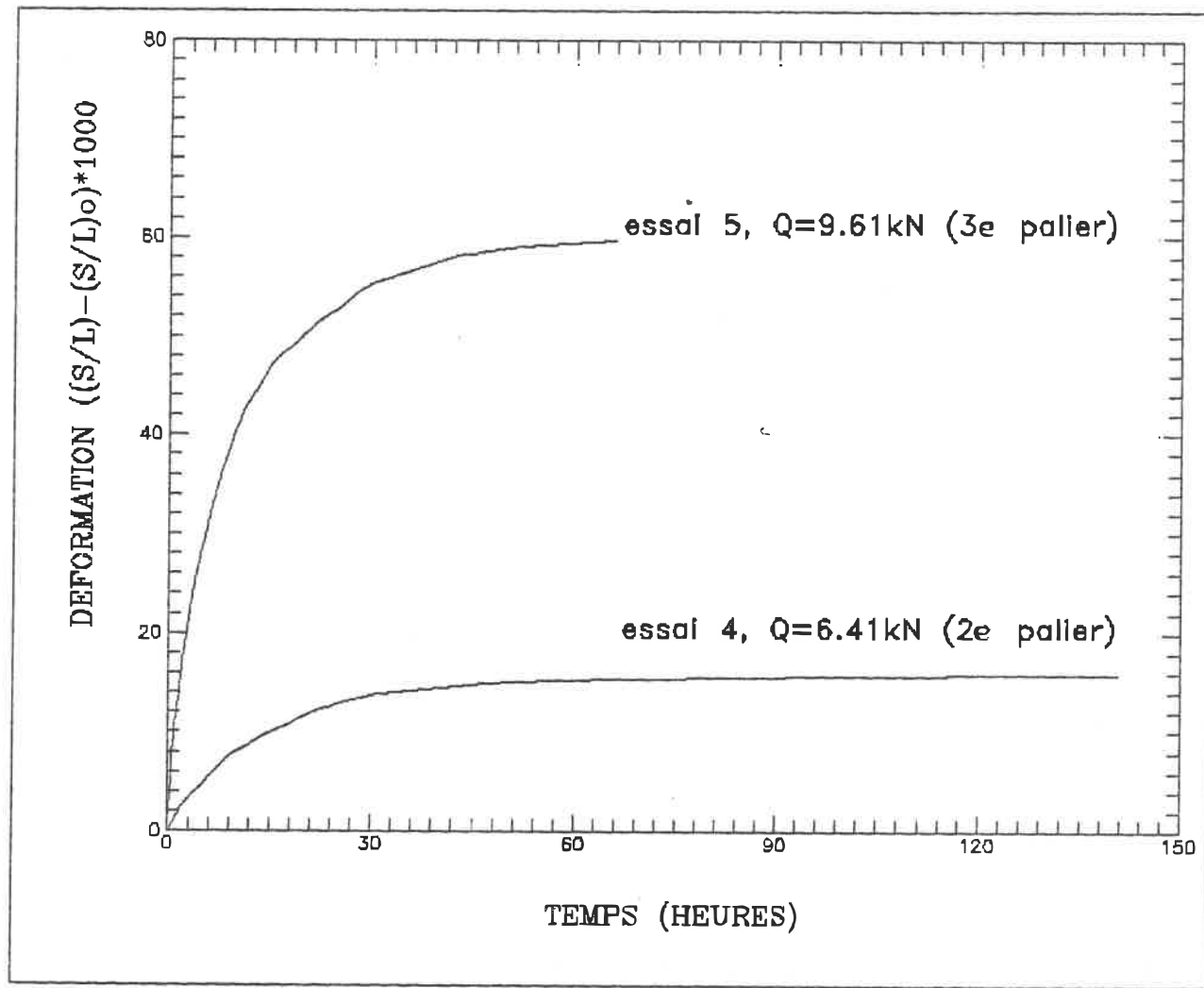


Figure 4.20 Regroupement des courbes de fluage dont on soustrait la déformation à $t=6$ minutes (essai à plusieurs paliers)

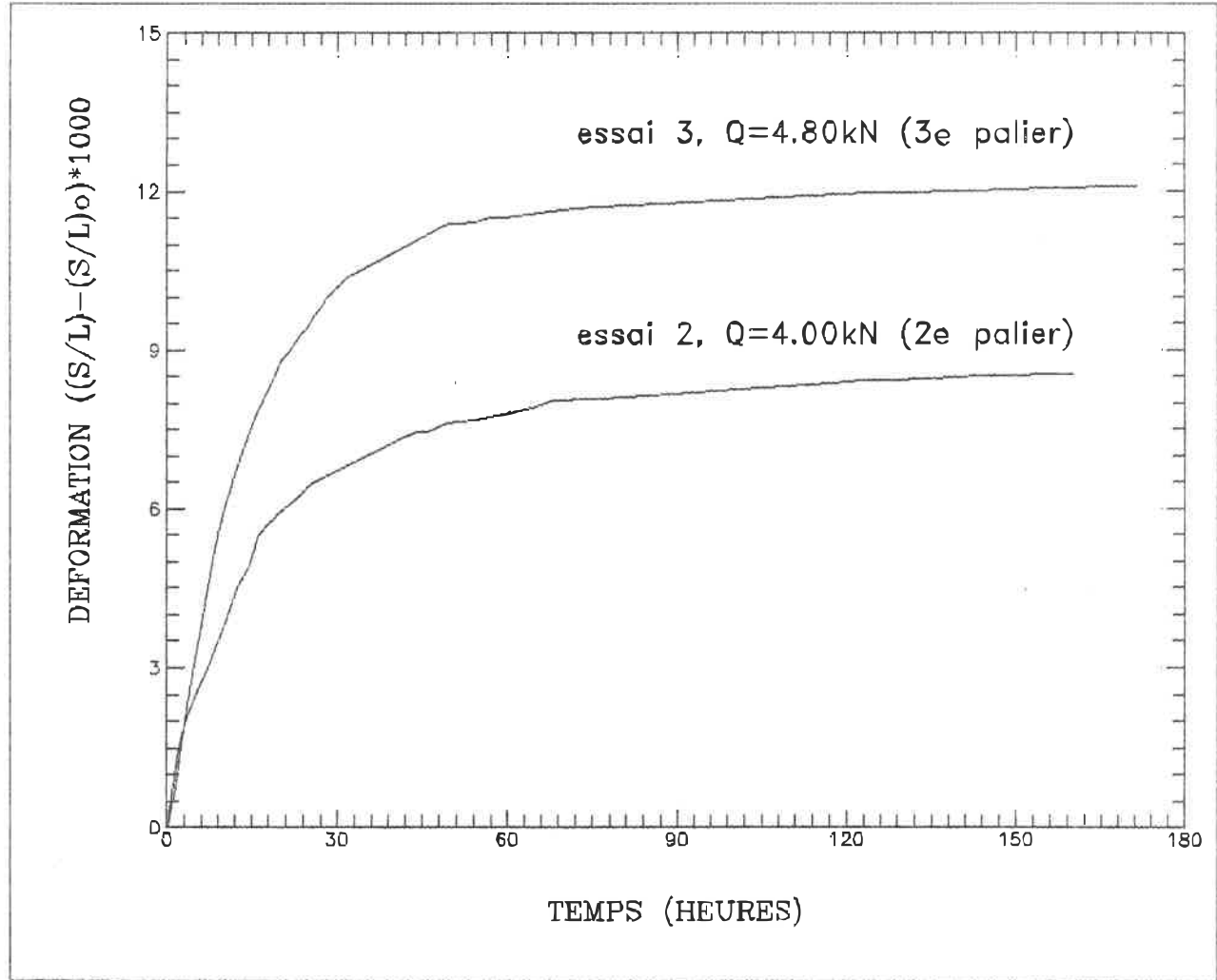


Figure 4.21 Regroupement des courbes de fluage dont on soustrait la déformation à $t=6$ minutes (essai à plusieurs paliers)

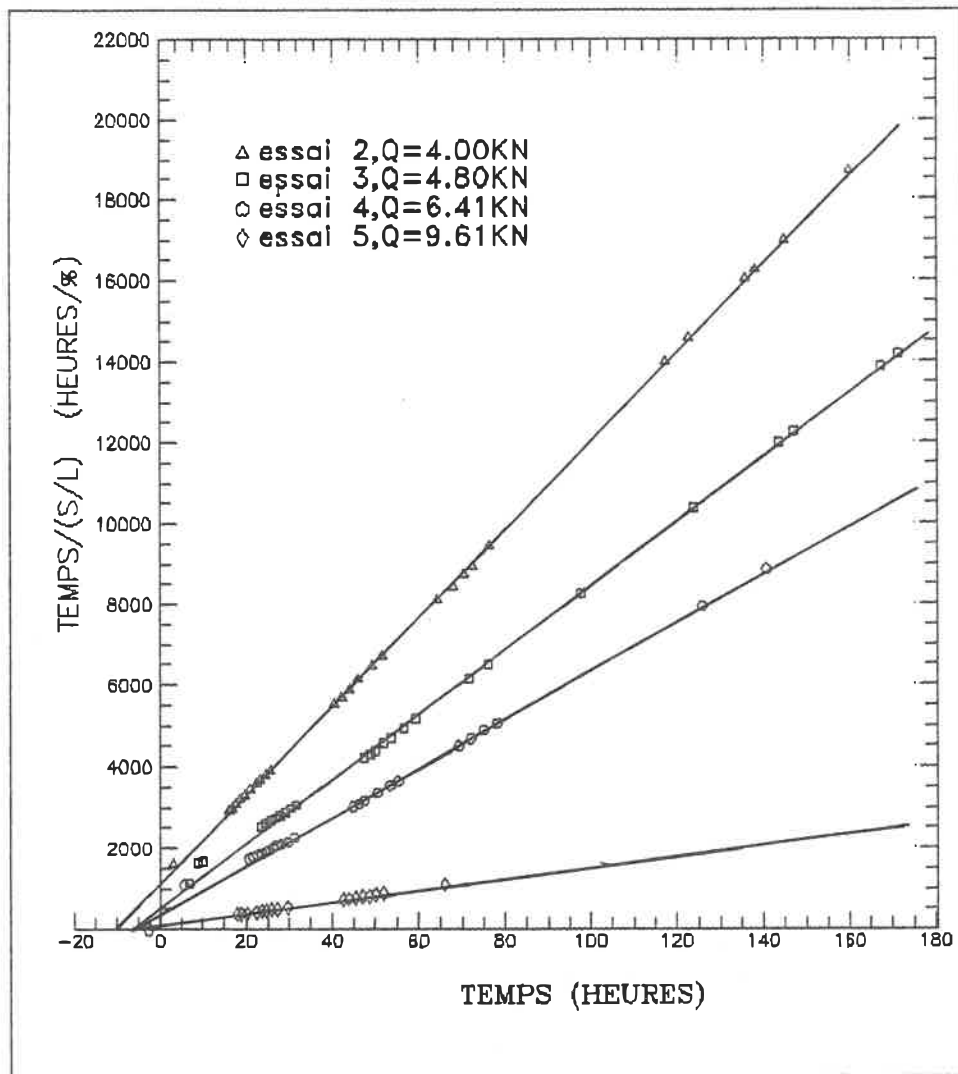


Figure 4.22 Recherche du paramètre c par la formulation de Ladanyi (1988) en considérant la référence après six minutes (essai à plusieurs palls)

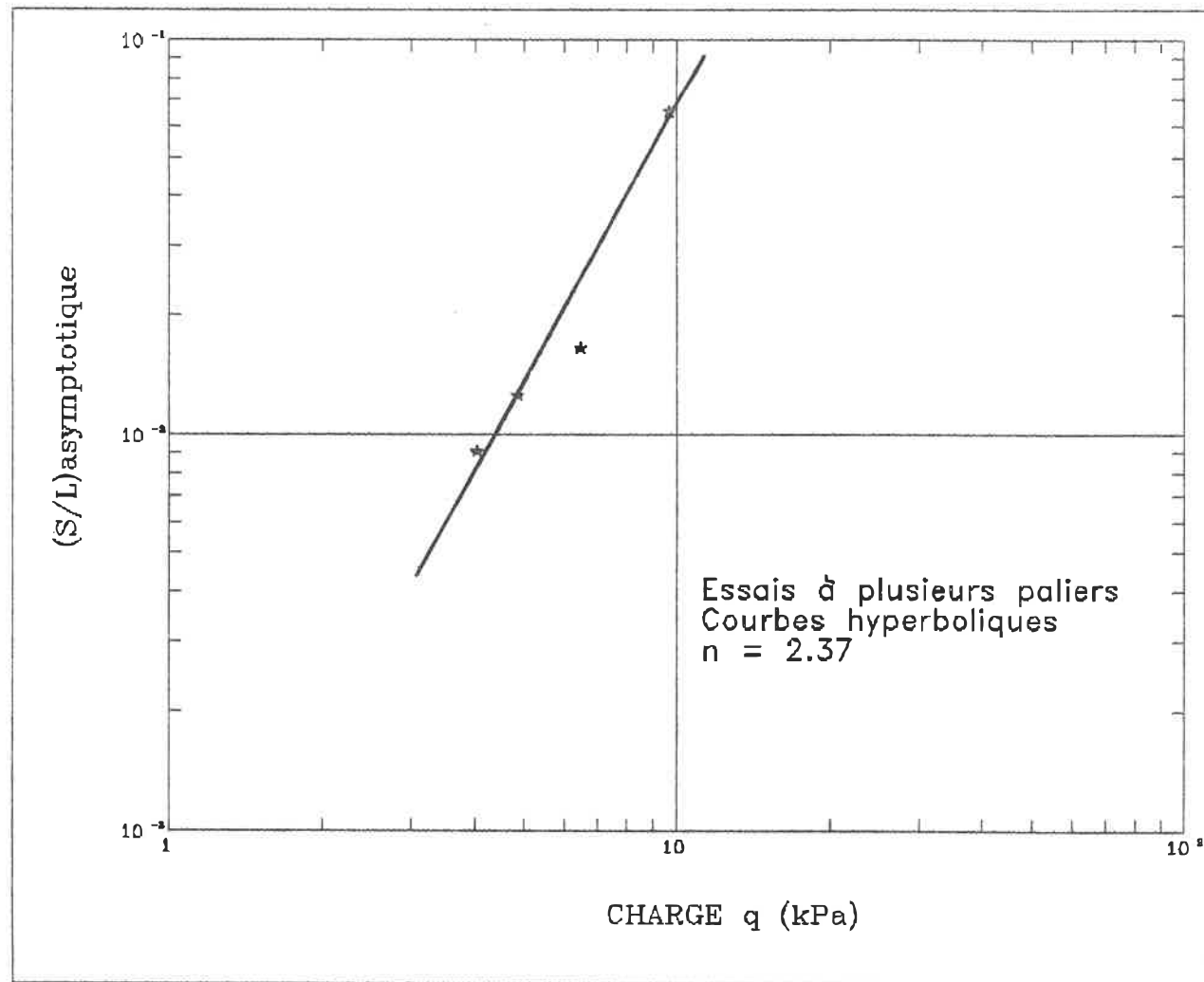


Figure 4.23 Détermination du paramètre n

4.3.2.3.2 Détermination du paramètre "n"

En considérant la même analyse des essais à palier unique, on a pu tracer une droite joignant les différents points obtenus (fig. 4.23). La pente de cette droite est:

$$n = 2.35$$

4.3.2.3.3 Détermination du paramètre σ_e

En considérant la même procédure que celle décrite au paragraphe (4.3.2.2.3).

avec: $n = 2.35$

$$(q_1, \beta_1) = (4.84 \text{ MPa}, 0.0126)$$

On obtient:

$$E = 0.41$$

$$F = 33.73$$

$$\sigma_e = 4.77 \text{ MPa}$$

La loi de comportement issue de ces essais est la suivante:

$$\epsilon_e = (\sigma_e / 4.77)^{2.35} (t / (7.35 + t)) \quad (\text{MPa}, \text{heures}) \quad (4.7)$$

et l'expression généralisant l'enfoncement du cône

$$(S/L) = 0.30 q^{2.35} \cdot (t / (7.35 + t)) \quad (4.8)$$

Avec le temps en heures et la contrainte en MPa.

CHAPITRE 5

DISCUSSION ET COMPARAISON

DES RESULTATS AVEC LES PREDICTIONS THEORIQUES

5.1 Introduction:

Dans le chapitre précédent, nous avons constaté que les essais de fluage entrepris se répartissent en deux types. Les essais réalisés sur de courtes périodes d'observation (fortes charges) qui sont généralement à palier unique (essai N° 8, 9, 10, 11, 12, 13, et 14) et des essais réalisés sur de longues périodes (faibles charges) qui eux-mêmes se divisent en deux groupes distincts; les essais à un seul palier (N° 1, 6 et 7) et ceux à plusieurs paliers (N° 2, 3, 4 et 5). En totalité, nous avons réalisé 17 essais dont trois ont été écartés pour manque de fiabilité et ne font pas partie de nos résultats.

Le matériau considéré (sable gelé) se comporte différemment selon le niveau de contrainte. On a étudié son comportement mécanique par l'intermédiaire de certains modèles capables de décrire adéquatement le phénomène de fluage. On trouve que le modèle de fluage "primaire-stationnaire" arrive à décrire le phénomène pour l'ensemble des essais réalisés à fortes charges. Par con-

tre, les résultats des essais à faibles charges ne pouvaient pas être décrits par ce dernier modèle, vu que la majorité des résultats forment une courbe, et non une droite à l'échelle logarithmique. Cependant, le développement d'une loi de fluage "primaire-asymptotique" arrive à décrire beaucoup mieux le phénomène.

5.2 Choix des paramètres de fluage:

Lorsque le cône s'enfonce, il produit une expansion du sol. C'est cette résistance à l'expansion qui reprend la majorité des contraintes du cône. Les paramètres de fluage du sol sont donc choisis selon les différentes formes mathématiques proposées pour la fonction de fluage, équation (3.10) qui ont des domaines d'applications limités. Essentiellement, on a utilisé deux méthodes suivant le domaine de chargement. La première méthode, avancée par Ladanyi et Guichaoua (1985) et la seconde méthode a été décrite par Ladanyi (1989).

5.3 Prédiction théorique basée sur la loi des puissances:

A partir des coefficients b , n et σ_c déterminés et des caractéristiques géométriques du cône, on peut calculer l'évolution théorique du déplacement du cône. L'expression généralisant l'enfoncement du cône dans le

cas des essais N° 8, 9, 10, 11, 12, 13 et 14 est la suivante:

$$(S/L) = 4.9 \cdot 10^{-4} \cdot q^{1.73} \cdot t^{0.35} \quad (4.3)$$

avec le temps en minutes et la contrainte q en MPa.

Il nous faut alors vérifier la concordance de cette loi avec les points expérimentaux enregistrés lors des essais. Les figures (5.1) à (5.7) nous permettent de constater une bonne concordance entre les courbes expérimentales et les courbes théoriques de la plupart des essais. Ainsi, pour les essais N° 8, 10, 11, 12, 13 et 14 les courbes expérimentales sont parallèles à la prévision théorique mais légèrement sousjacentes, ce qui est dû probablement à l'utilisation des valeurs moyennes de b , n et σ_c et aussi à de légères fluctuations expérimentales de la pression. Dans le cas de l'essai N° 9, la courbe expérimentale se sépare immédiatement de la courbe théorique, on observe une nette mobilisation d'une très forte résistance; ce gain de résistance s'explique peut être par un mauvais graissage du cône.

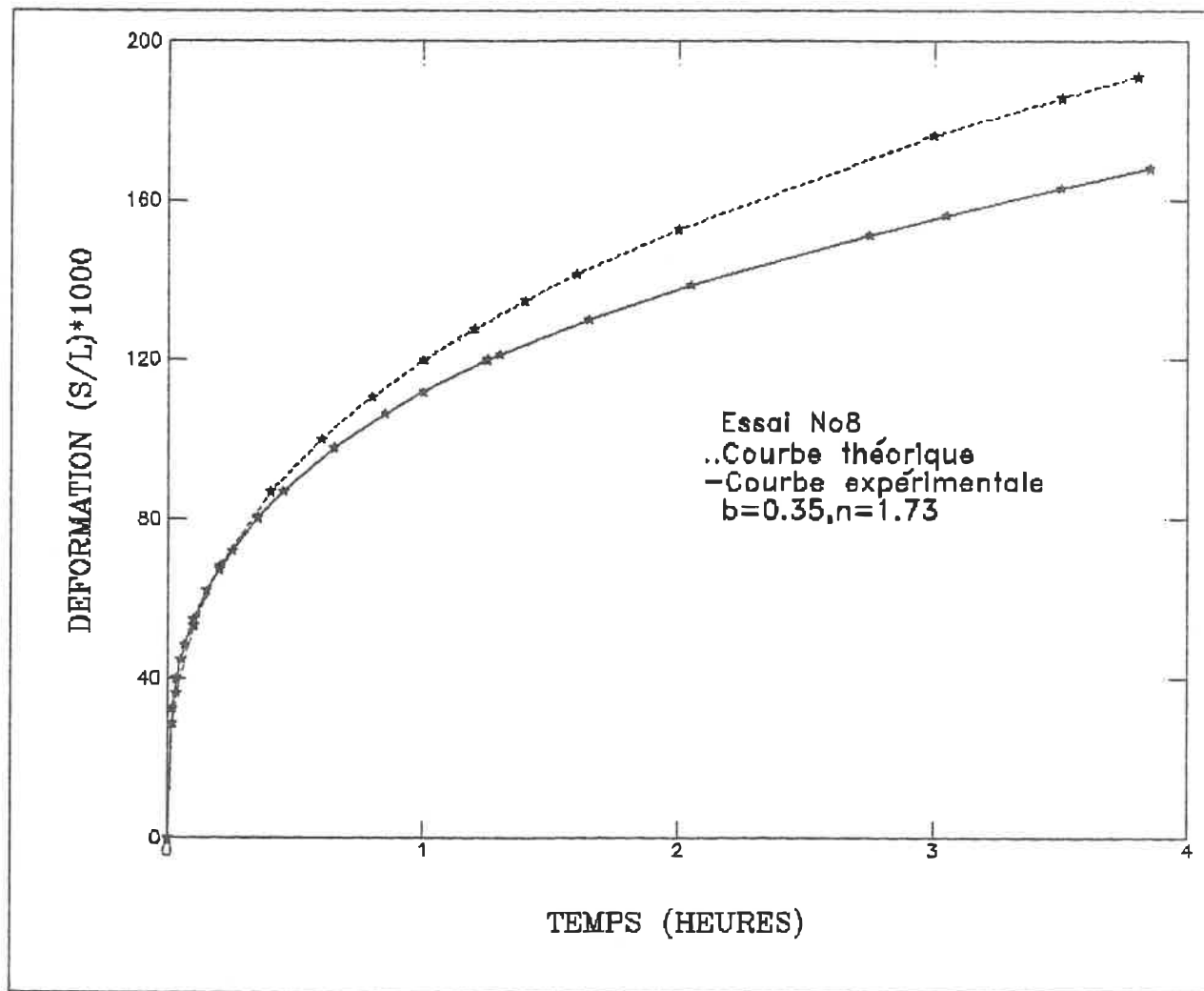


Figure 5.1 Comparaison du courbe expérimentale et théorique
 dérivée de la loi de comportement (courbe parabolique)

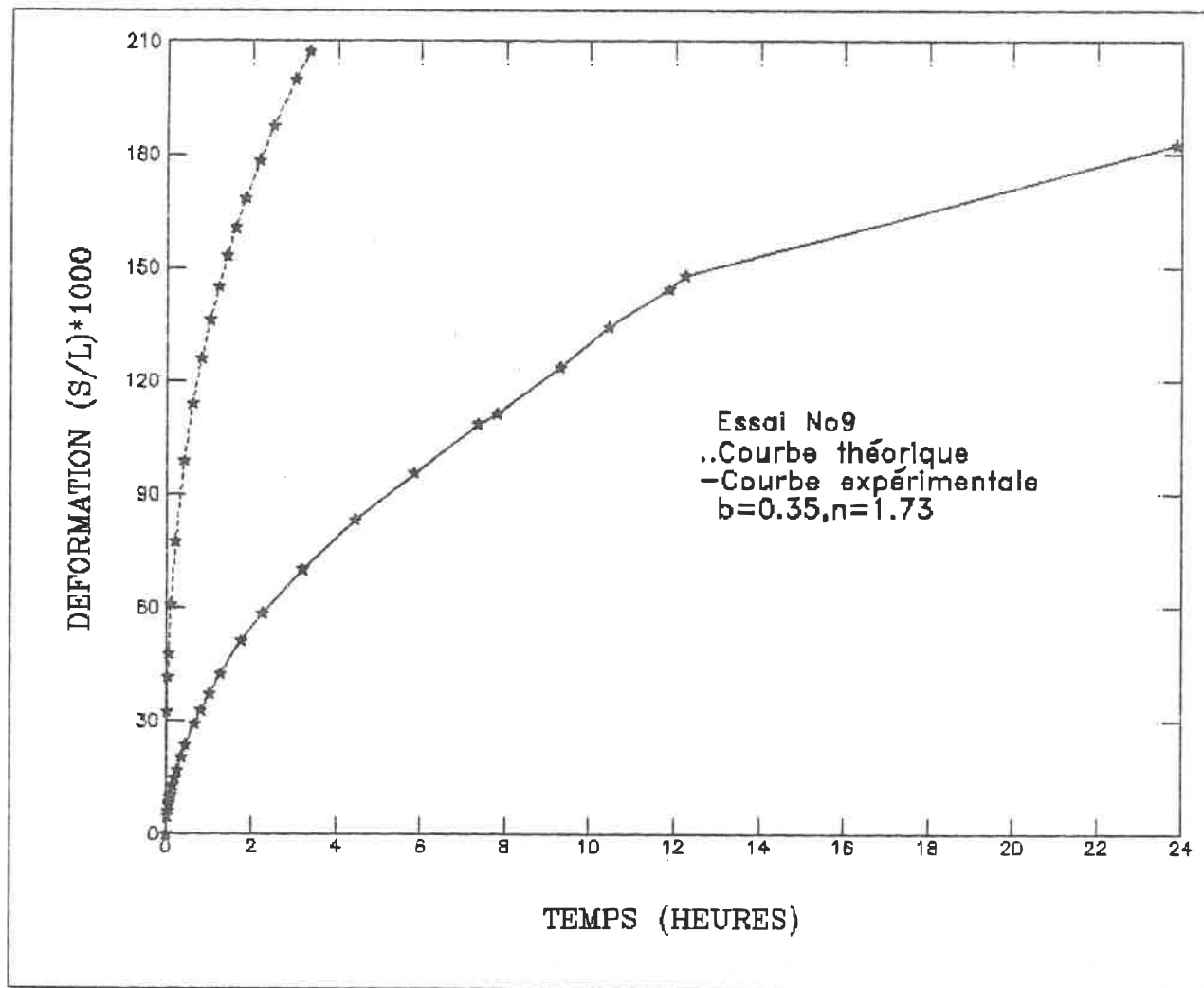


Figure 5.2 Comparaison du courbe expérimentale et théorique
 dérivée de la loi de comportement (courbe parabolique)

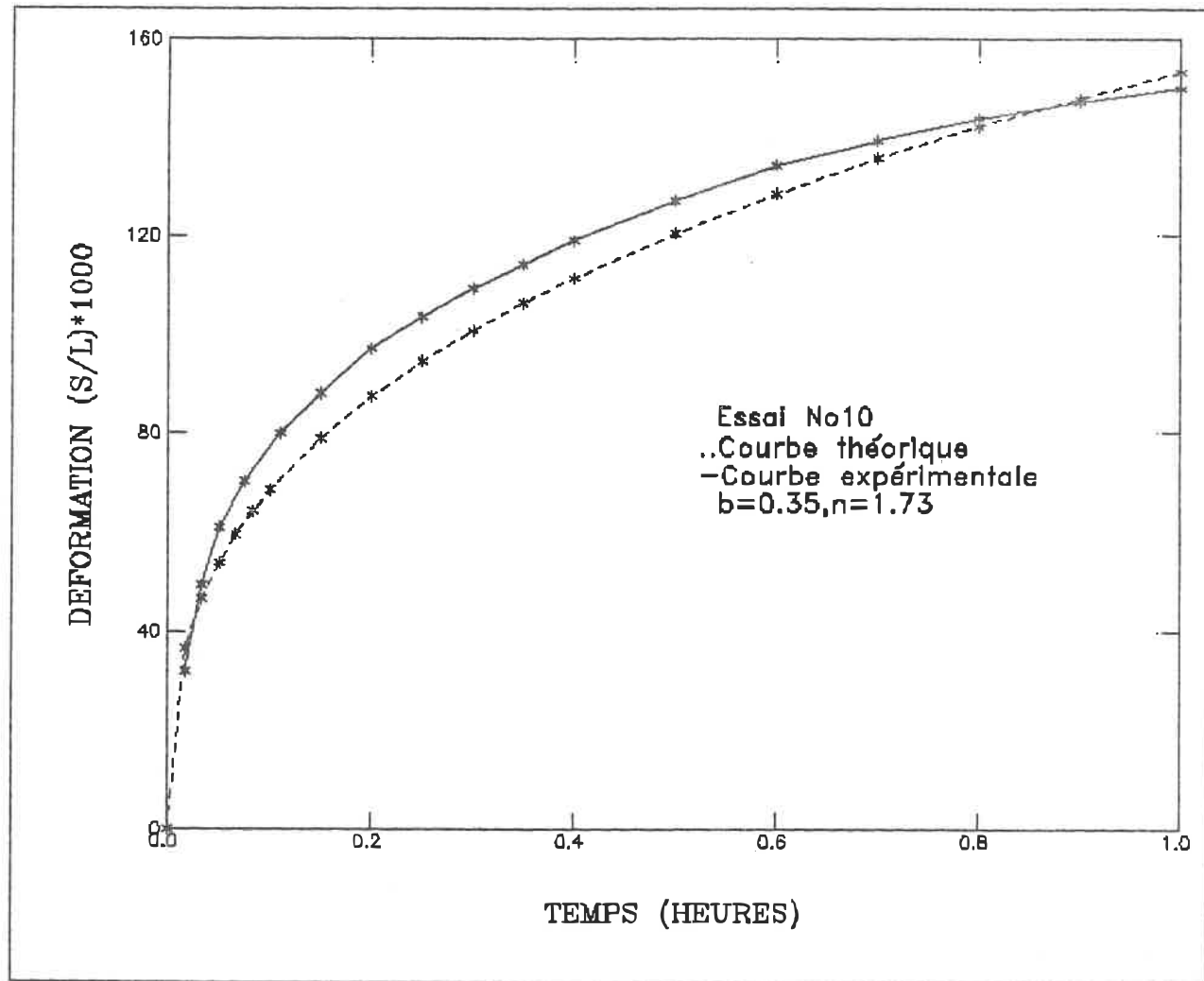


Figure 5.3 Comparaison du courbe expérimentale et théorique dérivée de la loi de comportement (courbe parabolique)

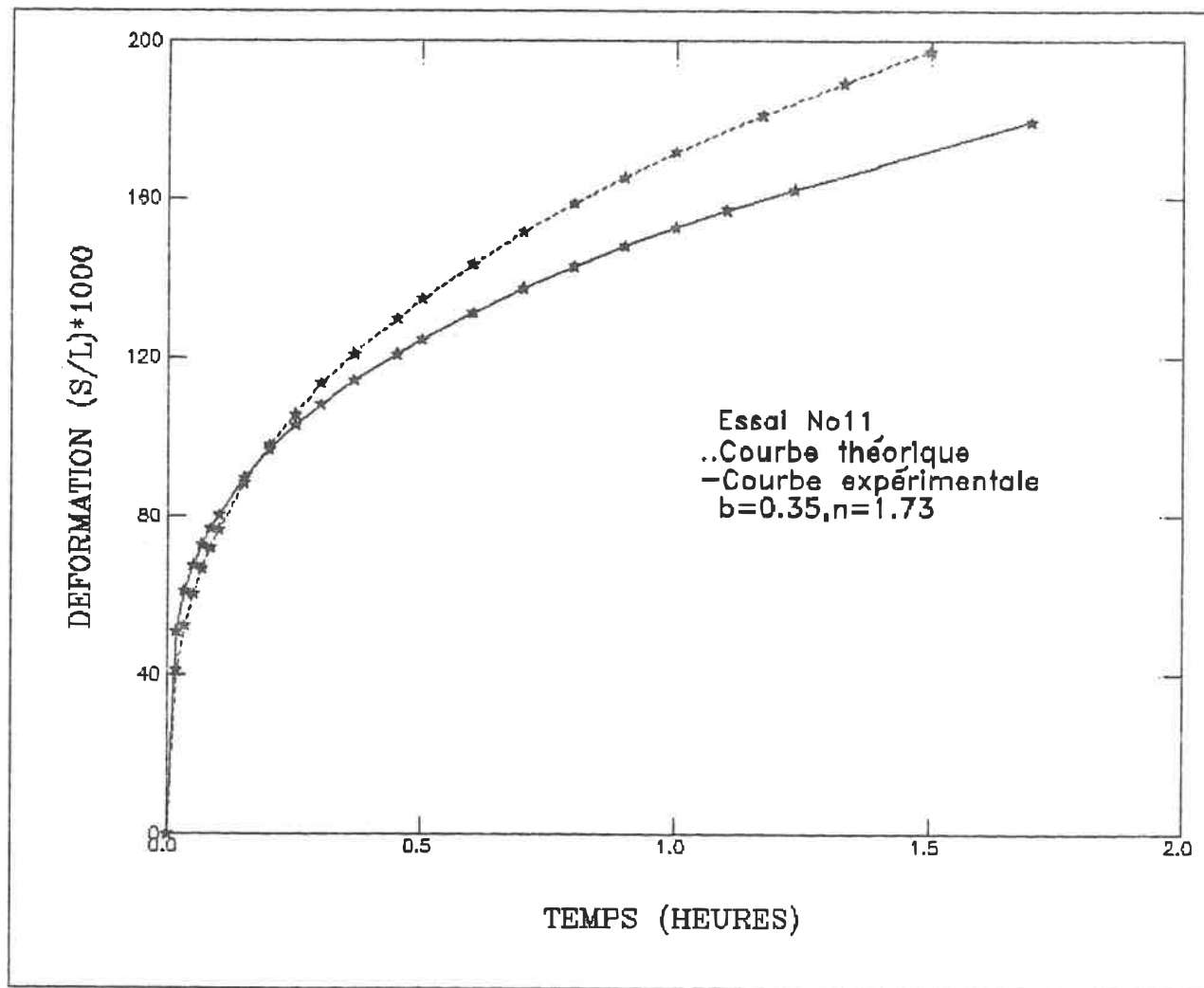


Figure 5.4 Comparaison du courbe expérimentale et théorique dérivée de la loi de comportement (courbe parabolique)

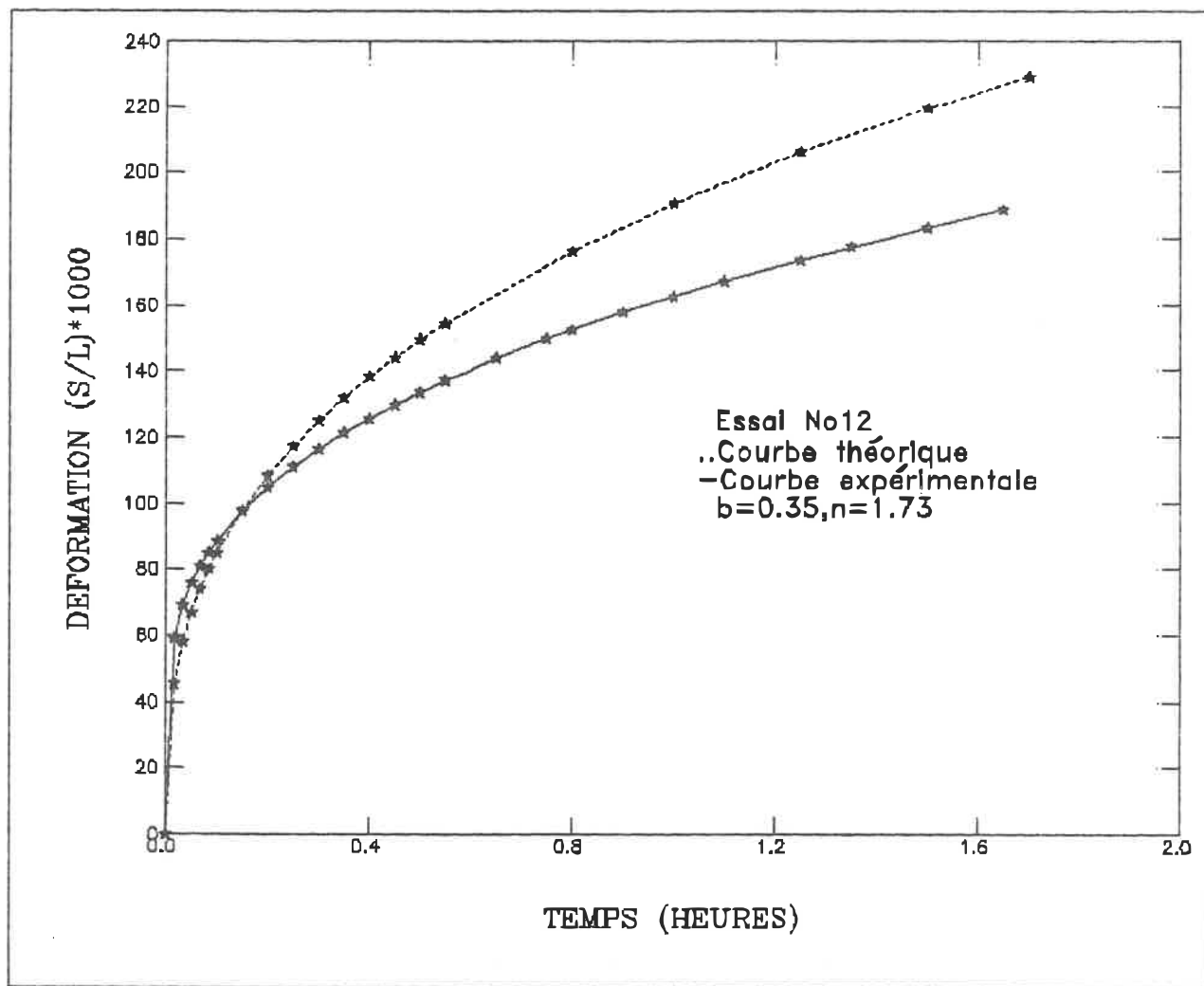


Figure 5.5 Comparaison du courbe expérimentale et théorique dérivée de la loi de comportement (courbe parabolique)

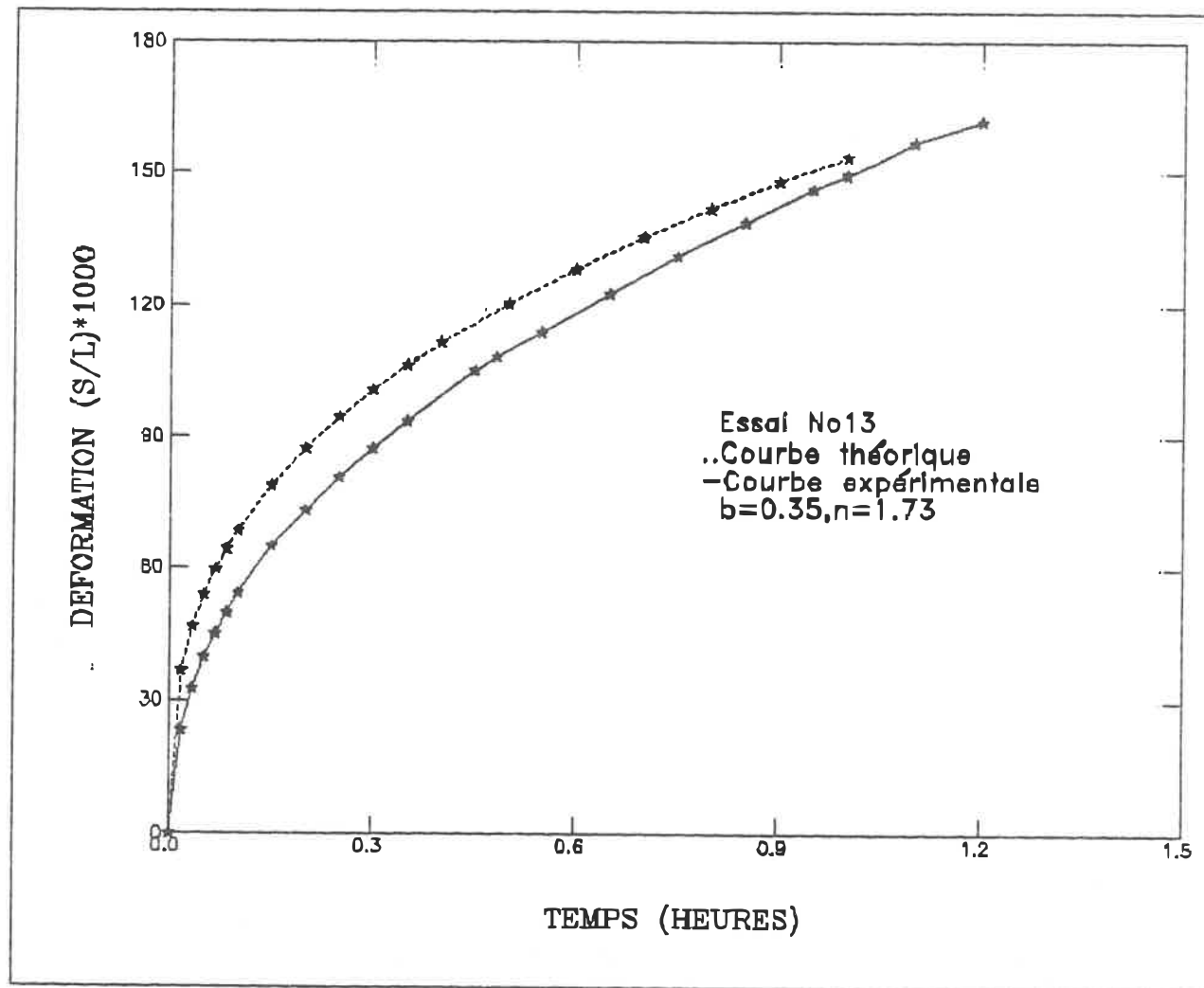


Figure 5.6 Comparaison du courbe expérimentale et théorique dérivée de la loi de comportement (courbe parabolique)

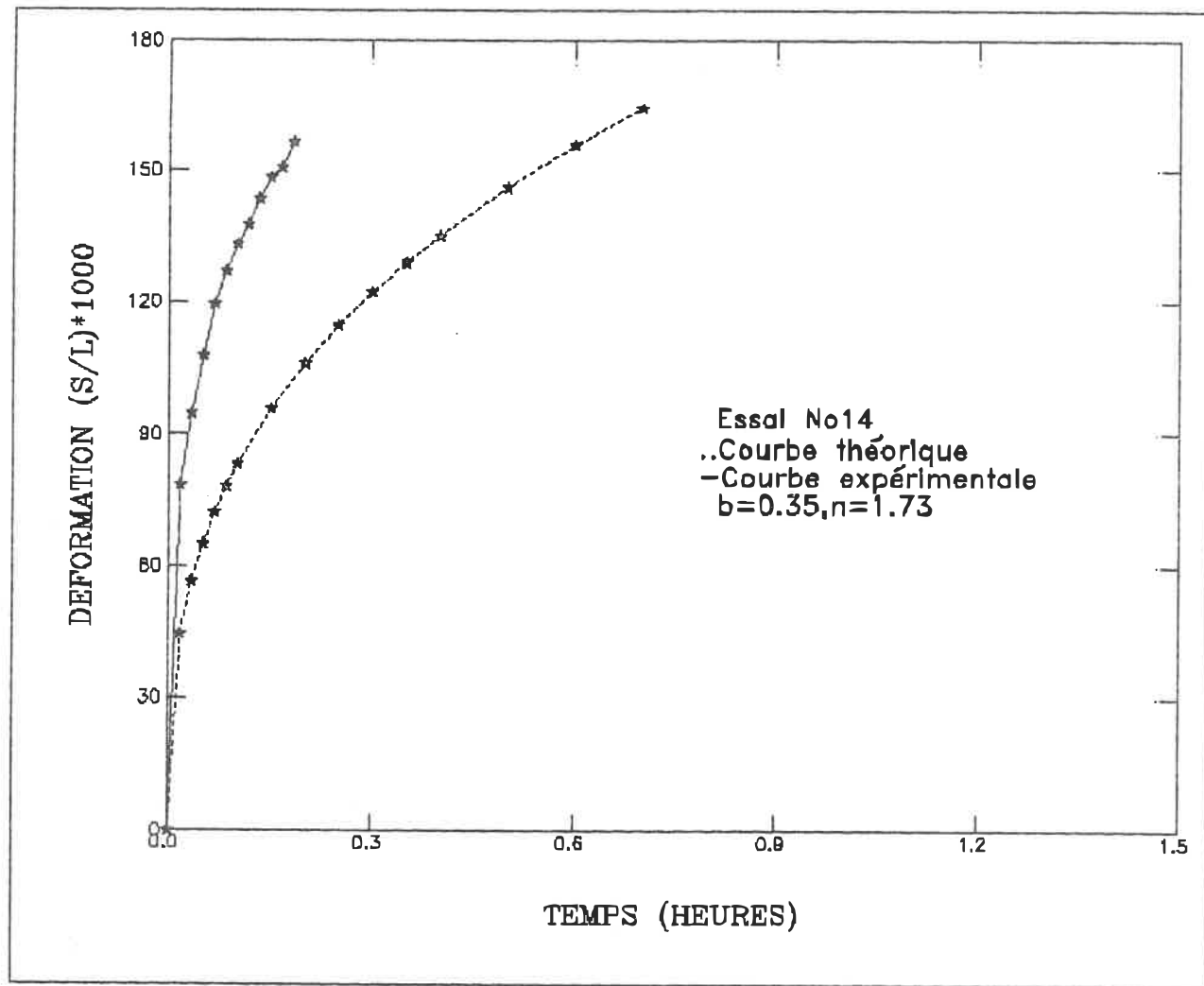


Figure 5.7 Comparaison du courbe expérimentale et théorique dérivée de la loi de comportement (courbe parabolique)

5.4 Prédiction théorique basée sur la loi hyperbolique

Tel que nous l'avons mentionné auparavant, les essais à faibles charges sont traités par la méthode de Ladanyi (1989). Indépendamment du choix de l'origine, les courbes trouvées dans un diagramme mettant en relation la réponse du déplacement du cône avec le temps ne satisfont pas les prévisions théoriques. La détermination du paramètre de fluage "c" devient alors subjective. Par contre, en considérant une déformation de fluage nulle au temps $t=6$ min. tel que suggéré par Ladanyi et Eckardt (1983), on a pu déterminer les paramètres de fluage n , c et σ_c , d'où l'obtention d'une loi de comportement qui simule correctement les essais à faibles charges. Les courbes de prédiction théorique seront alors comparées aux courbes expérimentales dont on a soustrait la valeur de déformation $(S/L)_0$ au temps $t=6$ min. du reste des autres valeurs mesurées.

Pour les essais à un seul palier (1, 6 et 7), l'expression généralisant l'enfoncement du cône est la suivante:

$$(S/L) = (E/F) \cdot (q/\sigma_c)^n \cdot (t/(c+t)) \quad (3.62)$$

avec :

- $n = 1.39$
- $c_{moy} = 3.03 \text{ h}$
- $\sigma_c = 10.43 \text{ MPa}$
- $E = 1.176$
- $F = 10.52$

On aura, finalement:

$$(S/L) = 4.295 q^{1.39} \cdot (t/(3.03+t)) \quad (4.6)$$

avec le temps t en heures et la contrainte q en MPa.

En comparant le déplacement du cône calculé théoriquement à partir de la dernière expression avec les mesures expérimentales réalisées, nous constatons un bon parallélisme et une bonne concordance entre ces courbes (voir figs. (5.8) à (5.10)).

Dans le cas des essais à plusieurs paliers (N° 2, 3, 4 et 5), on a la même formulation que précédemment mais avec des paramètres différents. L'expression généralisant l'enfoncement est la suivante:

$$(S/L) = 0.30 q^{2.35} \cdot (t/(7.35+t)) \quad (4.8)$$

avec : $c_{\text{moy}} = 7.35$
 $n = 2.35$
 $\sigma_c = 4.77$
 $E = 0.41$
 $F = 33.73$

La comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation théorique est excellente pour les essais 2, 3 et 5 (figs. (5.11), (5.12) et (5.14)). Par contre, pour l'essai 4 (fig. (5.13)), on a toujours le parallélisme avec un certain décalage des courbes. Cependant, il faut noter le fait d'avoir pris dans la formule de la loi de comportement, les valeurs moyennes des paramètres de fluage (n , c et σ_c), ce qui influence la prédiction théorique des courbes de fluage.

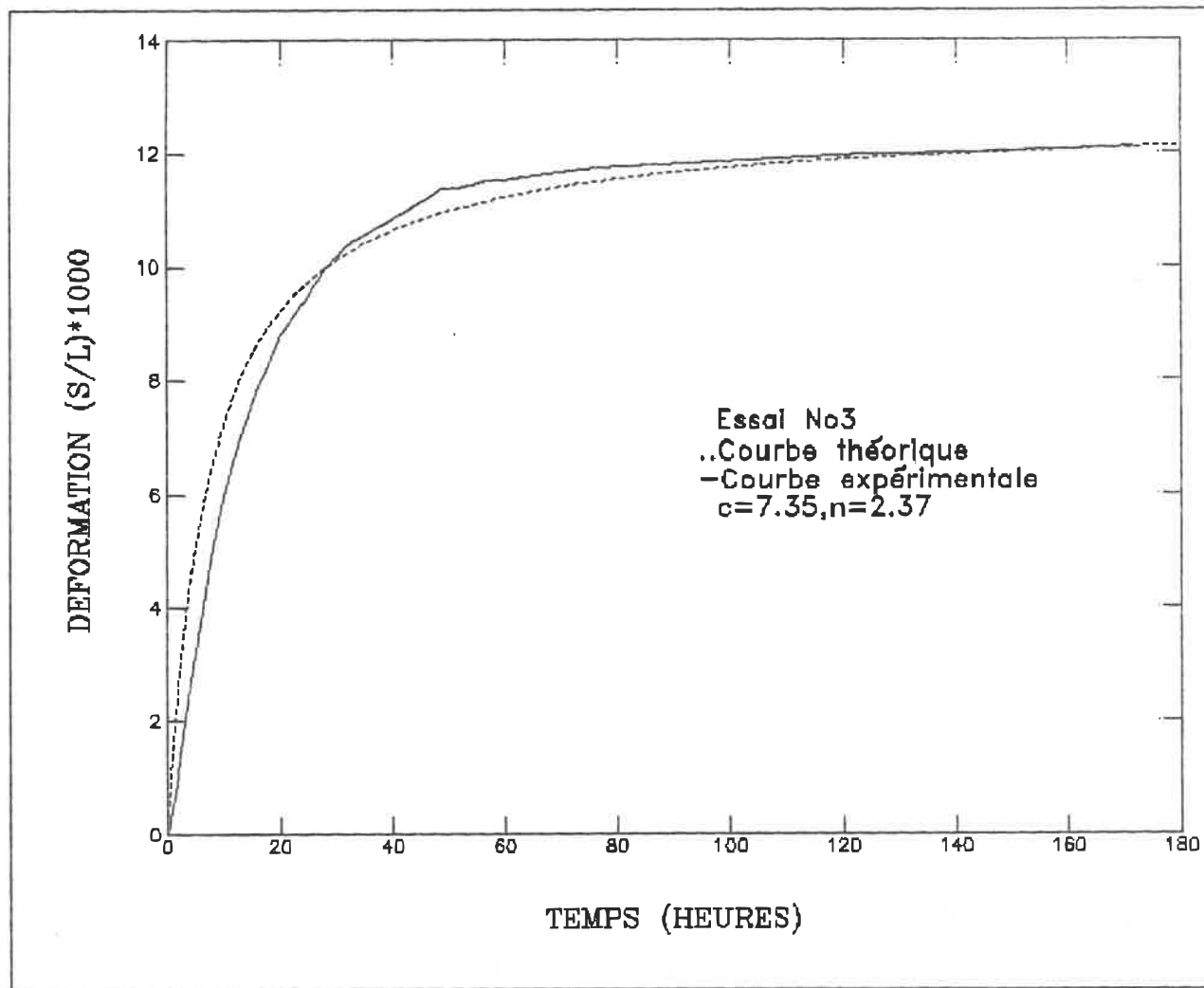


Figure 5.12 Courbes expérimentale et théorique (essai à faible charge)

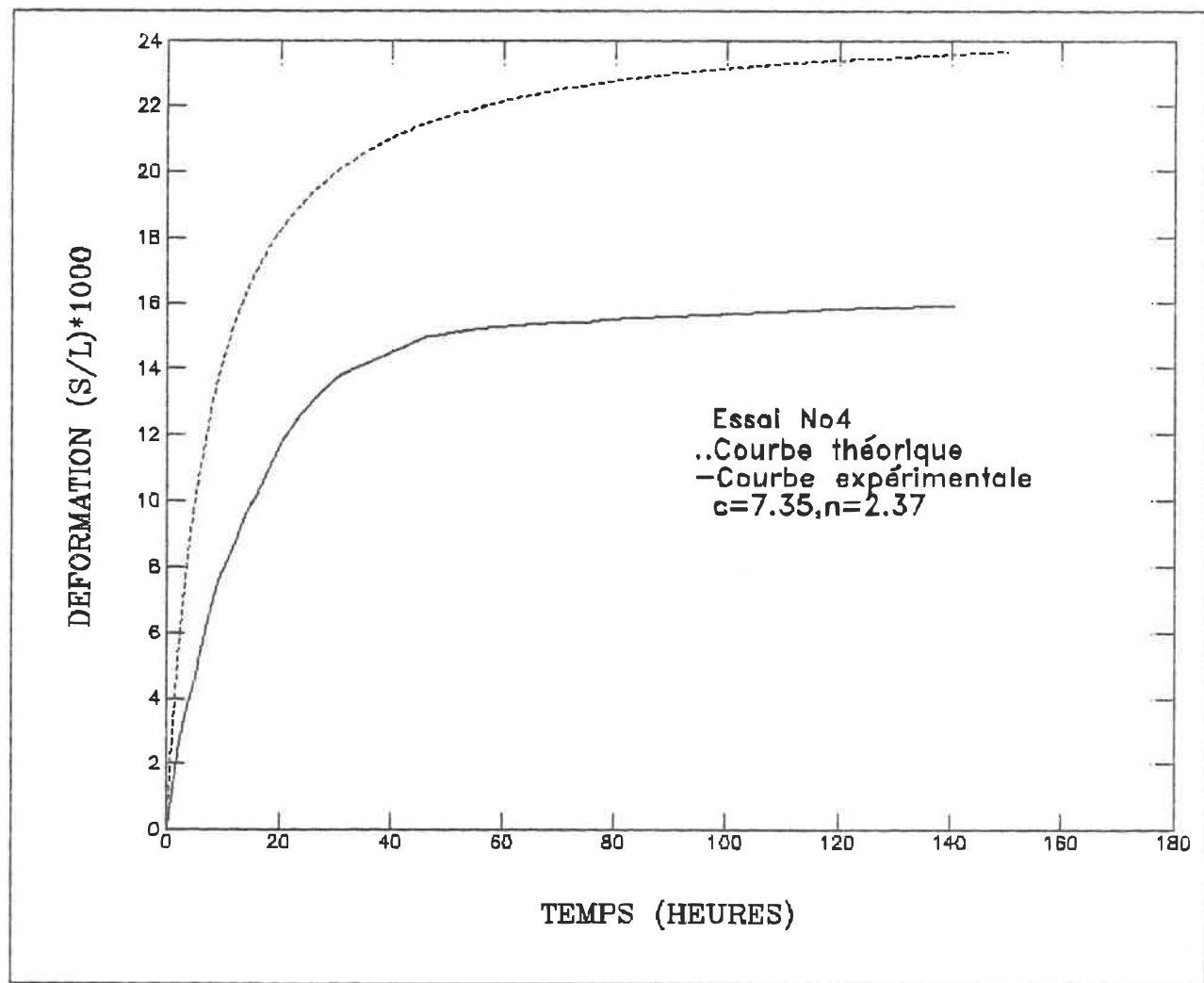


Figure 5.13 Courbes expérimentale et théorique (essai à faible charge)

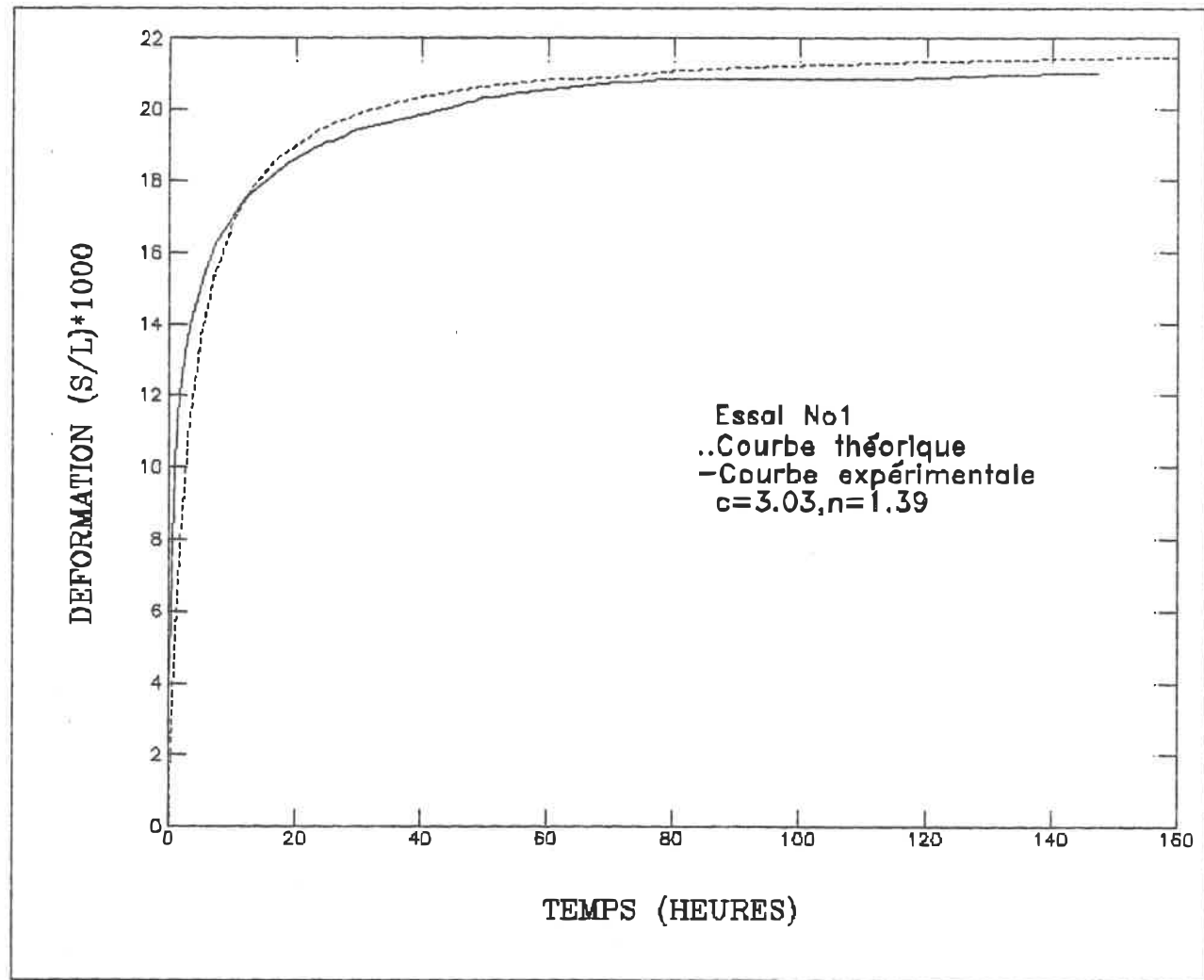


Figure 5.8 Courbes expérimentale et théorique (essai à faible charge)

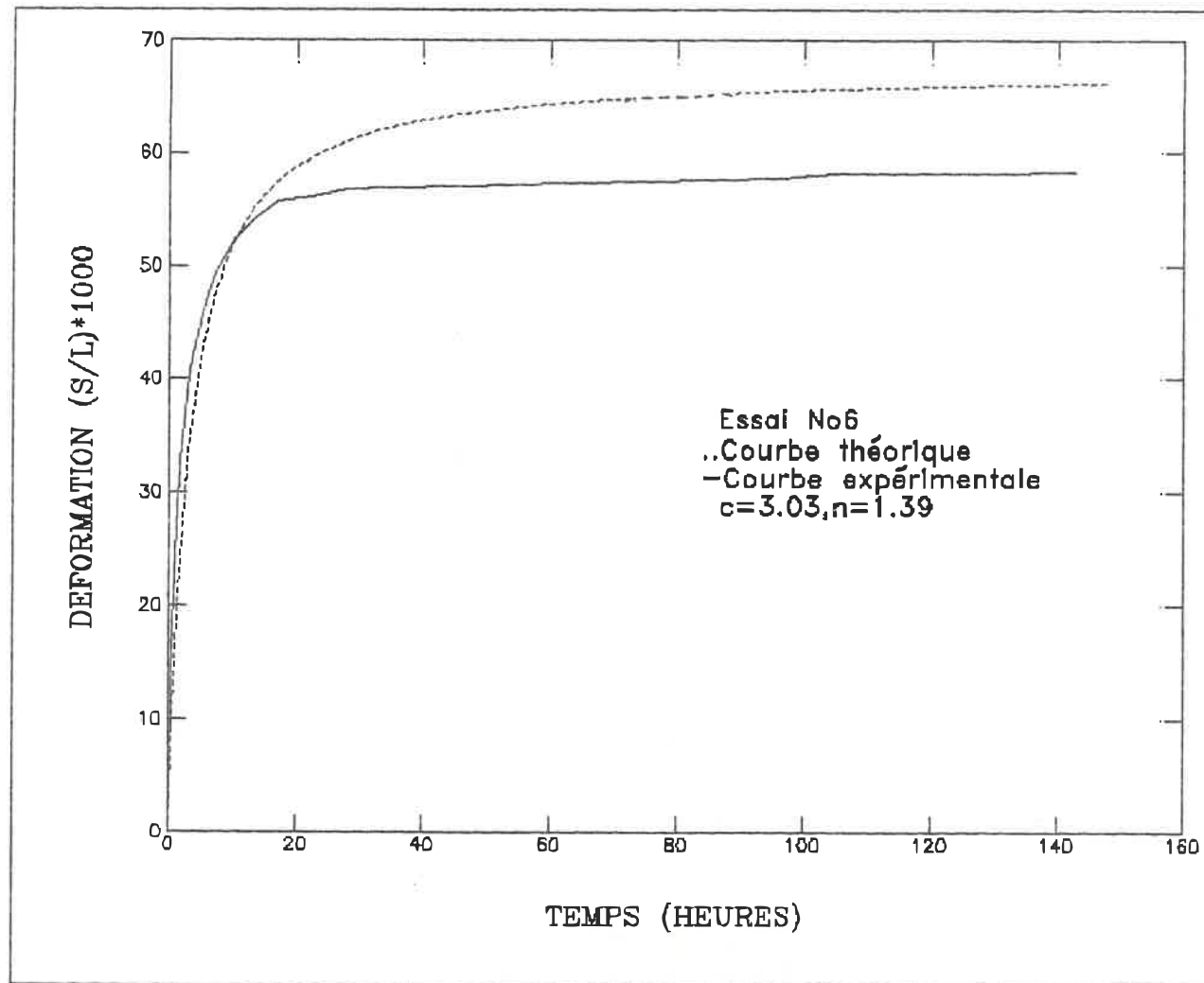


Figure 5.10 Courbes expérimentale et théorique (essai à faible charge)

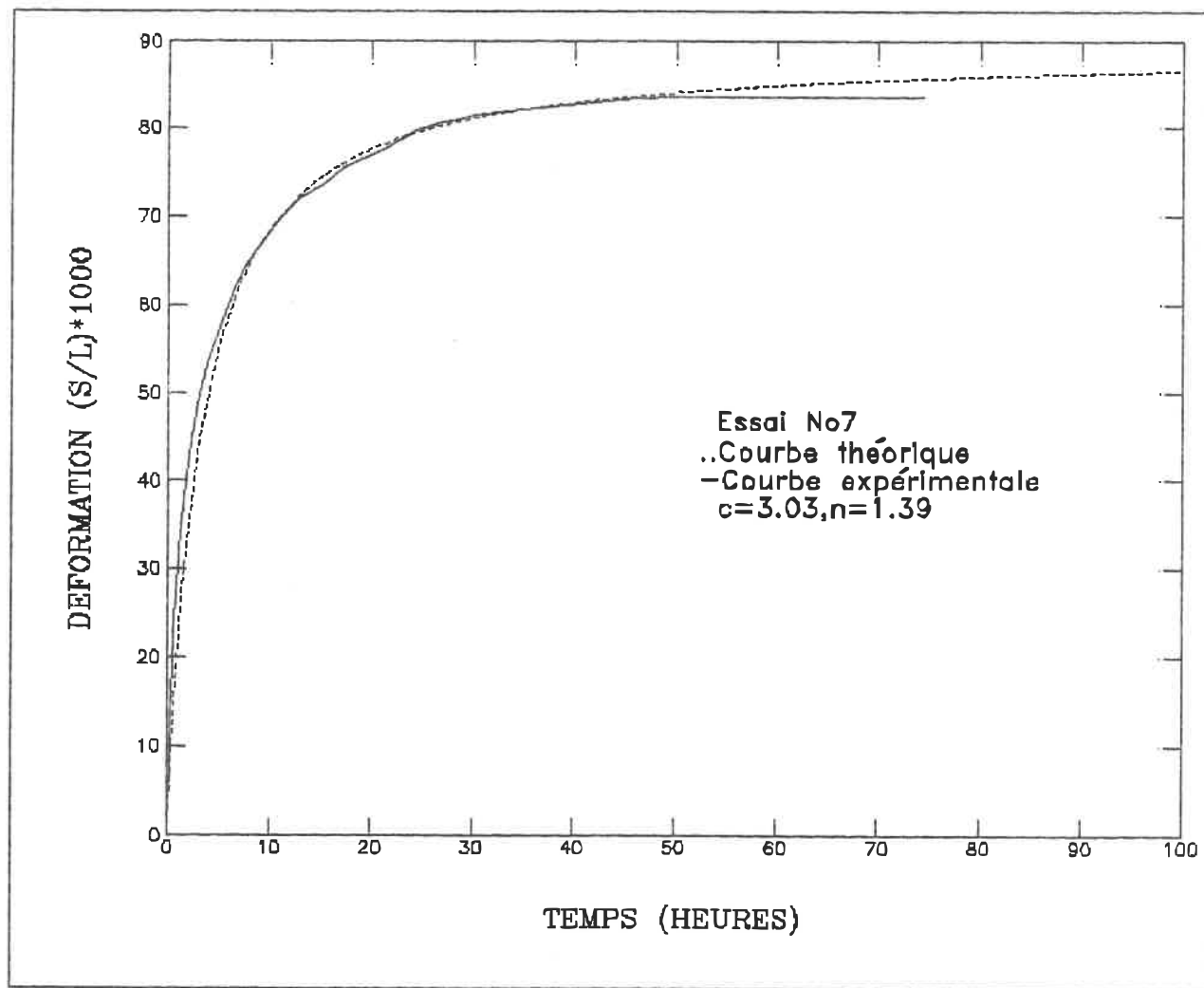


Figure 5.9 Courbes expérimentale et théorique (essai à faible charge)

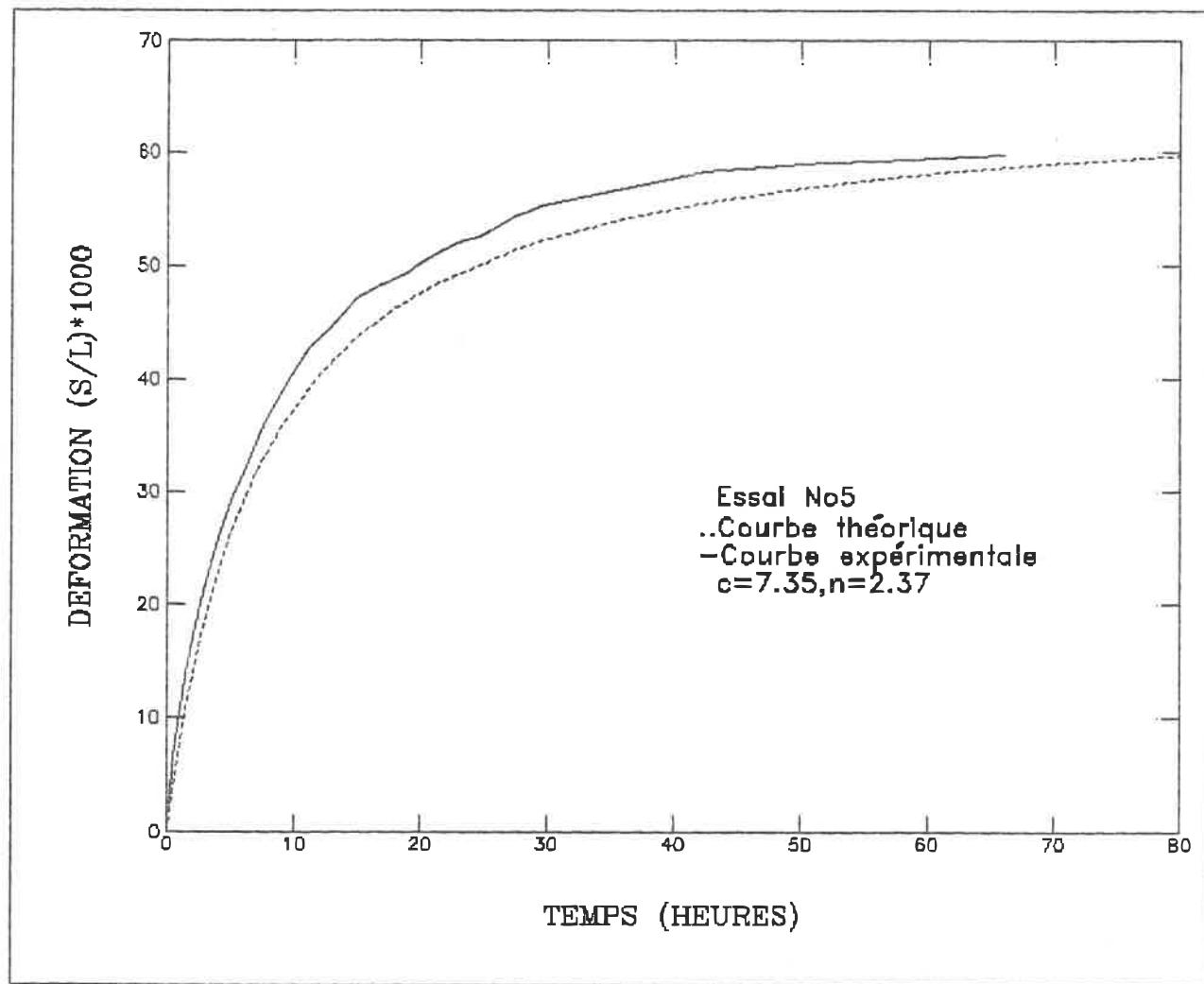


Figure 5.14 Courbes expérimentale et théorique (essai à faible charge)

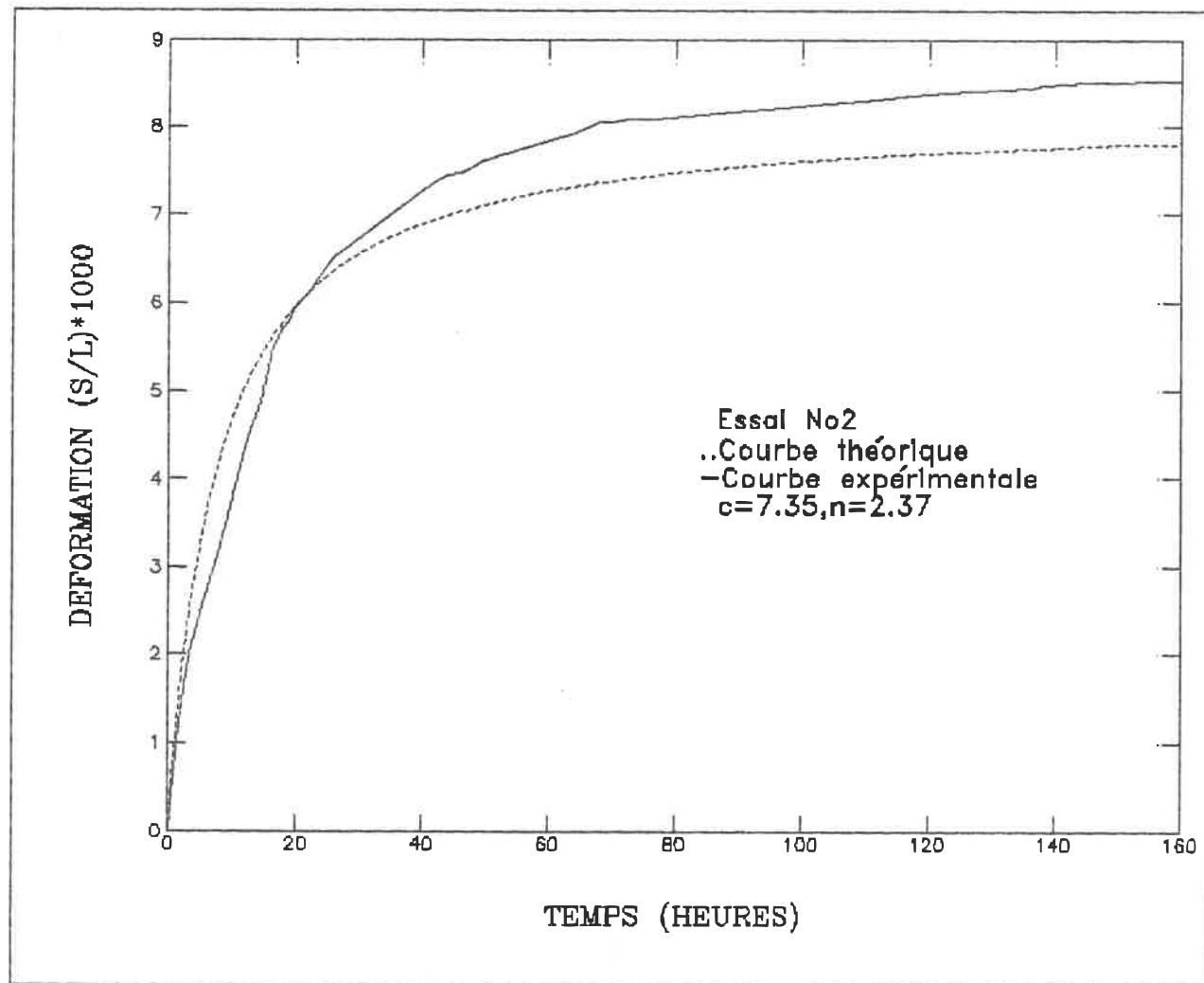


Figure 5.11 Courbes expérimentale et théorique (essai à faible charge)

5.5 Comparaison des paramètres trouvés avec ceux publiés dans la littérature

Dans le chapitre précédent, nous avons analysé les résultats obtenus et déterminé les paramètres de fluage. Ainsi, dans le cas du paramètre "b", l'exposant relatif au temps, on a trouvé des valeurs comprises entre 0.27 et 0.54, avec une valeur moyenne de 0.35. Pour le cas du paramètre "n", l'exposant relatif au terme de contrainte, on a obtenu une valeur moyenne égale à 1.73. En ce qui concerne le paramètre σ_c , on a trouvé une valeur moyenne de 1.53 MPa.

Cependant, il serait intéressant de comparer nos valeurs des paramètres de fluage n et b avec celles publiées par d'autres auteurs pour des sables gelés dans des conditions comparables.

Ladanyi et Eckardt (1983) présentent des résultats d'essais pressiométriques effectués sur des cylindres épais de sable gelé. Le sable utilisé était également le sable de Joliette, mais la température des échantillons était de -2.5 °C. Dans ces conditions, les auteurs ont trouvés les résultats suivants: pour $\rho_{d, \text{moyen}} = 1,584 \text{ kg/m}^3$:

Pour une pression $P < 2.8 \text{ MPa}$ ils trouvent:

$$n = 1, \quad b = 0.52$$

Pour $P > 2.8 \text{ MPa}$ ils trouvent:

$$n = 3.2, \quad b = 0.9$$

Sayles (1968), présente des résultats d'essais de fluage en compression non-confinée sur le sable d'Ottawa. Le sable d'Ottawa est un sable ayant une granulométrie semblable à celle du sable de Joliette. La température des échantillons a varié entre -1.6°C et -6.6°C . Il obtient les valeurs suivantes:

$$n = 1.32 \quad \text{et} \quad b = 0.45 \quad (\text{pour } \rho_d = 1,670 \text{ kg/m}^3)$$

Weaver et Morgenstern (1981b) présentent des résultats d'essais de fluage sur le sable d'Ottawa. En réanalysant les essais de Sayles (1973). Ils obtiennent les paramètres suivants, pour un sable dense:

$$n = 1.32 \quad \text{et} \quad b = 0.263$$

Ainsi, l'on s'aperçoit que l'analyse des résultats d'essais de fluage à fortes charges, par la méthode décrite au chapitre 3 permet d'obtenir des valeurs des paramètres n et b se situant dans la gamme des valeurs disponibles dans la littérature proposées par divers auteurs, et obtenues à partir d'essais de types différents.

En ce qui concerne le paramètre de fluage σ_e , on y trouve en général des grandes divergences parmi différents auteurs. Ces divergences sont probablement dues à des variations dans la densité du sable et dans les méthodes de mise en place et de gel subséquent, (versement, compactage, vibration, gel rapide ou lent, etc).

Quant à la comparaison entre les paramètres de fluage obtenus d'une part à partir des essais pressiométriques (PMT) et au poinçon tronconique (SCT), et d'autre part à partir des essais de fluage triaxiaux sur des échantillons cylindriques, il y a plusieurs sources d'erreurs qui font que cette comparaison est généralement très difficile. On en mentionne quelques-unes dans la suite.

(1) Les essais PMT et SCT sont effectués approximativement à l'état de déformation plane, tandis que les essais triaxiaux sont faits à l'état de symétrie cylindrique. Dans la théorie d'interprétation on en tient compte en évoquant la validité de la loi de Von Mises, qui n'est pas certaine dans le cas des matériaux à frottement interne, tel que le sable gelé dense.

(2) Dans l'interprétation des essais PMT et SCT on ne tient pas compte du frottement interne. Ceci est acceptable pour le sable, mais peut conduire à des erreurs dans le cas de sables gelés denses. Une amélioration de la

théorie d'interprétation dans cette direction sera nécessaire dans l'avenir.

(3) Il est bien connu que les essais PMT et SCT de fluage, tant qu'à un seul qu'à plusieurs paliers, sont sujets au phénomène de redistribution de contraintes, qui est dû au fait que la réponse instantanée, qui est linéaire élastique, se transforme avec le temps à un fluage du type visco-élastique non-linéaire. Tel que le montrent Huneault (1984), Ladanyi et Huneault (1987) et Murat, Huneault et Ladanyi (1989), une certaine correction est nécessaire pour tenir compte de ce phénomène dans la détermination des paramètres de fluage, mais l'erreur diminue avec le temps. Nous en avons tenu compte en déplaçant l'origine de temps de 6 min, tel que proposé par Ladanyi et Eckardt (1983).

5.6 Conclusion

Cette analyse montre que la méthode d'interprétation des essais au poinçon tronconique déduite de la théorie des pieux tronconiques de Ladanyi et Guichaoua (1985) s'applique bien aux résultats d'essais de fluage effectués à des charges plus élevées, où les courbes de fluage ont une allure approximativement parabolique.

Par contre, pour interpréter les résultats des essais de fluage dans le domaine des charges plus faibles, où les courbes de fluage ont une forme plutôt hyperbolique, il fallait utiliser une nouvelle méthode, développée par Ladanyi (1989).

En utilisant ces deux méthodes d'interprétation, il a été possible non seulement de simuler les courbes de fluage observées dans les essais, mais également de déterminer les paramètres de fluage dans les équations générales de fluage adoptées à priori dans cette étude.

Toutefois, tel que mentionné ci-dessus, le problème de la détermination des paramètres de fluage à partir des essais du type utilisé dans cette étude n'est pas encore complètement résolu dans le cas d'un sable gelé. En effet toutes les méthodes d'interprétation de tels essais, ci-inclus les essais pressiométriques, ne tiennent pas compte du fait que le fluage d'un sable gelé dense est considérablement affecté par le frottement interne. Cette effet devra être considéré dans tout développement future des méthodes d'interprétation de tels essais.

CONCLUSION

L'objectif principal de ce mémoire étant de tester une nouvelle méthode de détermination des paramètres de fluage d'un sable gelé, nous avons réalisé plusieurs essais de fluage sur du sable de Joliette gelé à une température de -5°C .

En se basant sur la connaissance sur le comportement mécanique du sable gelé et sur les résultats expérimentaux, nous avons séparé le fluage du sable gelé en deux classes:

1- Fluage primaire asymptotique représentant le comportement de fluage des essais à faibles charges. Les relations contrainte-déformation pour ces essais n'ont pas présenté le comportement auquel on s'attend dans le modèle de fluage primaire stationnaire. Pour expliquer ces relations particulières, il faut s'attarder à l'allure des courbes de fluage. Ces courbes deviennent de plus en plus amorties avec le temps. Afin de pouvoir décrire ces relations et aussi de mieux décrire le fluage à faible contrainte, nous avons utilisé le modèle de fluage primaire asymptotique qui modélise assez bien ces essais à faibles charges.

2- Fluage primaire stationnaire représentant le comportement de fluage des essais à fortes charges. Ce comportement est similaire à celui de la glace polycristalline, dont le temps dans la loi de fluage suit une loi de puissance.

D'autres auteurs viennent appuyer notre constatation, tel que Ladanyi qui l'a mentionné dans la revue CINEP (1979) et qui a conclu, après avoir fait plusieurs essais pressiométriques de fluage de long terme, que la loi de puissance n'est pas une bonne approximation pour les essais à faibles charges, ainsi que Tsytovitsh (1934) et Sayles (1968) qui ont observé ces deux types de fluage dans ses essais de fluage en compression non-confinée.

Ainsi, les résultats des essais à fortes charges ont été analysés avec le modèle de fluage primaire stationnaire développé par Ladanyi et Guichaoua (1985) et utilisé par Ladanyi et Talabard (1989). L'analyse de ces résultats nous a permis d'en tirer les valeurs des paramètres de fluage de la loi de puissance.

En utilisant ces deux méthodes d'interprétation, il a été possible non seulement de simuler les courbes de fluage observées dans les essais, mais également de déterminer les paramètres de fluage comparables à ceux publiés

dans la littérature. La bonne concordance des courbes théoriques avec les courbes expérimentales sur l'ensemble des essais permettent bien de juger de la qualité des modèles de fluage adaptés.

La différence entre les expressions des lois de comportement obtenues pour les essais à plusieurs paliers et les essais à un seul palier s'explique par le fait que le taux de fluage est affecté par la charge et le chargement historique du matériau.

En ce qui concerne les recherches futures, il sera intéressant d'étudier le sable à son état lâche, afin de généraliser les lois de comportement, de tenir compte de l'influence de l'angle de frottement et de la densité. Il sera aussi intéressant d'utiliser en parallèle des essais pressiométriques afin d'avoir un bon étalonnage.

Enfin, cette nouvelle méthode apparaît comme un bon outil pour la détermination des paramètres de fluage.

BIBLIOGRAPHIE

- Andersland, O.B. et Anderson, D.M. (1978). "Geotechnical Engineering for Cold Regions", (eds.) Mc Graw-Hill, 1978.
- Eckardt, H., (1981). Laboratory borehole creep and relaxation tests in thick-walled cylinder samples of frozen sand, Rapport, CINEP, Ecole Polytechnique, 125p.
- Guichaoua, A. (1984). "Capacité portante des pieux tronconiques et crénelés dans un sable gelé", Mémoire de M.Sc.A. Ecole Polytechnique, 111p.
- Hult, J.A.H. (1966). "Creep in Engineering Structures". Blaisdell Publ. co., Waltham, Mass., 151p.
- Huneault, P. (1984). "Etude paramétrique d'un essai pressiométrique à long terme dans la glace", Mémoire de M.Eng. Ecole Polytechnique, 226p.
- Kinosita, S. et Fukuda, M, (eds), (1985). "Ground Freezing" A.A. Balkema.
- Ladanyi, B., (1972) An engineering theory of creep of frozen soils. Revue Canadienne de Géotechnique. Vol.9, pp 63-80.
- Ladanyi, B. and Johnston, G.H. (1973). Evaluation of in-situ creep properties of frozen soils with the pressurometer. Proc. 2nd Int. Permafrost Conf., Yakutsk, USSR, North Amer. Contrib. Vol.1, pp. 310-318.
- Ladanyi, B. et Johnston, G.H. (1974). Behavior of circular footings and plate anchors embedded in permafrost. Revue Canadienne de Géotechnique. Vol.11, pp.53-553.
- Ladanyi, B. (1976). Bearing capacity of strip footings in frozen soils. Revue Canadienne de Géotechnique. Vol.13, pp.95-110.

Ladanyi, B. et Paquin, J. (1978). Creep behavior of frozen sand under a deep circular load. Third Int. Permafrost Conf., Edmonton, Vol.1, pp.679-686.

Ladanyi, B. (1979) Continuation of study for in-situ determination of strength properties and deformation behavior of frozen ground, Publication CINEP #665-136

Ladanyi, B. (1982). "Determination of geotechnical parameters of frozen soils by means of the cone penetration test". Proc. 2nd European Symp. on Penetration Testing, Amsterdam, V.1, pp, 671-678.

Ladanyi, B. (1983). "Shallow foundations on frozen soil: Creep settlement". ASCE J. of Geotech. Engrg., 109, No.11, pp. 1434-1448.

Ladanyi, B. et Eckardt, H. (1983). "Dilatometer testing in thick cylinders of frozen sand". Proc. 4th Int. Permafrost Conf., Fairbanks, Alaska, USA, pp. 677-682.

Ladanyi, B. and Guichaoua, A. (1985). Bearing capacity and settlement of shaped piles in permafrost". Proc. XI ICSMFE, San Francisco, CA, V.4A, pp. 1421-1427.

Ladanyi, B. & Huneault, P. (1987). A stress redistribution time scale for borehole creep tests in frozen soil. In "Developments in Engineering Mechanics", Elsevier, pp. 311-327.

Ladanyi, B. & Talabard, P. (1989). " Sharp cone testing of creep properties of frozen soils and ice". Proc. 5th Internat. Cold Regions Engrg Conf., St-Paul, Minesota, pp. 282-296.

Ladanyi, B. & Sgaoula, J. (1989). " Sharp cone testing of creep properties of frozen sand ". Présenté à la 42e Conférence Canadienne de Géotechnique, Winnipeg, octobre 25-27, 1989, pp. 12-18.

Lauzon, M. (1985). "Comportement mécanique de trois sols gelés". Mémoire de M.Sc.A. Ecole Polytechnique, Montréal, 152p.

Lemoigne, Y. (1987). Adaptation de l'essai pressiométrique à l'étude de fluage de la glace. Mémoire de M.Sc.A. Ecole Polytechnique, Montréal, 257p.

Murat, J.R., Huneault, P. & Ladanyi, B. (1989) Effects of stress redistribution on creep parameters determined by a borehole dilatometer test. Proc., 5th Int.Symp. on Offshore Mechanics and Engineering, Tokyo, Vol.4, pp. 58-64.

Odqvist, F.J. (1966). Mathematical Theory of Creep and Creep Rupture. Oxford Math. Mono., Clarendon, Texas. 168p.

Parameswaran, V.R. (1978). Adfreeze strength of frozen sand to model piles. Canad. Geotech. J., 15, pp. 494-500.

Sayles, F.H. (1968). Creep of frozen sands, Technical Report 190, Cold Regions Research and Engineering Laboratory, Hanover, New Hampshire, 31P.

Sayles, F.H. (1973). Triaxial and creep tests on frozen Ottawa sand. Proc. 2nd Int. Conf. Permafrost, Yakutsk, U.S.S.R; North Am. Contrib., pp. 384-391.

Talabard, P. (1987). "Mesure des paramètres de fluage de la glace polycristalline au moyen d'un poinçon tronconique", Mémoire de M.Sc.A. Ecole Polytechnique, Université de Montréal, 75p.

Thériault, A. (1988). Capacité portante des pieux dans le pergélisol. Thèse de PhD., Ecole Polytechnique, Montréal, 412p.

Tsytoovich, N.A. (1975). "The Mechanics of Frozen Ground", Scripta Book Company, 1975.

Weaver, J.S. & Morgenstern, N.R. (1981). Pile design in permafrost. Canad. Geotech. J., 18, pp.357-370.

ANNEXE

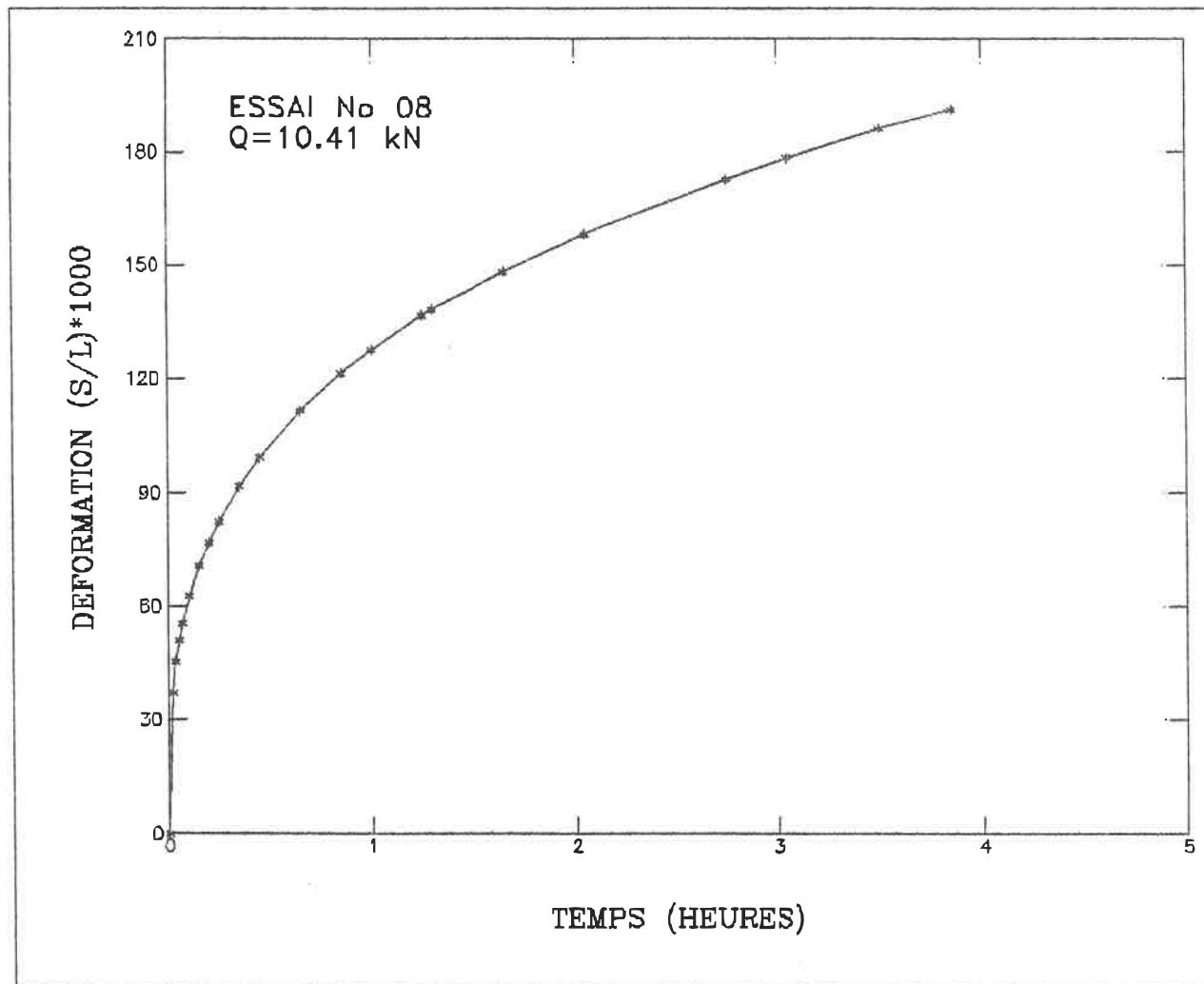


Figure A.1 Courbe de fluage (échelle linéaire)

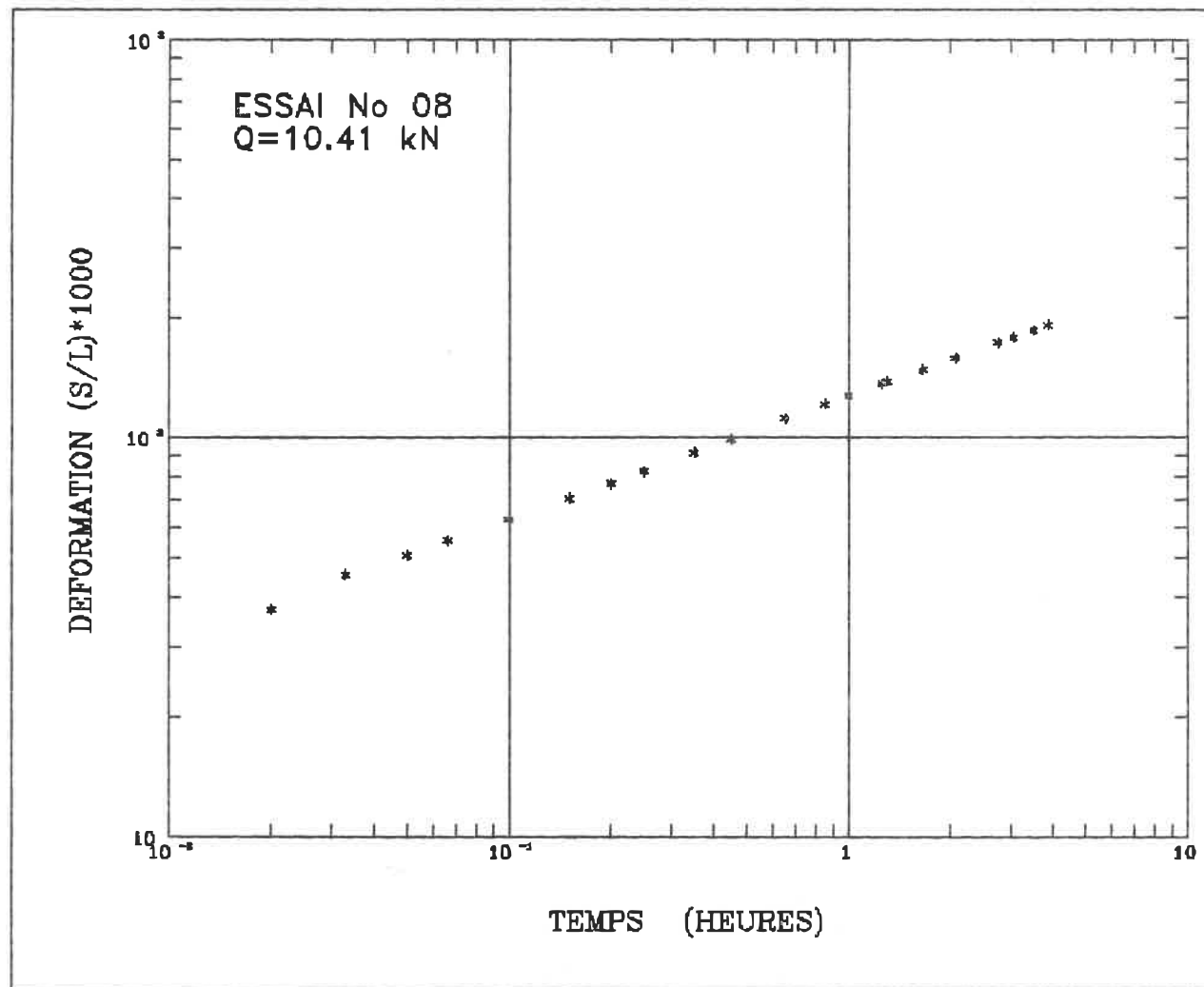


Figure A.2 Recherche du paramètre b par la méthode de Ladanyi et Johnston (1973), (éch logarithmique)

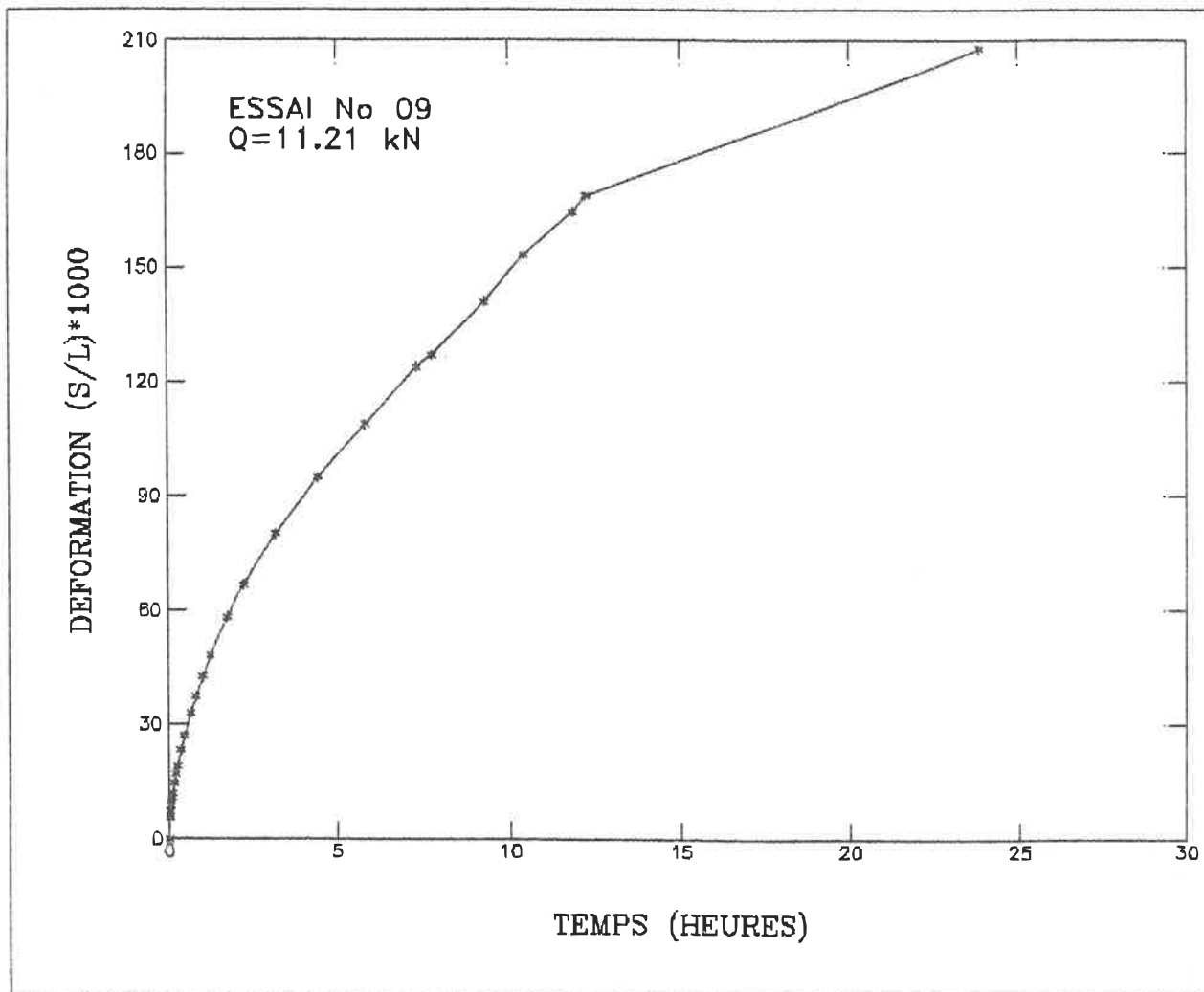


Figure A.3 Courbe de fluage (échelle linéaire)

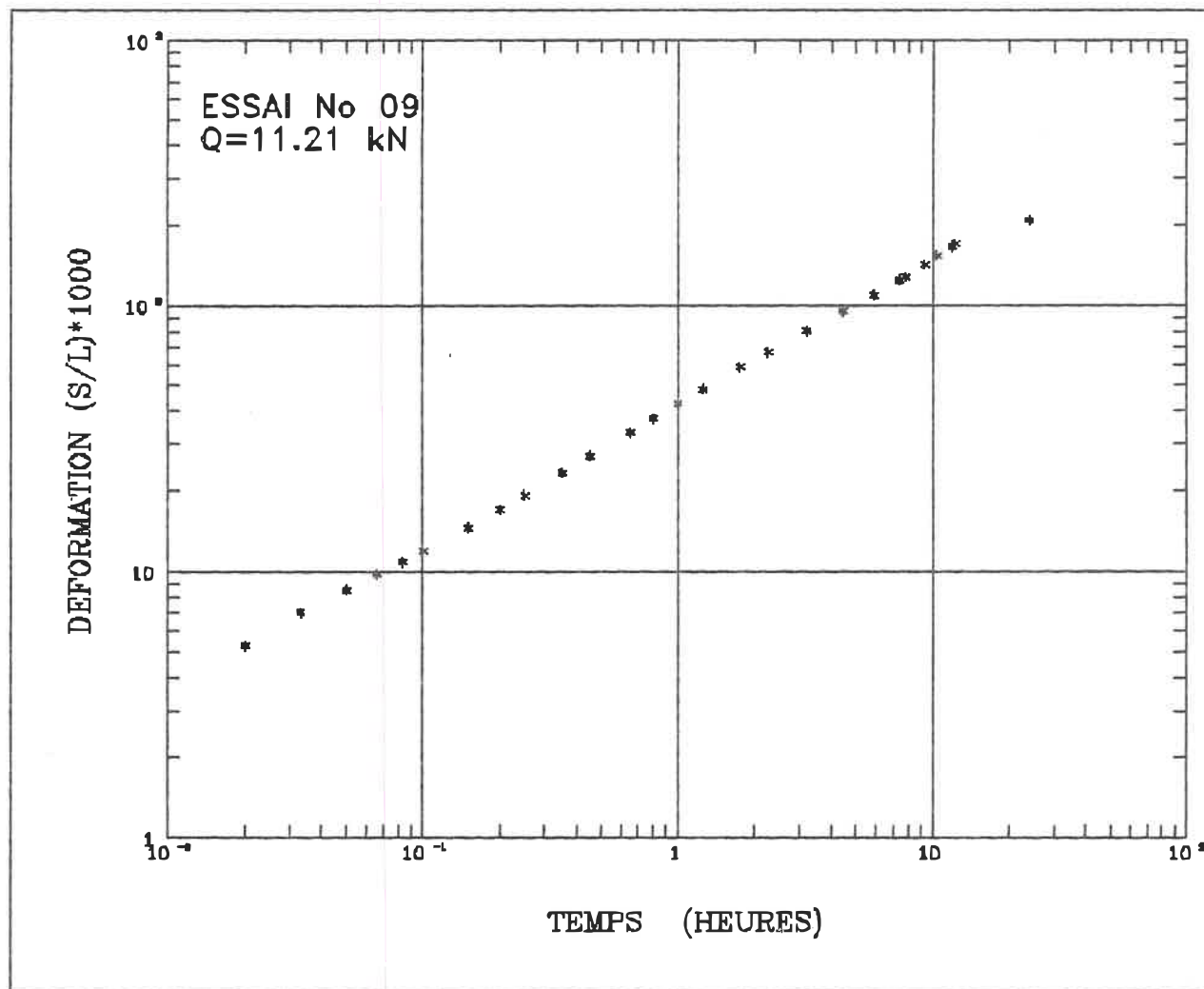


Figure A.4 Recherche du paramètre b par la méthode de Ladanyi et Johnston (1973), (éch logarithmique)

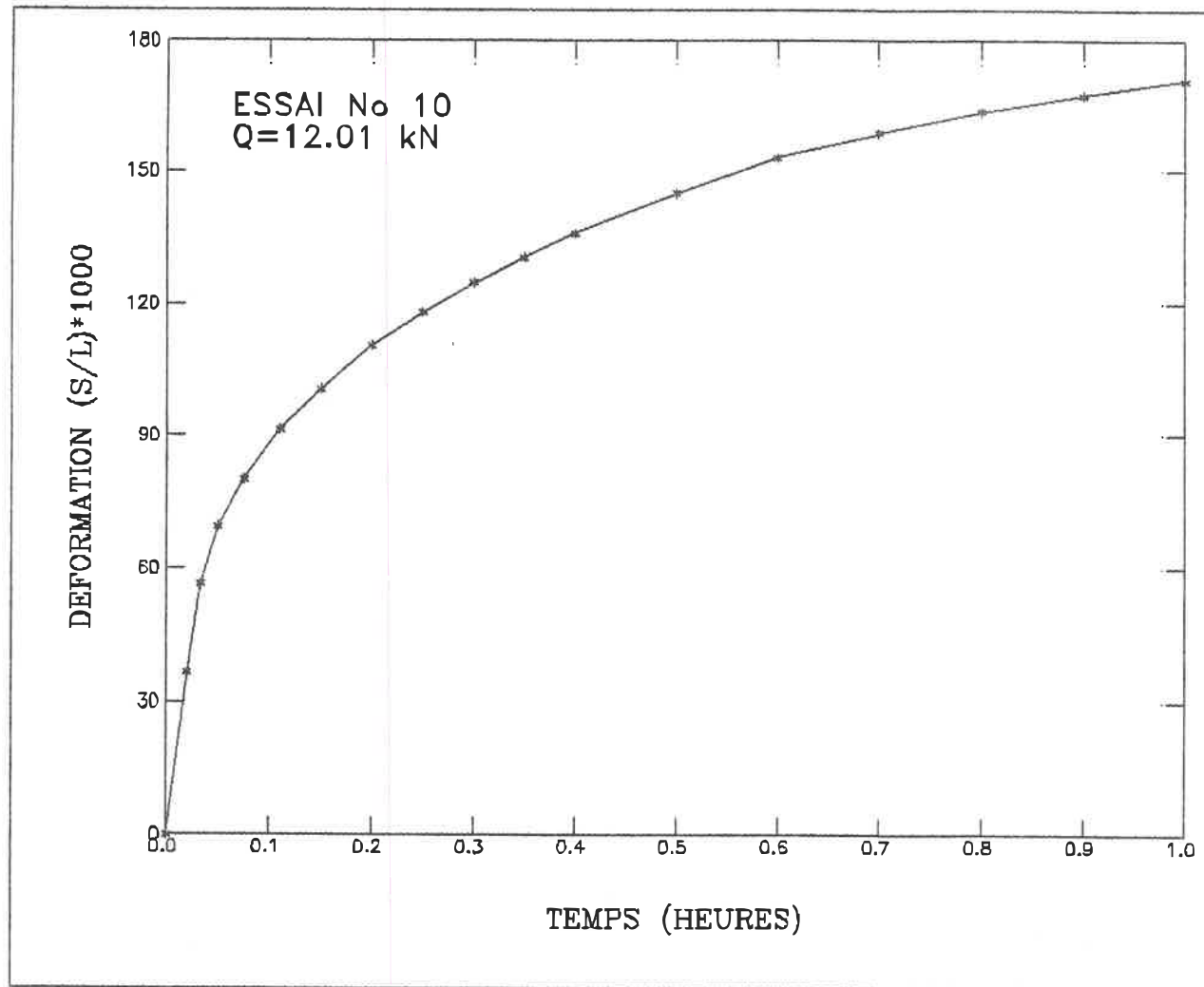


Figure A.5 Courbe de fluage (échelle linéaire)

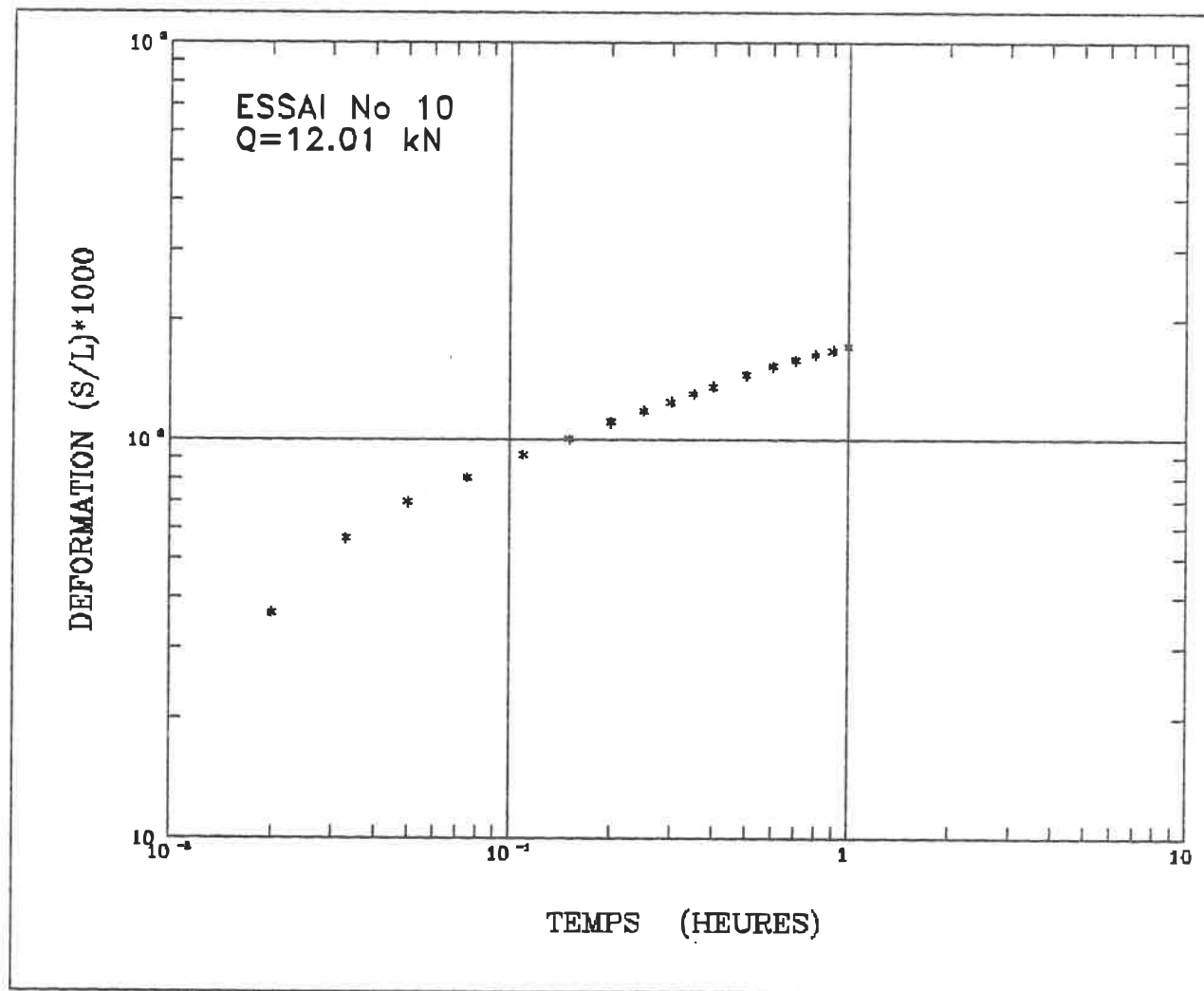


Figure A.6 Recherche du paramètre b par la méthode de Ladanyi et Johnston (1973), (éch logarithmique)

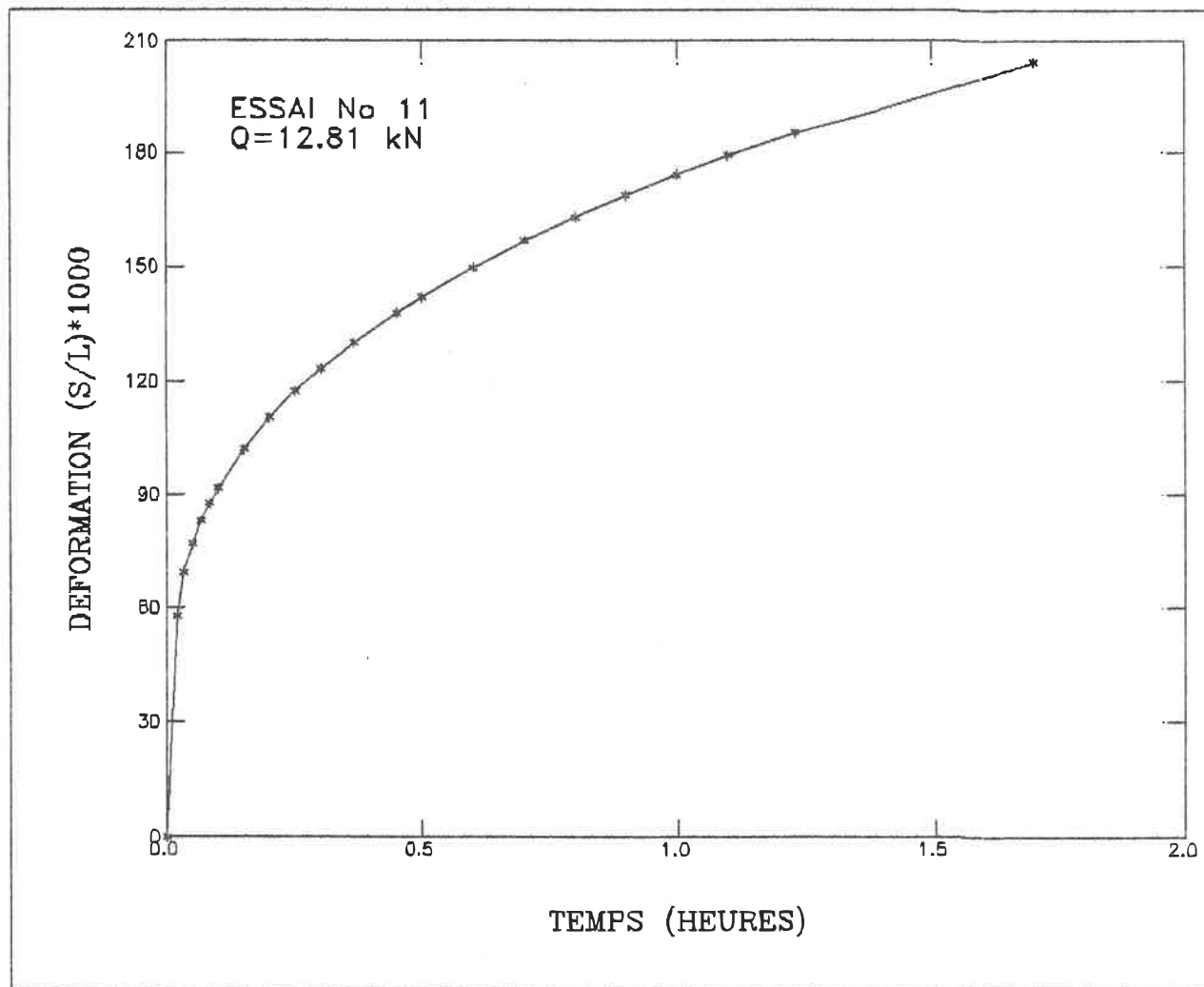


Figure A.7 Courbe de fluage (échelle linéaire)

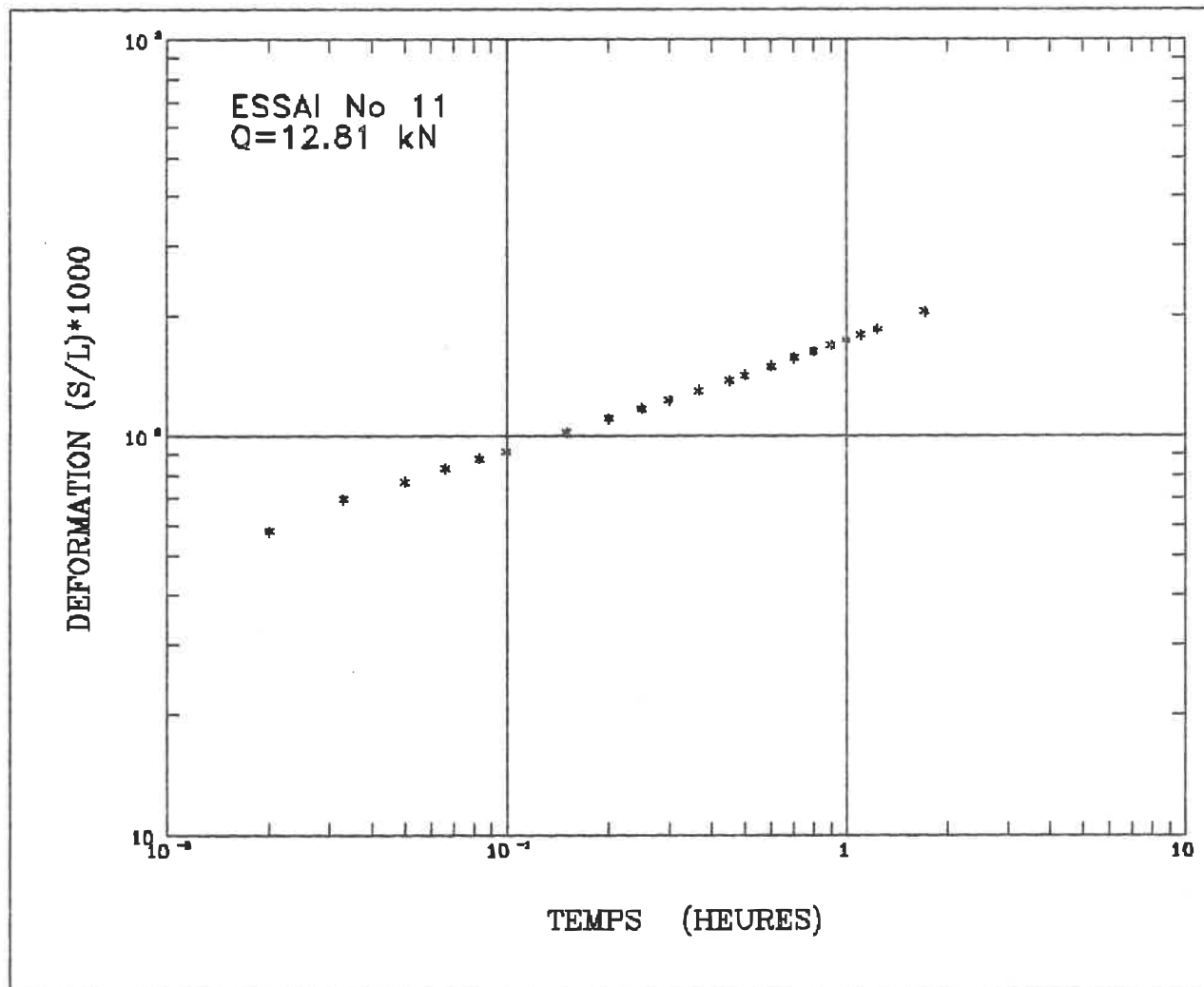


Figure A.8 Recherche du paramètre b par la méthode de Ladanyi et Johnston (1973), (éch logarithmique)

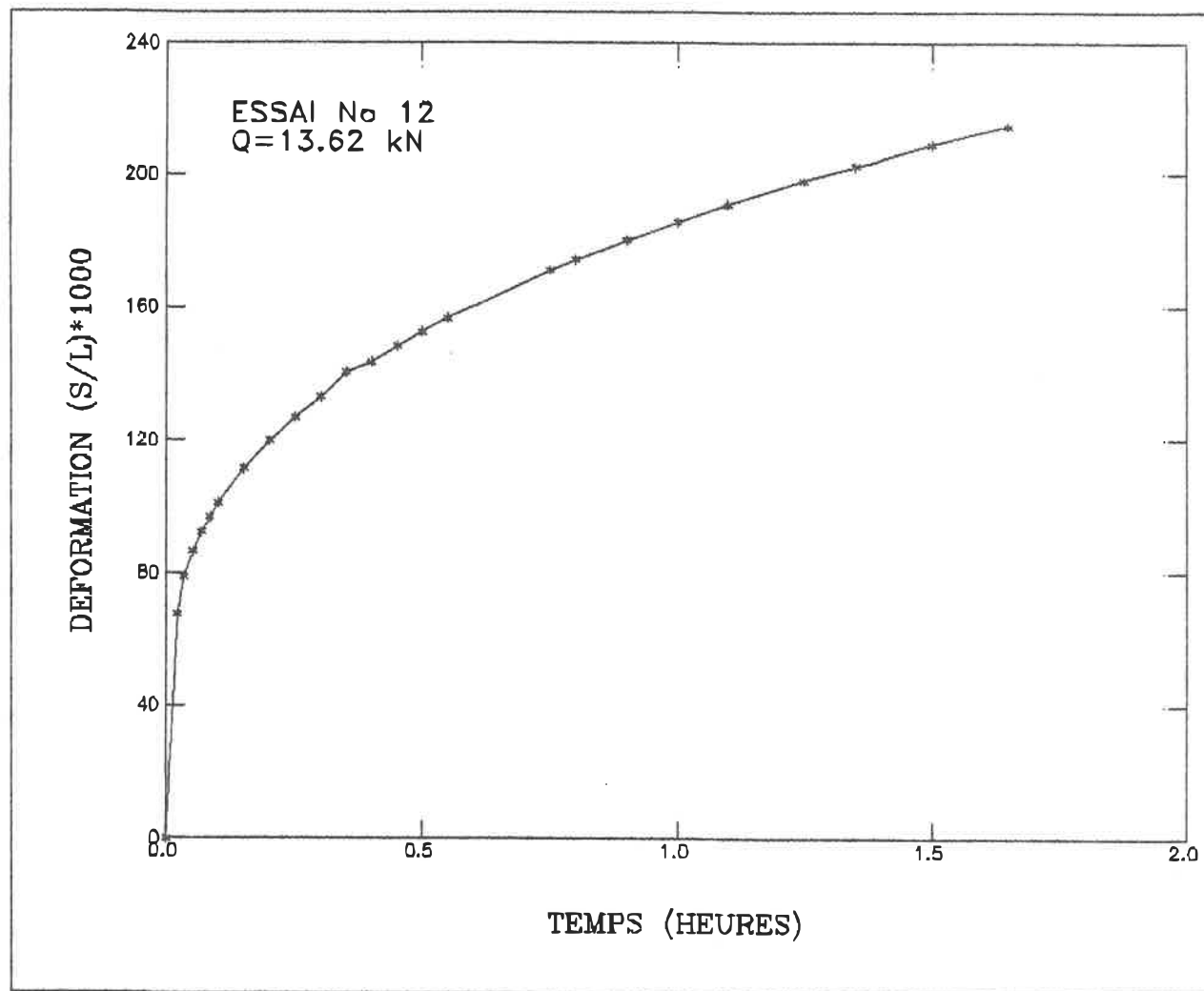


Figure A.9 Courbe de fluage (échelle linéaire)

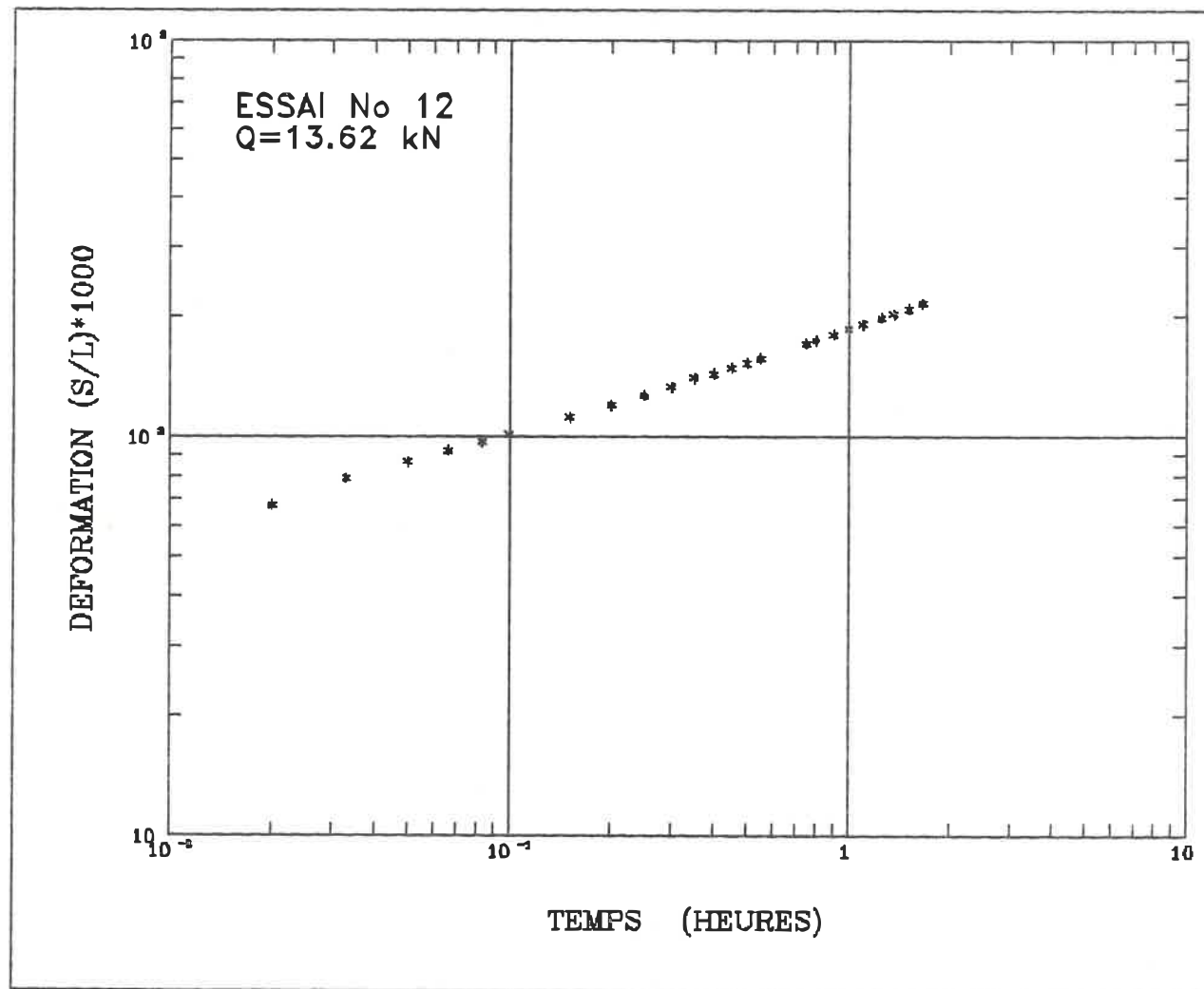


Figure A.10 Recherche du paramètre b par la méthode de Ladanyi et Johnston (1973), (éch logarithmique)

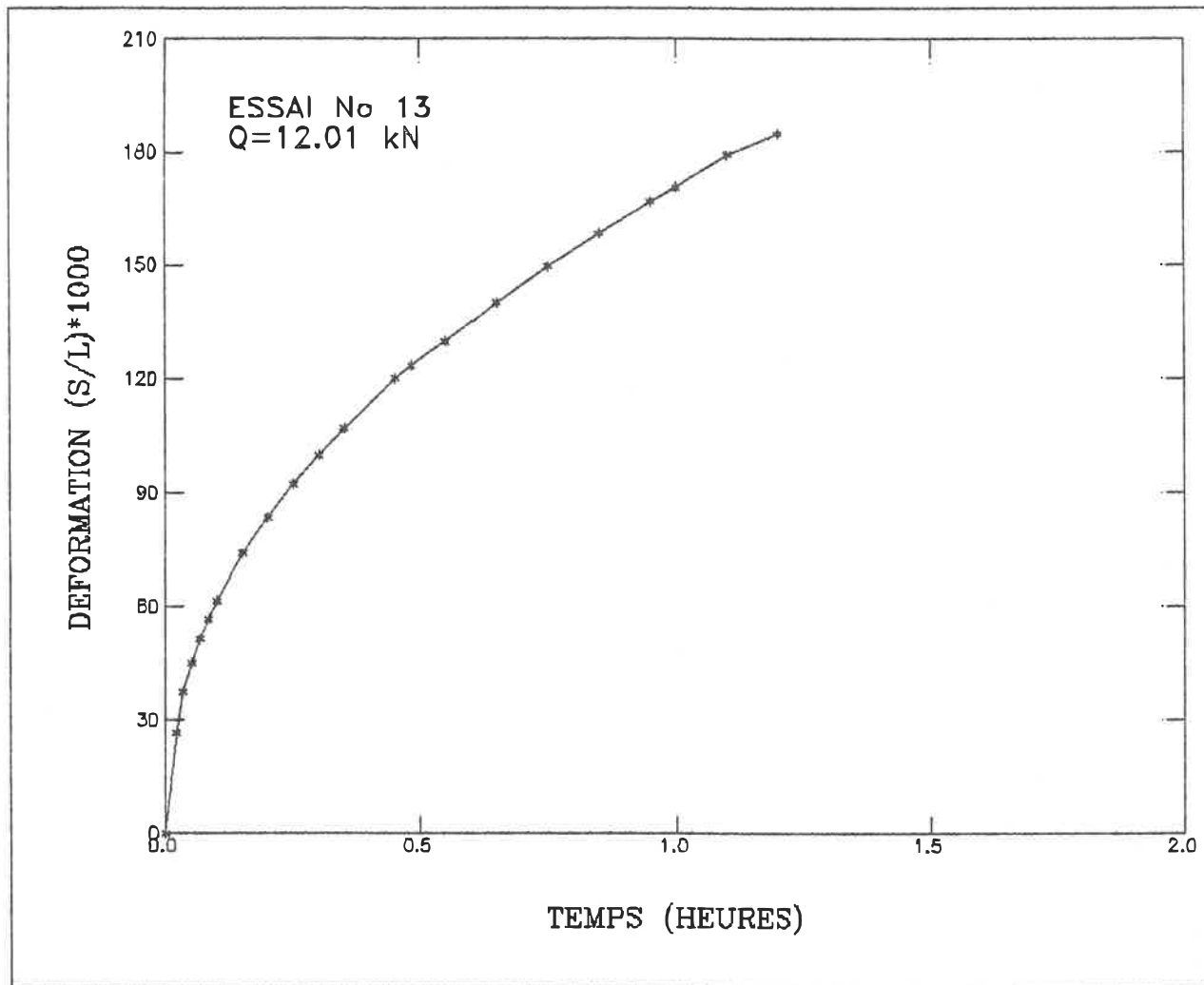


Figure A.11 Courbe de fluage (échelle linéaire)

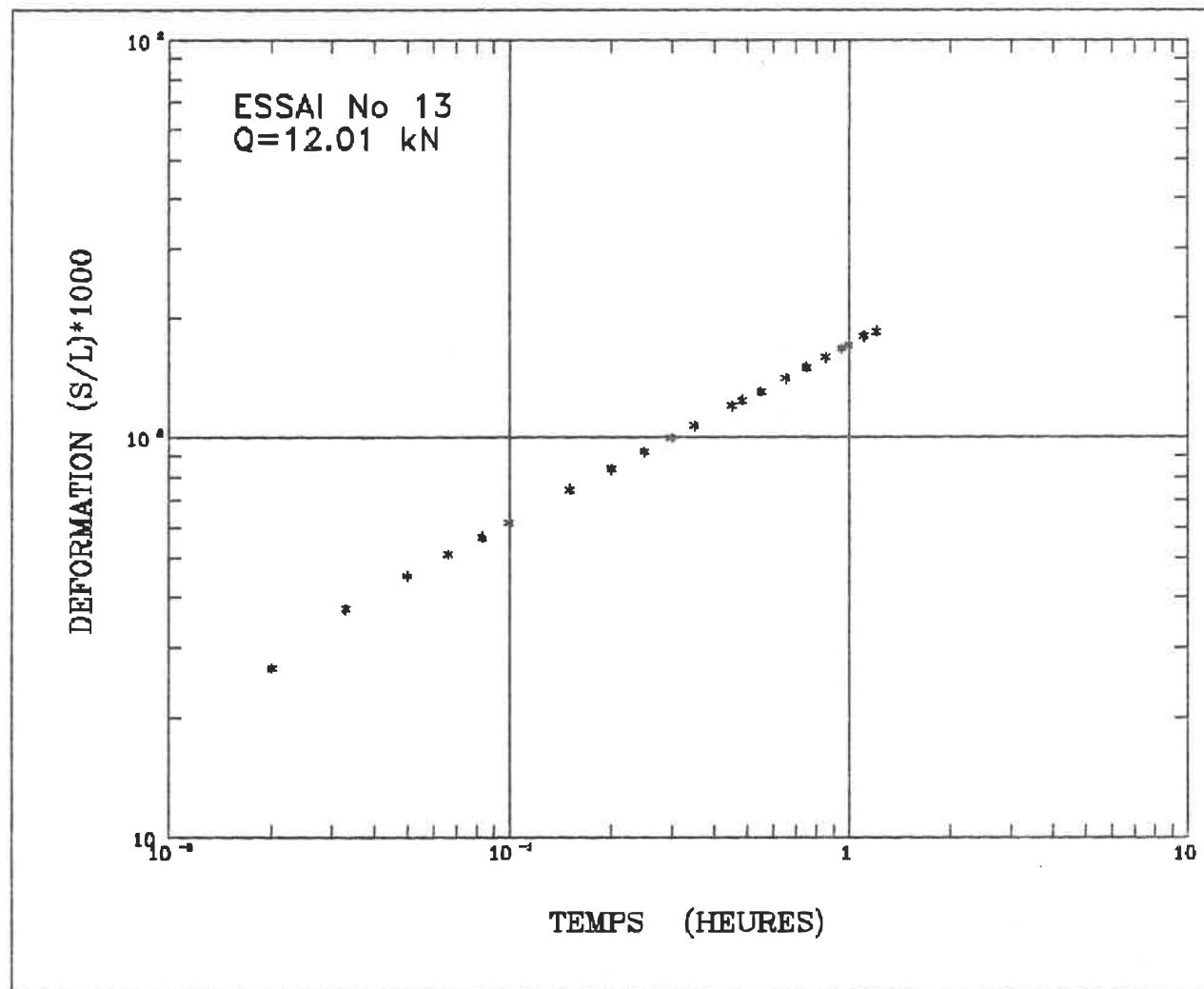


Figure A.12 Recherche du paramètre b par la méthode de Ladanyi et Johnston (1973), (éch logarithmique)

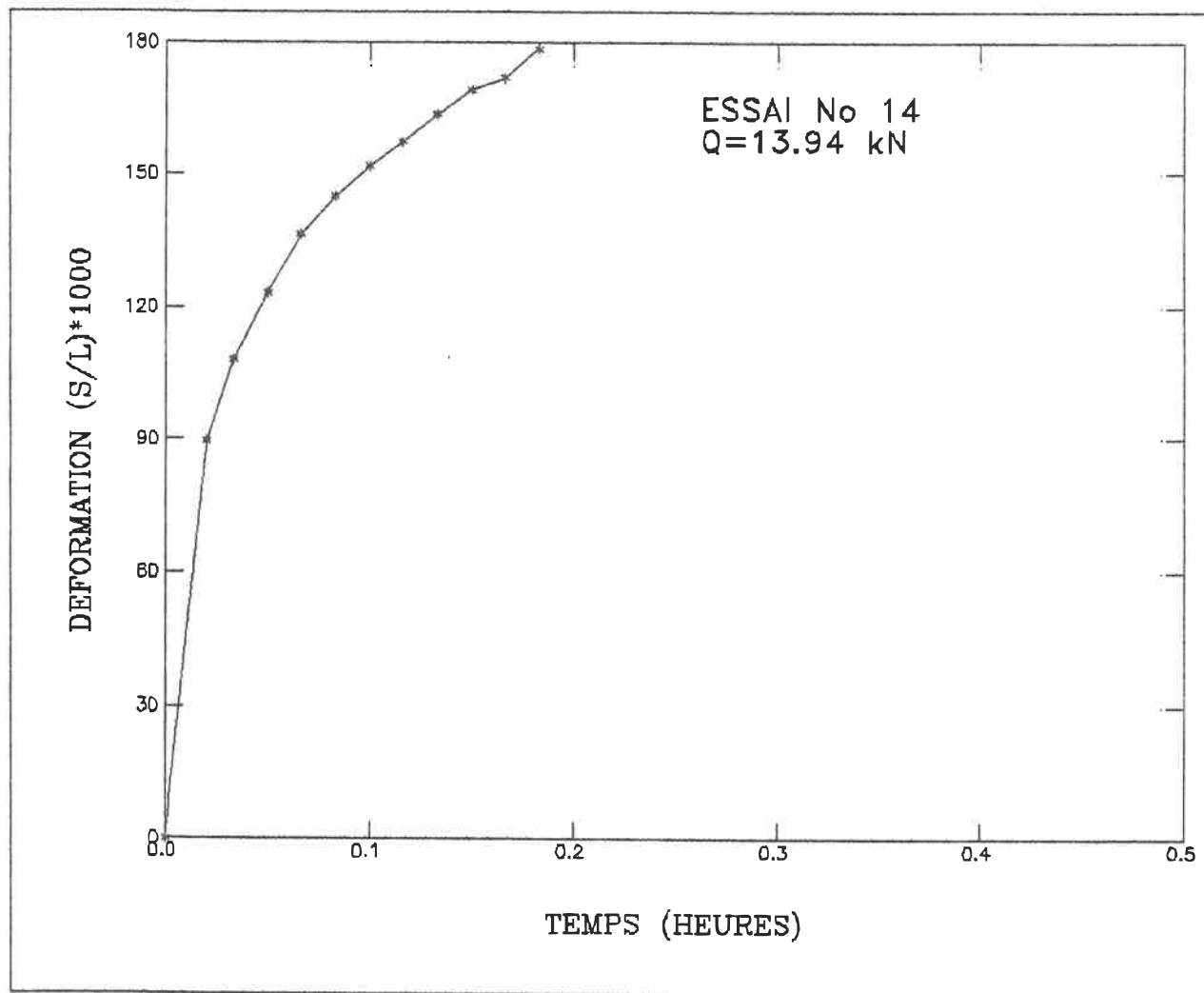


Figure A.13 Courbe de fluage (échelle linéaire)

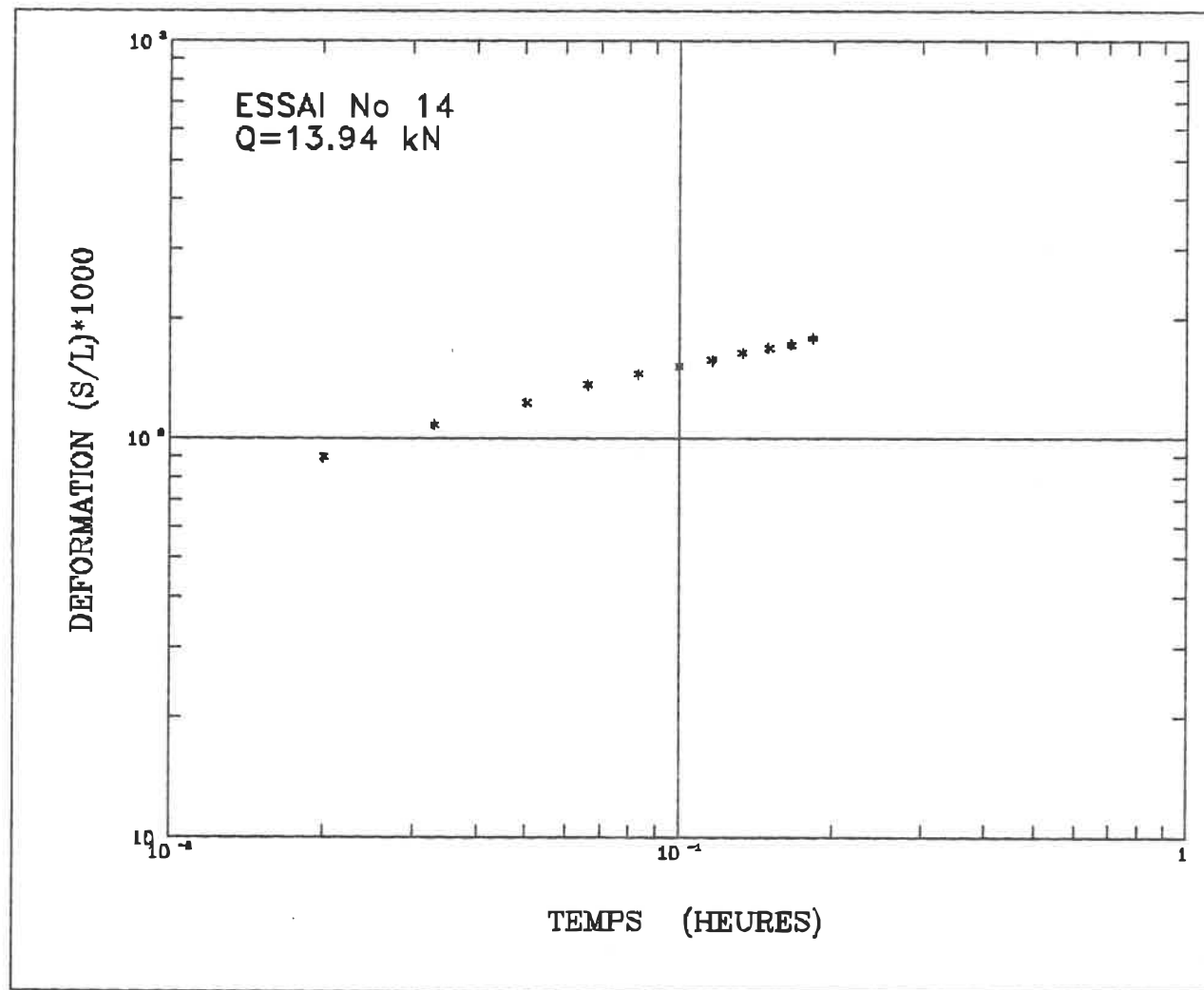


Figure A.14 Recherche du paramètre b par la méthode de Ladanyi et Johnston (1973), (éch logarithmique)

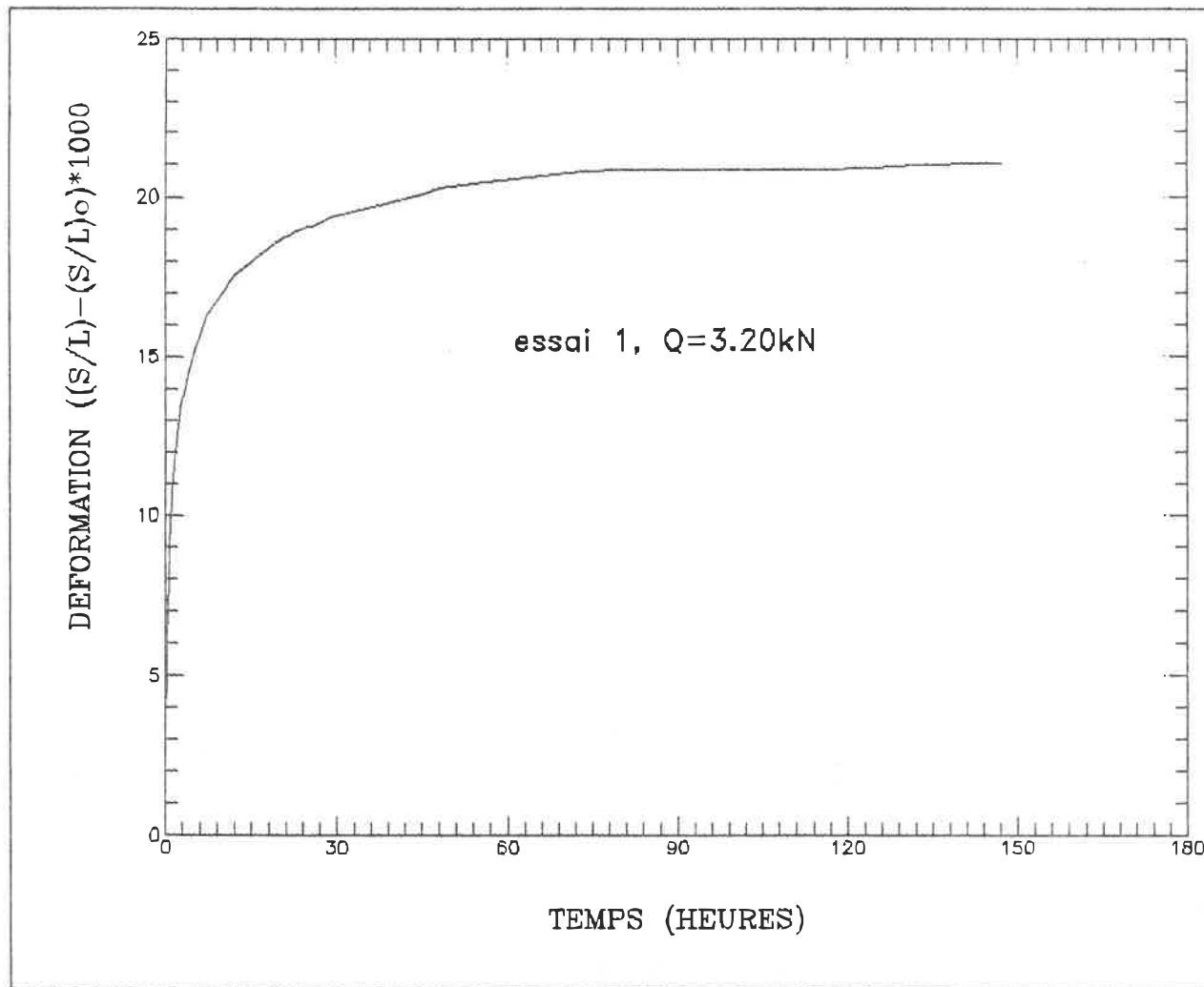


Figure A.15 Courbe de fluage dont on soustrait la déformation à $t=6$ minutes

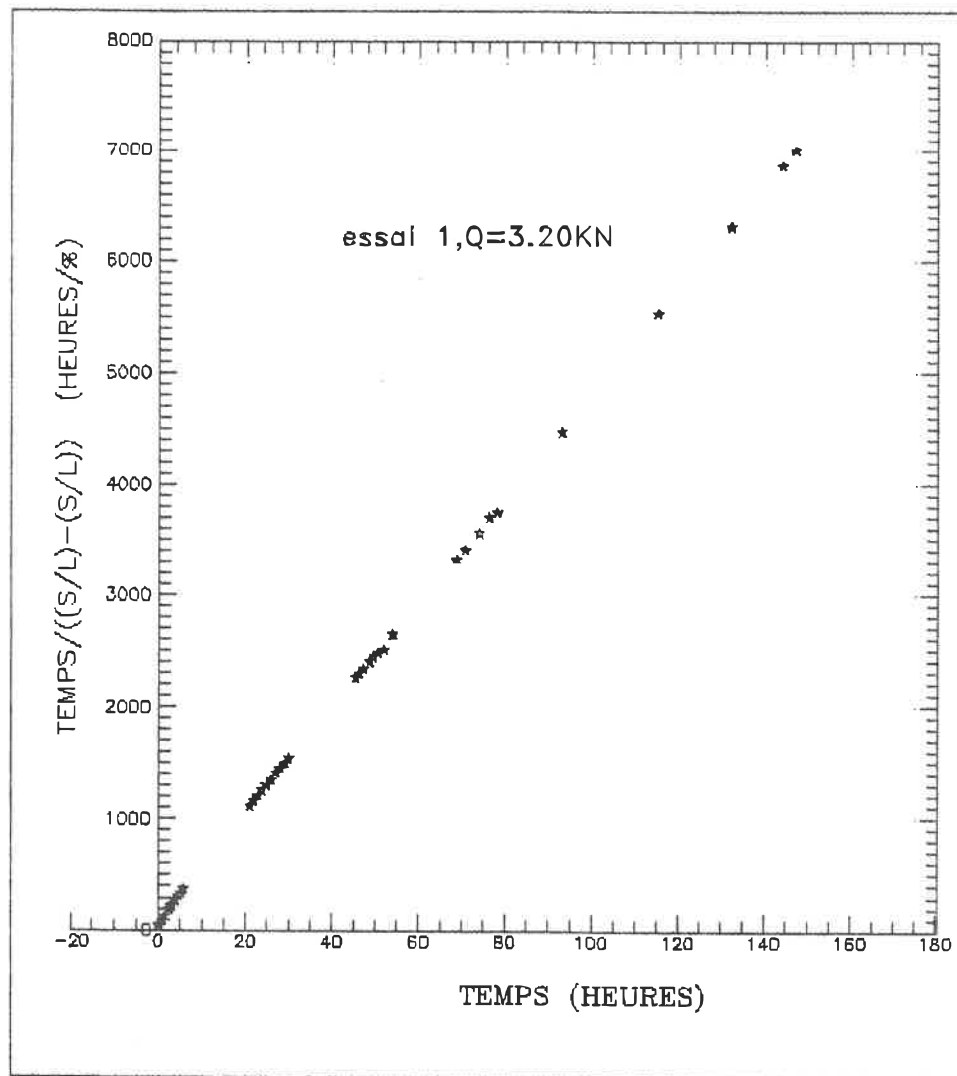


Figure A.16 Courbe de fluage déformée

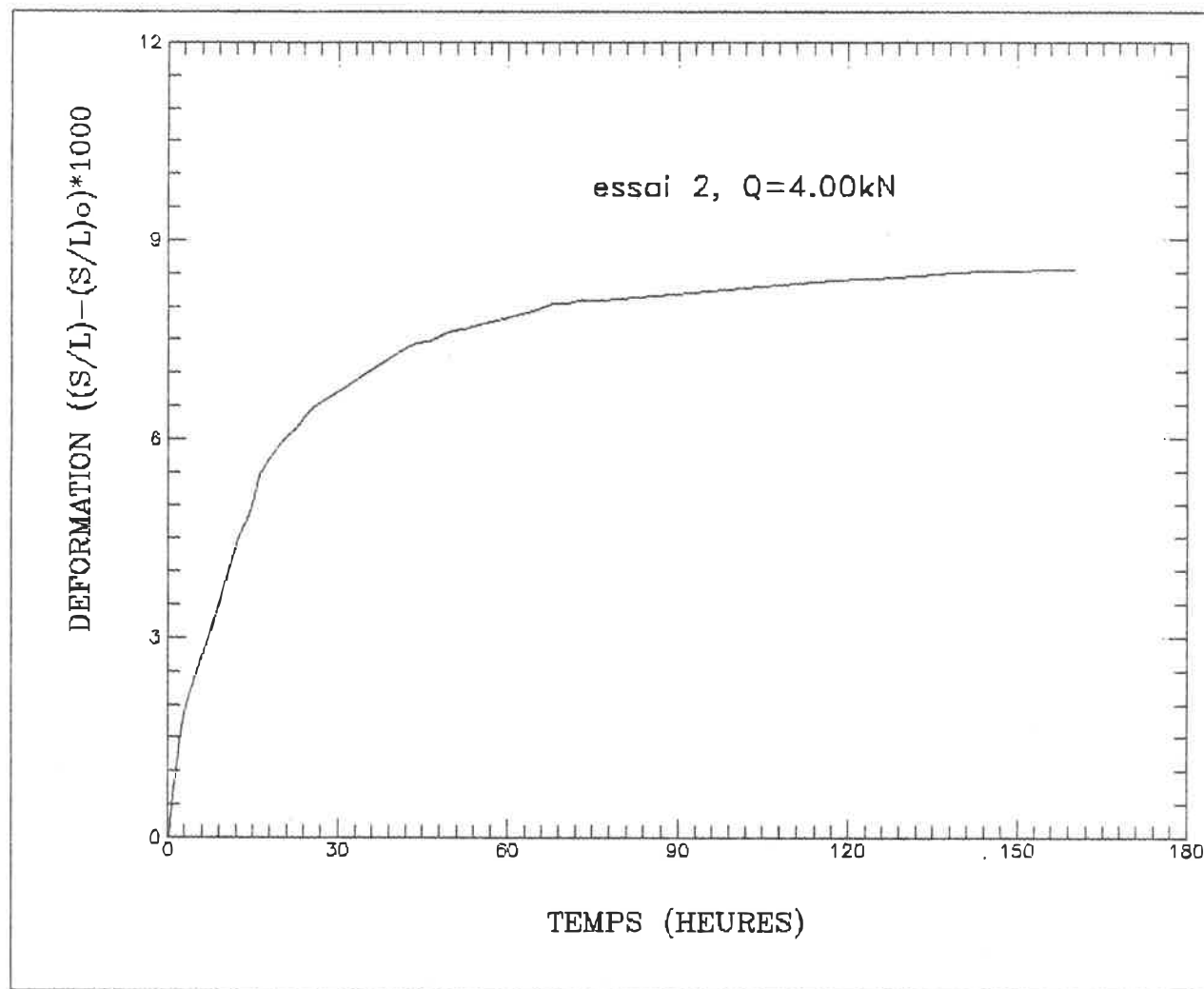


Figure A.17 Courbe de fluage dont on soustrait la déformation à $t=6$ minutes

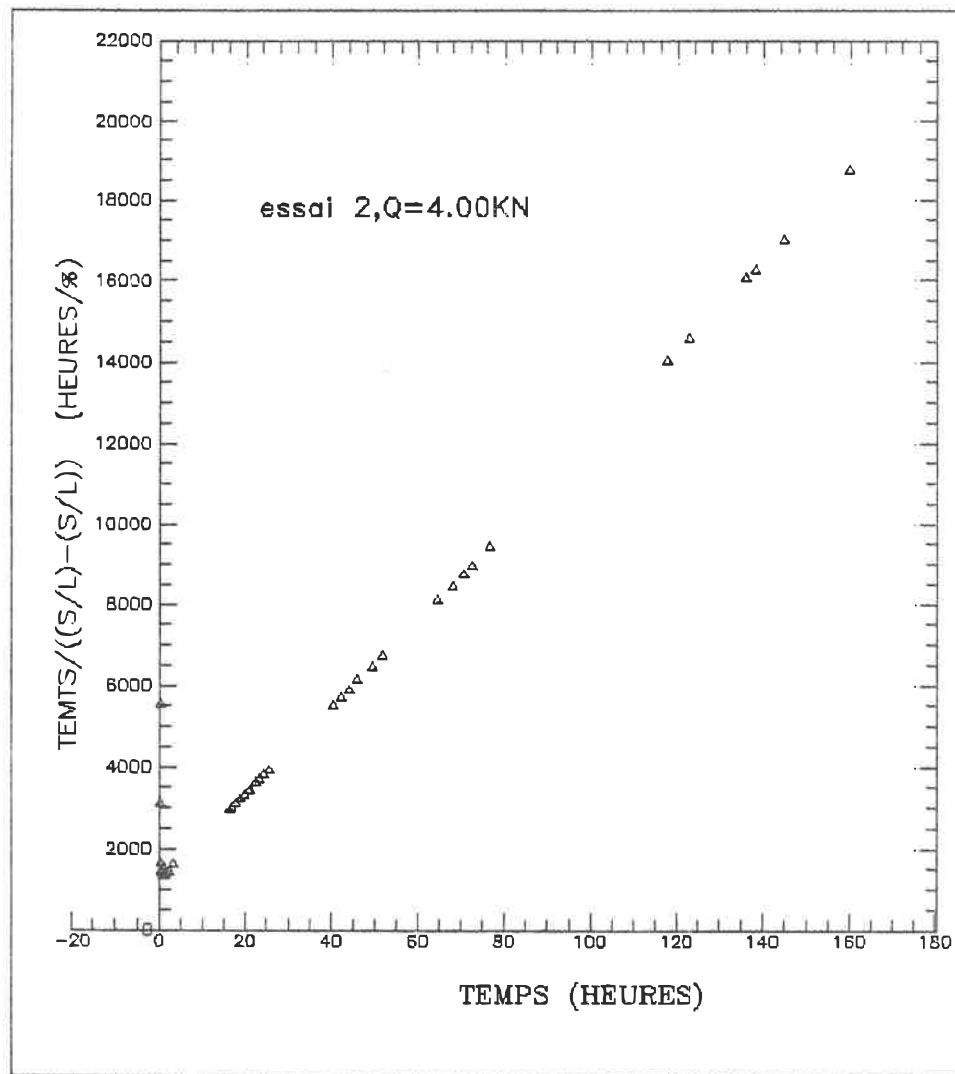


Figure A.18 Courbe de fluage déformée

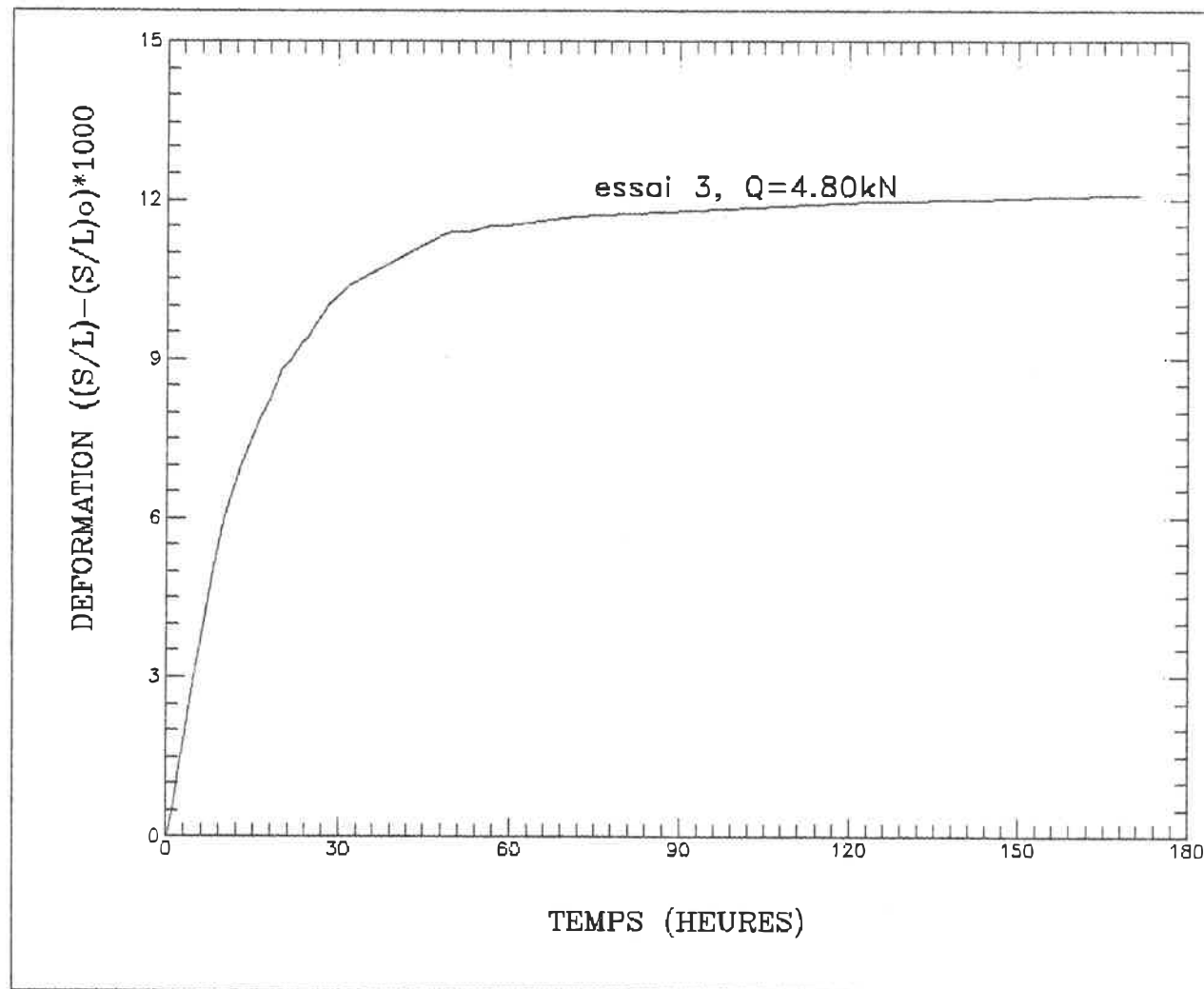


Figure A.19 Courbe de fluage dont on soustrait la déformation à t=6minutes

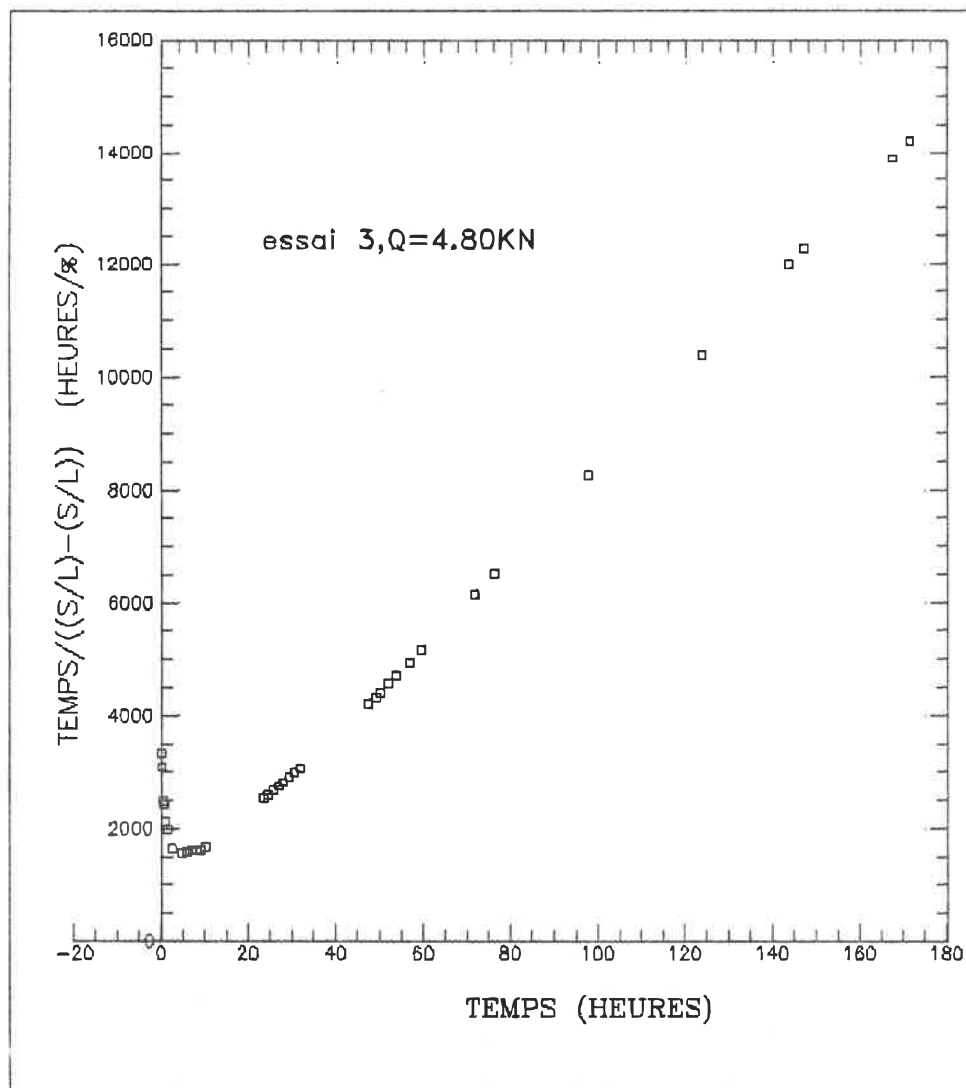


Figure A.20 Courbe de fluage déformée

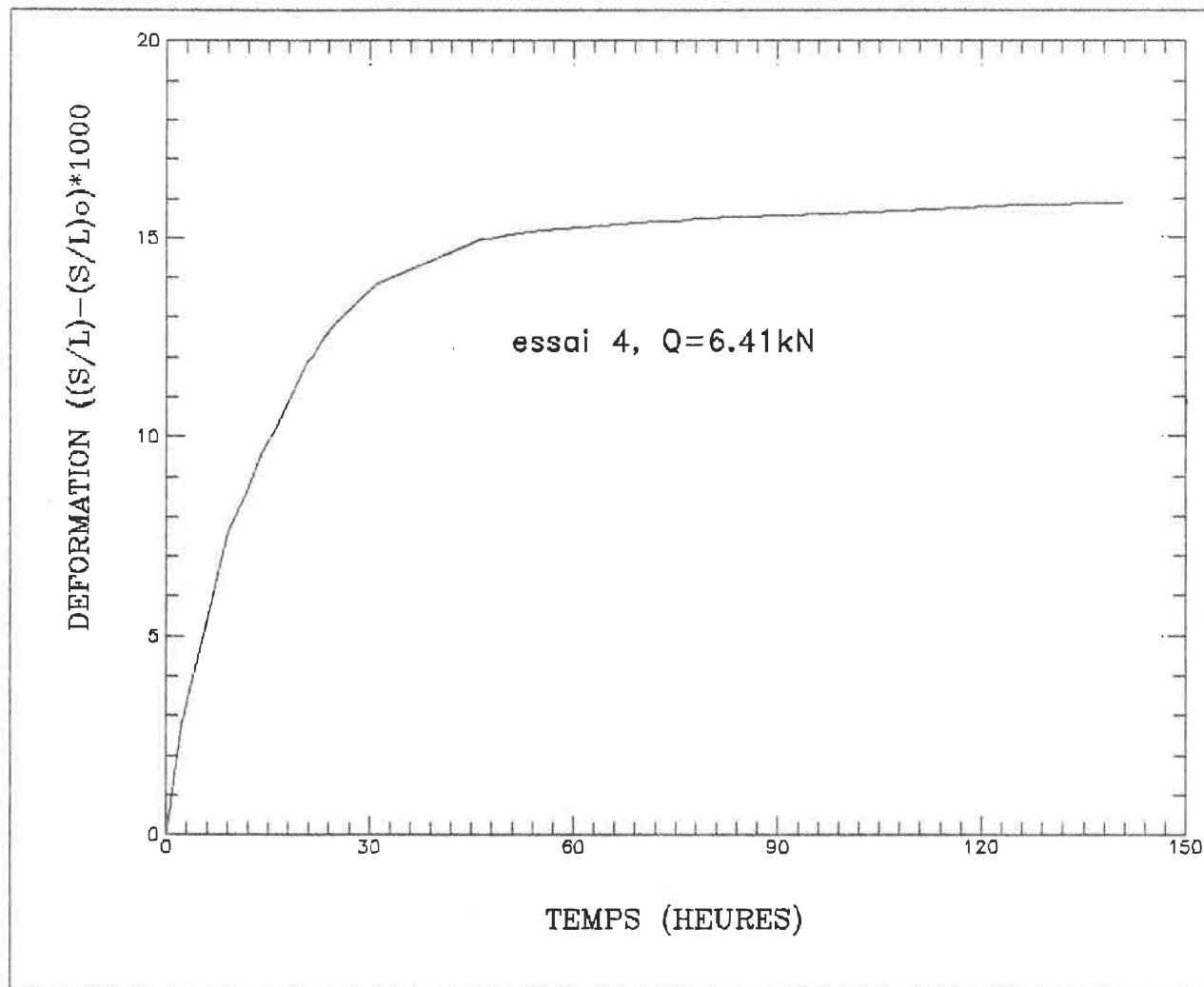


Figure A.21 Courbe de fluage dont on soustrait la déformation à $t=6$ minutes

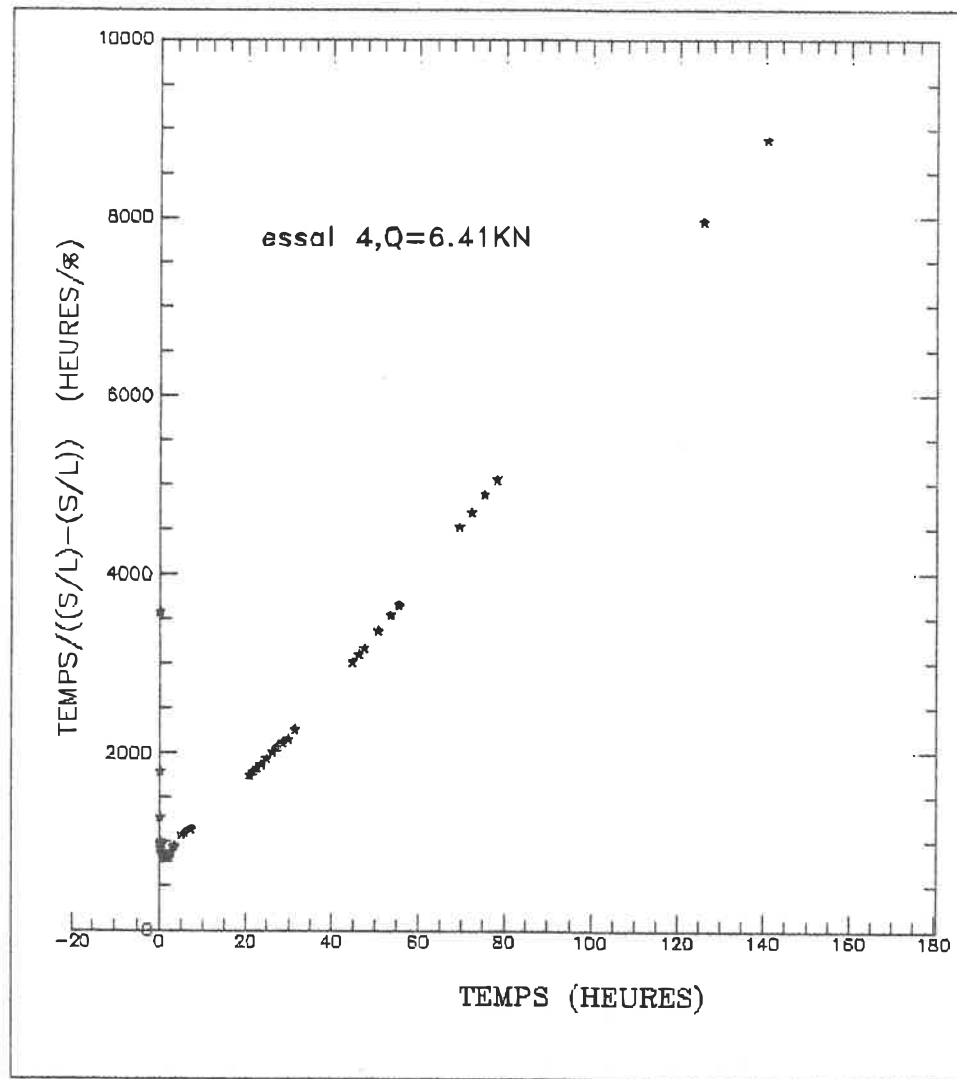


Figure A.22 Courbe de fluage déformée

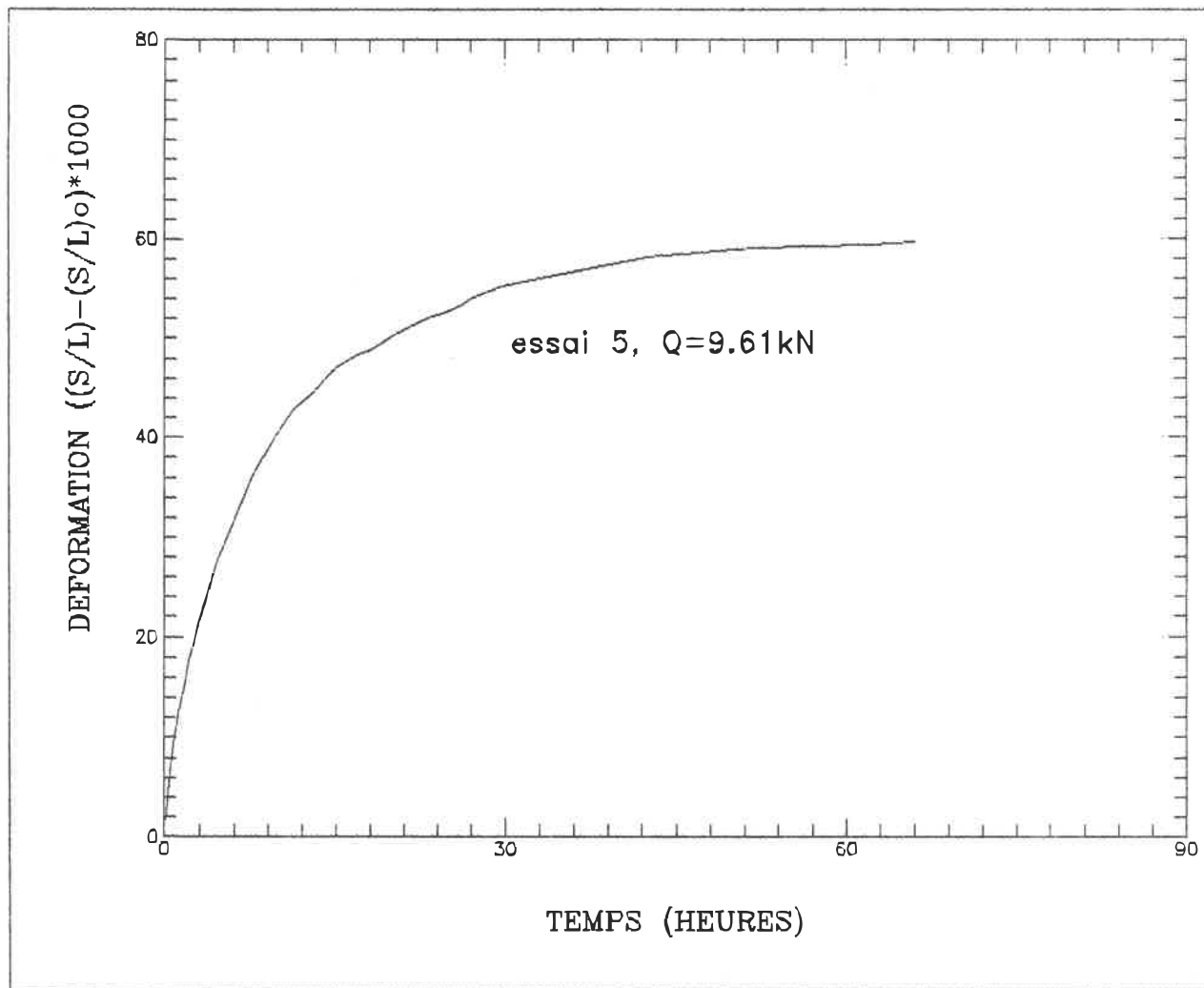


Figure A.23 Courbe de fluage dont on soustrait la déformation
à $t=6$ minutes

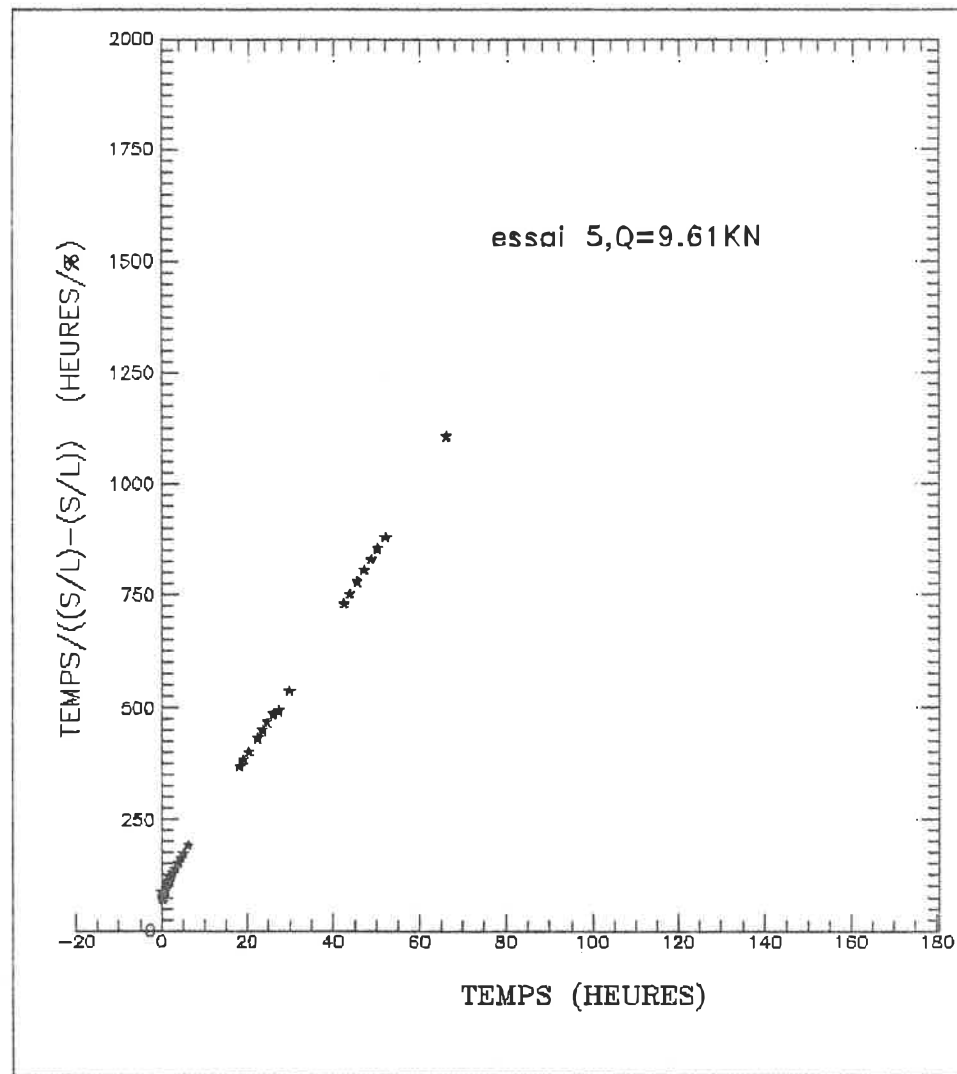


Figure A.24 Courbe de fluage déformée

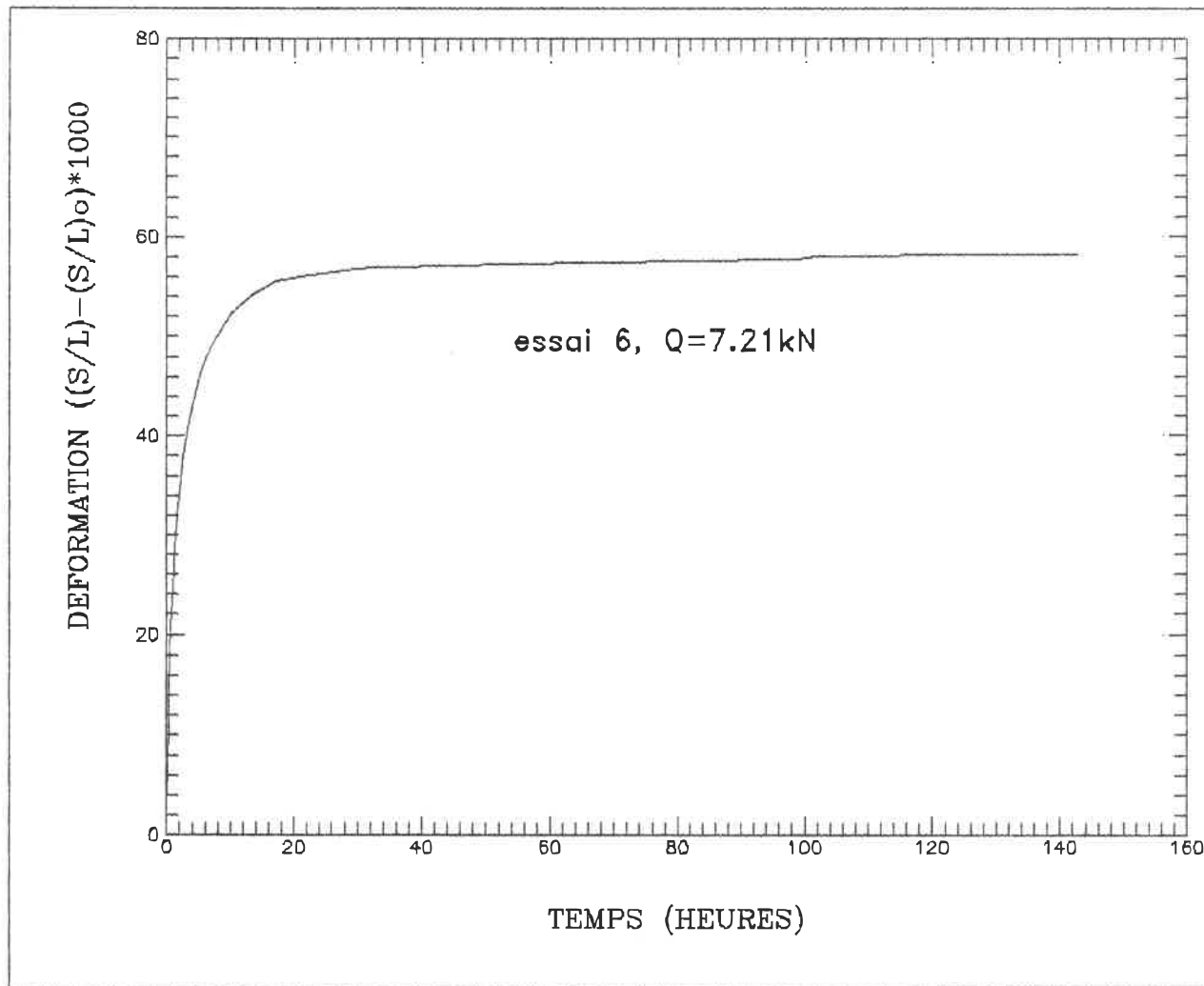


Figure A.25 Courbe de fluage dont on soustrait la déformation
à t=6minutes

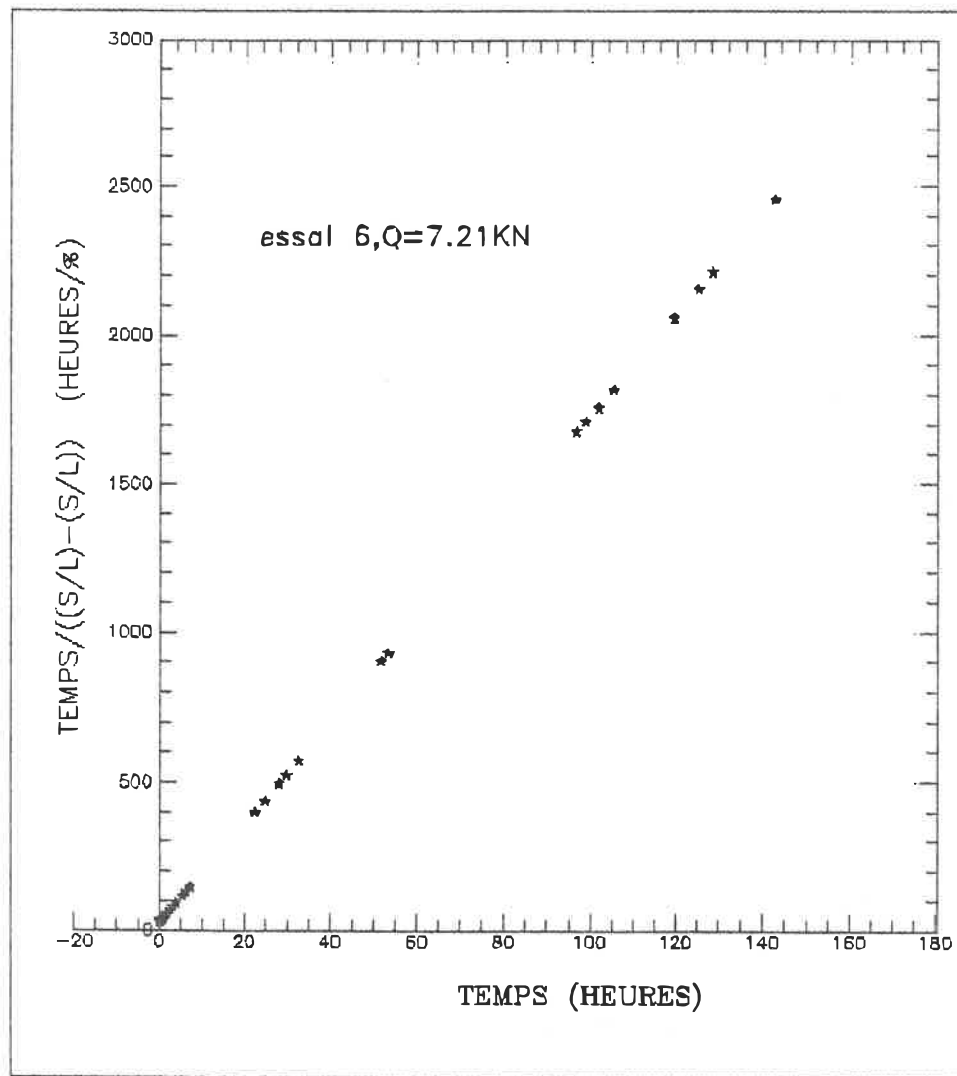


Figure A.26 Courbe de fluage déformée

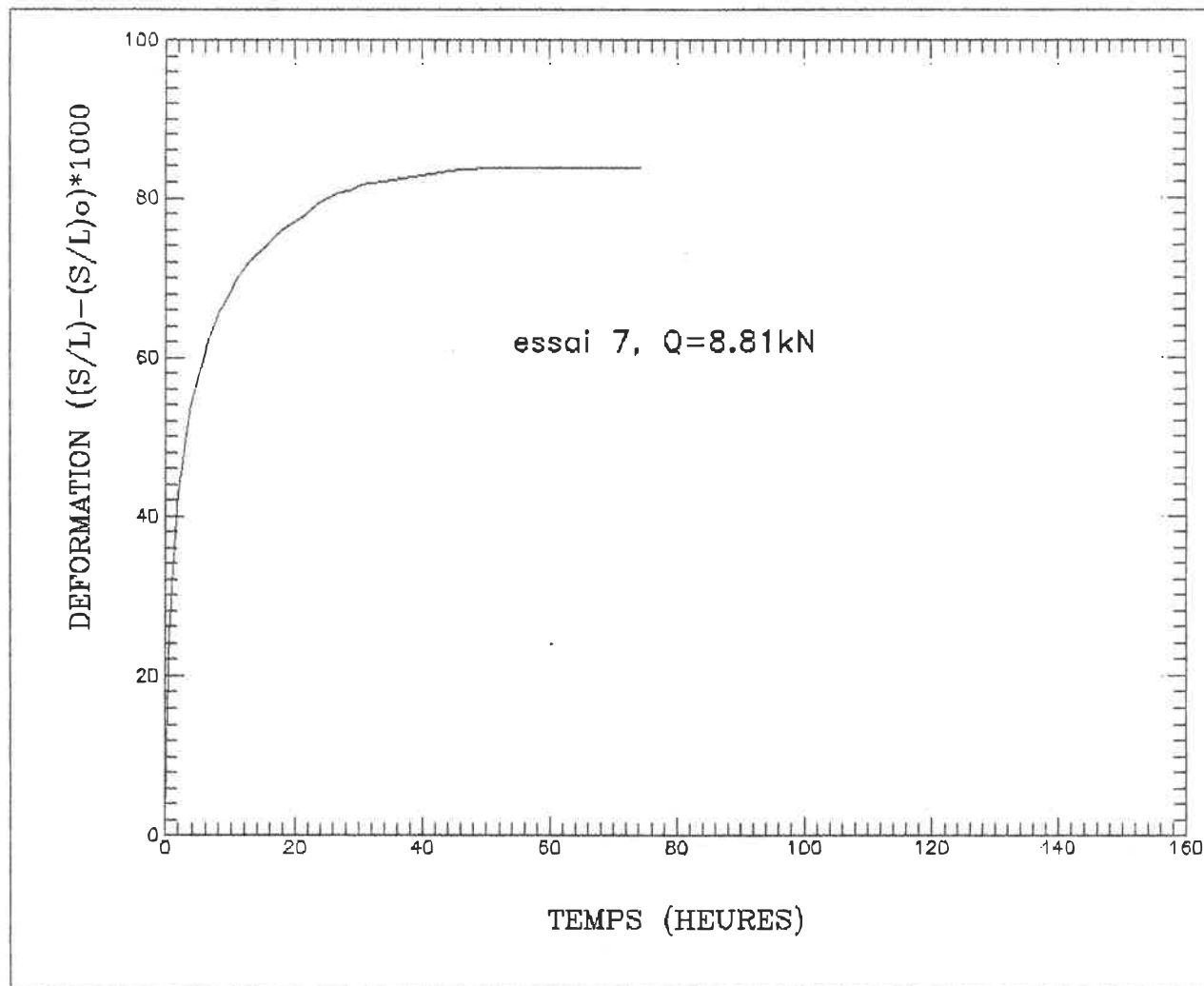


Figure A.27 Courbe de fluage dont on soustrait la déformation à t=6minutes

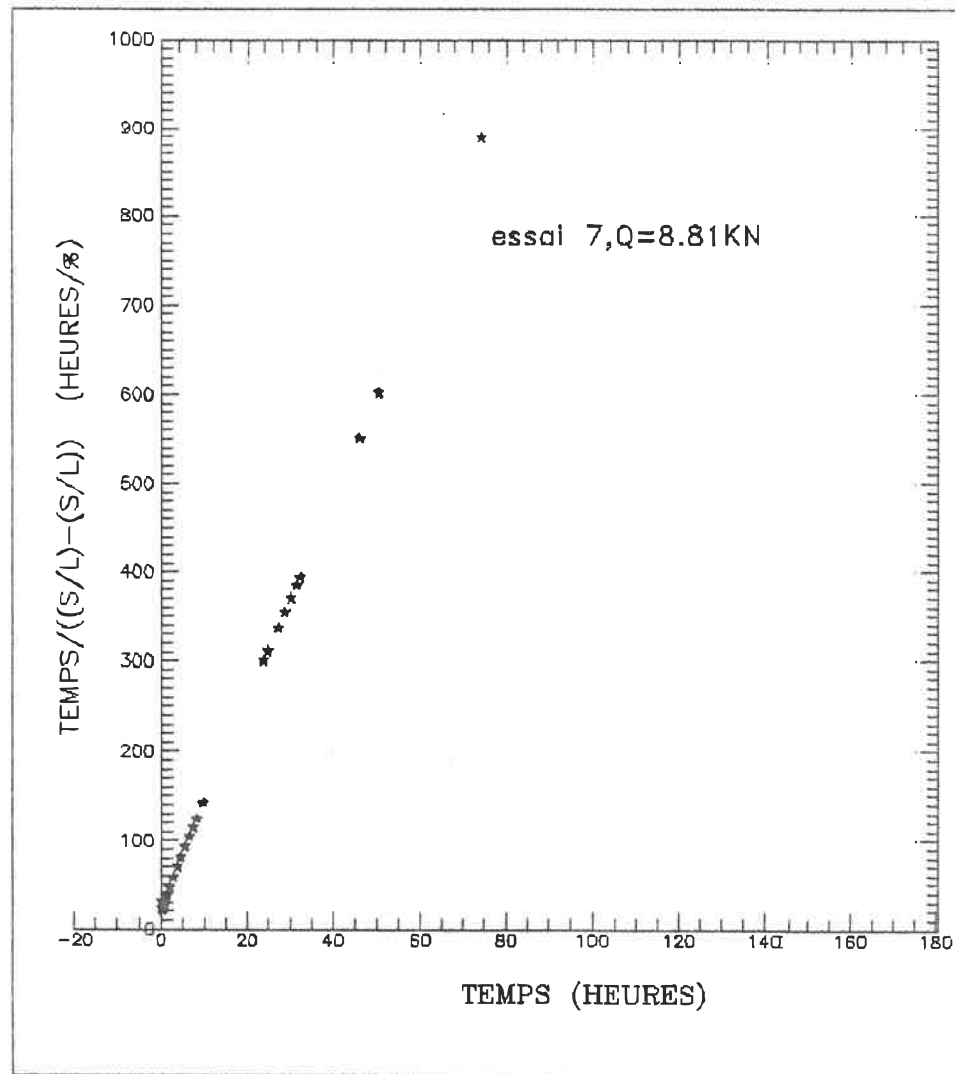


Figure A.28 Courbe de fluage déformée

Essai N°	Charge Q (kN)	Durée de l'essai (h)	Déplacement total S (mm)	Contrainte P_D (MPa)	Contrainte P_d (MPa)	Couple M (N.m)
1	3.20	150.58	8.64	10.98	1.96	-----
2	4.00	160.00	1.476	13.73	2.45	-----
3	4.80	171.50	2.13	16.48	2.94	-----
4	6.41	142.50	2.73	22.01	3.93	-----
5	9.61	66.05	11.53	32.99	5.89	-----
6	7.21	142.80	16.85	24.75	4.42	80.64
7	8.81	74.35	21.19	30.25	5.40	80.64
8	10.41	3.85	31.93	35.74	6.38	92.00
9	11.21	23.88	34.70	38.49	6.87	85.12
10	12.01	1.00	25.81	41.24	7.36	67.20
11	12.81	1.70	34.11	43.98	7.85	51.07
12	13.62	1.65	35.88	46.77	8.35	60.48
13	12.01	1.20	30.81	41.24	7.36	69.90
14	13.94	.183	29.83	47.86	8.54	-----

Tableau A.1 Sommaire des essais de fluage

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL



3 9334 00223551 1

Ca
U
1
C