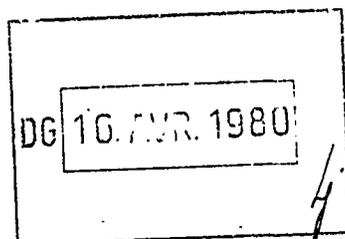


COMMISSION DES COMMUNAUTÉS EUROPÉENNES



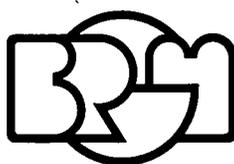
**ROCHES CHAUDES HAUTE TEMPÉRATURE
("HOT DRY ROCKS")**

**CONTRIBUTION A LA MÉTHODOLOGIE
DE LA DÉTERMINATION DES CARACTÉRISTIQUES HYDRAULIQUES
DES MILIEUX ROCHEUX FRACTURÉS NATURELLEMENT OU ARTIFICIELLEMENT**

Contrat n° 563-78-EG F

par

L. BERTRAND - B. FEUGA - M.L. NOYER - D. THIERY



BUREAU DE RECHERCHES GÉOLOGIQUES ET MINIÈRES

SERVICE GÉOLOGIQUE NATIONAL

Départements génie géologique et hydrogéologie

B.P. 6009 - 45060 Orléans Cédex - Tél.: (38) 63.80.01

80 SGN 029 GEG

Janvier 1980

S O M M A I R E

INTRODUCTION	1
1ère Partie : IDENTIFICATION DES CARACTERISTIQUES HYDRAULIQUES D'UN MILIEU ROCHEUX FRACTURE PAR POMPAGES OU INJECTIONS D'ESSAIS	3
Notations	4
1.1 - Les différents schémas existants d'interprétation de pompages d'essai en milieu fissuré	6
1.2 - Rappel des bases de la méthode de Gringarten	7
1.2.1 - Fracture verticale à flux uniforme	7
1.2.2 - Fracture horizontale circulaire	8
1.3 - Pratique de l'identification des paramètres hydrauliques d'un milieu fracturé à l'aide de la méthode de Gringarten	9
1.3.1 - Paramètres à identifier	9
1.3.2 - Modèle à fissure verticale unique	9
1.3.3 - Modèle à fissure circulaire horizontale unique	13
1.3.4 - Modèle à n fissures circulaires horizontales superposées	15
1.4 - Exemples d'application de la méthode de Gringarten	16
1.4.1 - Choix des exemples	16
1.4.2 - Injections d'essai réalisées au Mayet de Montagne	17
1.4.2.1 - Cadre général	17
1.4.2.2 - Dispositif d'essai	18
1.4.2.3 - Résultats et interprétation sommaire des essais	19
1.4.3 - Exemple d'un pompage d'essai avec mesures de niveau dans des piézomètres, dans une région présentant des fractures naturelles	32
1.4.3.1 - Contexte géologique	32
1.4.3.2 - Description de l'essai réalisé	32
1.4.3.3 - Interprétation des résultats de l'essai	33
1.5 - Conclusions partielles	37
Tableaux I à XIV	39
Photos 1 à 6	55
Figures de la première partie (1 à 37)	58
Bibliographie	98

2ème Partie : IDENTIFICATION DES PARAMETRES DES MILIEUX FISSURES A PARTIR D'ESSAIS DE PUITES EN REGIME TRANSITOIRE. COMPARAISON D'UNE METHODE TEMPORELLE ET D'UNE METHODE FREQUENTIELLE.	99
2.1 - Méthode temporelle	101
2.1.1 - Modélisation générale	101
2.1.2 - Fissure horizontale	102
2.1.2.1 - Solution théorique	102
2.1.2.2 - Mode d'utilisation des abaques	103
2.1.3 - Conclusion sur la méthode	105
2.2 - Méthodes fréquentielles	106
2.2.1 - Présentation de la méthode	106
2.2.1.1 - Principe	106
2.2.1.2 - Conditions de validité de la méthode	107
2.2.1.3 - Paramètres pris en compte dans la modélisation	108
2.2.2 - Modèle I	109
2.2.2.1 - Hypothèses physiques et établissement de la fonction de transfert	109
2.2.2.2 - Propriétés de la fonction de transfert	111
2.2.2.3 - Utilisation de la fonction de transfert pour l'identification	111
2.2.2.4 - Précision sur l'estimation de e et n	112
2.2.2.5 - Conclusion sur le modèle I	117
2.2.3 - Modèle II	117
2.2.3.1 - Hypothèses physiques et établissement de la fonction de transfert	117
2.2.3.2 - Simplification de la fonction de transfert pour les petites valeurs de $ Z $	120
2.2.3.3 - Conditions de validité de la formule approchée et tracé des abaques	121
2.2.3.4 - Conclusion sur le modèle II	123
2.2.4 - Modèle III	125
2.2.4.1 - Intérêt d'une excitation harmonique	125
2.2.4.2 - Hypothèses physiques. Etablissement de la fonction de transfert	126
2.2.4.3 - Etude de $ F(f) $	128
2.2.4.4 - Méthode d'identification des paramètres R_f et e	129
2.2.4.5 - Conclusion sur le modèle III	133
2.2.5 - Méthodes pratiques d'obtention de la signature expérimentale	134
2.2.5.1 - Cas général (modèles I et II)	134
2.2.5.2 - Cas d'une excitation harmonique	136
2.3 - Conclusion	136
Figures de la deuxième partie (1 à 11)	140
Bibliographie	165

3ème Partie : CALCULS HYDRODYNAMIQUES RELATIFS A UNE FISSURE RECTANGULAIRE UNIQUE D'ORIENTATION QUELCONQUE	166
Notations	167
3.1 - Introduction	169
3.2 - Principe des fonctions sources	169
3.3 - Modèle à fissure rectangulaire horizontale	172
3.3.1 - Calcul du rabattement en tout point et à tout instant	173
3.3.1.1 - Notations adimensionnelles	173
3.3.1.2 - Expression adimensionnelle rapportée au centre de la fissure	175
3.3.1.3 - Expression adimensionnelle rapportée à un point d'observation	176
3.3.2 - Calcul du rabattement au centre de la fissure	176
3.3.2.1 - Rabattement pour les faibles valeurs du temps adimensionnel	178
3.3.2.2 - Rabattements pour de fortes valeurs du temps adimensionnel	179
3.3.2.3 - Approximation de Jacob	180
3.3.3 - Calcul du rabattement en un point d'observation	182
3.3.3.1 - Calcul du rabattement en un point situé en dehors de la fissure sur l'axe Ox	183
3.3.3.2 - Calcul du rabattement en un point situé en dehors de la fissure, sur l'axe Oy	185
3.3.3.3 - Calcul du rabattement en un point situé dans la fissure	186
3.4 - Modèle à fissure rectangulaire verticale	191
3.4.1 - Calcul au centre de la fissure	192
3.4.2 - Rabattement moyen sur la verticale en un point d'observation	193
3.4.2.1 - Rabattement pour les faibles valeurs du temps adimensionnel	193
3.4.2.2 - Rabattement pour les fortes valeurs du temps adimensionnel	193
3.5 - Modèle à fissure rectangulaire oblique	194
3.5.1 - Calcul au centre de la fissure	197
3.5.2 - Calcul en un point d'observation	198
3.6 - Conclusion	199
Annexe 1	200
Figures de la troisième partie (1 à 22)	203
Bibliographie	227
4 - CONCLUSION GENERALE	228

R E S U M É

Une méthode d'essai à l'eau à débit constant en sondage pour laquelle de nouvelles solutions analytiques ont été calculées a donné lieu à des essais sur le site expérimental "Hot dry rocks" du Mayet de Montagne (Allier, France). Cette méthode a été comparée avec une méthode fréquentielle, en vue de préciser les domaines d'application de chacune d'elles.

A B S T R A C T

A constant rate pumping method for which new solutions have been derived has been tested at Le Mayet de Montagne (France) experimental HDR field. This method has been compared with a frequency based water test method, in order to delineate the fields of application of each of them.

INTRODUCTION

L'exploitation d'un réservoir "Hot dry rocks" dépend, entre autres, de sa fracturation et de la conductivité hydraulique de ses fractures.

Or il existe encore peu de méthodes spécifiques qui permettent de déterminer la conductivité hydraulique de fractures. Ce rapport présente une contribution au développement de telles méthodes.

Deux d'entre elles sont prises en considération : la première est fondée sur des pompages ou injections d'essai à débit constant dans des sondages (éventuellement entre obturateurs) ; elle a été développée initialement par Ramey et Gringarten, et elle est qualifiée dans ce rapport de méthode "temporelle" ou méthode de Gringarten. La seconde méthode, mise au point par Jouanna, et appelée dans ce rapport méthode "fréquentielle", trouve son origine dans la théorie des systèmes. Le signal d'entrée est un débit de pompage ou d'injection périodique. L'interprétation de la sortie (pression) est effectuée dans l'espace des fréquences. Cette méthode n'a pas encore été expérimentée in situ.

Ce rapport comporte trois chapitres, totalement indépendants les uns des autres et pouvant être consultés séparément. Le premier présente des exemples d'application de la méthode temporelle, et en particulier des résultats d'essais effectués sur des fractures artificielles sur le site expérimental "Hot dry rock du Mayet de Montagne (Allier, France). Ces essais ont montré que des modèles linéaires tels que ceux utilisés jusqu'à présent ne suffisent pas pour décrire le comportement hydraulique de fractures au-dessus d'une certaine pression. Des recherches se poursuivent pour mettre au point un modèle qui prenne en compte les changements de géométrie de la fracture durant l'essai. L'état de contrainte naturel dans le terrain devra évidemment être pris en considération dans un tel modèle.

Le deuxième chapitre présente une comparaison théorique des méthodes temporelle et fréquentielle, en vue de délimiter leurs domaines d'utilisation respectifs.

Enfin, dans le troisième chapitre, sont développées de nouvelles solutions pour la méthode temporelle, correspondant en particulier à des fissures rectangulaires d'orientation quelconque, configuration qui permet de prendre en compte un grand nombre de cas se présentant effectivement dans la nature.

I - IDENTIFICATION DES CARACTERISTIQUES HYDRAULIQUES
D'UN MILIEU ROCHEUX FRACTURE PAR POMPAGES
OU INJECTIONS D'ESSAI

NOTATIONS

$x = \text{abscisse}$
 $y = \text{ordonnée}$
 $z = \text{cote}$ } d'un point par rapport au centre de la fissure

x_D
 y_D
 z_D } = coordonnées adimensionnelles

$x_f = 1/2 \text{ longueur}$
 $y_f = 1/2 \text{ largeur}$
 $z_f = 1/2 \text{ hauteur}$ } de la fissure
 $z_{FD} = \text{hauteur adimensionnelle de la fissure}$

$t = \text{temps}$

$\tau = \text{variable muette (représentant généralement le temps)}$

t_{DX}
 t_{DF} } = temps adimensionnel

$h = \text{épaisseur de l'aquifère}$

$h_D = \text{épaisseur adimensionnelle de l'aquifère}$

$h_f = \text{cote du centre de la fissure par rapport au milieu de l'aquifère}$

$Q = \text{débit pompé (ou injecté) dans la fissure}$

$q = \text{débit par unité de surface ou de volume}$

$s = \text{rabattement}$

$s_D = \text{rabattement adimensionnel}$

K_x
 K_y
 K_z } perméabilités

$K = \text{perméabilité horizontale}$

$\left. \begin{array}{l} T_x \\ T_y \\ T_z \end{array} \right\} = \text{transmissivité horizontale}$

$T = \text{transmissivité horizontale}$

$S = \text{coefficient d'emmagasinement}$

$S_s = \text{coefficient d'emmagasinement spécifique} = S/h$

$A = \text{surface de la fissure}$

$F = \text{facteur de forme de la fissure}$

$\alpha = \text{inclinaison de la fissure}$

$\pi = 3.14159\dots$

$\text{erf} = \text{fonction erreur}$

$\text{exp} = \text{fonction exponentielle}$

$\varepsilon = \text{quantité petite}$

1.1 LES DIFFERENTS SCHEMAS EXISTANTS D'INTERPRETATION DE POM-PAGES D'ESSAI EN MILIEU FISSURE

A ce jour, un certain nombre de schémas d'interprétation de pompes d'essai en milieu fissuré sont disponibles.

Les schémas les plus classiques ont été établis par A.C. GRINGARTEN et al.

Ce sont les suivants :

- une fissure verticale de transmissivité infinie traversant toute l'épaisseur de l'aquifère (GRINGARTEN et al. 1974).
- une fissure verticale à débit par unité de surface uniforme traversant toute l'épaisseur de l'aquifère (GRINGARTEN et al. 1974).
- une fracture horizontale circulaire à flux uniforme (GRINGARTEN et al. 1974).
- une fracture oblique traversant toute l'épaisseur de l'aquifère (CINCO, 1975).

Le calcul des rabattements au puits de pompage a été étudié analytiquement et des abaques ont été tracés en variables adimensionnelles.

Un autre type de schéma est proposé par BOULTON et STRELTSOVA (1977) : l'aquifère est traversé par une couche horizontale infinie de perméabilité très supérieure à la perméabilité de l'aquifère.

PAPADOPULOS (1965) d'autre part, décrit un schéma ne faisant intervenir qu'une anisotropie dans le plan horizontal.

RAGHAVAN (1977) présente un résumé intéressant des différents schémas d'interprétation disponibles.

Il n'a pas été jugé utile de reprendre ici le contenu de sa publication.

Nous nous attacherons par la suite uniquement aux schémas développés par GRINGARTEN et al., et pour simplifier, nous appellerons la méthode d'interprétation des essais qui en résulte : "méthode de GRINGARTEN".

1.2 - RAPPEL DES BASES DE LA METHODE DE GRINGARTEN(*)

1.2.1 - FRACTURE VERTICALE A FLUX UNIFORME

Le puits est implanté au centre d'une fracture verticale rectangulaire recoupant toute l'épaisseur d'une nappe aquifère homogène, anisotrope ($K_x \neq K_y$) et d'extension infinie.

L'axe de x est orienté suivant la direction de la fracture.

Le rabattement est donné par :

$$S_D = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \int_0^{t_D} \left[\operatorname{erf} \frac{1 - \frac{x}{x_f}}{2\sqrt{\tau}} + \operatorname{erf} \frac{1 + \frac{x}{x_f}}{2\sqrt{\tau}} \right] \frac{e^{-\frac{1}{4\tau} \left(\frac{y}{x_f} \right)^2 \frac{T_x}{T_y}}}{\sqrt{\tau}} d\tau$$

$$\text{avec } t_D = \frac{K_x \cdot t}{S_D \cdot x_f^2} = \frac{T_x \cdot t}{S \cdot x_f^2}$$

$$\text{et } S_D = \frac{4\pi \sqrt{K_x \cdot K_y} \cdot h \cdot s}{Q}$$

Au puits de pompage ($x = y = 0$) cette équation se ramène à :

$$S_D = 2\pi \sqrt{t_D} \cdot \operatorname{erf} \left(\frac{1}{2\sqrt{t_D}} \right) - \operatorname{Ei} \left(-\frac{1}{4t_D} \right)$$

La courbe S_D , t_D au puits est donné en coordonnées bi-logarithmiques, fig. 2.

Des abaques donnant S_D en fonction de t'_D

$$\left(t'_D = \frac{t}{S} \frac{T_x T_y}{\left[T_x y^2 + (x+x_f)^2 T_y \right]^{1/2} \left[T_x y^2 + (x-x_f)^2 T_y \right]^{1/2}} \right)$$

* Pour plus de détails, on consultera les publications citées dans la bibliographie.

pour différentes positions du point d'observation (x, y) par rapport à la fissure et pour différentes valeurs de $r_D = \frac{1}{x_f} \sqrt{x^2 + y^2} \frac{T_r}{T_y}$ ont également été tracés.

La superposition des courbes expérimentales avec les courbes théoriques peut permettre de déterminer les différents paramètres du système testé.

1.2.2 - FRACTURE HORIZONTALE CIRCULAIRE

Le puits est implanté au centre d'une fracture horizontale circulaire dans une nappe aquifère homogène, anisotrope ($K_r \neq K_z$) et d'extension infinie. La fracture se trouve à la cote z_f au-dessus du mur du niveau aquifère.

Le rabattement est donné par :

$$\frac{S_D}{H_D} = \frac{2}{H_D} \int_0^{t_D} \frac{e^{-\frac{1}{4\tau} \left(\frac{r}{r_f}\right)^2}}{\tau} \left[\int_0^1 I_0\left(\frac{rv}{2r_f\tau}\right) e^{-\frac{v^2}{4\tau}} v \cdot dv \right] \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 \tau}{H_D^2}\right) \cos n\pi \frac{z_f}{h} \cdot \cos n\pi \frac{z}{h} \right] d\tau$$

avec $t_D = \frac{K_r \cdot t}{S_s \cdot r_f^2} = \frac{T_r \cdot t}{S \cdot r_f^2}$

$$\frac{S_D}{H_D} = \frac{4\pi \sqrt{K_r \cdot K_z} r_f s}{Q}$$

$$H_D = \frac{h}{r_f} \sqrt{\frac{K_r}{K_z}}$$

Des abaques donnant $\frac{SD}{HD}$ en fonction de t_D , pour différentes valeurs de H_D ont été tracés, pour $z_f = \frac{h}{2}$ (fracture à mi-hauteur de la formation aquifère).

La superposition des courbes s, t expérimentales aux courbes théoriques peut permettre la détermination des paramètres du système étudié.

En pratique, et ceci est également vrai pour le cas de la fissure verticale le nombre de paramètres est tel que cette détermination ne va pas sans problèmes, et qu'elle reste souvent incomplète.

C'est pourquoi il a été jugé intéressant de présenter, dans le paragraphe suivant, une série de recommandations pratiques concernant l'interprétation d'essais à l'eau à l'aide de la méthode GRINGARTEN, ce paragraphe ayant également pour but d'en faire mieux saisir le champ d'application et les limites.

1.3 - PRATIQUE DE L'IDENTIFICATION DES PARAMETRES HYDRAULIQUES D'UN MILIEU FRACTURE A L'AIDE DE LA METHODE DE GRINGARTEN

1.3.1 - PARAMETRES A IDENTIFIER

Soit un pompage d'essai dans un aquifère fissuré, l'interprétation de cet essai consiste à déterminer :

- la transmissivité horizontale
- l'anisotropie de perméabilité
- le coefficient d'emmagasinement
- l'orientation de la (ou des) fissure(s)
- les dimensions de la fissure.

Il est évident qu'il n'est pas possible de déterminer à la fois tous ces paramètres. Il faudra donc choisir a priori un modèle (fissure verticale, fissure horizontale, fissure circulaire) en s'aidant des connaissances géologiques et structurales disponibles. On vérifiera alors si le modèle choisi est compatible avec toutes les données expérimentales disponibles c'est-à-dire avec l'évolution du rabattement au puits de pompage (ou d'injection) et à tous les piézomètres.

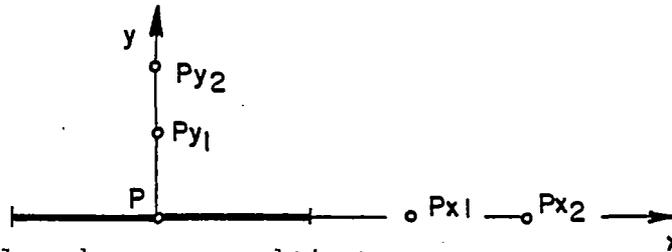
1.3.2 - MODELE A FISSURE VERTICALE UNIQUE

Pour un modèle à fissure verticale traversant l'aquifère sur toute son épaisseur, il faut théoriquement identifier les paramètres suivants :

- direction de la fissure
- longueur de la fissure : $2xf$

- transmissivité horizontale = T
- coefficient d'emménagement = S.

Pour simplifier un peu le problème, on suppose dans un premier temps qu'on connaît l'emplacement de la fissure.



par superposition avec les abaques, on obtient :

pour le puits de pompage

* $T = \sqrt{T_x T_y}$ d'après les ordonnées

* T_x / Sx^2f d'après les abscisses

Si on admet qu'il n'y a pas d'anisotropie $T = T_x$; on peut alors identifier T et Sx_p^2 , mais on n'a accès qu'à :

S si on connaît xf

xf si on connaît S

et à aucun des deux dans le cas général.

Pour les piézomètres situés sur l'axe ox (dans l'axe de la fissure)

* T d'après les ordonnées

* $T_x / Sx^2f^2 \left| x_D^2 - 1 \right|$ d'après les abscisses

* xf d'après la forme de la courbe si le piézomètre est assez proche de la fissure.

Pour les piézomètres situés sur l'axe oy (perpendiculairement à la fissure)

* T d'après les ordonnées

* $T_x / Sx^2f^2 \left(1 + y_D^2 \frac{T_x}{T_y} \right)$ d'après les abscisses

* $xf \sqrt{\frac{T_y}{T_x}}$ d'après la forme de la courbe

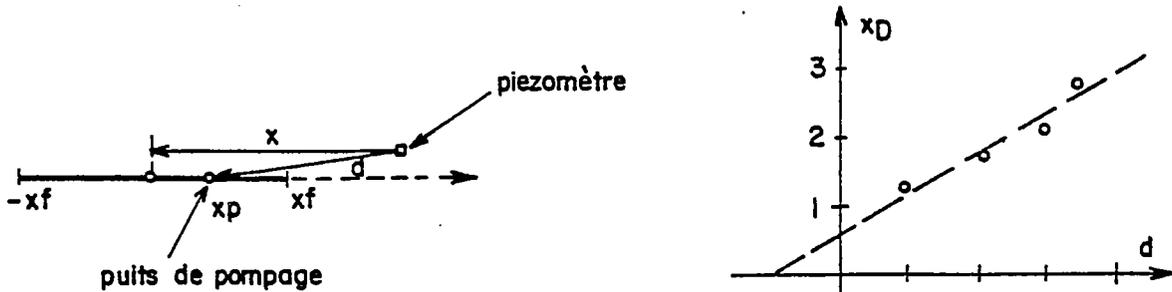
si le piézomètre est assez proche de la fissure.

Méthode d'interprétation

On voit que le paramètre le plus facile à identifier est la transmissivité horizontale T.

Un seul piézomètre situé dans le prolongement de la fissure (c'est-à-dire plus loin que l'extrémité de la fissure) permet en plus d'identifier la demi-longueur x_f de la fissure. Si on dispose de plusieurs piézomètres la longueur x_f ne sera que mieux déterminée ; il suffit alors de tracer les nombres $x_D = x/x_f$ identifiés par l'abaque en fonction de x . On obtient un nuage de points qui s'alignent plus ou moins bien sur une droite dont l'inverse de la pente donne x_f .

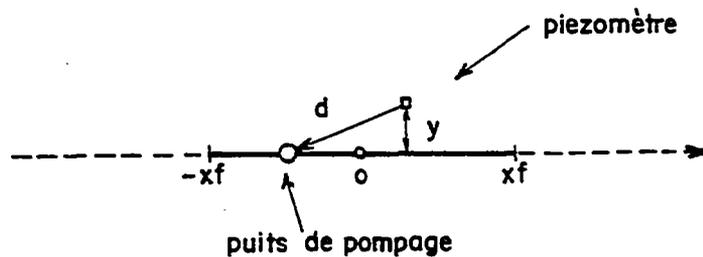
Si le puits de pompage n'est pas au centre de la fissure mais se trouve à l'abscisse x_p la droite ne passera pas par l'origine car une distance d correspond à une distance x au centre de la fissure égale à x_p .



Etant donné qu'on a accès à T_x/Sx_f^2 et à T on peut alors déterminer $S \sqrt{T_y/T_x}$ qui est généralement du même ordre de grandeur que S car T_x/T_y est rarement supérieur à 4 ou 5 ; $S \sqrt{T_y/T_x}$ est donc au minimum égal à 0,5 S.

Un seul piézomètre situé perpendiculairement à la fissure permet d'identifier $x_f \sqrt{T_y/T_x}$. Comme précédemment, on porte les nombres y_D identifiés par l'abaque en fonction de la distance y à la fissure. L'inverse de la pente donne $x_f \sqrt{T_y/T_x}$. Etant donné qu'à proximité de la fissure les équipotentielles sont parallèles à la fissure il convient de prendre pour y

la distance du piézomètre à la fissure qui peut être différente de la distance géométrique d du piézomètre au puits par exemple si le puits n'est pas au centre de la fissure et si le piézomètre n'est pas sur la médiatrice de la fissure.



Etant donné qu'on connaît x_f et $x_f \sqrt{T_y/T_x}$ on pourra alors déterminer le facteur d'anisotropie $a = T_x/T_y$ d'où on déduira sans ambiguïté le coefficient d'emmagasinement S .

Si on ne connaît pas exactement la direction de la fracture, on essaiera de la déterminer par tâtonnement de façon à obtenir des droites à la fois pour $x_D = f(x)$ et $y_D = f(y)$.

En résumé il faudra retenir que :

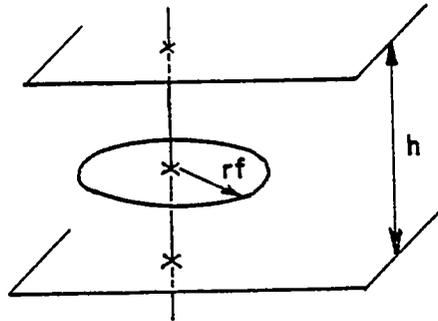
- L'enregistrement du rabattement au puits de pompage permet de déterminer sans ambiguïté : T la transmissivité horizontale.

- L'enregistrement du rabattement en un piézomètre situé dans la direction perpendiculaire à la fissure, mais à une distance inférieure à 2 ou 3 fois x_f , permet, d'après la forme de la courbe, de déterminer l'ordre de grandeur de S et de x_f .

- L'enregistrement du rabattement en un piézomètre situé latéralement dans la direction de la fissure, mais à une distance comprise entre 1 et 3 fois x_f , permet d'après la forme de la courbe, de déterminer x_f et l'ordre de grandeur de S .

- Les enregistrements du rabattement en des piézomètres situés dans la direction de la fissure et dans la direction perpendiculaire permettent de déterminer S et x_f .

1.3.3 - MODELE A FISSURE CIRCULAIRE HORIZONTALE UNIQUE



Pour un tel modèle, les paramètres importants à déterminer sont :

- la transmissivité radiale (supposée isotrope dans un plan horizontal = T)
- le coefficient d'emmagasinement = S
- le rayon de la fissure équivalente = r_f
- (- l'anisotropie K horizontale/ K verticale = $\frac{K_r}{K_z}$)

La méthode est comparable à la méthode utilisée pour la fissure verticale.

Par superposition avec les abaques on obtient :

Pour le puits de pompage :

- T/Sr_f^2 d'après les abscisses
- T ou une limite inférieure T_{min} d'après les ordonnées.

Pour les fissures de faible extension par rapport à l'épaisseur de l'aquifère, il y a une infinité de courbes s réduit = f (t réduit) qui ont la même forme et sont parallèles en coordonnées bilogarithmiques. Ces courbes ne diffèrent que par leur ordonnées ; elles correspondent donc à des transmissivités différentes.

$$- h_D = \frac{h}{r_f} \sqrt{K/Kz} \text{ ou une limite inférieure } h_{D\min}$$

On peut ainsi identifier une limite inférieure de Sr_f^2 .

On a alors accès à :

S si on connaît (ou si on se donne) r_f

r_f si on connaît (ou si on se donne) S

Pour un piézomètre situé à l'extérieur de la fissure

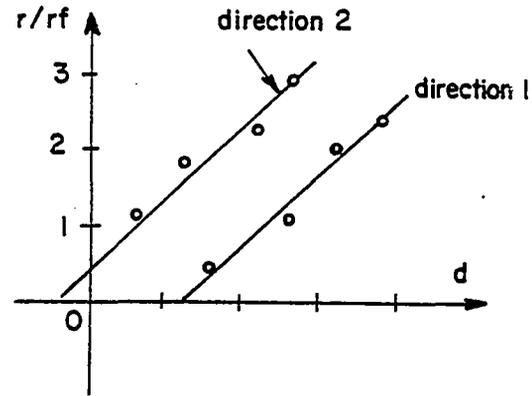
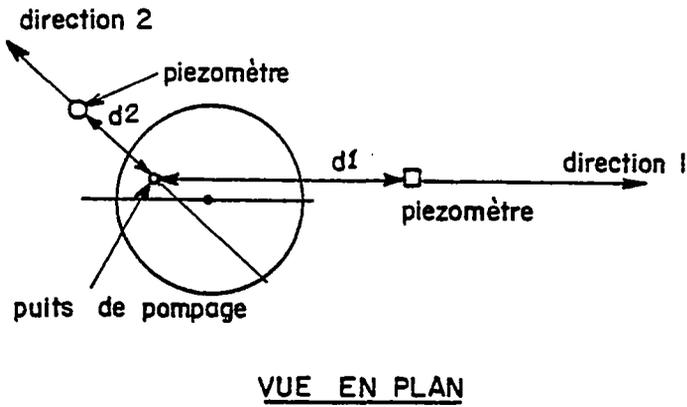
- T d'après les ordonnées
- T/S d'après les abscisses
- r_f d'après la forme de la courbe

à condition que la distance r au centre de la fissure soit comprise entre 1 fois et 3 fois r_f .

Si $r > 3$ ou $5 r_f$ on ne pourra en déterminer qu'une limite supérieure $r_f \max$.

En portant sur un graphique le nombre $r_D = r/r_f$, identifié pour chaque piézomètre par l'abaque, en fonction de r on obtient un nuage de points qui s'alignent plus ou moins bien sur une droite dont l'inverse de la pente donne le rayon de la fissure r_f .

Si le puits de pompage n'est pas au centre de la fissure, on obtiendra pour chaque direction une droite de pente $1/r_f$ mais ne passant pas par l'origine.



On peut ainsi déterminer :

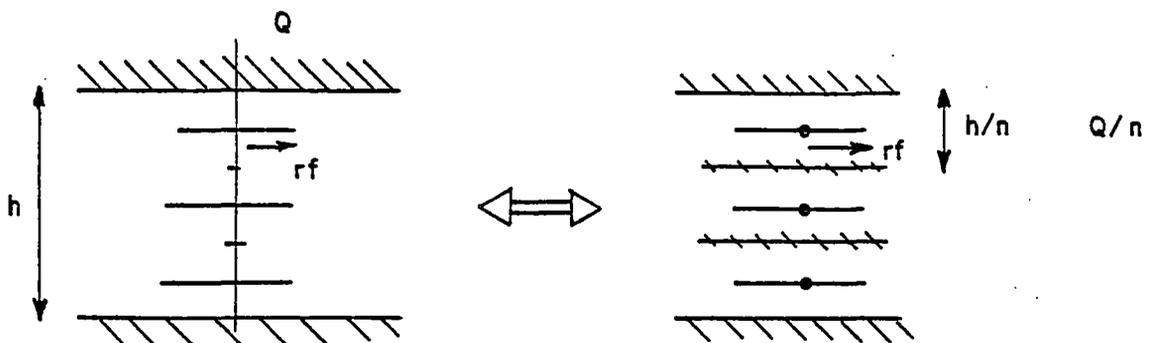
T , S et r_f d'après les piézomètres.

Si un piézomètre est implanté dans la fissure, il mesurera une charge extrêmement variable suivant la manière dont il est crépiné.

S'il n'est crépiné qu'à la cote de la fissure, il enregistrera des rabattements quasiment identiques à ceux du puits de pompage (corrigé des pertes de charge et des effets de capacité). Un tel piézomètre ne permet pas de déterminer le rayon de la fissure, mais il montre que la fissure s'étend jusqu'à lui.

S'il est crépiné sur toute la hauteur de l'aquifère, il présentera dès le début une descente linéaire (caractérisée par une pente 1 en coordonnées bilogarithmiques) et permettra uniquement de déterminer la transmissivité T de l'aquifère.

1.3.4 - MODELE A n FISSURES CIRCULAIRES HORIZONTALES SUPERPOSEES



Comme pour une fissure circulaire unique, par superposition avec les abaques on obtient :

pour un piézomètre extérieur à la fissure

T, T/S et rf donc T, S et rf

pour le puits de pompage

- $T/S \pi r_f^2$
- T ou une limite inférieure T_{min} . En fait si le nombre n de fissures est assez grand on risque beaucoup moins d'avoir une incertitude.

$$- h_D = \frac{h/n}{rf} \sqrt{K/Kz}$$

On peut donc identifier sans problèmes T et S mais, si l'on connaît h, on risque de commettre une erreur importante dans le calcul de la perméabilité verticale (ou de l'anisotropie verticale) en supposant qu'il n'y a qu'une fissure : K/Kz calculé = $\frac{1}{n^2} \cdot K/Kz$ réel.

1.4 - EXEMPLES D'APPLICATION DE LA METHODE DE GRINGARTEN

1.4.1 - CHOIX DES EXEMPLES

Un inventaire et un examen rapide des divers essais à l'eau réalisés dans différents pays étrangers, en particulier aux Etats-Unis, sur des projets "Hot dry rocks", n'ont pas permis de trouver des données se prêtant à une interprétation à l'aide de la méthode d'identification décrite dans les pages précédentes. Cette méthode nécessite en effet un débit constant et un enregistrement très précis des variations de pression dès le tout début de l'essai, conditions que l'on n'a jamais trouvées satisfaites simultanément.

C'est pourquoi, profitant de la disponibilité du forage INAG 3.3 sur le site français d'études "Hot dry rock" du Mayet-de-Montagne (Allier) il a été décidé de réaliser une série d'injections d'essai sur des fractures artificielles.

Une première interprétation de ces essais figure au paragraphe suivant.

Le matériel d'enregistrement disponible pour les essais du Mayet de Montagne ne permettait pas de suivre l'évolution des pressions dans les puits d'observation. C'est pourquoi il a été jugé intéressant d'inclure également dans ce rapport un exemple, encore inédit, d'essai en milieu fissuré avec observations à la fois dans le puits de pompage et dans des piézomètres. Cet essai, réalisé dans le cadre des activités de bureau d'études du B.R.G.M., fait l'objet du paragraphe 1.4.3..

1.4.2 - INJECTIONS D'ESSAI REALISEES AU MAYET-DE-MONTAGNE*

1.4.2.1 - CADRE GENERAL

Le "laboratoire de terrain" de Mayet-de-Montagne (Allier), financé en partie par la CCE a entre autres pour but de permettre la réalisation d'études sur la fracturation hydraulique en vue de l'utilisation de celle-ci dans le cadre de projets "hot dry rocks". Le site est implanté dans le massif granitique du Mayet de Montagne, dont plusieurs rapports ont décrit dans le détail le cadre géologique et structural. Un certain nombre de forages ont été réalisés sur ce site.

L'un d'eux, le forage INAG 3.3, a donné lieu à des essais de fracturation hydraulique. C'est dans ce forage, d'une profondeur de l'ordre de 180 m, qu'ont été réalisées des injections d'essai entre obturateurs sur trois fractures artificielles aux cotes 63,50 m, 113,20 m et 155,40 m.

C'est la première fois à notre connaissance que la méthode de GRINGARTEN était utilisée en injection.

Cette procédure était préférable au pompage ; en effet, la nécessité de tester chaque fissure individuellement imposait le recours à un obturateur double, et le pompage entre obturateurs pose un certain nombre de

* Les essais ont été réalisés grâce à la collaboration de l'INAG (IPG de Paris) et de l'Ecole des Mines de Paris (Centre d'informatique géologique) que nous tenons ici à remercier.

problèmes technologiques qui ne sont pas faciles à résoudre, alors que l'injection, au contraire, est aisée.

Par ailleurs, l'injection permet de jouer sur une gamme de pression illimitée ce qui n'est pas le cas du pompage où la dépression possible est limitée. Cette faculté de pouvoir jouer sur une gamme de pression étendue est primordiale pour des essais en milieu peu perméable, ce qui était le cas.

1.4.2.2 - DISPOSITIF D'ESSAI

La photo 1 présente une vue générale du site d'essai. On remarque en particulier à gauche la sondeuse, en position sur le forage, pour la manoeuvre des tiges et des obturateurs, et à droite les réservoirs d'eau et la pompe.

Cette dernière apparaît mieux sur la photo 2, où l'on voit, de droite à gauche le moteur (électrique), la centrale hydraulique et la pompe elle-même, qui était une petite pompe à piston à un seul cylindre. Les quantités d'eau injectées étaient mesurées par un compteur volumétrique situé sur la conduite d'alimentation (au premier plan), à la sortie des réservoirs. Le débit d'injection était réglé par la cadence de la pompe.

A la sortie de la pompe se trouvait (photo 3), un accumulateur antipulsatoire destiné à amortir les à-coups de pression dus au fonctionnement cyclique de la pompe, une soupape de sécurité, réglée à 100 bars, et un manomètre de contrôle. Un flexible reliait ce dispositif à la tête d'injection (photo 4).

Cette dernière (photo 5) était équipée d'une vanne à boisseau sphérique, d'un capteur de pression piézoélectrique et d'une purge.

Le capteur de pression était relié à un dispositif d'alimentation et de mesure (photo 6) comprenant une alimentation stabilisée, contrôlée par un multimètre, un voltmètre numérique et un enregistreur sur papier.

Les essais étaient réalisés de la façon suivante : après mise en place et gonflage de l'obturateur double au niveau de la fracture à tester,

la pression était ramenée à zéro par ouverture de la purge. Après stabilisation, cette dernière était refermée et l'injection commençait, à débit constant pendant toute la durée de l'injection. Après arrêt de la pompe, le forage demeurant fermé, on enregistrait la chute de pression jusqu'au retour à l'équilibre.

Sept essais en tout ont été réalisés :

Les essais 1 à 3, à la cote 155,40, sur une fracture verticale, soutenue par du sable ; les essais 4 et 5, à la cote 113,20, sur une fracture verticale non soutenue ; et les essais 6 et 7, à la cote 63,50 sur une fracture décrite comme complexe, non soutenue. La capacité limitée de la pompe fait que, même au débit maximal, il n'a jamais été possible de monter à des surpressions d'injection dépassant 16 bars, dans tous les cas, inférieures aux pressions de fermeture observées lors de la fracturation.

1.4.2.3 - RESULTATS ET INTERPRETATION SOMMAIRE DES ESSAIS

Essais n°1 - Injection (voir tableau I)

Fissure à la profondeur 155,40 m (verticale). Cette fissure artificielle soutenue par du sable siliceux fin, relie le puits INAG 3.3 et le puits INAG 3.2. Pour l'interprétation, on supposera que l'écoulement n'intéresse qu'une épaisseur de terrain de 3 m ($h = 3$ m), correspondant à la hauteur de la cavité d'injection. Ceci est justifié par le fait que, du moins pour des durées pas trop élevées, l'essentiel de l'écoulement doit se faire perpendiculairement à la fissure, c'est à dire dans le plan horizontal. On peut noter par ailleurs qu'aucune variation sensible de niveau ne s'est produite dans le puits d'injection en cours d'essai, ce qui montre bien que le niveau injecté est resté, pendant toute la durée de l'essai, isolé hydrauliquement du reste du massif.

Débit moyen : 12,90 l/min

Durée de l'injection : 60 minutes

1. En coordonnées bi-log. (temps-pression) (fig. 1), on constate que les points correspondant aux 40 premières secondes s'alignent sur une droite de pente 0,91, nettement supérieure à la pente théorique de 0,5 pour un milieu fissuré. Si on ne tient pas compte de ce début de courbe, on peut

caler la courbe expérimentale sur la courbe type correspondant à une fracture verticale (fig.2) pour les temps allant de 40 à 500 secondes environ.

Deux calages possibles ont été retenus, correspondant aux points 1 et 2 sur la figure 1.

Les résultats obtenus sont les suivants :

Point 1

$$t = 265 \text{ s}$$

$$s = 4,8 \text{ bars} \cong 48 \text{ m}$$

$$\sqrt{T_x.T_y} = 0,446.10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

Point 2

$$t = 120 \text{ s}$$

$$s = 3 \text{ bars} \cong 30 \text{ m}$$

$$\sqrt{T_x.T_y} = 0,713.10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

Si on admet que la perméabilité est isotrope dans le plan horizontal ($T_x = T_y$) et que la fissure a une extension $x_f = 25 \text{ m}$, distance des deux puits qu'elle relie, on peut calculer le coefficient d'emménagement.

Point 1

$$S = 1,15.10^{-6}$$

Point 2

$$S = 0,83.10^{-6}$$

Ramenées à l'épaisseur de 3 m de terrain supposé intéressé par l'écoulement, ces valeurs donnent :

Point 1

Perméabilité horizontale (supposée isotrope)

$$0,15.10^{-6} \text{ m/s}$$

Point 2

$$0,24.10^{-6} \text{ m/s}$$

Emménagement spécifique ($S_s = \frac{S}{h}$)

$$0,38.10^{-6} \text{ m}^{-1}$$

$$0,28.10^{-6} \text{ m}^{-1}$$

Si on considère que l'emménagement spécifique ne dépend que de la compressibilité de l'eau (prise égale à $4,6.10^{-6} \text{ m}^{-1}$) et non de celle du squelette solide, ces valeurs correspondent à des porosités de :

Point 1

$$n = \frac{S_s}{\beta} = \frac{0,38 \cdot 10^{-6}}{4,6 \cdot 10^{-6}} = 0,083 = 8,3 \%$$

Point 2

$$n = 0,061 = 6,1 \%$$

2. La courbe expérimentale en coordonnées semi-log (fig 3), interprétée suivant la méthode de Jacob, donne en se calant sur la période 100-1000s une transmissivité de $0.42 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$.

3. L'examen de la courbe (p, t) en coordonnées arithmétiques (fig. 4), qui est une droite pour des temps inférieurs à 20 secondes, suggère un "effet de capacité", et met également en évidence une perte de charge (ce qui est normal, le capteur de pression étant placé en tête du tubage, à la surface du sol).

Le coefficient de capacité serait égal à :

$$c = \frac{Q \cdot \Delta t}{\Delta p} = \frac{12,9}{60} \cdot \frac{15}{0,76 - 0,06}$$
$$= 4,61 \text{ l/bar} = 4,6 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$$

La perte de charge serait, elle, égale à 0,06 bar (ordonnée à l'origine de la droite). L'effet de capacité peut-être corrigé si l'on considère la courbe (p, t) (fig. 5). Cette dernière est linéaire pour $3,5 < t < 7$, c'est-à-dire $12\text{s} < t < 50\text{s}$.

L'élimination de l'effet de capacité se fait en ajoutant à la pression mesurée l'ordonnée à l'origine de la droite (p, t), égale à 0,85 bar. La courbe résultante, en coordonnées bi-log, est donnée fig. 6.

On obtient facilement le calage sur la courbe type correspondant à une fracture verticale traversant toute l'épaisseur de l'aquifère.

$$t = 21 \text{ s}$$

$$s = 1,9 \text{ bar} = 19 \text{ m}$$

$$t_D = 0,165$$

$$S_D = 1,25$$

$$\sqrt{T_x \cdot T_y} = 1,13 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}.$$

En admettant à nouveau que $T_x = T_y$ et en prenant une extension de la fracture égale à 25 m, on obtient par ailleurs $S = 0,23 \cdot 10^{-6}$.

Si on considère comme précédemment que l'écoulement vers la fissure n'intéresse qu'une épaisseur de terrain de 3 m, on obtient :

$$K_x = K_y = 0,38 \cdot 10^{-6} \text{ m/s.}$$

$$S_s = 0,077 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1},$$

ce qui correspondrait à une porosité de $\frac{0,077 \cdot 10^{-6}}{4,6 \cdot 10^{-6}} = 0,017 = 1,7 \%$.

4. La courbe (p, \sqrt{t}) théorique, pour les premiers instants de l'injection, doit revêtir la forme $p = p_c + a\sqrt{t}$, p_c représentant les pertes de charge entre la cavité d'injection et la tête de tubage où est situé le capteur de pression.

Ces pertes de charge ont été calculées, pour un débit de 12,9 l/min, une longueur de train de tiges égale à 155 m et en tenant compte des rétrécissements dus aux raccords des tiges (un raccord tous les 3 m), comme étant égales à 0,028 bar (1) (la courbe de la figure 4 indiquait une perte de charge de 0,06 bar ; nous retiendrons néanmoins la valeur calculée).

La courbe (p, \sqrt{t}) réellement obtenue (fig.5) a pour équation, dans sa partie linéaire :

$$p = -0,85 + 0,415 \sqrt{t} \quad (p \text{ en bar, } t \text{ en s}).$$

Cette expression peut être ramenée à l'expression précédente en décalant l'origine des temps d'une valeur t' , correspondant à l'effet de capacité, telle que $0,028 + a\sqrt{t-t'} = -0,85 + 0,415\sqrt{t}$ équation qui est satisfaite, pour les valeurs de t comprises entre 15 et 50 secondes, pour :

$$a = 0,31 \text{ et } t' = 10 \text{ s.}$$

Les valeurs de p et de t affectées de cette correction (temps décalé de 10 s, la nouvelle origine correspondant au temps 10 s de l'essai ;

(1) Catalogue formulaire SERSEG n° 75/2, février 1977.

pression diminuée de 0,028 bar) permettent de tracer en coordonnées bi-log la courbe de la figure 7.

Cette courbe se cale elle aussi aisément sur la courbe type :

$$t = 36 \text{ s}$$

$$s = 2 \text{ bars} = 20 \text{ m}$$

ce qui donne $\sqrt{T_x \cdot T_y} = 1,07 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$

et avec les mêmes hypothèses que précédemment $S = 0,37 \cdot 10^{-6}$, valeurs peu différentes de celles déterminées avec la méthode utilisée en 3.

5. Les valeurs de T et de S déterminées précédemment, avec ou sans correction, sont du même ordre de grandeur :

$T_x = T_y$ varie suivant la méthode de $0,446 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ à $1,13 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ et S varie de $0,23 \cdot 10^{-6}$ à $1,15 \cdot 10^{-6}$.

Dans un granite sain tel que celui de Mayet de Montagne, les valeurs les plus faibles du coefficient d'emmagasinement apparaissent cependant plus vraisemblables ; elles résultent d'ailleurs des données corrigées, pour lesquelles le calage sur la courbe type est nettement meilleur que pour les données brutes.

On retiendra donc les valeurs suivantes :

$$\begin{cases} T_x = T_y = 1,1 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s} \\ S = 0,3 \cdot 10^{-6} \end{cases}$$

Il convient maintenant de s'interroger sur la signification physique de l'"effet de capacité" mis en évidence. Cet effet est sensible pendant une durée de l'ordre de 10 s et il correspond donc à un volume injecté égal à : $\frac{12,9 \cdot 10}{60} = 2,15 \text{ l}$ (un calcul fondé sur l'utilisation du coefficient de capacité déterminé plus haut, aboutit à un résultat analogue).

L'ensemble du circuit hydraulique est en principe saturé avant le début de l'essai. L'effet de capacité ne pourrait donc provenir que d'une augmentation de volume des parties les plus aisément déformables de ce

circuit : la membrane de l'accumulateur antipulsatoire et le flexible reliant la pompe à la tête du train de tige. Compte tenu de son volume (de l'ordre de 2 l) et des faibles pressions au début de l'essai, il est douteux que l'accumulateur puisse absorber plus de 0,5 l. Il est impossible que le reste (de l'ordre de 1,5 l) soit entièrement absorbé par une dilatation du flexible, qui serait de l'ordre de 3 % de son diamètre, pour une augmentation de pression de 0,5 bar environ (volume intérieur du flexible = 25 l ; il s'agit d'un tuyau en caoutchouc armé, susceptible de résister à des pressions de l'ordre de 200 bars). Force est donc d'admettre que probablement, en dépit des précautions prises, le circuit n'est pas entièrement saturé au début de l'essai (bien qu'une entrée d'air au moment de la purge ne paraisse guère possible).

Essai n° 7 - Injection (voir tableau VII)

Fissure à la profondeur 63,50 m.

Débit moyen : 16,12 l/min.

Durée de l'injection : 60 minutes.

1. On retrouve en coordonnées arithmétiques (fig. 8), pour $t < 3$ s, une courbe (p, t) rectiligne, témoignant d'un effet de capacité. Le coefficient de capacité serait égal à :

$$\frac{Q \cdot \Delta t}{\Delta p} = \frac{16,12}{60} \cdot \frac{3}{1,08} = 0,75 \text{ l/bar}$$

nettement plus faible que pour l'essai 1.

L'ordonnée à l'origine de cette droite, qu'on peut interpréter comme représentant une perte de charge, est égale à 0,07 bar (à comparer à 0,06 pour un débit de 12,90 l/min, pour l'essai n° 1). La courbe (p, t), pour $t < 8$ s, est une droite dont l'ordonnée à l'origine est égale à - 0,30 bar, valeur qui permet de corriger les pressions de l'effet de capacité.

2. La figure 9 représente, en coordonnées bi-log, les courbes (p, t), non corrigées, et corrigées de l'effet de capacité comme indiqué ci-dessus

(pressions augmentées de 0,30 bar). La courbe corrigée présente bien une pente initiale 1/2 et peut être calée, pour $t < 20$ s, sur la courbe type correspondant à une fracture verticale.

L'interprétation résultant de ce calage est la suivante :

$$\begin{cases} t = 3,3 \text{ s} \\ s = 1,35 \text{ bar} = 13,5 \text{ m} \end{cases}$$

$$\sqrt{T_x \cdot T_y} = 1,99 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}.$$

Si on prend pour S la valeur $0,3 \cdot 10^{-6}$ déduite de l'essai n° 1, et si on suppose que $T_x = T_y$, on obtient $x_f = \sqrt{\frac{T_x \cdot t}{S \cdot t_D}} = 11,52 \text{ m}$. (Il n'est plus possible, comme pour l'essai n° 1, de fixer a priori la valeur de x_f ; la fissure testée ne relie en effet pas le puits INAG 3.3 à un autre puits, à une distance connue.

Si au lieu de prendre comme point de départ la valeur de S, dont on peut penser qu'elle varie effectivement peu avec la profondeur, on était parti, comme pour l'essai n° 1, de $x_f = 25 \text{ m}$, on trouverait $S = 0,064 \cdot 10^{-6}$, valeur très faible et peu vraisemblable).

3. Le calage de la courbe expérimentale corrigée sur la courbe-type en bi-log montre que l'approximation de JACOB est valable pour $t > 50$ s.

On peut en effet caler une droite sur la courbe (p,t) en coordonnées semi-log, (fig. 10), pour $50 \text{ s} < t < 500 \text{ s}$.

A partir de la pente de cette droite, on détermine une transmissivité $T = 4,20 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$.

Cette valeur doit être considérée comme un ordre de grandeur car on voit en fait apparaître une stabilisation due à un effet de drainance avant une reprise de la montée.

Autres essais

Les essais 1 et 7 étaient les seuls pour lesquels l'évolution de la pression en fonction du temps semblait se prêter assez bien à une interprétation à l'air de la méthode de GRINGARTEN et RAMEY.

Une telle interprétation a néanmoins été tentée à titre indicatif pour les autres essais : les résultats en sont donnés ci-dessous.

Essai 2. Injection

Fissure à la cote 155,40 m (la même que pour l'essai 1).

Débit injecté : 23,48 l/min.

Durée de l'injection : 50 minutes.

Les valeurs de la pression en fonction du temps sont données tableau II.

La figure 11 représente les courbes (p, t) et (p, \sqrt{t}) , pour le début de l'essai, en coordonnées arithmétiques.

On peut noter là encore un "effet de capacité", qui donnerait lieu à une correction de - 3,6 bars (le calage d'une droite sur la courbe p, \sqrt{t} pour $t < 10$ s est cependant assez douteux).

Les courbes p, t , non corrigée et corrigée de cet effet de capacité, sont représentées fig. 12.

Seule la courbe corrigée se prête à un calage, au demeurant fort douteux lui aussi, sur la courbe type de la fracture verticale.

Les valeurs numériques issues de ce calage sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} t_D = 0,165 \\ S_D = 1,25 \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} t = 13 \text{ s} \\ s = 11 \text{ bars} = 110 \text{ m} \end{array} \right.$$

$$\sqrt{T_x \cdot T_y} = 0,35 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

Si on fait à nouveau l'hypothèse que $T_x = T_y$ et que $x_f = 25$ m on trouve : $S = 0,044 \cdot 10^{-6}$.

La courbe p, t en coordonnées semi-log est donnée figure 13.

Ces valeurs ne peuvent être considérées que comme des ordres de grandeurs très approximatifs car seule une très petite partie de la courbe peut être superposée à l'abaque théorique pendant les 10 premières secondes.

Essai n° 3

Fissure à la cote 155,40 m (la même que pour les essais 1 et 2).

Débit d'injection : 30,91 l/min

Durée de l'injection : 48'30''.

Les valeurs de la pression en fonction du temps sont données tableau III.

Les courbes p, t et p, \sqrt{t} en coordonnées arithmétiques (fig. 14) font apparaître une nouvelle fois un "effet de capacité", d'une durée de 4 à 5 secondes, le coefficient de capacité étant égal à $c = \frac{Q \cdot \Delta t}{\Delta p} = \frac{27,8}{60} \cdot \frac{2,5}{0,9} = 4,29 \text{ l/bar}$

La correction de capacité pourrait être effectuée en décalant les pressions de 19,7 bars (valeur absolue de l'ordonnée à l'origine de la courbe p, \sqrt{t}). Il nous a paru plus physique d'effectuer cette correction en décalant l'origine des temps, suivant la procédure utilisée pour l'essai n° 1.

Le décalage de temps qui conduit à une relation p, \sqrt{t} à peu près linéaire pour $5 \text{ s} \leq t \leq 8 \text{ s}$ est égal à 4,52 s.

La courbe corrigée de ce décalage de temps, en coordonnées bi-log, se trouve fig. 15. Il n'est absolument pas possible de caler cette courbe, ni d'ailleurs la courbe non corrigée, sur la courbe type correspondant à une fracture verticale.

Par contre, on arrive à caler la courbe corrigée sur la courbe type correspondant à une fracture circulaire horizontale à mi-hauteur d'une nappe aquifère d'extension latérale infinie pour $H_D = 1$ (fig. 16).

Les valeurs numériques résultant de ce calage sont les suivantes :

$$H_D = \frac{h}{r_f} \sqrt{\frac{K_r}{K_z}} = 1$$

$$\frac{S_D}{H_D} = \frac{4\pi \sqrt{K_r K_z} r_f p}{Q} = 2,8 \quad \text{pour } p = 18 \text{ bar} = 180 \text{ m}$$

$$t_D = \frac{T t}{S r_f^2} = 2 \quad \text{pour } t = 23 \text{ s}$$

d'où on déduit :

$$\frac{S_D}{H_D} \cdot H_D = \frac{4\pi T p}{Q} = 2,8 \quad \implies T = 0,64 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$S \cdot r_f^2 = 7,36 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$$

Si on retient $r_f = 25 \text{ m}$, $S = 1,18 \cdot 10^{-8}$

Si au contraire on retient $S = 0,3 \cdot 10^{-6}$, $r_f = 4,95 \text{ m}$.

$$\text{Enfin } K_z = \frac{h \cdot T}{H_D^2 \cdot r_f^2}$$

Une incertitude existe quant à la valeur à prendre en considération pour h . Dans un modèle de fissure horizontale, l'écoulement au voisinage de la fissure est essentiellement vertical et il est moins justifié que dans le cas du modèle de la fissure verticale de considérer que seule une épaisseur de 3 m de terrain, correspondant à la chambre d'injection, est intéressée par l'écoulement. Si, à titre d'exemple, on prend pour h une valeur de 100 m, on aboutit à :

$$K_z = 0,15 \cdot 10^{-6} \text{ m/s (pour } r_f = 25 \text{ m)}.$$

La courbe p, t en coordonnées semi-log est donnée figure 17.

Essais 4 et 6

Ces essais, réalisés pour l'essai n° 4 sur la fissure située à la profondeur 113,20 m, avec un débit de 13,77 l/min et pendant 60 minutes, et pour l'essai n° 6 sur la fissure située à la profondeur 63,50 m, avec un

débit de 32,95 l/min pendant 57 minutes donnent lieu à des courbes pratiquement identiques à celles de l'essai n° 3 (voir figures 18 à 21). L'interprétation de ces courbes doit conduire à des résultats très similaires à ceux obtenus à partir de cet essai, bien qu'il s'agisse de fractures différentes.

Les valeurs de p en fonction de t pour ces deux essais sont données tableaux IV et VI.

Essai 5 (tableau V)

Fissure à la cote 113,20 m

Débit d'injection : 29,95 l/min

Durée de l'injection : 150 minutes.

Cet essai présente le même effet de capacité, inhérent au matériel utilisé, que les autres.

La correction de cet effet par décalage du temps (2 secondes, calculées suivant la méthode utilisée pour l'essai n° 1), conduit à une courbe corrigée (fig. 22) qui peut être calée sur la courbe type d'une fissure verticale.

Les résultats de ce calage sont les suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} t = 1,3 \text{ s} \\ p = 7 \text{ bars} = 70 \text{ m} \end{array} \right.$$

ce qui donne $\sqrt{T_x \cdot T_y} = 0,71 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$

$$S \cdot x_f^2 = 5,58 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2.$$

Si on suppose que $S = 0,3 \cdot 10^{-6}$, $x_f = 4,31 \text{ m}$.

La courbe (p , t) en coordonnées semi-log se trouve fig. 23.

Conclusion de l'analyse sommaire des courbes (p, t) en cours d'injection

On a vu au paragraphe 1.3 que l'absence de données provenant de puits d'observation limitait a priori la portée des résultats que l'on pouvait obtenir.

Par ailleurs, dans le cas présent, l'identification des courbes expérimentales aux courbes théoriques est souvent très mauvaise et les valeurs numériques tirées de la superposition doivent être considérées avec prudence.

C'est ainsi que la seule information que l'on puisse considérer comme assez sûre, porte sur la "transmissivité", voisine de 10^{-6} m²/s pour les fissures à la cote 155,40 et 113,20, comprise entre 2 et $4 \cdot 10^{-6}$ m²/s pour celle à la cote 63,50 m.

Encore convient-il de se demander ce que représente au juste cette transmissivité, et quelle tranche de terrain elle prend en compte. Il est probable que le fait que la valeur déterminée pour la fissure la plus proche de la surface soit plus élevée que pour les autres, traduise le fait qu'à ce niveau les fractures naturelles, responsables de la perméabilité globale, soient sans doute à la fois plus nombreuses et plus ouvertes.

Les courbes expérimentales se sont calées la plupart du temps sur la courbe théorique correspondant à une fracture verticale, ce qui semble confirmer que les fractures testées sont effectivement verticales, ou à peu près.

Par contre, on ne peut pas dire grand chose des dimensions des fractures et du coefficient d'emménagement. Tout au plus si l'on se fixe une borne minimale pour ce dernier, peut-on dire que l'extension horizontale des fractures ne dépasse pas 25 m (niveau 155,40) et se situe plus probablement autour de la dizaine de mètres.

Ces conclusions assez timides peuvent paraître décevantes, mais il ne faut pas perdre de vue que le travail réalisé est un travail de recherche, dont il est possible de tirer un certain nombre d'autres conclusions susceptibles d'orienter la poursuite de ces recherches :

- Les essais ont été interprétés pour la plupart à partir du schéma de la fracture verticale recoupant toute la hauteur du niveau aquifère. Cette schématisation ne correspond certainement pas à la réalité, et si les injections d'essai entre obturateurs doivent se développer, il y aura lieu de mettre au point des schémas interprétatifs plus proches de la réalité (fissures de hauteur plus petite que celle du niveau aquifère).

- Les courbes expérimentales présentent au-delà d'une certaine durée des formes qui font penser à un phénomène analogue à une recharge dans le cas d'un pompage. Il est possible qu'un tel phénomène existe effectivement, si la fissure est en communication avec une zone plus perméable et plus poreuse du massif.

Mais ces déviations par rapport aux courbes-types pourraient trouver une autre explication, qui serait une ouverture progressive de la fissure, augmentant son extension effective (c'est-à-dire participant effectivement à l'écoulement), avec l'augmentation de la pression. Des recherches sont actuellement en cours pour approfondir la connaissance de cet aspect des phénomènes observés.

Interprétation des courbes de retour à l'équilibre après arrêt de l'injection

Les évolutions de la pression en fonction du temps après arrêt de l'injection sont données pour les sept essais réalisés dans les tableaux VIII à XIV.

Les figures 24 à 30 représentant, en coordonnées bilogarithmiques, les courbes (p à la fin de l'injection - p) en fonction du temps.

D'après la théorie, dans le schéma de GRINGARTEN, ces courbes devraient se superposer, pour les durées pas trop longues, aux courbes de montée en pression lors de l'injection. Or ce n'est pas le cas, et encore très imparfaitement, que pour les essais n° 2 et 3.

Les courbes des autres essais sont rigoureusement ininterprétables avec la méthode de GRINGARTEN.

La première conclusion que l'on peut en tirer est que les phénomènes qui se produisent lors de l'injection ne sont pas "réversibles" : la descente en pression n'est pas l'envers de la montée en pression lors de l'injection. Faut-il y voir un nouvel indice d'une éventuelle évolution de la géométrie de la fissure en cours d'essai ?

Ces courbes de chute de pression présentent par ailleurs des caractéristiques très particulières : les courbes correspondant à la même fissure (mais avec des débits et des données d'injection différents) se superposent presque exactement, à un changement d'origine près. Pour les fissures aux niveaux 63,50 et 113,20, ce changement d'origine ne porte en outre que sur le temps. Les modèles disponibles ne permettant pas d'expliquer l'allure de ces courbes ni de les interpréter, un travail de réflexion est en cours en vue de mettre au point des modèles rendant compte des phénomènes observés.

1.4.3 - EXEMPLE D'UN POMPAGE D'ESSAI AVEC MESURES DE NIVEAU DANS DES PIEZOMETRES DANS UNE REGION PRESENTANT DES FRACTURES NATURELLES

1.4.3.1 - CONTEXTE GEOLOGIQUE

La méthode d'interprétation a été appliquée dans une région dont la nature géologique peut être résumée de la manière suivante :

La zone aquifère est composée d'un complexe schisto-gréseux, formé d'une alternance de couches de schistes et de grès lenticulaires consolidés, très finement fissurés, couvert d'une zone altérée et d'un dépôt alluvial. Les formations sont recoupées profondément par de grandes fissures subverticales.

1.4.3.2 - DESCRIPTION DE L'ESSAI REALISE

Un pompage d'essai a été réalisé à un débit de 62 m³/h pendant 150 heures (9000 minutes) dans un forage qui recoupe une grosse fissure. On sait que le forage recoupe une fissure car, lors de la foration on a mesuré subitement une venue d'eau de 65 m³/h (0,018 m³/s) à une profondeur de 50 mètres.

Les rabattements ont été suivis avec beaucoup de précision, dès la première minute, au puits de pompage et en 4 piézomètres situés à des distances de 100 à 250 mètres. L'emplacement des piézomètres par rapport au puits de pompage est précisé sur la figure 31.

Les enregistrements réalisés dans ces 5 points d'observations sont reportés :

- en coordonnées bi-logarithmiques figure 32.
- en coordonnées semi-logarithmiques figure 33.

1.4.3.3 - INTERPRETATION DES RESULTATS DE L'ESSAI

La figure 33 montre qu'après une période initiale, de 10 à 40 minutes suivant les piézomètres le rabattement devient proportionnel au logarithme du temps (droite de JACOB). Il est donc possible de déterminer la transmissivité du système d'après la pente de la droite. Après 1000 minutes les courbes s'infléchissent, probablement sous l'effet d'une drainance due à la couche altérée superficielle.

Le comportement du puits de pompage fait apparaître des pertes de charge car après 1 minute (la première mesure disponible) on observe déjà un rabattement de 1.10 mètres ; ce rabattement n'augmente ensuite que très lentement.

Pour déterminer la valeur de la perte de charge on a donc tracé le rabattement du puits de pompage en fonction du temps t et de la racine carrée du temps. La figure 34 montre qu'au début, pendant les 10 premières minutes le rabattement est proportionnel à la racine carrée du temps ce qui est caractéristique d'un puits recoupant une fissure plane. En prolongeant les courbes jusqu'au temps zéro on détermine la perte de charge qui est de 0.82 mètre.

On a donc soustrait 0.82 mètre à tous les rabattements mesurés du puits de pompage.

En comparant le rabattement corrigé et le niveau du piézomètre N situé à 250 mètres on voit que la différence de rabattement n'est que d'en-

viron 15 centimètres pendant toute la durée de l'essai. Une différence de rabattement si faible (6 centimètres pour 100 mètres) montre que le piézomètre N est situé dans la fracture ou à sa proximité immédiate.

On a donc supposé que la fracture verticale mise en évidence s'étendait dans la direction de N et au moins jusqu'à N.

En utilisant les abaques correspondant à un piézomètre situé perpendiculairement à une fissure verticale on parvient à caler très correctement à la fois les rabattements mesurés aux 5 points d'observation jusqu'au moment où les courbes s'infléchissent sous l'effet de la drainance. (figures 35 et 36).

Le calage des courbes permet de déterminer les paramètres suivants :

Forage	s_0 ($s_D = 1$) (m)	t_0 ($t_D = 1$) (s)	y_D	y = distance à la fissure (m)
B (pompage)	0.62	2 500	0	0
M	0.67	1 080	0.40	100
R	0.46	3 300	0.50	?
N	0.70	3 600	0.05	env. 5 à 10
O	0.43	7 800	0.60	160

On en déduit les valeurs suivantes en notant $t_c = t_0 / (y_D^2 + 1)$

Forage	T (m ² /s)	t _c (s)
B	2.2 10 ⁻³	2500
M	2.0 10 ⁻³	931
R	3.0 10 ⁻³	2640
N	2.0 10 ⁻³	3590
O	3.2 10 ⁻³	5730

Il apparaît que les valeurs de la transmissivité globale ($T = \sqrt{T_x \cdot T_y}$) sont bien groupées autour de la valeur que nous retiendrons.

$$T = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$$

Comme il a été expliqué plus haut en I.3.2, nous avons reporté sur un graphique les valeurs de y_D en fonction de y .

La figure 37 montre que les points s'alignent correctement sur une droite dont la pente permet de calculer :

$$x_f \sqrt{T_y/T_x} = 255 \text{ mètres}$$

soit en considérant que l'éventuelle anisotropie T_x/T_y ne dépasse de toute façon jamais 4

$$250 < x_f < 500 \text{ m}$$

On peut ainsi calculer le coefficient d'emmagasinement en utilisant la relation :

$$S \sqrt{T_x/T_y} = t_c T / (x_f \sqrt{T_y/T_x})^2$$

En remplaçant :

$$T \text{ par } 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$$

et

$$xf \sqrt{T_y/T_x} \text{ par } 255 \text{ m}$$

on obtient alors les valeurs suivantes qui sont relativement cohérentes

Forage	$S \sqrt{T_x/T_y}$
B	$9.6 \cdot 10^{-5}$
M	$3.5 \cdot 10^{-5}$
R	$10.1 \cdot 10^{-5}$
N	$13.8 \cdot 10^{-5}$
0	$22.0 \cdot 10^{-5}$

soit une valeur médiane d'environ $10 \cdot 10^{-5}$.

En admettant que l'anisotropie ne dépasse pas 4 :

$$5 \cdot 10^{-5} < S < 10 \cdot 10^{-5}$$

On voit qu'il est ainsi possible de déterminer correctement TOUTES les caractéristiques de la nappe.

En interprétant le pompage d'essai par la méthode de JACOB on parviendrait à identifier correctement les transmissivités. Les piézomètres permettent d'identifier un ordre de grandeur du coefficient d'emménagement alors que le puits de pompage ne permet de déterminer aucune valeur utilisable.

Forage	Transmissivité	Coefficient	Distance au puits de pompage (m)
	JACOB m ² /s	d'emmagasinement JACOB	
B (pompage)	2.4 (2.2) 10 ⁻³	23 (10 10 ⁻⁵)	0.15
M	2.2 (2.0) 10 ⁻³	6.10 ⁻⁵ (3.5 10 ⁻⁵)	102
R	3.4 (3.0) 10 ⁻³	22.10 ⁻⁵ (10 10 ⁻⁵)	116
N	2.3 (2.0) 10 ⁻³	1.3 10 ⁻⁵ (14 10 ⁻⁵)	250
O	3.4 (3.2) 10 ⁻³	27 10 ⁻⁵ (22 10 ⁻⁵)	172

Les valeurs entre parenthèses sont les valeurs obtenues avec le schéma à fissure verticale unique.

Les forages les plus proches de la fissure donnent les plus mauvais résultats car leurs distances au dispositif de pompage (le forage B et la fissure) sont grossièrement surestimées.

Inversement, en admettant une valeur du coefficient d'emmagasinement de 10⁻⁴ on peut estimer le rayon équivalent du puits à environ 72 mètres.

1.5 - CONCLUSIONS PARTIELLES

L'exposé théorique et pratique, ainsi que les exemples qui ont précédé, ont montré à la fois l'intérêt et les limites de la méthode de GRINGARTEN.

L'intérêt de cette méthode est évident dans tous les cas où l'on recherche autant les caractéristiques hydrauliques globales du milieu aquifère que celles d'une fissure donnée. C'est le cas en particulier des études de ressources en eau. Dans ce cas, un pompage dans un puits avec observation des niveaux dans des piézomètres permet de déterminer avec une assez bonne précision les paramètres recherchés.

Dans le cas des "Hot dry rocks", par contre, l'intérêt de la méthode, du moins dans son état actuel, semble plus limité : d'une part les

schémas théoriques disponibles ne correspondent pas bien à la réalité des fractures créées artificiellement, qui sont le plus souvent d'extension verticale très limitée. Cette difficulté peut être levée par la recherche de solutions théoriques pour des schémas plus proches de la réalité (voir 3ème partie). Encore ne faut-il pas perdre de vue que la multiplication des schémas interprétatifs ne concourt pas à faciliter l'emploi de la méthode dans la mesure où elle risque d'accroître la confusion : peut-être vaut-il mieux s'en tenir à un petit nombre de schémas relativement simples, même s'ils ne couvrent pas tout le champ des situations possibles, que multiplier le nombre des schémas entre lesquels on ne saura plus choisir, sauf à connaître par avance les renseignements recherchés...

Un autre obstacle à l'emploi optimal de la méthode de GRINGARTEN pour la caractérisation hydraulique des réservoirs "Hot dry rocks" est que cette caractérisation nécessite l'emploi de pressions d'injection assez élevées, et que ces pressions entraînent une extension de la partie ouverte des fractures, cas qui n'est évidemment pas pris en compte par les schémas actuels et qu'il est nécessaire d'approfondir.

Enfin, et c'est peut-être le plus gênant, le facteur qui intéresse le plus les promoteurs d'un projet "Hot dry rocks", c'est la perméabilité de la ou des fissures joignant le puits d'injection et le puits de pompage. C'est cette perméabilité qui joue au premier chef sur le rendement de l'installation, et non pas celle du "milieu poreux équivalent" environnant. Or, elle ne peut être déterminée avec la méthode de GRINGARTEN, puisque celle-ci suppose a priori qu'elle est infinie.

Il faudrait pour la déterminer, mettre au point un autre type d'essai avec un autre schéma interprétatif. Le plus simple de ces essais consisterait bien évidemment à injecter de l'eau à débit constant* dans l'un des puits et à la récupérer dans l'autre, attendre la stabilisation du régime et noter la différence de charge entre les deux puits. Un certain DARCY, il y a plus de cent ans, a déjà eu une idée de ce type...

* Ce débit devrait être suffisamment élevé pour que l'écoulement dans la fracture soit le phénomène prépondérant.

TABLEAUX I A XIV

LISTE DES TABLEAUX

INJECTIONS D'ESSAI AU MAYET DE MONTAGNE
VARIATIONS DE LA PRESSION EN FONCTION DU TEMPS

Injection

TABLEAU I	Essai 1
- II	Essai 2
- III	Essai 3
- IV	Essai 4
- V	Essai 5
- VI	Essai 6
- VII	Essai 7

Chute de pression après l'arrêt de l'injection

TABLEAU VIII	Essai 1
- IX	Essai 2
- X	Essai 3
- XI	Essai 4
- XII	Essai 5
- XIII	Essai 6
- XIV	Essai 7

TABLEAU I

Essai n° 1 - Injection

Variations de pression en fonction du temps.

t (s)	p (bar)	t (s)	p (bar)
1	0,116	200	4,47
3	0,186	225	4,54
5	0,303	250	4,24
8	0,419	300	4,66
10	0,536	350	5,48
13	0,676	400	5,71
15	0,769	450	5,94
20	1,05	500	5,59
25	1,28	550	5,71
30	1,44	600	5,59
35	1,68	700	5,82
40	1,84	780	6,06
45	2,00	900	6,29
50	2,07	1080	6,76
55	2,21	1320	6,76
60	2,28	1500	6,76
70	2,40	1800	6,17
80	2,47	2100	6,64
90	2,54	2400	6,87
100	2,70	2700	6,64
110	2,84	3000	6,29
120	3,17	3300	6,29
150	3,54	3580	6,29
175	3,84		

TABLEAU II

Essai n° 2 - Injection

Variations de pression en fonction du temps.

t (s)	p (bar)	t (s)	p (bar)
1	0,42	400	9,55
2	0,89	500	9,67
3	1,63	600	10,83
4	2,33	700	13,04
5	3,49	800	11,88
6	4,89	900	12,11
7	6,06	1200	11,65
8	6,64	1500	10,01
10	7,45	1800	10,95
12	7,57	2100	12,58
15	7,45	2400	12,46
20	7,45	2700	14,21
30	7,34	3002	14,67
40	7,45		
50	7,45		
60	7,57		
80	8,62		
100	8,04		
120	8,15		
160	7,80		
200	9,32		
240	8,62		
300	8,85		

TABLEAU III

Essai n° 3 - Injection

Variations de pression en fonction du temps.

t (s)	p (bar)	t (s)	p (bar)
0,1	0,012	30	11,88
0,2	0,035	40	11,65
0,3	0,081	50	12,11
0,4	0,12	60	12,34
0,5	0,14	90	13,16
0,6	0,17	120	14,21
0,7	0,22	150	14,21
0,8	0,26	200	14,21
0,9	0,30	300	9,43
1	0,35	400	10,36
1,5	0,52	500	9,78
2	0,76	600	10,13
2,5	1,05	900	10,71
3	1,34	1200	10,71
4	2,27	1500	11,30
5	3,73	1800	11,65
6	5,59	2100	12,34
7	7,80	2400	11,88
8	10,01	2700	12,34
9	11,30	2900	12,58
10	12,23		
12	13,16		
15	13,86		
20	13,62		

TABLEAU IV

Essai n° 4 - Injection

Variations de pression en fonction du temps.

t (s)	p (bar)	t (s)	p (bar)	t (s)	p (bar)
0,2	0,14	30	13,28	1600	9,32
0,4	0,19	40	13,39	1800	8,85
0,6	0,23	50	13,62	2000	8,62
0,8	0,23	60	13,74	2200	8,38
1	0,26	90	13,97	2400	8,27
1,2	0,28	120	14,32	2600	8,15
1,4	0,35	150	14,67	2800	8,04
1,6	0,49	180	14,91	3000	8,04
1,8	0,63	210	14,91	3200	8,04
2	0,68	240	15,02	3400	7,92
2,5	0,84	270	15,14	3600	7,92
3	0,98	300	15,25		
4	1,91	360	15,37		
5	3,14	420	15,60		
6	4,66	480	15,60		
7	6,52	540	15,72		
8	8,62	600	15,95		
9	10,13	700	15,84		
10	11,18	800	15,37		
12	11,99	900	14,09		
15	12,81	1000	13,04		
20	13,16	1200	11,41		
25	13,28	1400	10,01		

TABLEAU V

Essai n° 5 - Injection

Variations de pression en fonction du temps.

t (s)	p (bar)	t (s)	p (bar)	t (s)	p (bar)
0,2	0,47	30	14,67	4000	11,41
0,4	0,77	40	13,97	4500	11,65
0,6	1,05	50	13,74	5000	11,88
0,8	1,40	60	13,51	5500	12,11
1	1,75	70	13,04	6000	12,58
1,2	2,10	80	12,81	6500	12,58
1,4	2,56	90	12,58	7000	12,81
1,6	3,19	120	12,11	7500	13,04
1,8	3,42	150	11,65	8000	13,39
2	3,96	200	10,95	8500	13,39
2,5	4,77	300	10,48	9000	13,62
3	5,94	400	9,78		
4	8,38	500	9,32		
5	10,60	600	9,32		
6	11,88	700	9,20		
8	13,51	900	9,08		
10	14,44	1100	9,08		
12	14,79	1300	9,08		
14	15,14	1500	9,32		
16	15,14	2000	9,78		
18	15,14	2500	10,48		
20	15,14	3000	10,71		
25	14,91	3500	10,95		

TABLEAU VI

Essai n° 6 - Injection

Variations de pression en fonction du temps.

t (s)	p (bar)	t (s)	p (bar)	t (s)	p (bar)
0,2	0,047	40	11,99	2600	10,83
0,4	0,093	50	11,88	2800	11,18
0,6	0,26	60	11,88	3000	11,65
0,8	0,33	90	12,11	3200	11,88
1	0,40	120	11,88	3400	12,11
1,2	0,51	150	12,11		
1,4	0,58	200	12,34		
1,6	0,65	250	11,65		
1,8	0,75	300	11,41		
2	0,79	400	10,71		
2,5	1,30	500	10,01		
3	1,56	600	9,78		
4	2,82	700	9,55		
5	4,49	800	9,08		
6	6,36	900	8,85		
7	8,13	1000	8,85		
8	9,67	1200	8,85		
10	11,34	1400	9,08		
12	11,88	1600	9,32		
15	12,34	1800	9,55		
20	12,58	2000	9,78		
25	12,34	2200	10,01		
30	12,34	2400	10,60		

TABLEAU VII

Essai n° 7 - Injection

Variations de pression en fonction du temps.

t (s)	p (bar)	t (s)	p (bar)
0,2	0,07	50	2,49
0,4	0,26	75	2,72
0,6	0,33	100	2,86
0,8	0,33	150	3,03
1	0,35	200	3,26
1,2	0,54	300	3,40
1,4	0,58	400	3,56
1,6	0,65	500	3,80
1,8	0,75	750	4,19
2	0,82	1000	4,49
2,5	1,00	1500	5,19
3	1,02	2000	5,89
4	1,33	2500	6,40
5	1,47	3000	6,87
6	1,68	3600	7,41
7	1,70		
8	1,89		
10	1,98		
12	2,10		
15	2,14		
20	2,26		
25	2,33		
35	2,45		

TABLEAU VIII

Essai n° 1 - Retour à l'équilibre après l'injection

Variations de pression en fonction du temps.

t (s)	p (bar)	t (s)	p (bar)
0	6,28	480	0,70
1	5,82	540	0,63
2	3,96	600	0,54
3	2,51	660	0,49
4	2,56	720	0,42
5	2,33	780	0,37
7	2,14	840	0,30
10	2,10	900	0,23
15	2,07	960	0,21
20	2,03		
30	1,96		
40	1,91		
50	1,86		
60	1,84		
75	1,79		
100	1,68		
120	1,61		
150	1,47		
180	1,37		
240	1,16		
300	1,02		
360	0,93		
420	0,79		

TABLEAU IX

Essai n° 2 - Retour à l'équilibre après arrêt de l'injection

Variations de pression en fonction du temps.

t (s)	p (bar)	t (s)	p (bar)
0	14,67	1578	0,47
1	11,06	1678	0,40
2	6,75		
3	5,36		
4	5,24		
5	5,22		
10	5,17		
20	5,05		
30	4,96		
38	4,87		
48	4,80		
58	4,73		
78	4,59		
178	3,94		
278	3,42		
378	2,96		
478	2,56		
578	2,19		
678	1,89		
878	1,42		
1078	1,12		
1278	0,84		
1478	0,63		

TABLEAU X

Essai n° 3 - Retour à l'équilibre après arrêt de l'injection

Variations de pression en fonction du temps.

t (s)	p (bar)	t (s)	p (bar)
0	12,58	15	6,73
0,1	11,99	20	6,60
0,2	11,99	25	6,54
0,3	11,76	30	6,50
0,4	11,64	60	6,17
0,5	11,41	110	5,71
0,6	11,18	160	5,30
0,7	11,06	210	5,01
0,8	10,71	260	4,66
0,9	10,48	310	4,43
1	10,13	410	3,84
1,2	9,67	510	3,38
1,5	8,85	610	3,03
2	7,69	810	2,33
2,5	6,75	1010	1,80
3	6,75	1210	1,36
4	6,87	1410	1,06
5	6,87	1610	0,79
6	6,81	1810	0,58
7	6,81	2010	0,47
8	6,81	2210	0,29
10	6,75	2410	0,21
12	6,75	2610	0,12

TABLEAU XI

Essai n° 4 - Retour à l'équilibre après arrêt de l'injection

Variations de pression en fonction du temps.

t (s)	p (bar)	t (s)	p (bar)	t (s)	p (bar)
0	7,92	30	6,45	1600	3,49
0,2	8,38	38	6,36	1800	3,26
0,4	8,06	50	6,29	1900	3,04
0,6	7,80	60	6,27		
0,8	7,50	70	6,22		
1	7,24	80	6,15		
1,2	6,99	90	6,10		
1,4	6,94	100	6,06		
1,6	6,96	120	6,01		
1,8	6,99	150	5,87		
2	6,96	197	5,73		
2,5	6,92	250	5,59		
3	6,89	300	5,47		
4	6,82	400	5,26		
5	6,78	500	5,10		
6	6,75	600	4,89		
7	6,73	700	4,68		
8	6,71	800	4,52		
9	6,68	900	4,40		
10	6,68	1000	4,24		
12	6,64	1150	4,01		
15	6,59	1250	3,94		
20	6,52	1400	3,73		

TABLEAU XII

Essai n° 5 - Retour à l'équilibre après arrêt de l'injection

Variations de pression en fonction du temps.

t (s)	p (bar)	t (s)	p (bar)
0	13,62	2145	7,55
1	12,58	2545	7,10
2	12,58	2745	6,92
3	12,58		
5	12,58		
10	12,58		
15	12,55		
20	12,53		
30	12,48		
40	12,41		
50	12,34		
60	12,13		
70	11,95		
80	11,81		
85	11,69		
145	11,46		
345	10,83		
545	10,27		
745	9,81		
945	9,32		
1145	9,06		
1345	8,69		
1745	8,08		

TABLEAU XIII

Essai n° 6 - Retour à l'équilibre après arrêt de l'injection

Variations de pression en fonction du temps.

t (s)	p (bar)
0	12,11
1	11,88
2	11,88
5	11,88
10	11,83
25	11,71
40	11,65
80	11,58
360	10,90
860	10,29
1860	9,43
3860	8,38
10860	6,38
18860	5,12
34860	3,49
48860	2,68

TABLEAU XIV

Essai n° 7 - Retour à l'équilibre après arrêt de l'injection

Variations de pression en fonction du temps.

t (s)	p (bar)
0	7,41
1	7,06
2	7,06
3	7,06
4	7,06
5	7,06
10	7,03
20	7,03
30	7,03
50	7,01
100	6,92
150	6,87
200	6,82
300	6,71
400	6,59
500	6,54
600	6,45
700	6,33
800	6,31
1000	6,27
1200	6,15
1500	5,96

PHOTOS 1 A 6

Photo 1 - Vue générale du site du Mayet de Montagne



Photo 2 - Les réservoirs d'eau et la pompe d'injection

Photo 3 - La pompe d'injection et l'accumulateur antipulsatoire

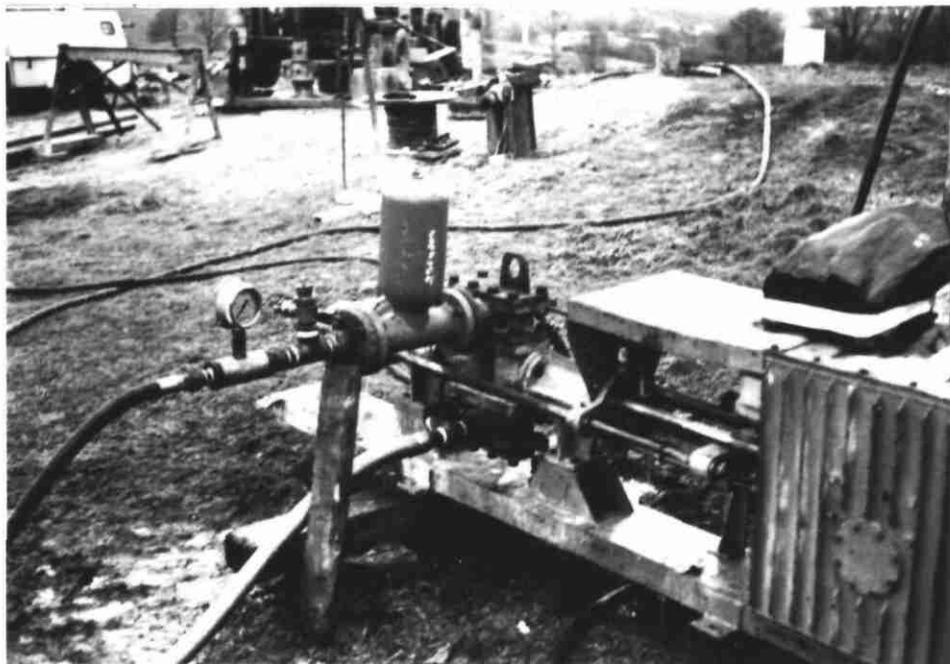




Photo 4 - Vue du forage INAG 3.3

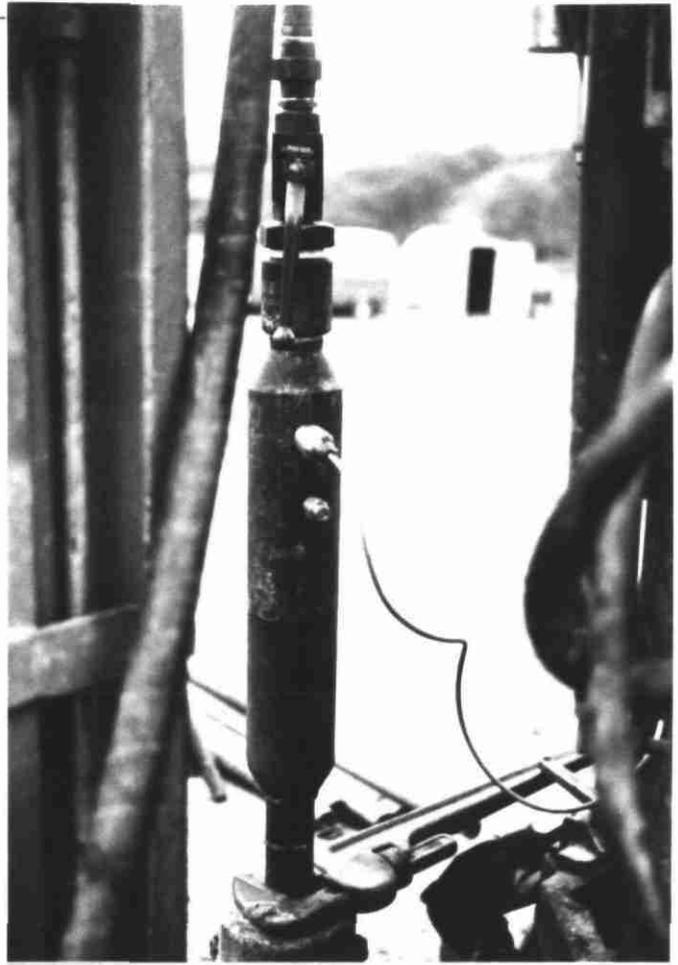


Photo 5 - Vue de la tête de sondage équipée pour l'injection

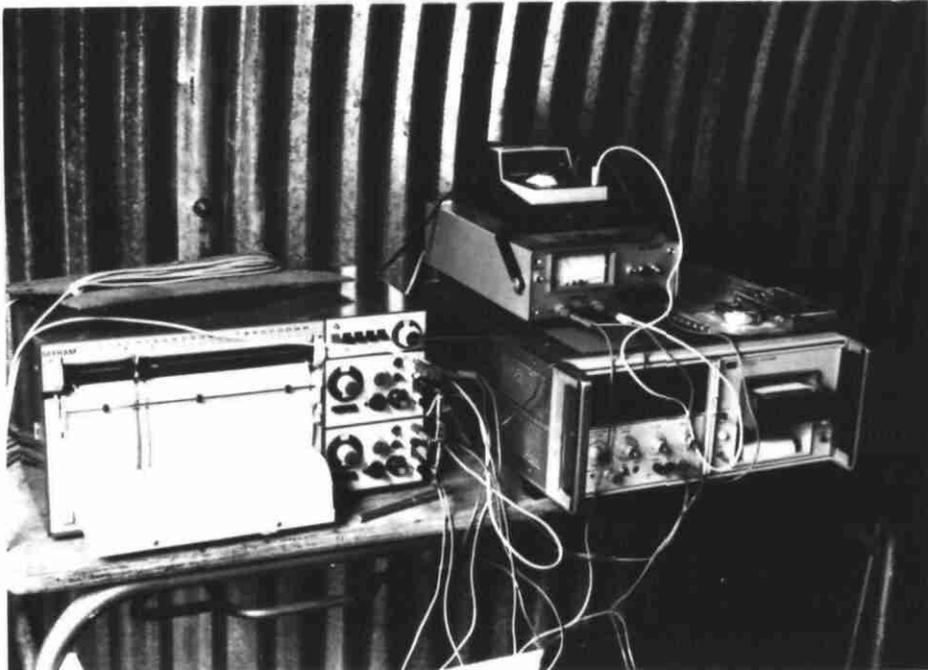


Photo 6 - Le matériel d'alimentation et d'enregistrement

FIGURES DE LA PREMIERE PARTIE (1 A 37)

LISTE DES FIGURES (1)

1ère Partie

ESSAIS DU MAYET DE MONTAGNE

- 1 Essai 1 - Injection (non corrigé - bi-log)
- 2 Courbe-type pour une fracture verticale
- 3 Essai 1. Injection (semi-log)
- 4 Essai 1. Injection (p,t, échelle arithmétique)
- 5 Essai 1. Injection (p, \sqrt{t} , échelle arithmétique)
- 6 Essai 1. Injection (corrigé de l'effet de capacité - bi-log)
- 7 Essai 1. Injection (correction du temps et des pertes de charge - bi-log)
- 8 Essai 7. Injection (échelle arithmétique)
- 9 Essai 7. Injection (bi-log)
- 10 Essai 7. Injection (semi-log)
- 11 Essai 2. Injection (échelle arithmétique)
- 12 Essai 2. Injection (bi-log)
- 13 Essai 2. Injection (semi-log)
- 14 Essai 3. Injection (échelle arithmétique)
- 15 Essai 3. Injection (bi-log)
- 16 Essai 3. Injection (bi-log, fracture horizontale)
- 17 Essai 3. Injection (semi-log)
- 18 Essai 4. Injection (bi-log)
- 19 Essai 4. Injection (semi-log)
- 20 Essai 6. Injection (bi-log)
- 21 Essai 6. Injection (semi-log)
- 22 Essai 5. Injection (bi-log)
- 23 Essai 5. Injection (semi-log)
- 24 Essai 1. Chute de pression après injection
25. Essai 2. Chute de pression après injection
26. Essai 3. Chute de pression après injection
- 27 Essai 4. Chute de pression après injection
- 28 Essai 5. Chute de pression après injection
- 29 Essai 6. Chute de pression après injection
- 30 Essai 7. Chute de pression après injection

EXEMPLE DU PARAGRAPHE 1.4.3

- 31 Implantation du puits et des piézomètres
- 32 Courbes rabattement-temps en bilog
- 33 Courbes rabattement-temps en semi-log
- 34 Détermination de la perte de charge au puits
- 35 Calage des piézomètres R et B
- 36 Calage des piézomètres M,N,O
- 37 Courbe y_D-y

Fig 1. Essai 1 . Injection.

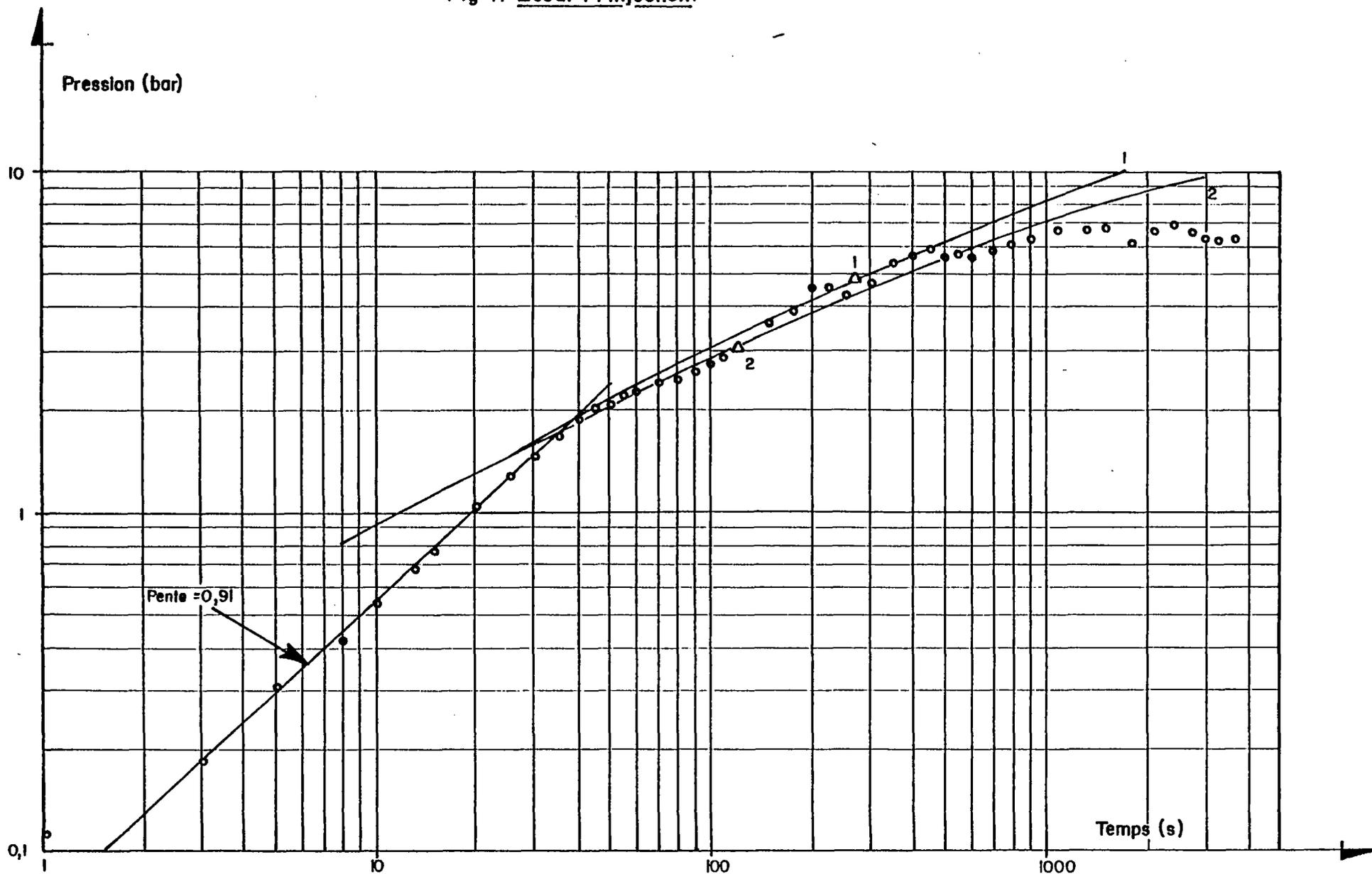


Fig.2. Courbe type pour une fracture verticale

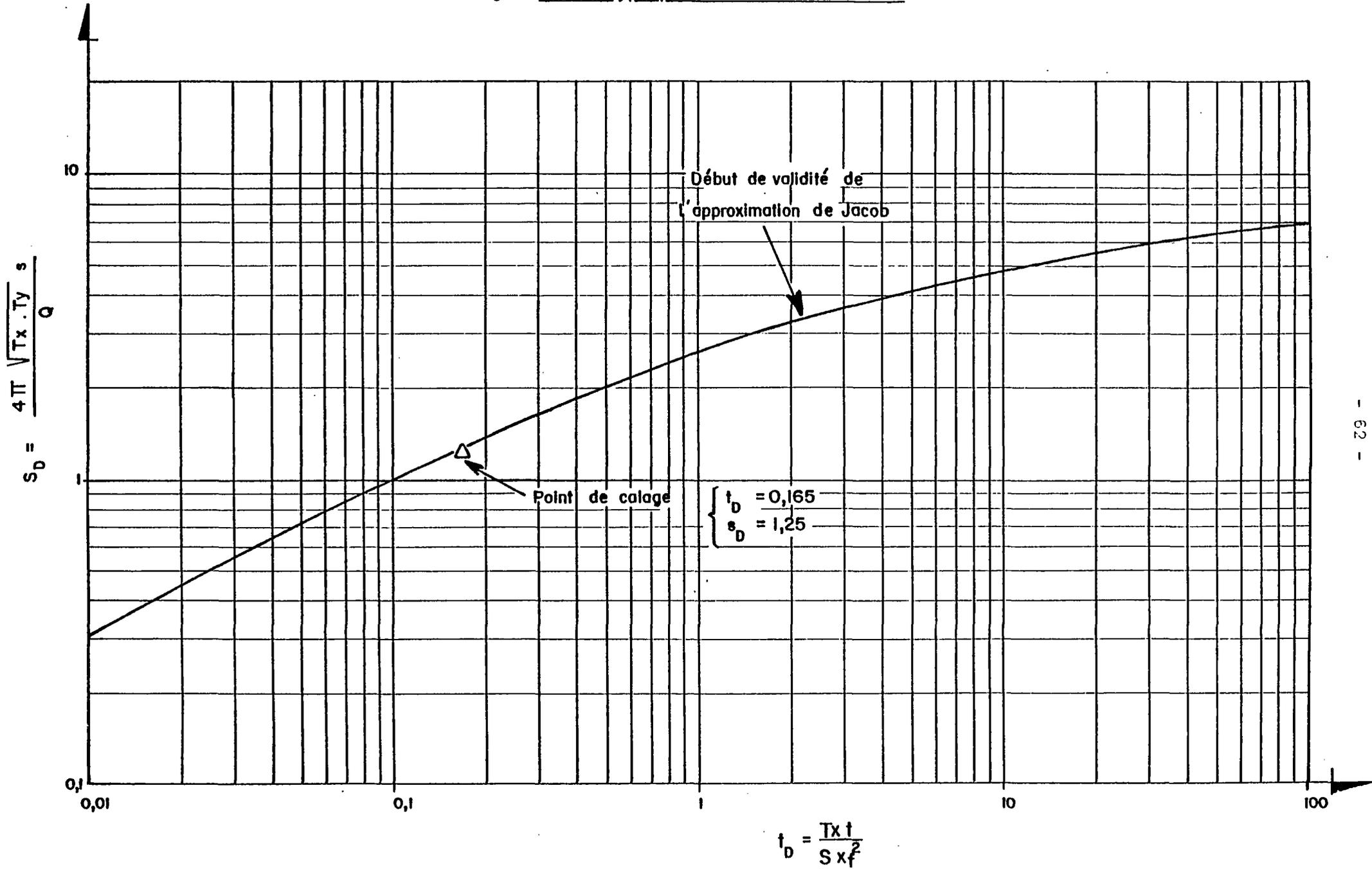


Fig. 3. Essai. 1. Injection.

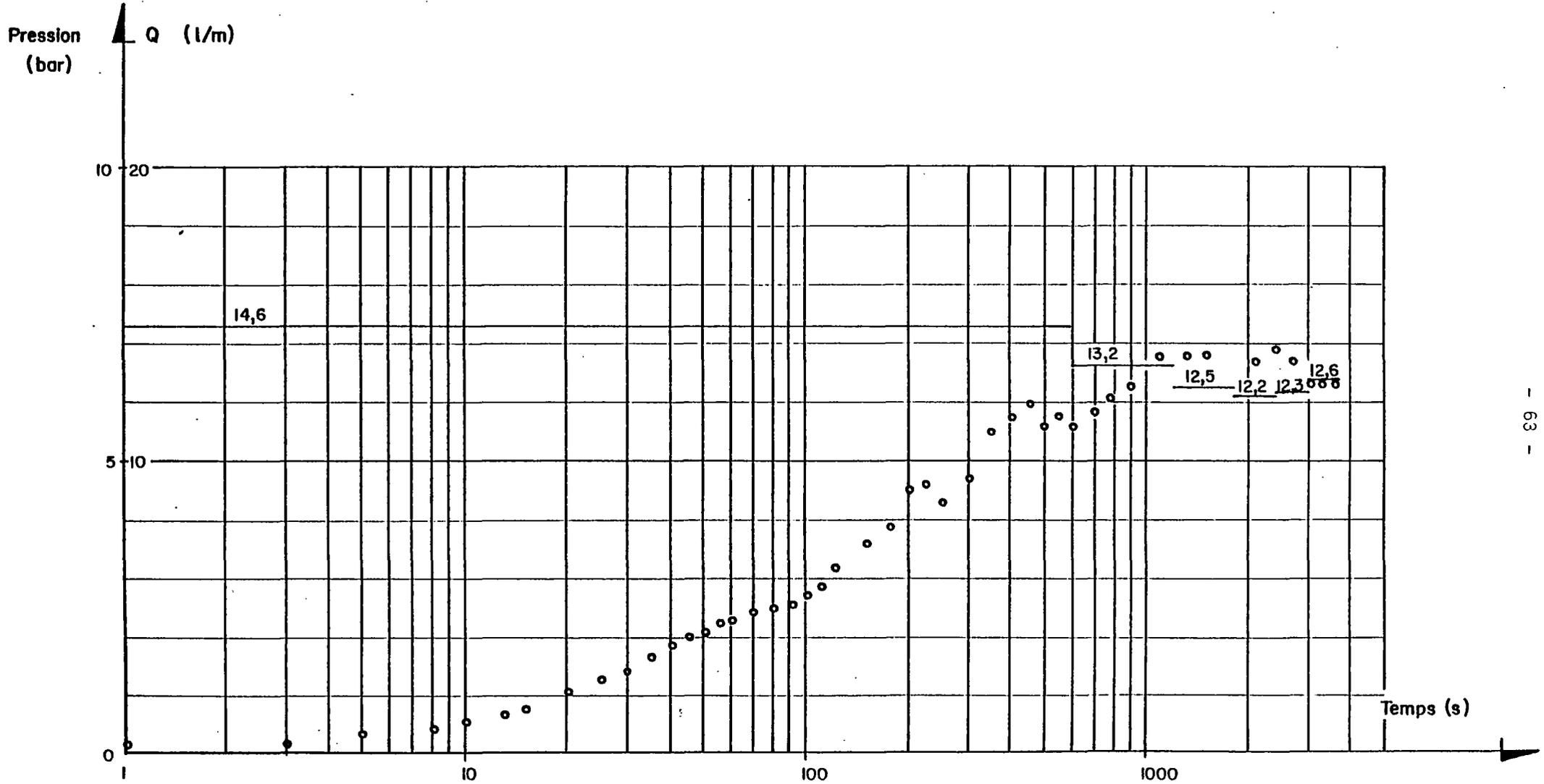


Fig. 4. Essai 1. Injection

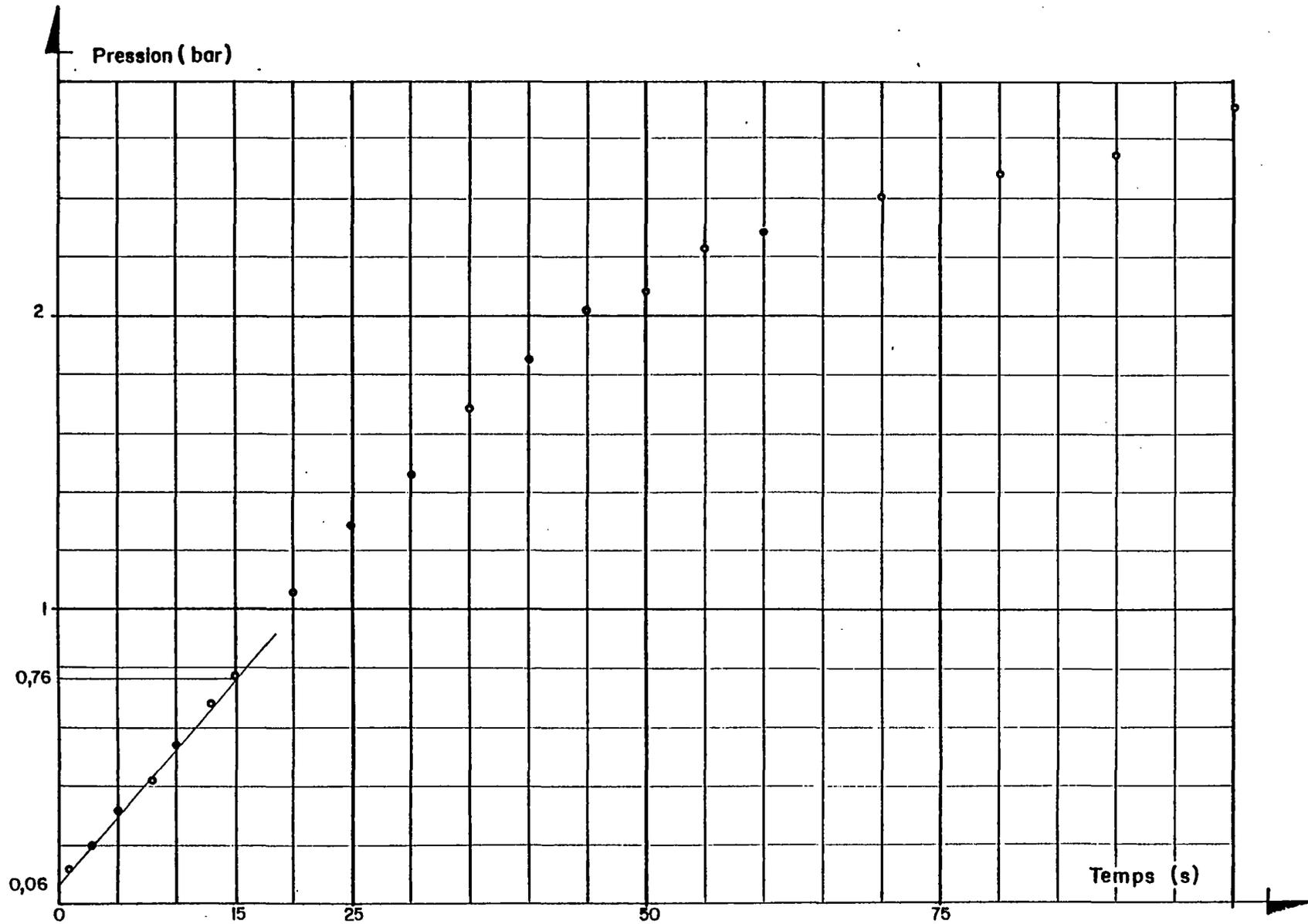


Fig.5. Essai 1. Injection.

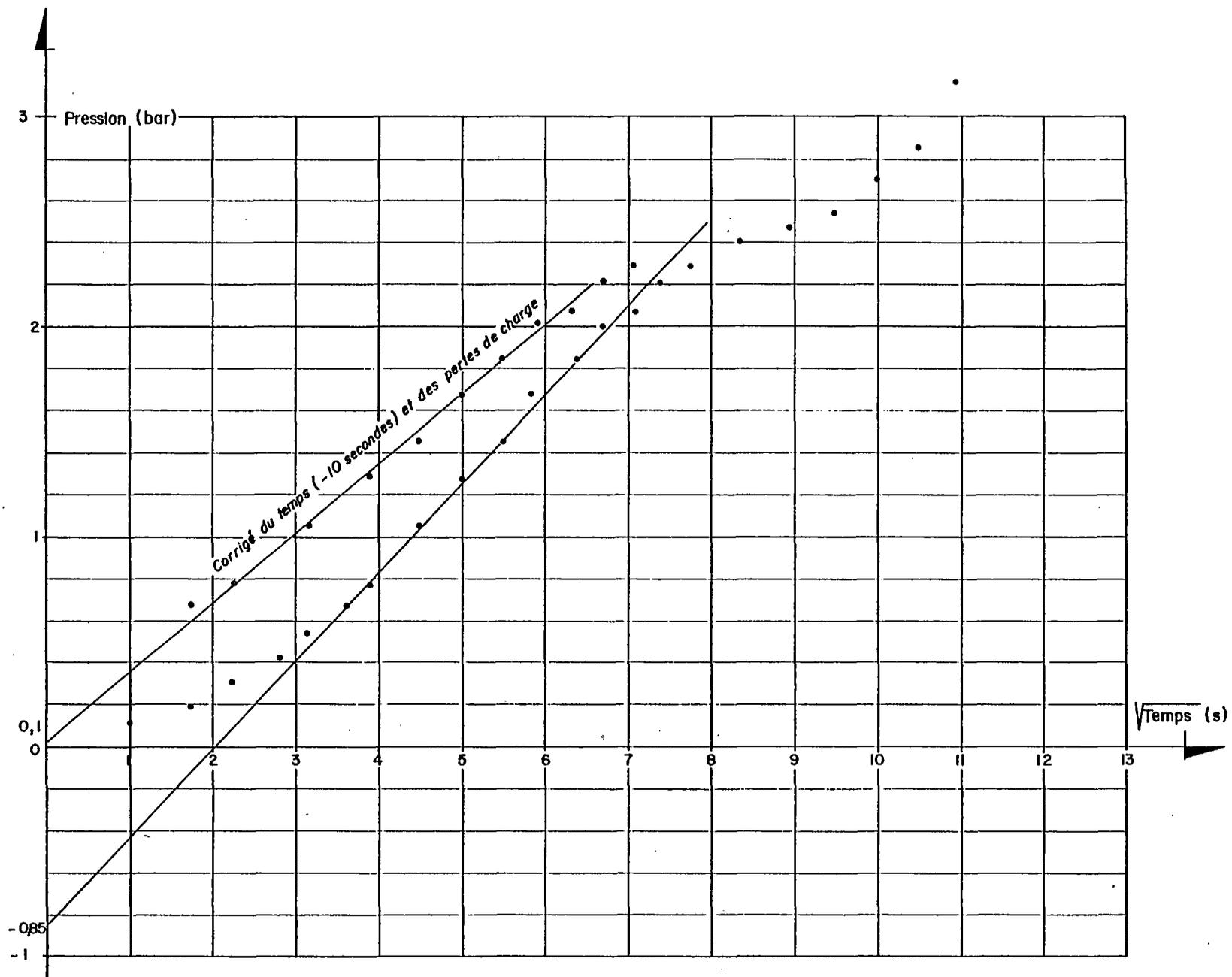


Fig 6. Essai 1. Injection. Corrigé de l'effet de capacité (0,85 bar)

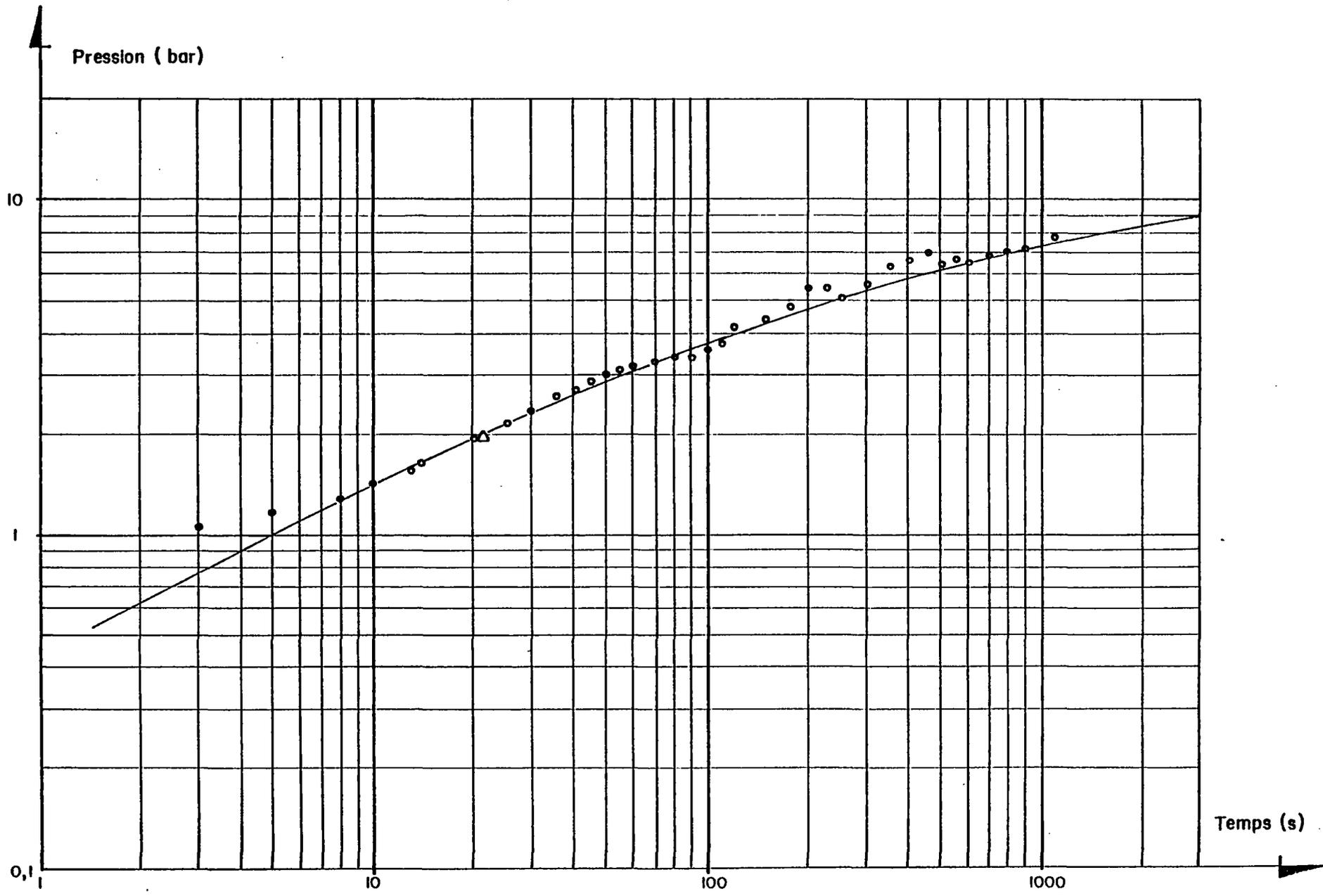


Fig. 7. Essai 1. Injection (temps corrigé et pression corrigée)
10s 0,028 b

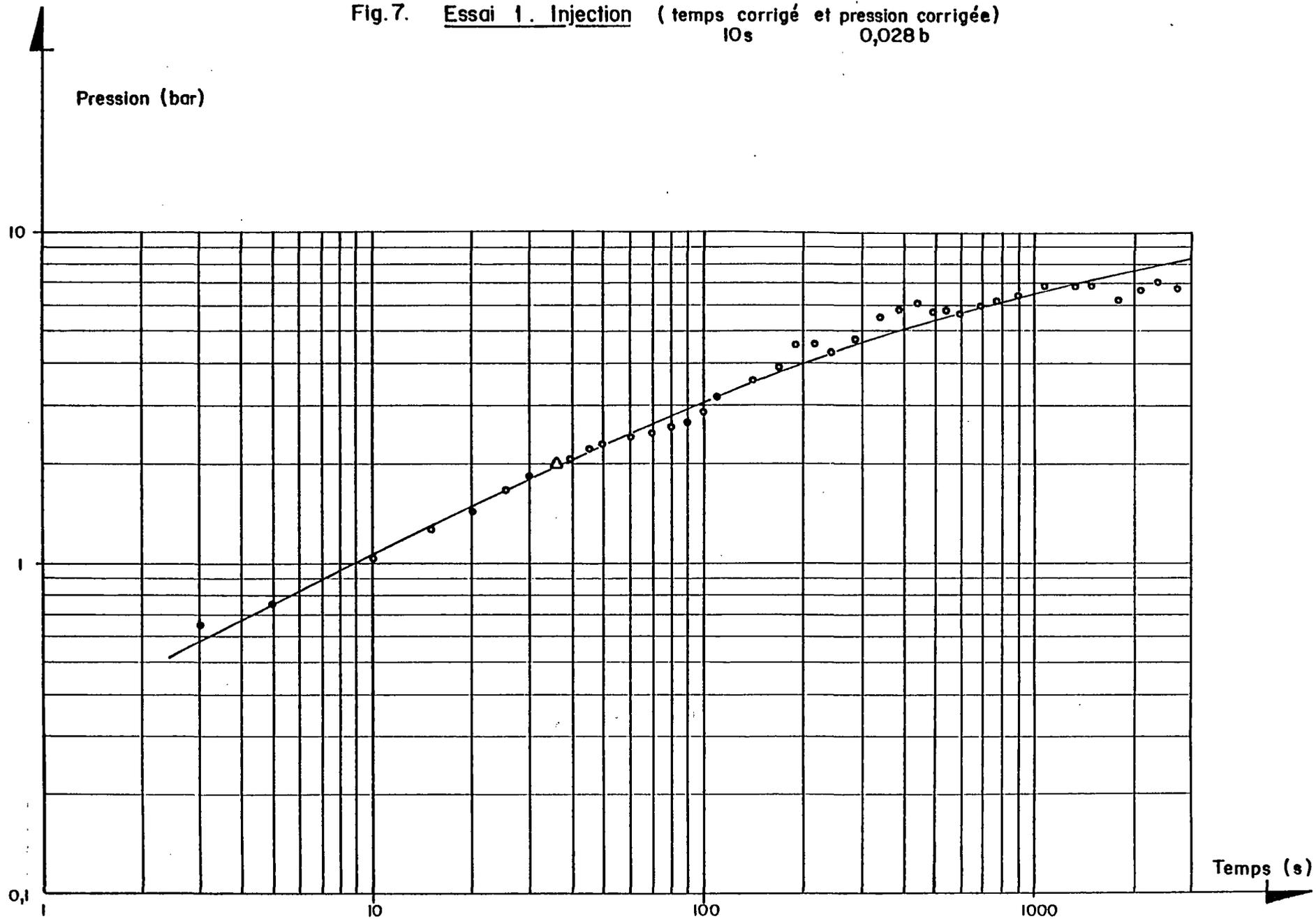


Fig. 8. Essai 7. Injection

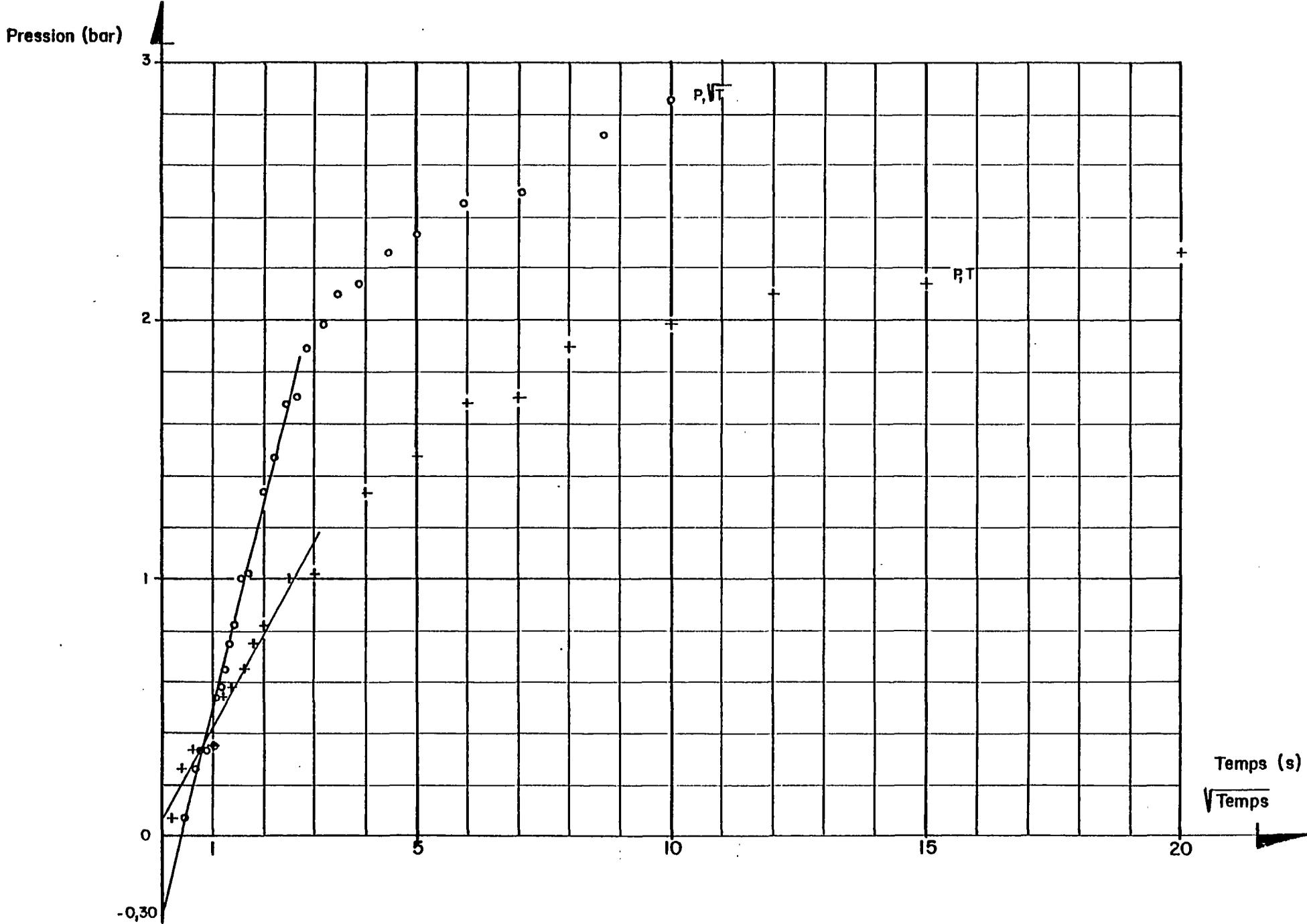


Fig.9. Essai 7. Injection.

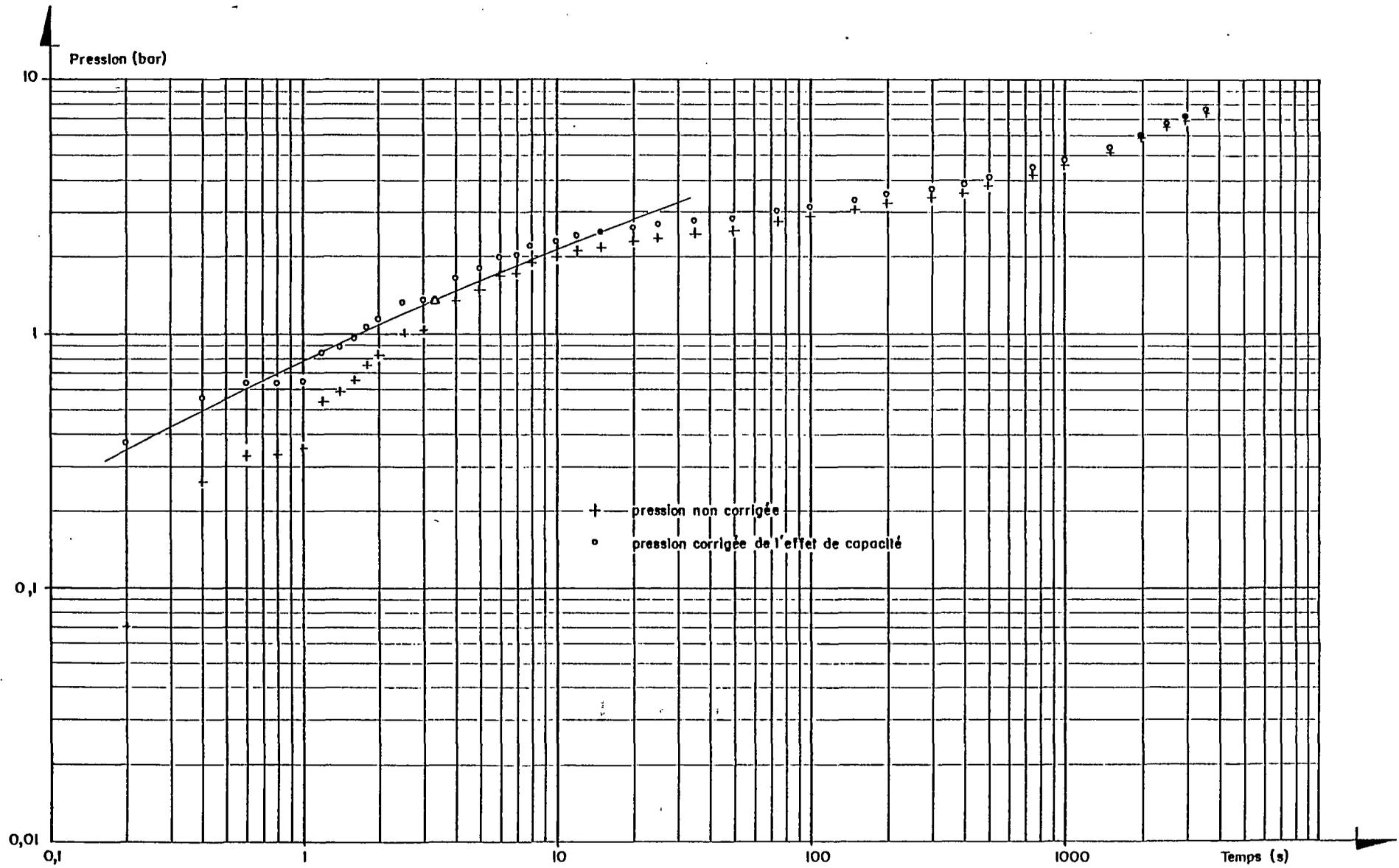


Fig 10. Essai 7. Infection.

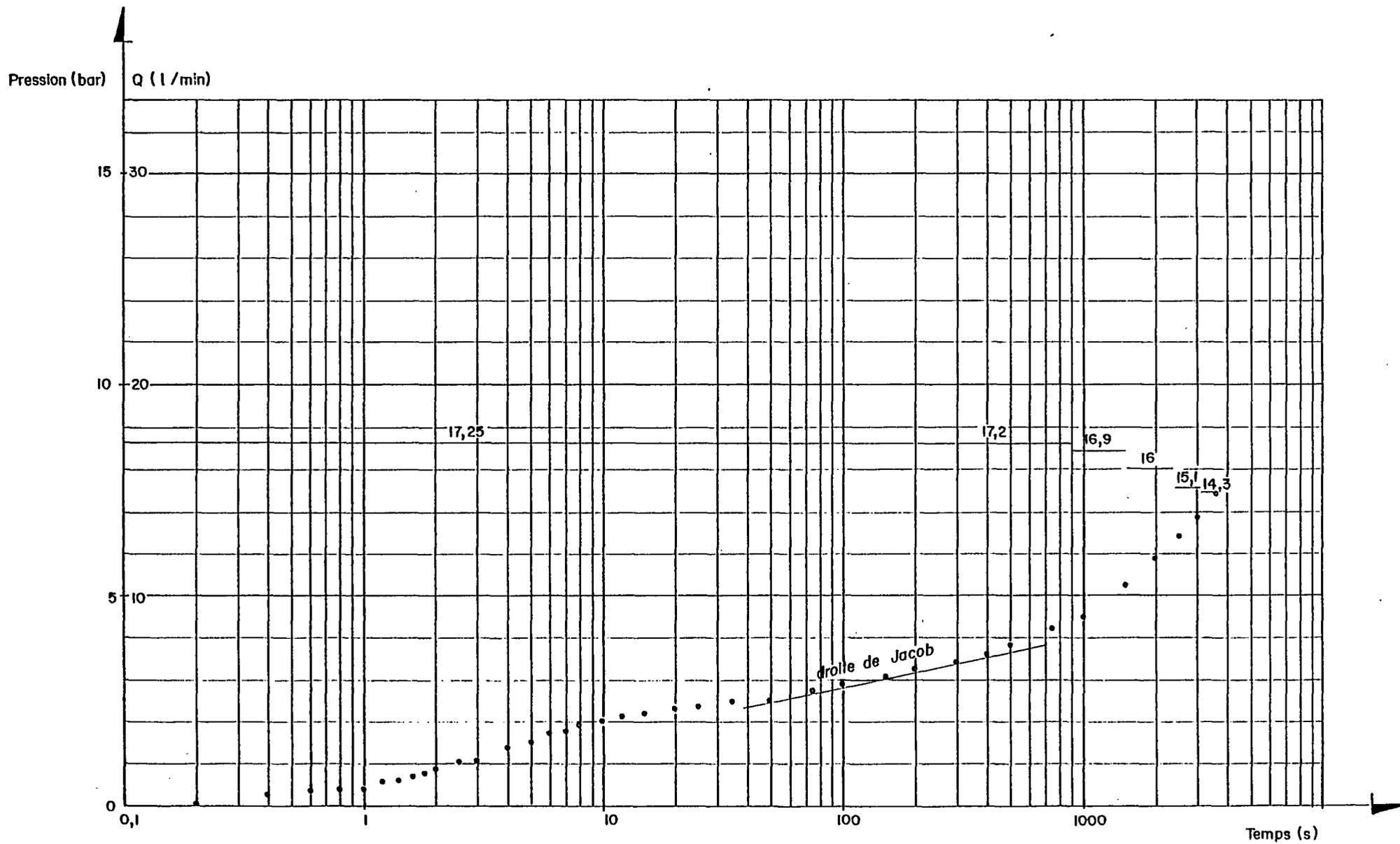


Fig. II. Essai 2. Injection.

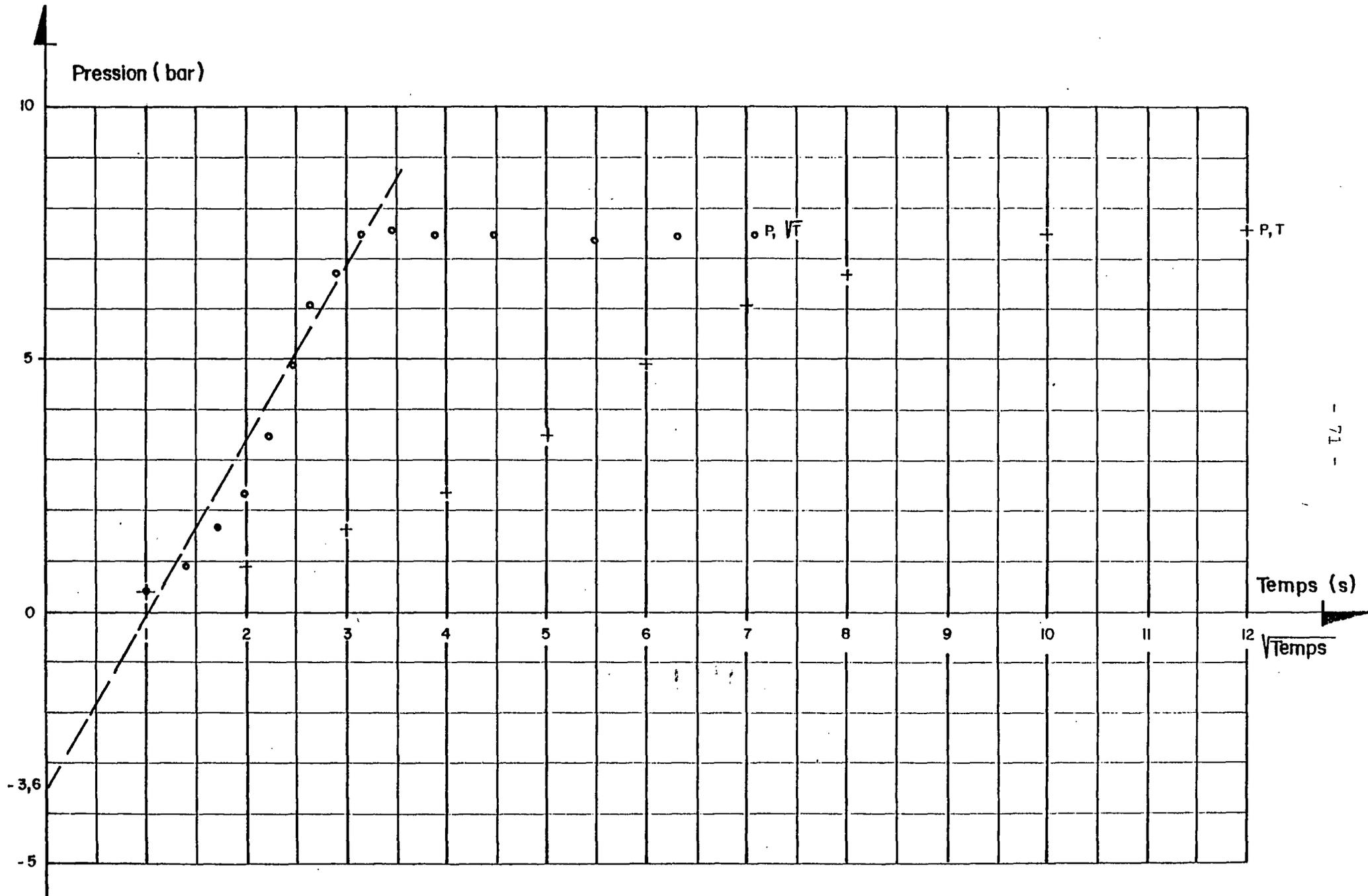


Fig 12. Essai 2. Injection.

Pression
(bar)

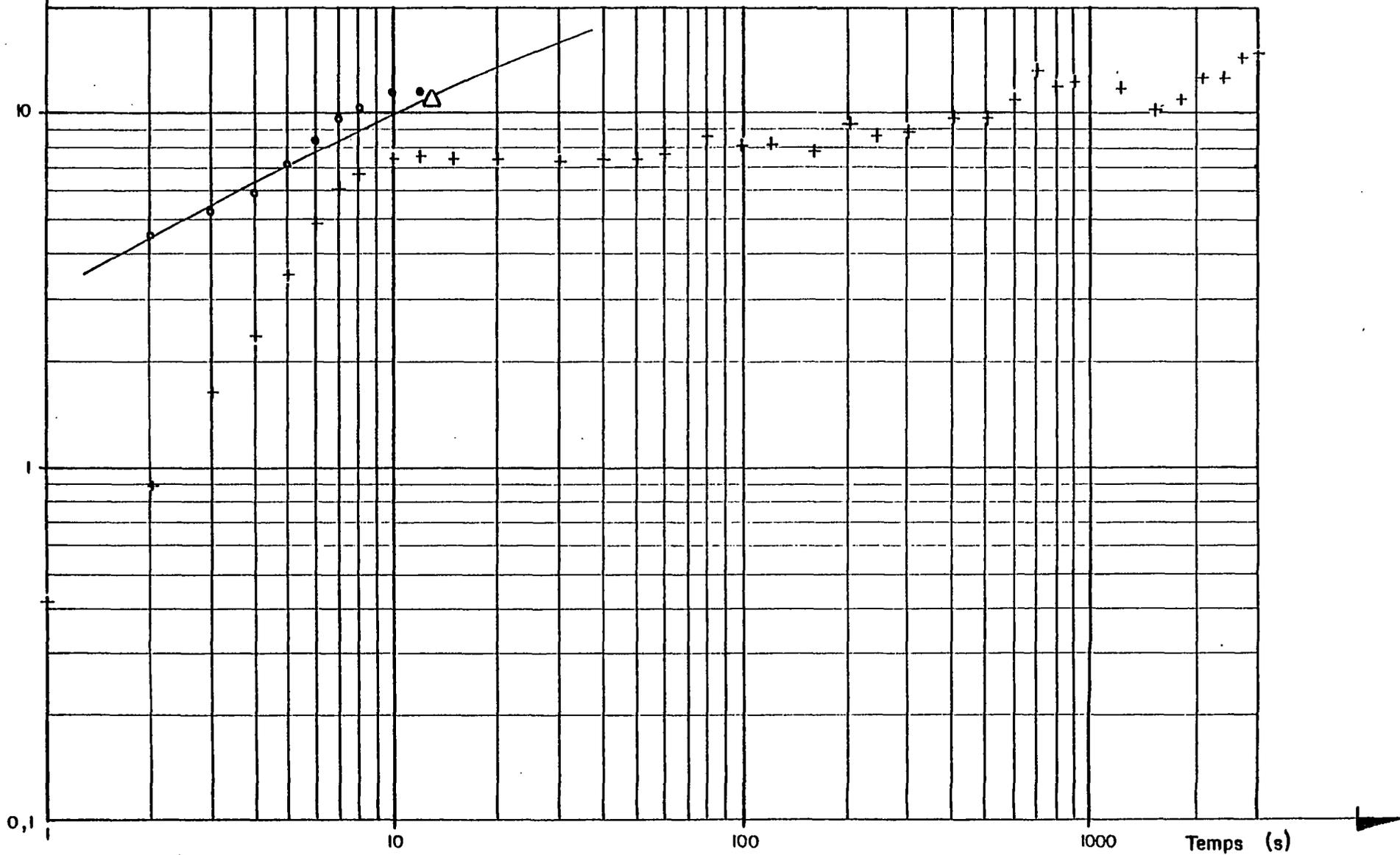


Fig 13. Essai 2. Injection.

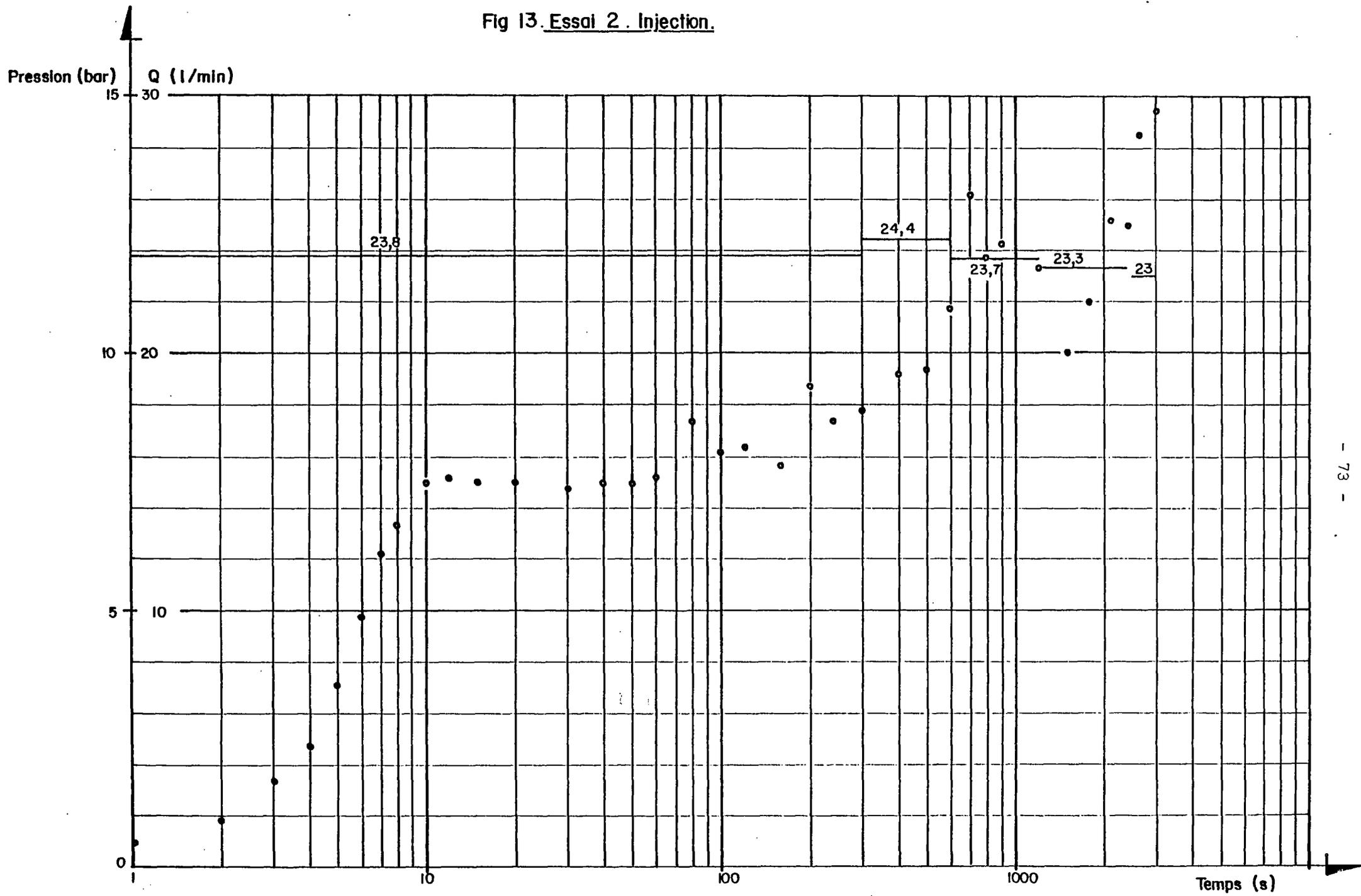
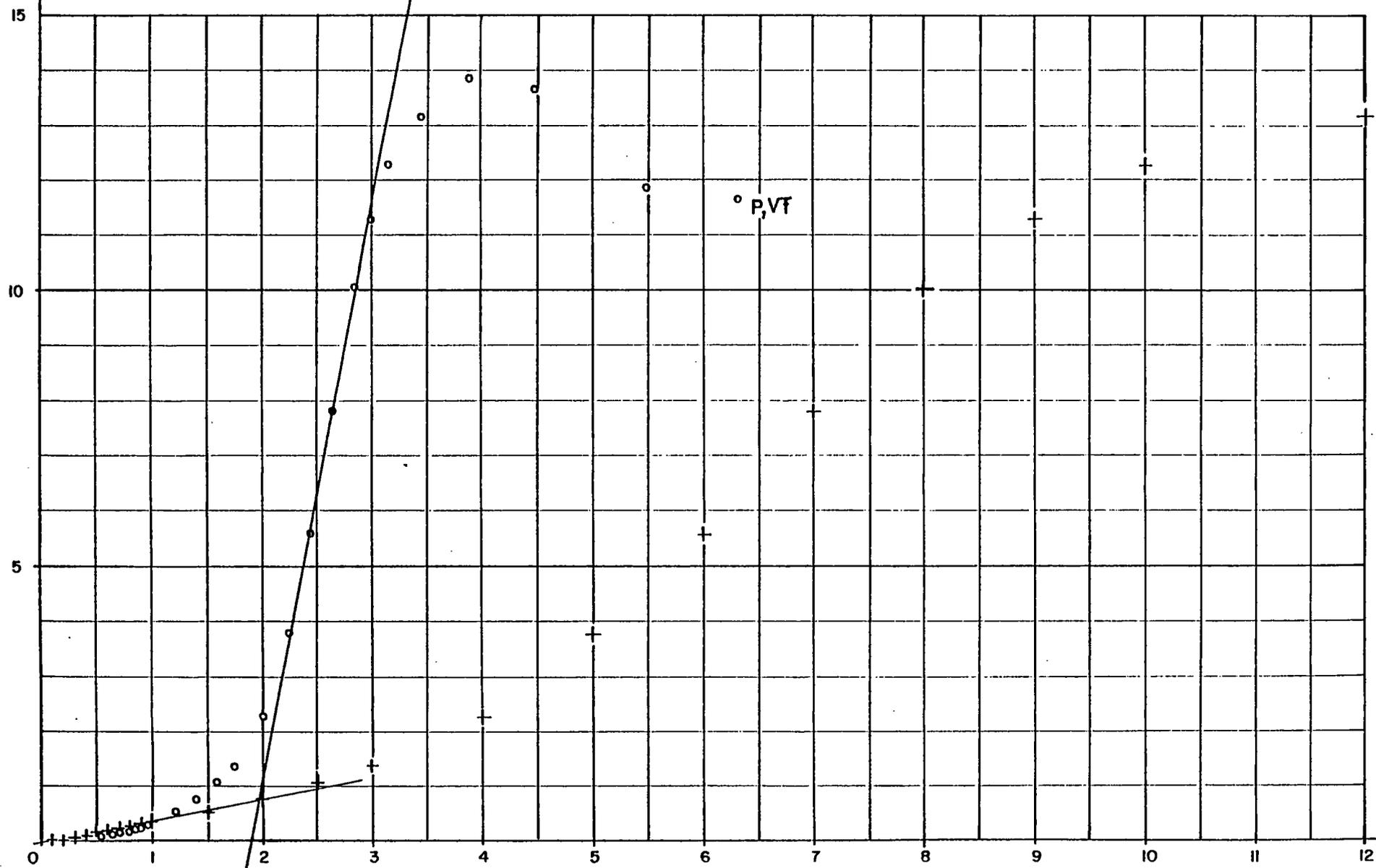


Fig.14. Essai 3. Injection.

Pression (bar)



ordonnée à l'origine = - 19,7 bar

Temps (s)

VF

P, t

P, VT

Fig 15. Essai 3. Injection.

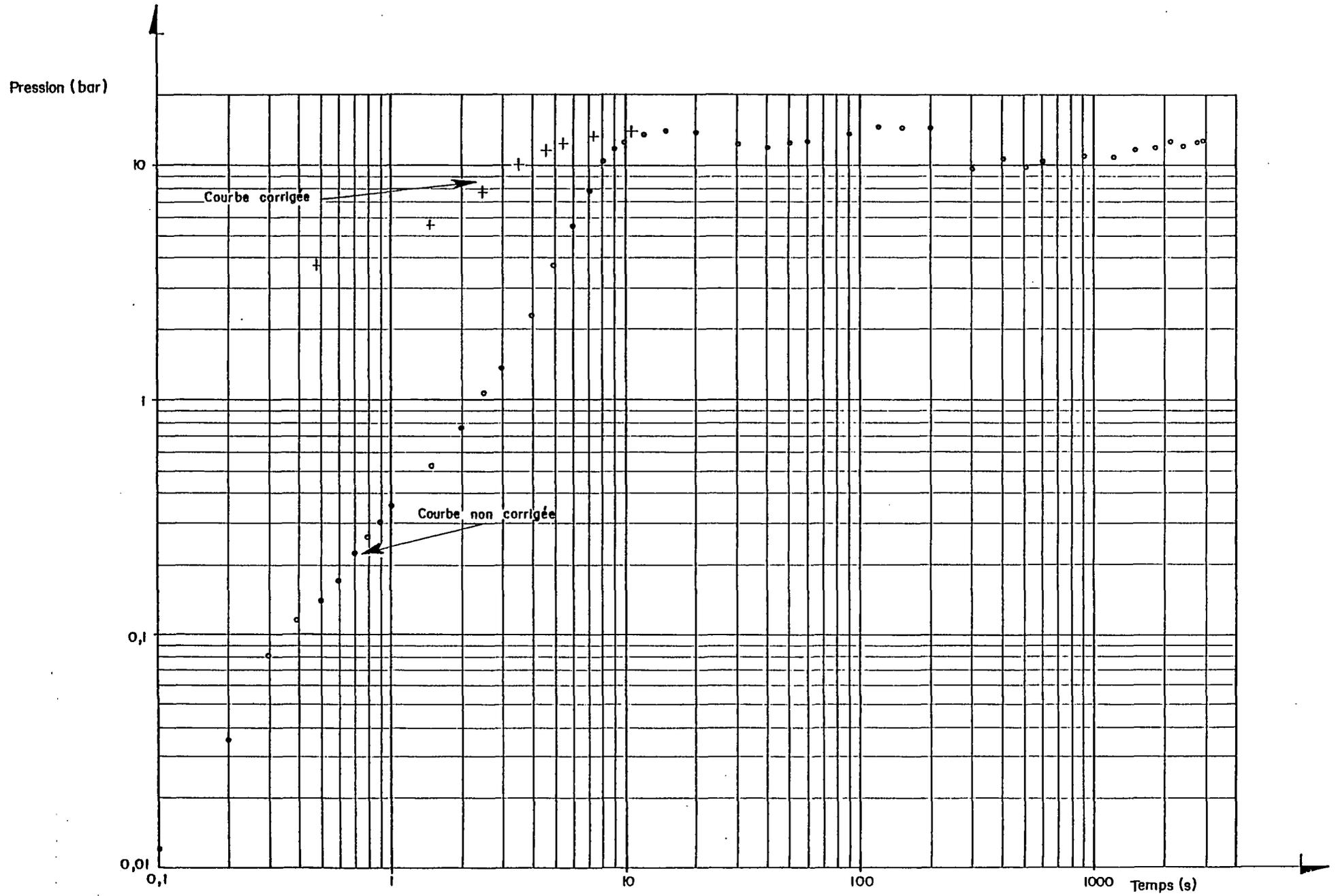


Fig. 16. Essai 3. Injection.

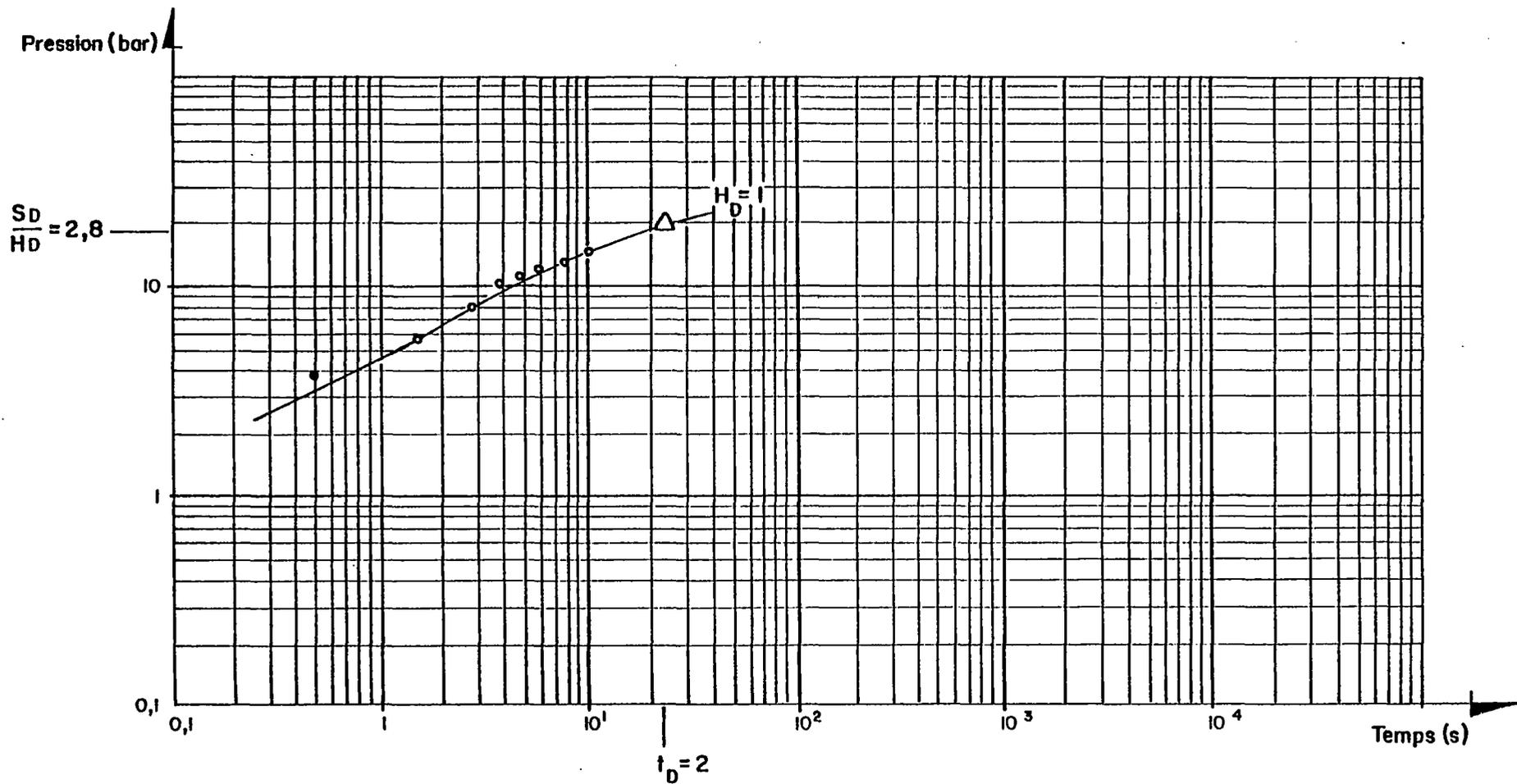


Fig 17. Essai 3. Injection.

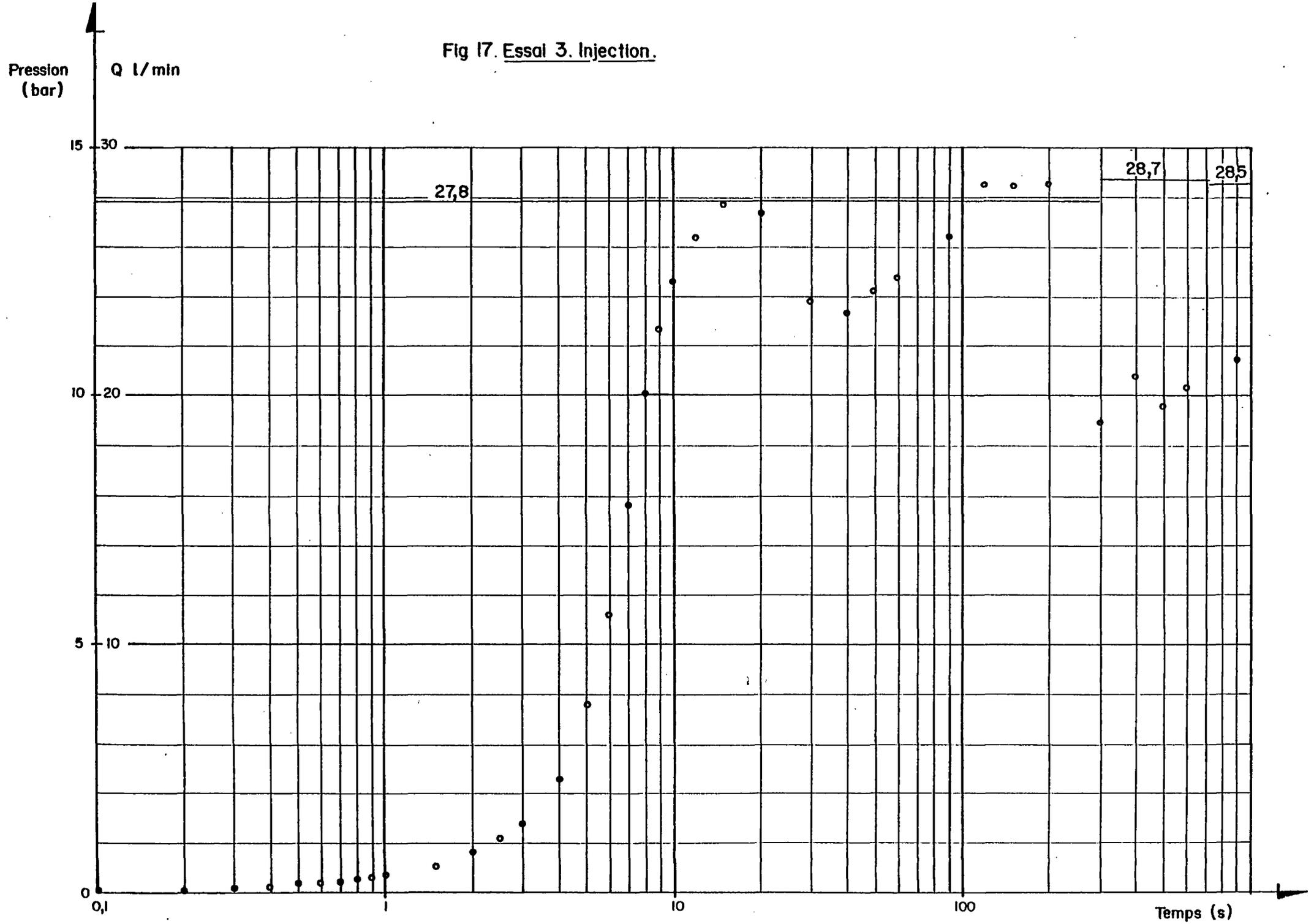


Fig 18. Essai 4. Injection.

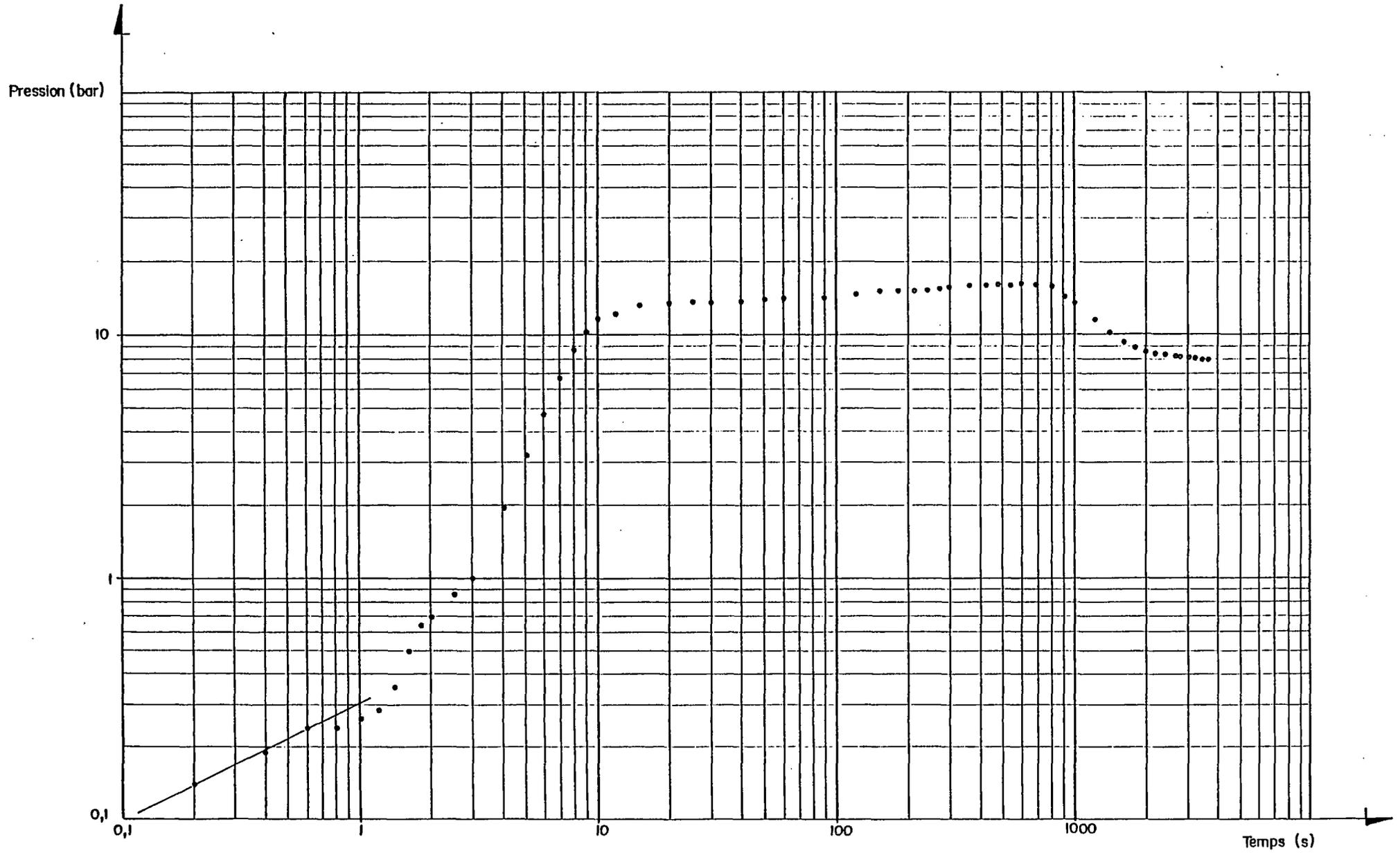


Fig 19. Essai 4. Injection.

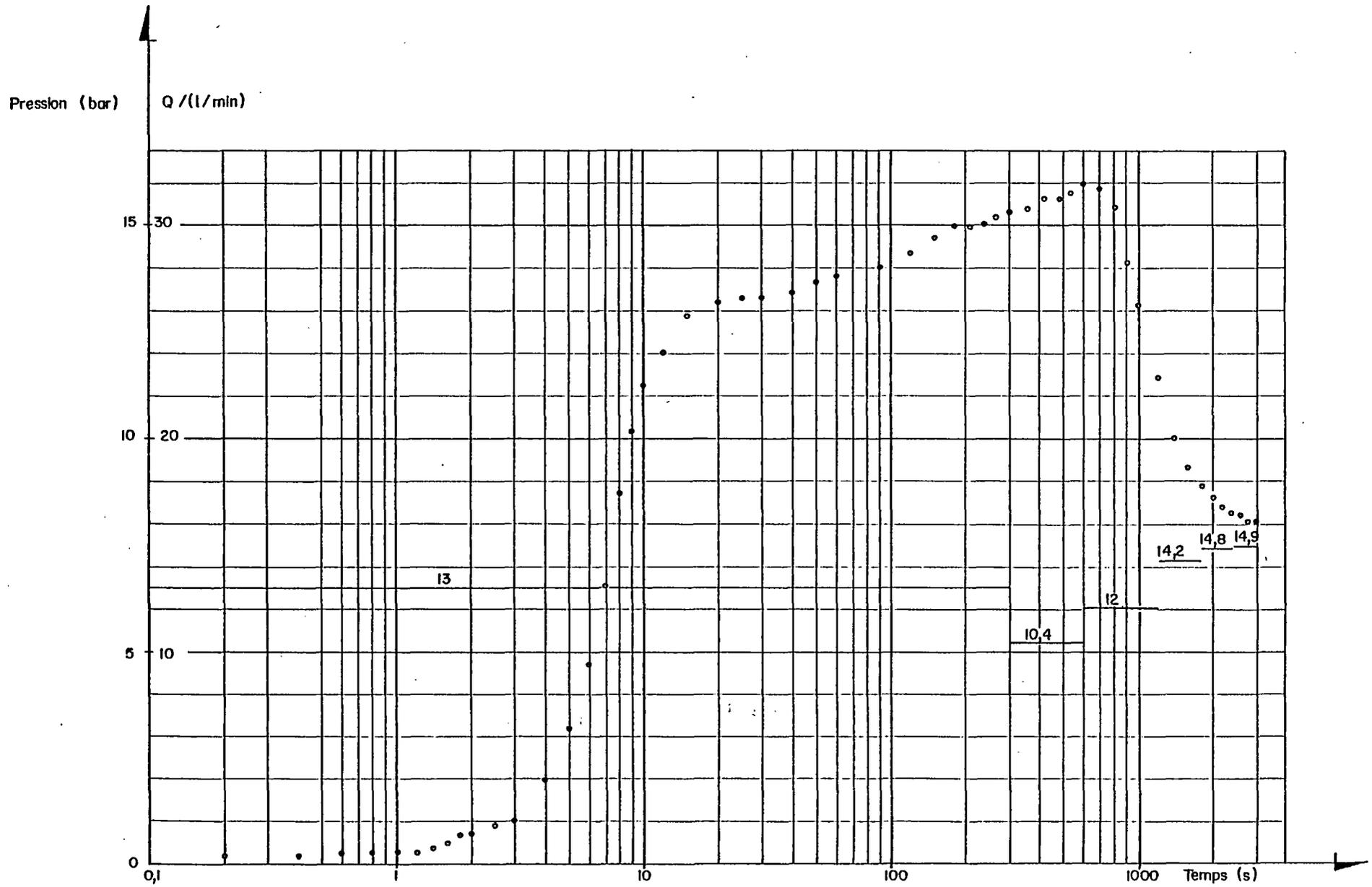


Fig 20. Essai 6. Injection.

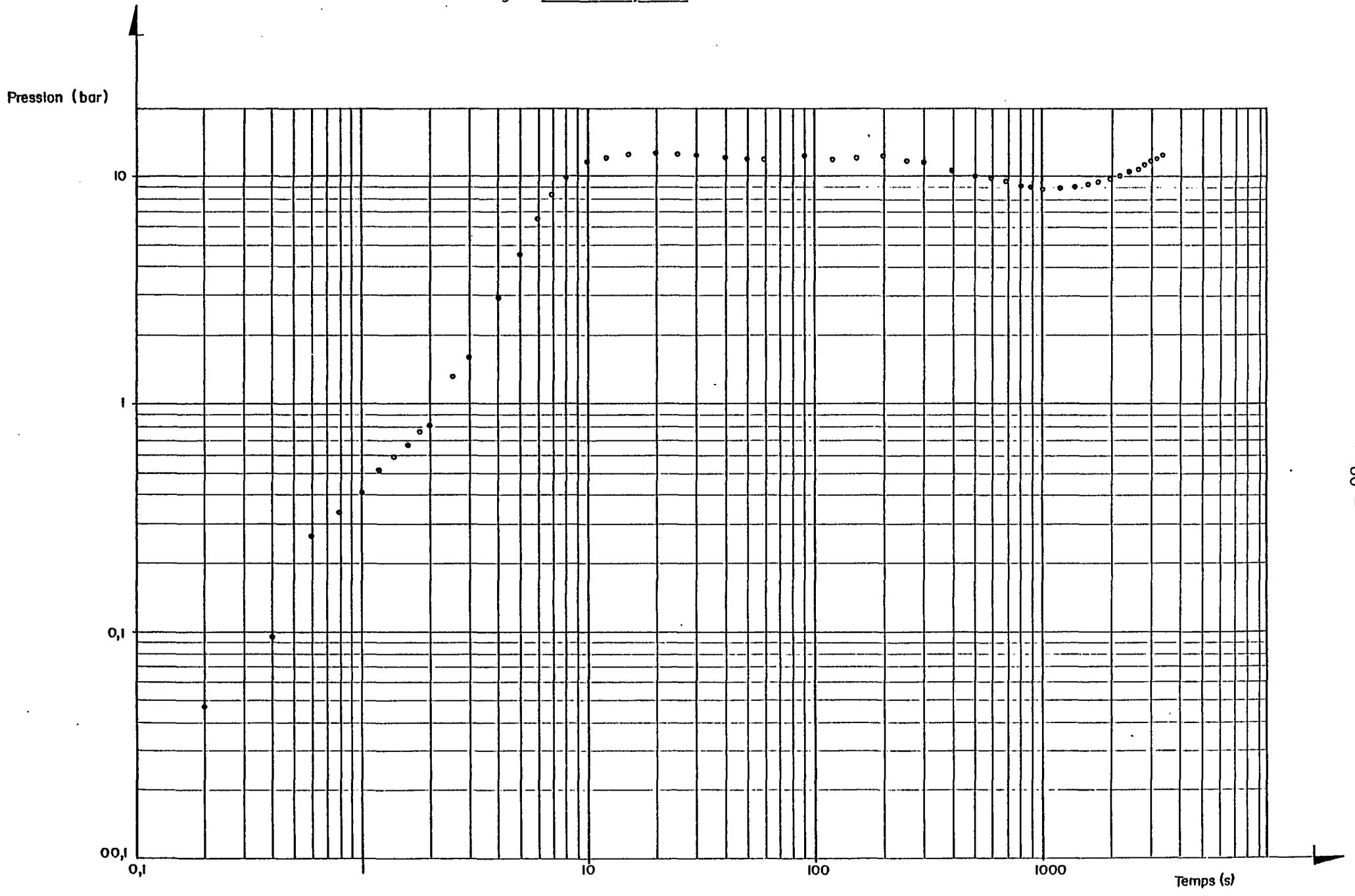


Fig 21. Essai 6. Injection.

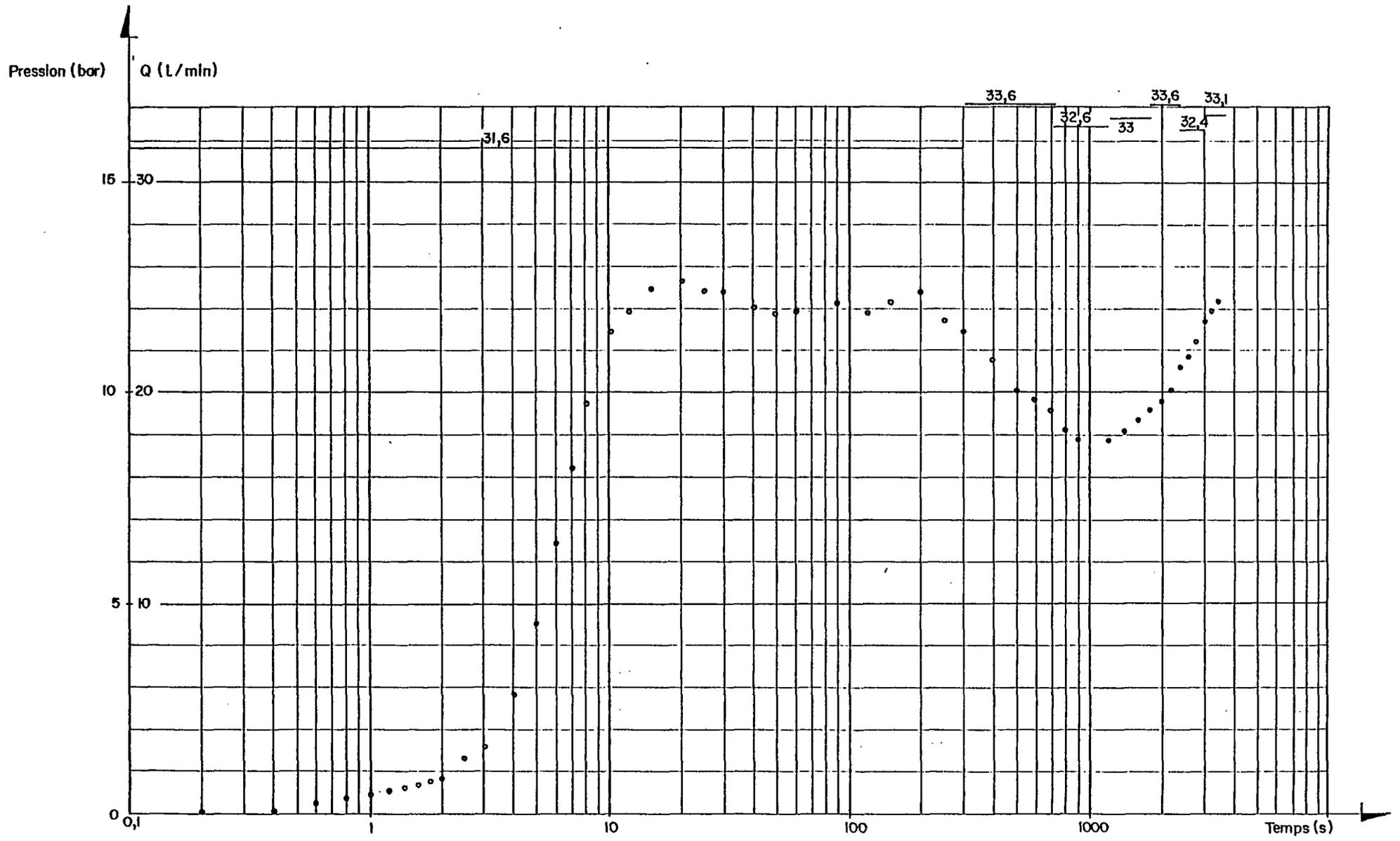


Fig 22. Essai 5. Injection.

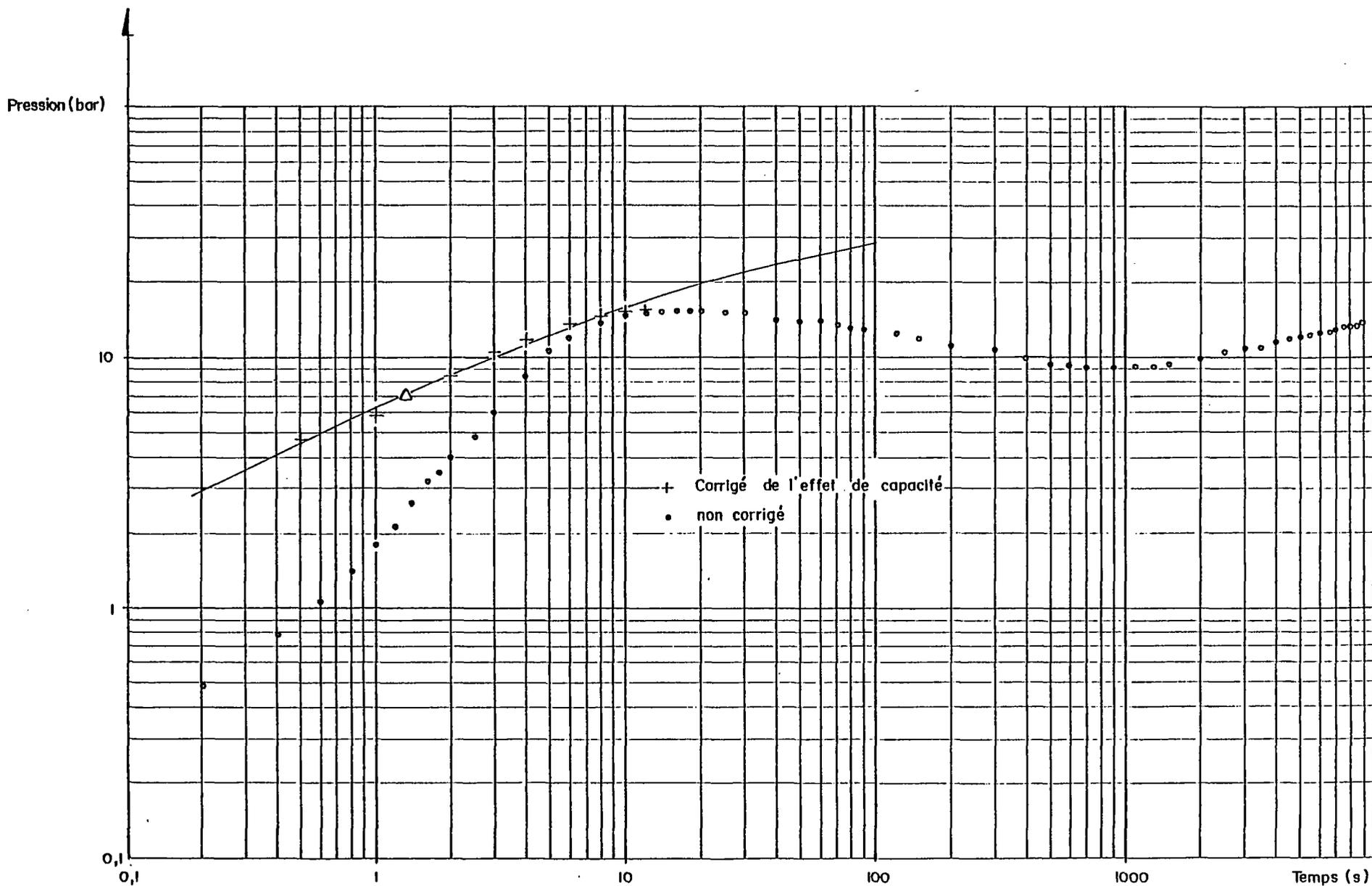


Fig 23. Essai 5. Injection.

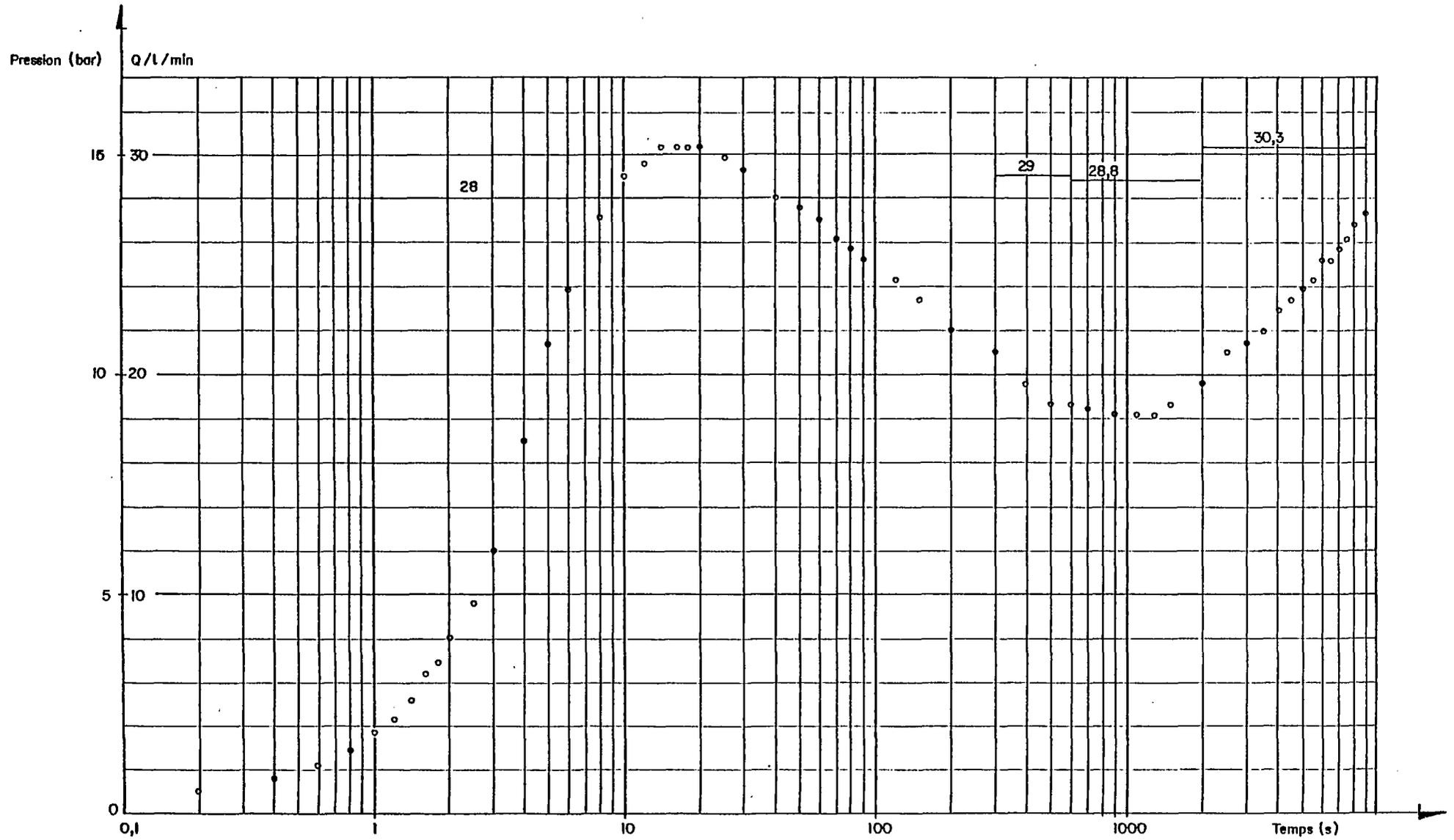


Fig.24. Essai n°1. Chute de pression après injection

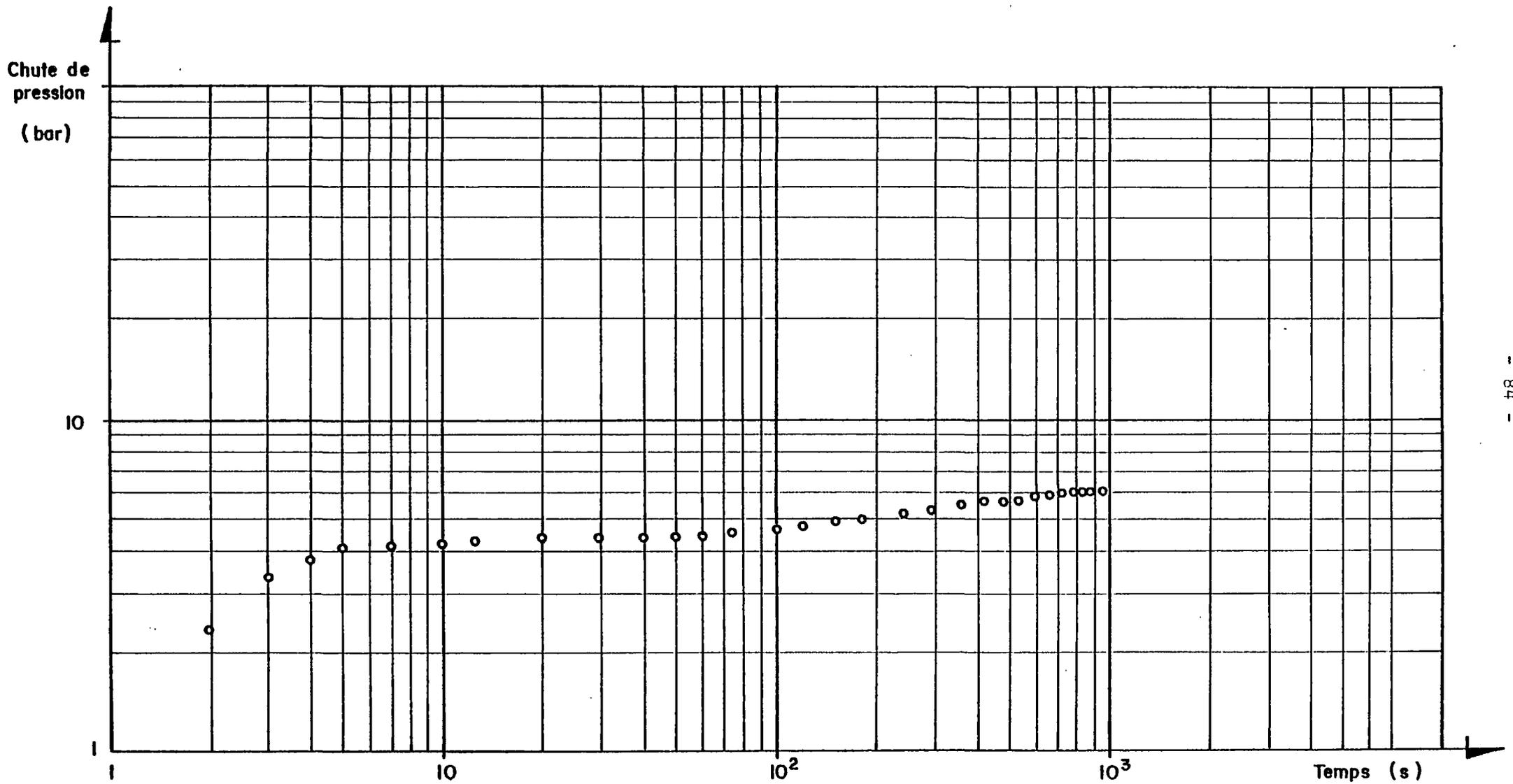


Fig.25. Essai n°2. Chute de pression après injection

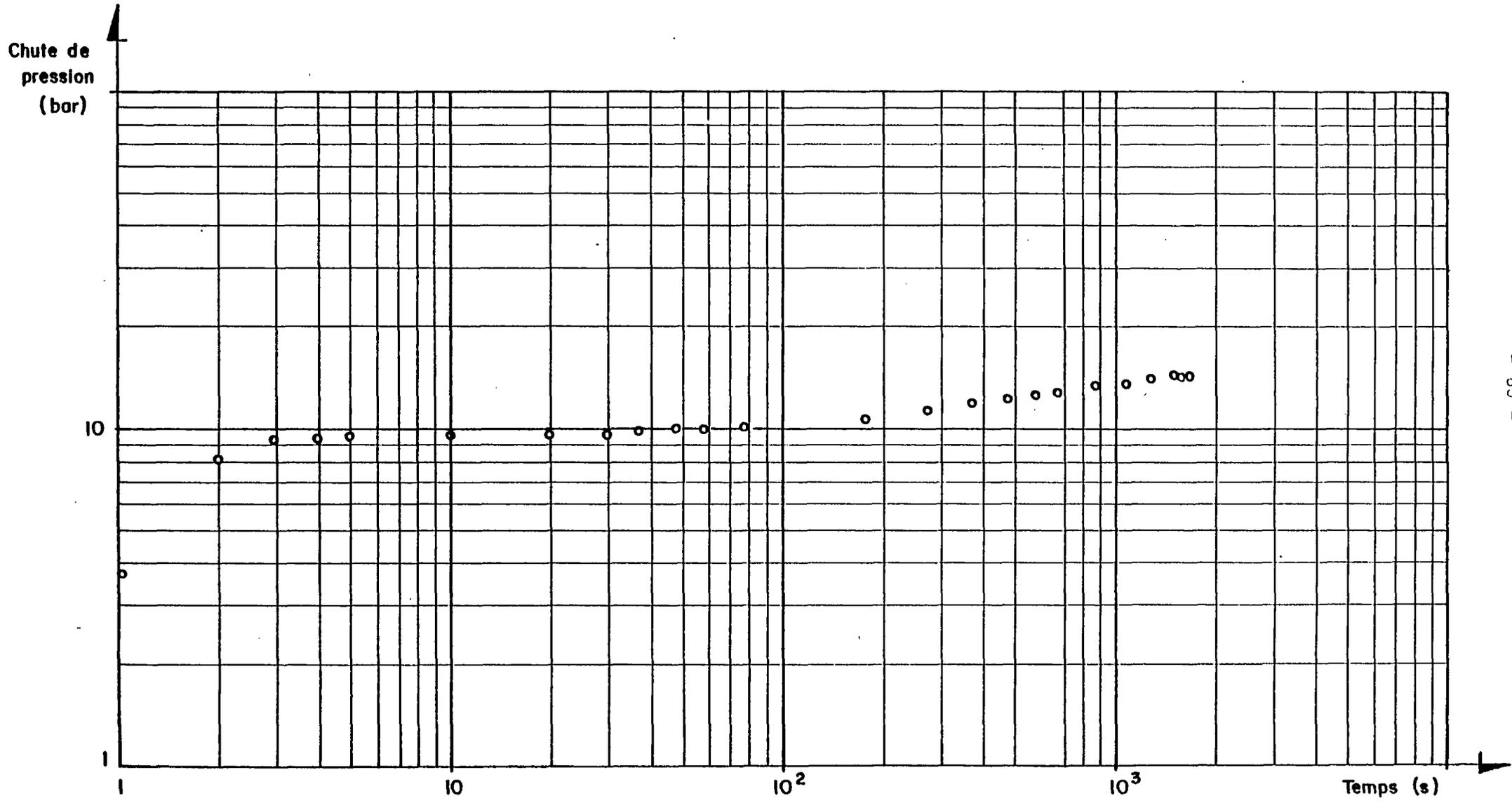


Fig .26. Essai 3 .Chute de pression après injection.

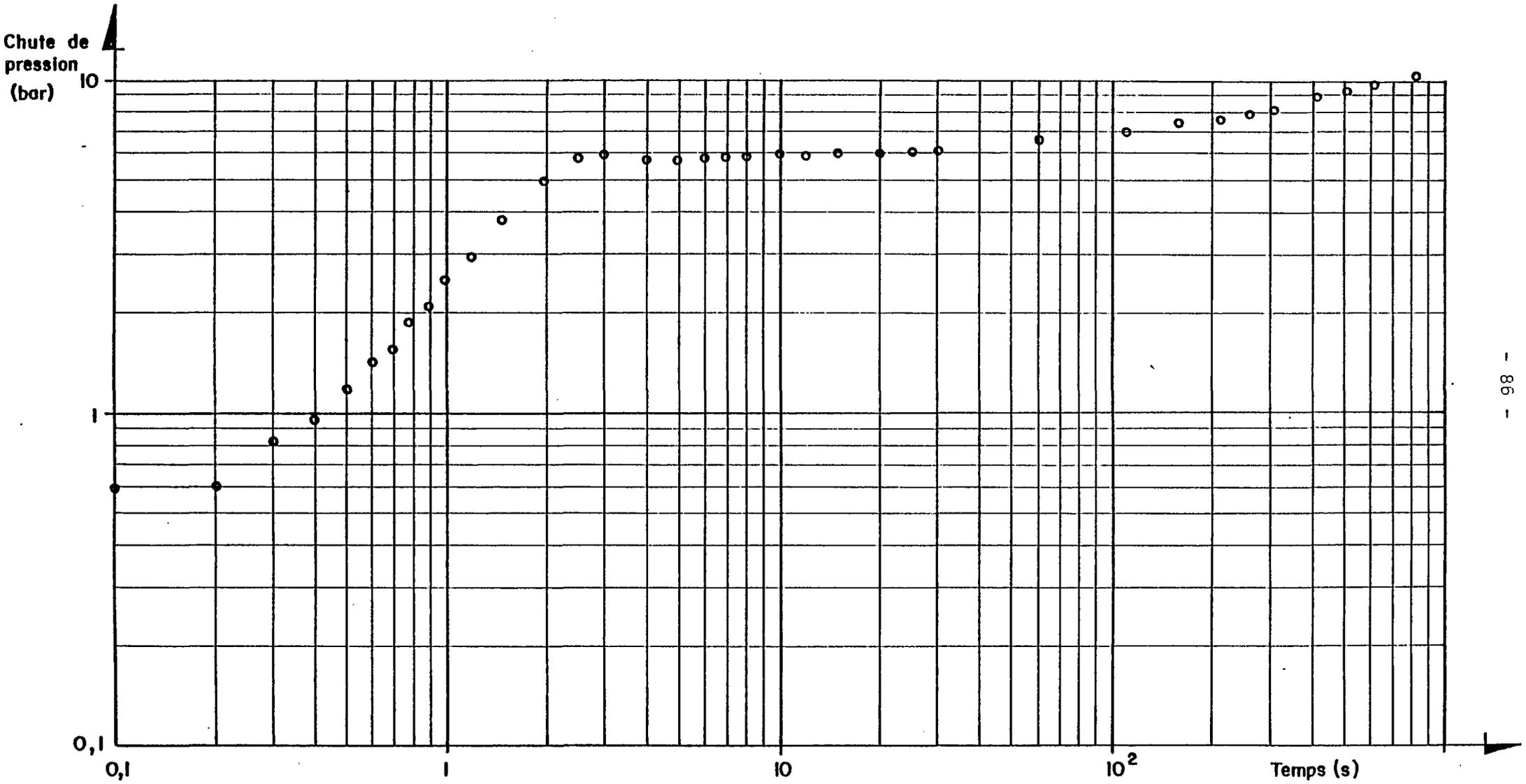


Fig.27. Essai 4. Chute de pression après injection.

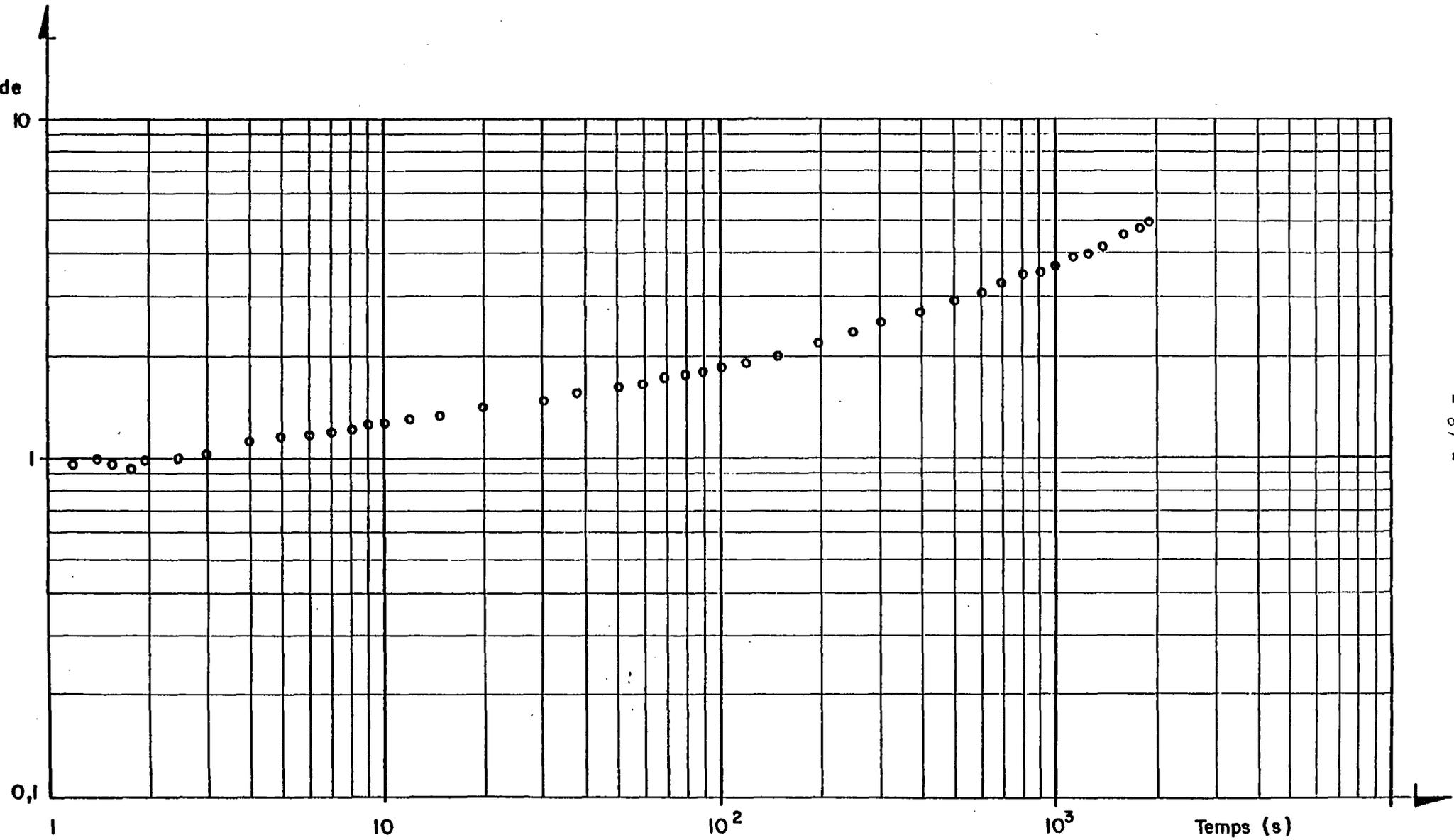


Fig.28. Essai 5. Chute de pression après injection.

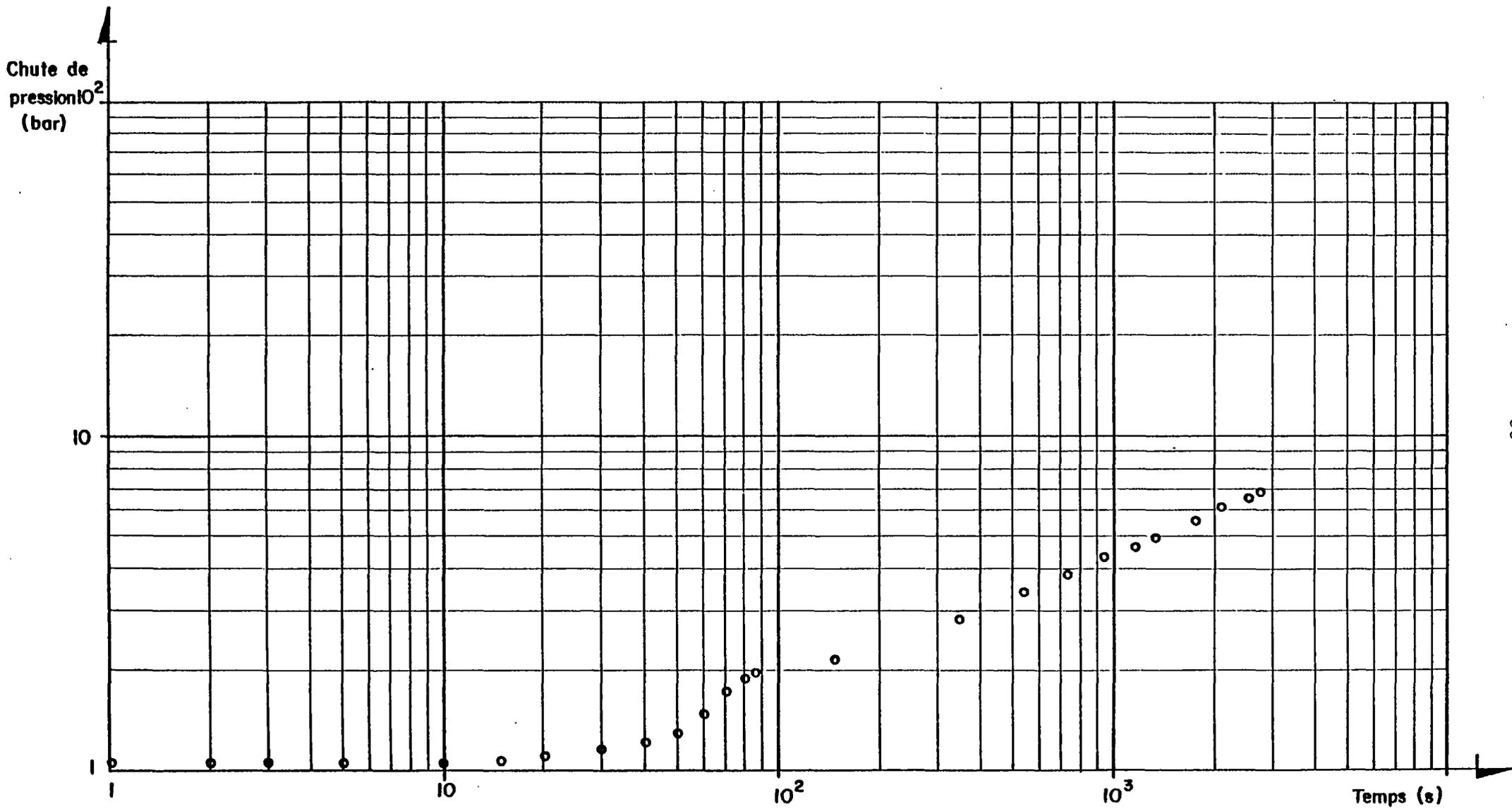


Fig.29. Essai 6. Chute de pression après injection.

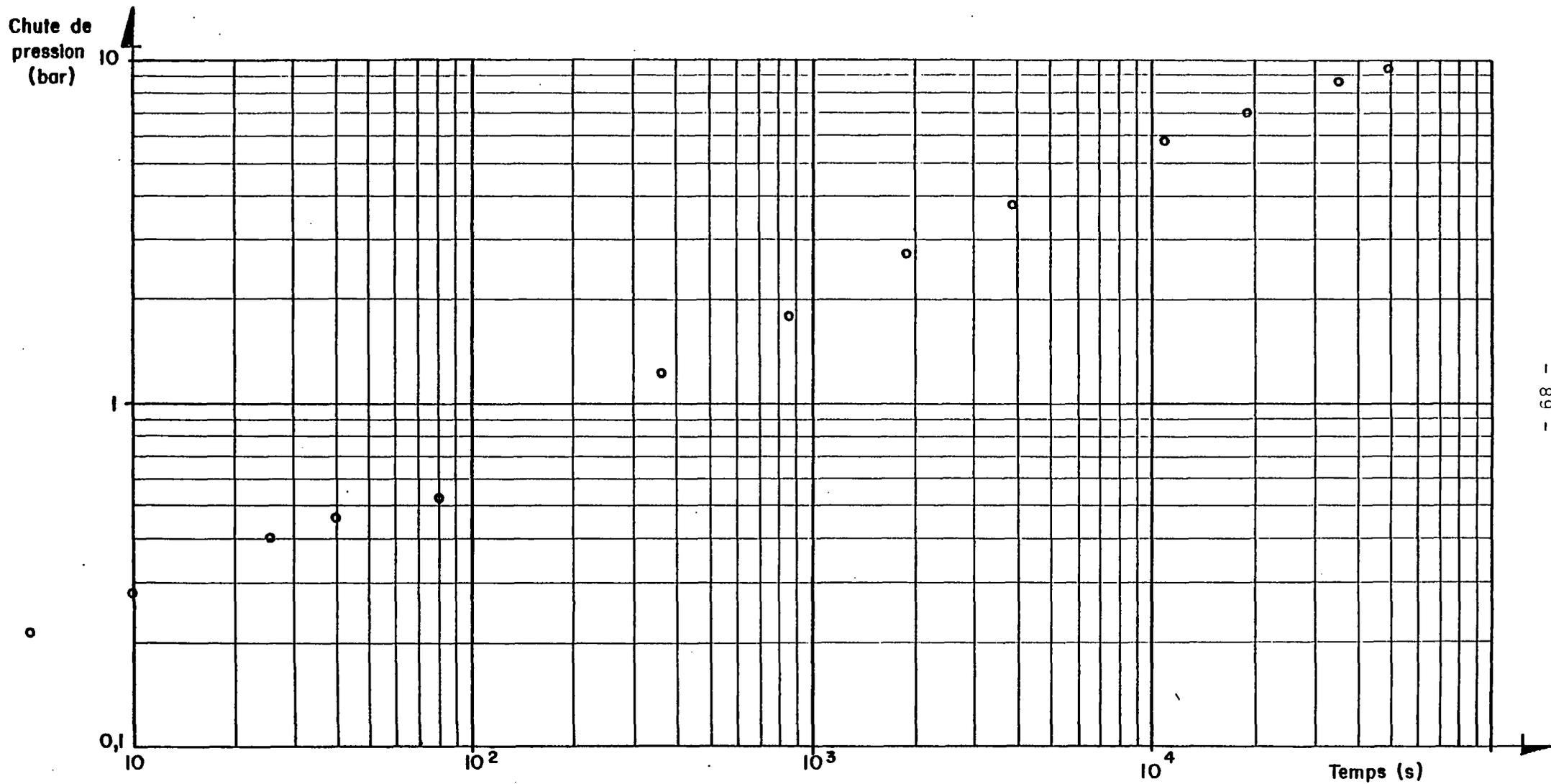
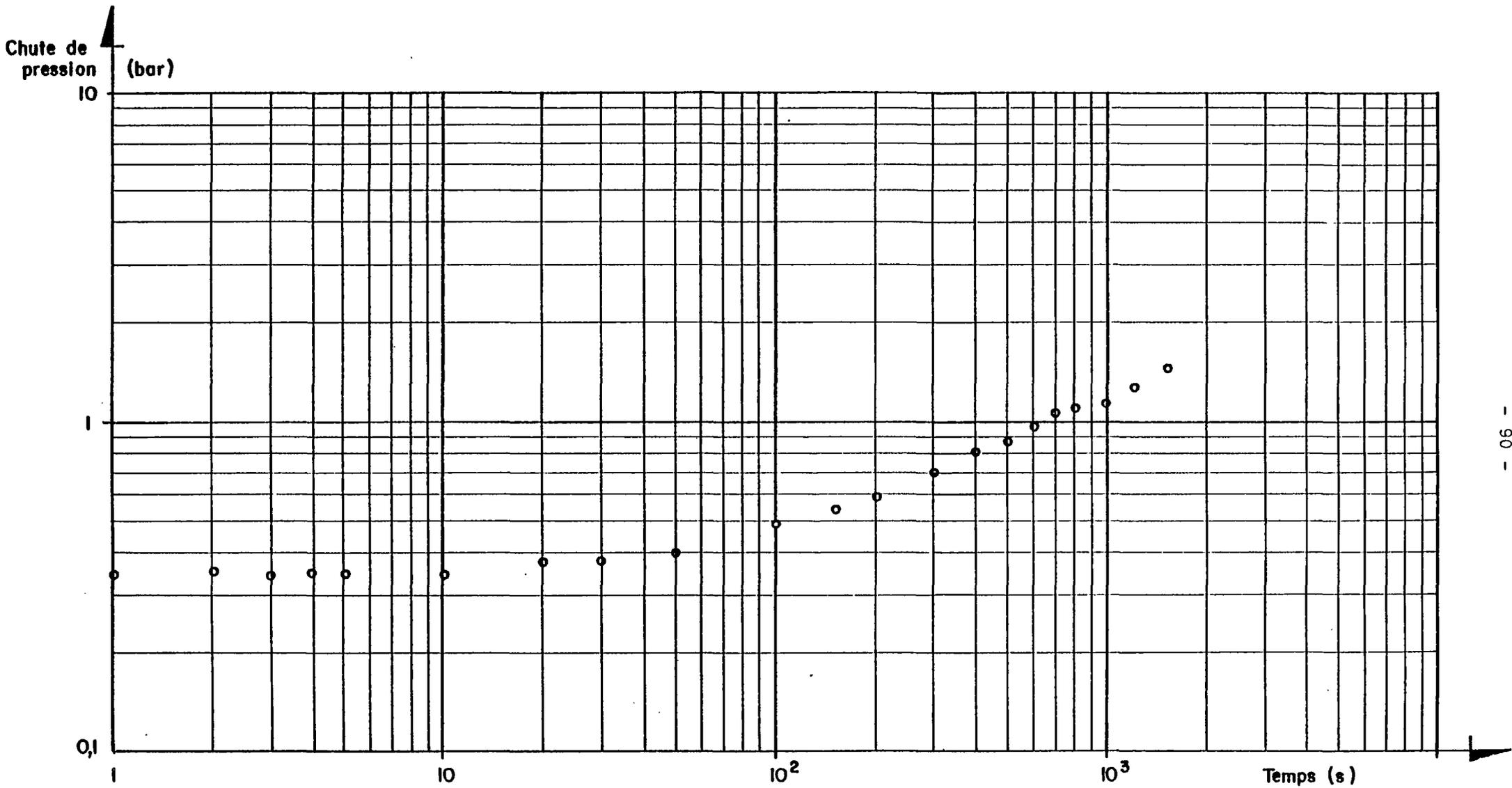


Fig.30. Essai n° 7. Chute de pression après injection.



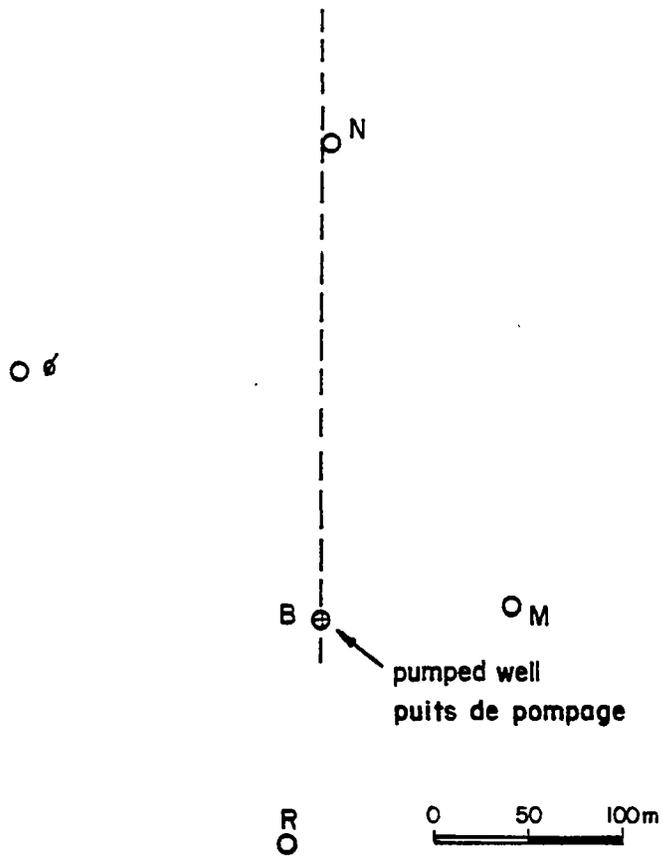


Fig. 31. -Emplacement des forages
(Situation of boreholes)

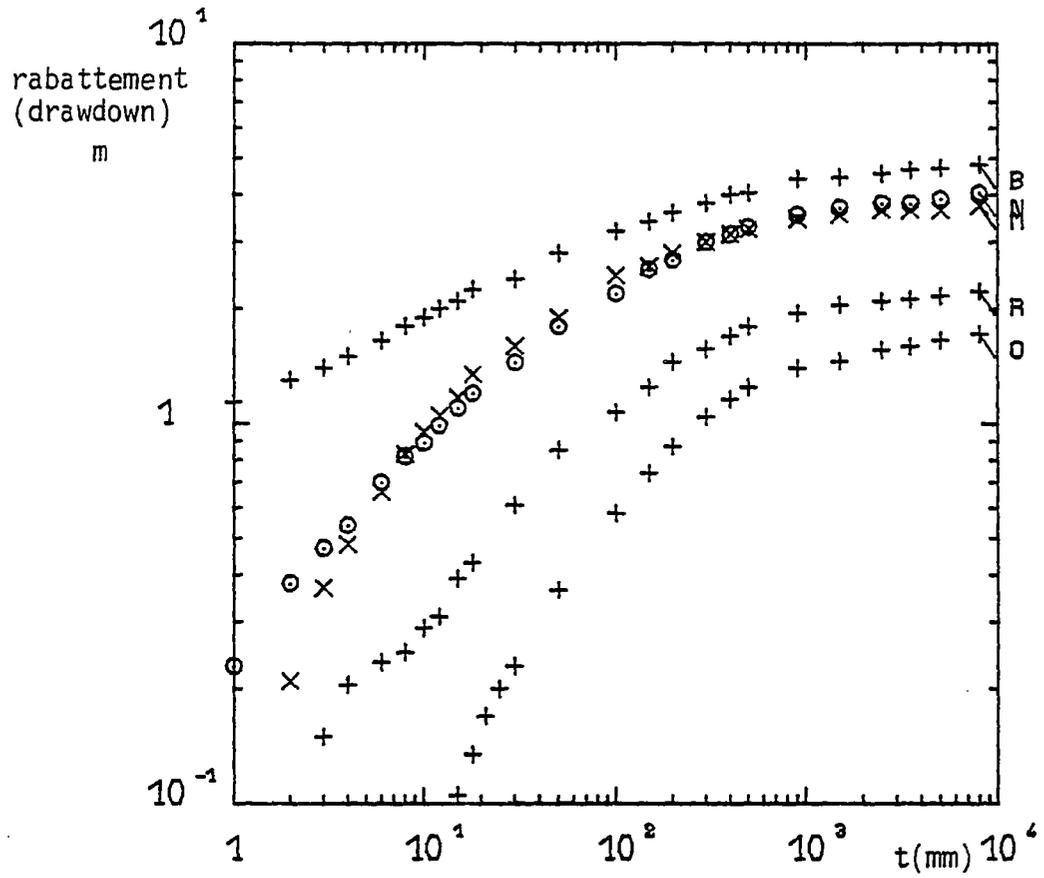


Fig. 32 - Rabattement aux 5 forages
(drawdown at 5 boreholes)

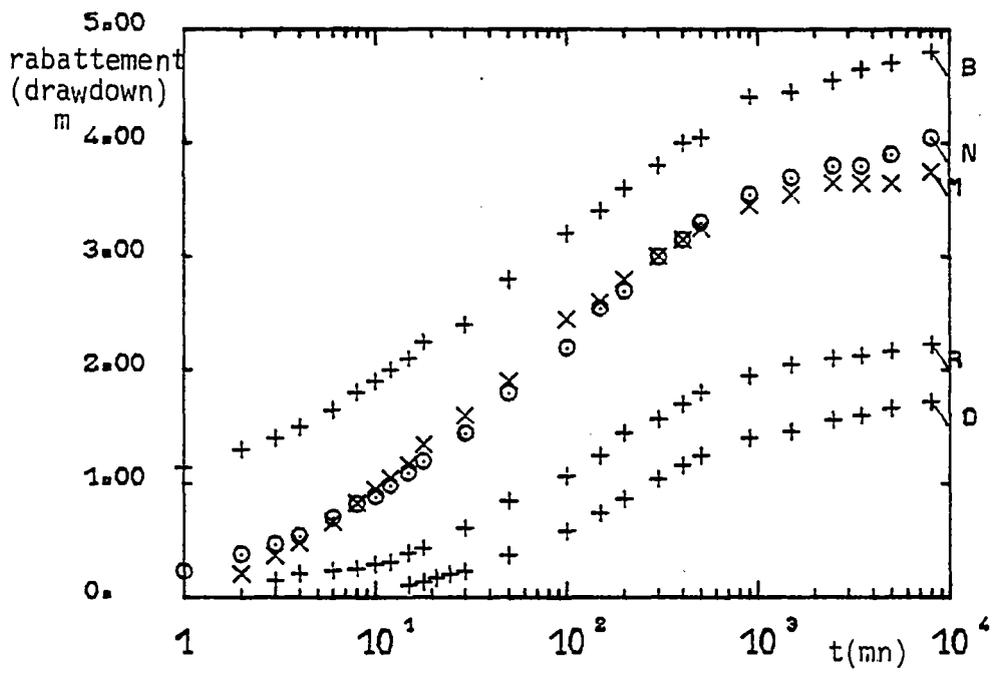


Fig. 33 - Rabattement aux 5 forages
(drawdown at 5 boreholes)

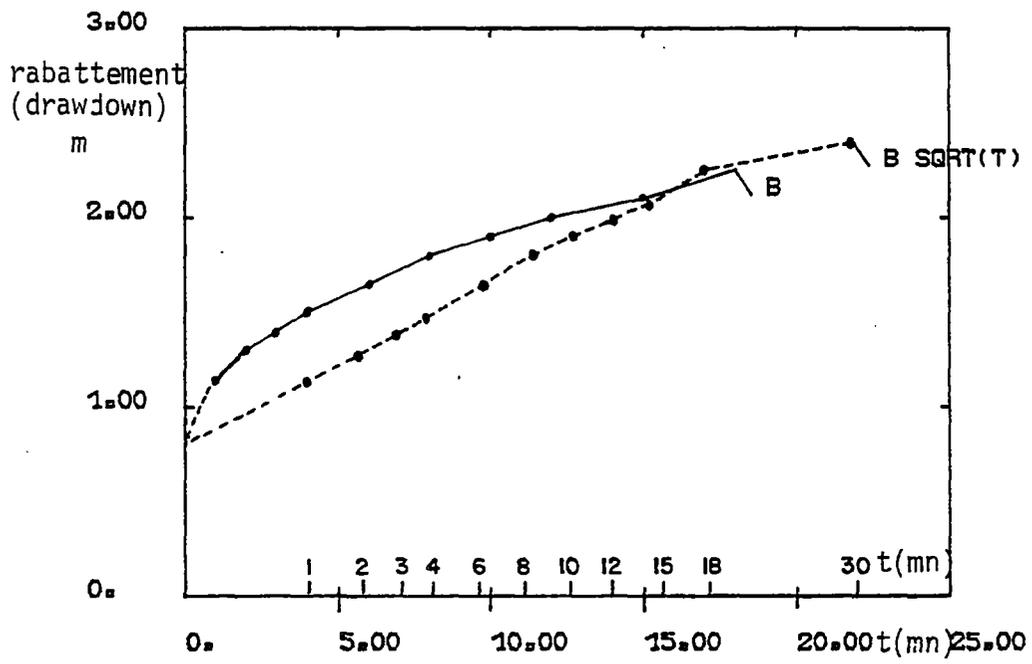
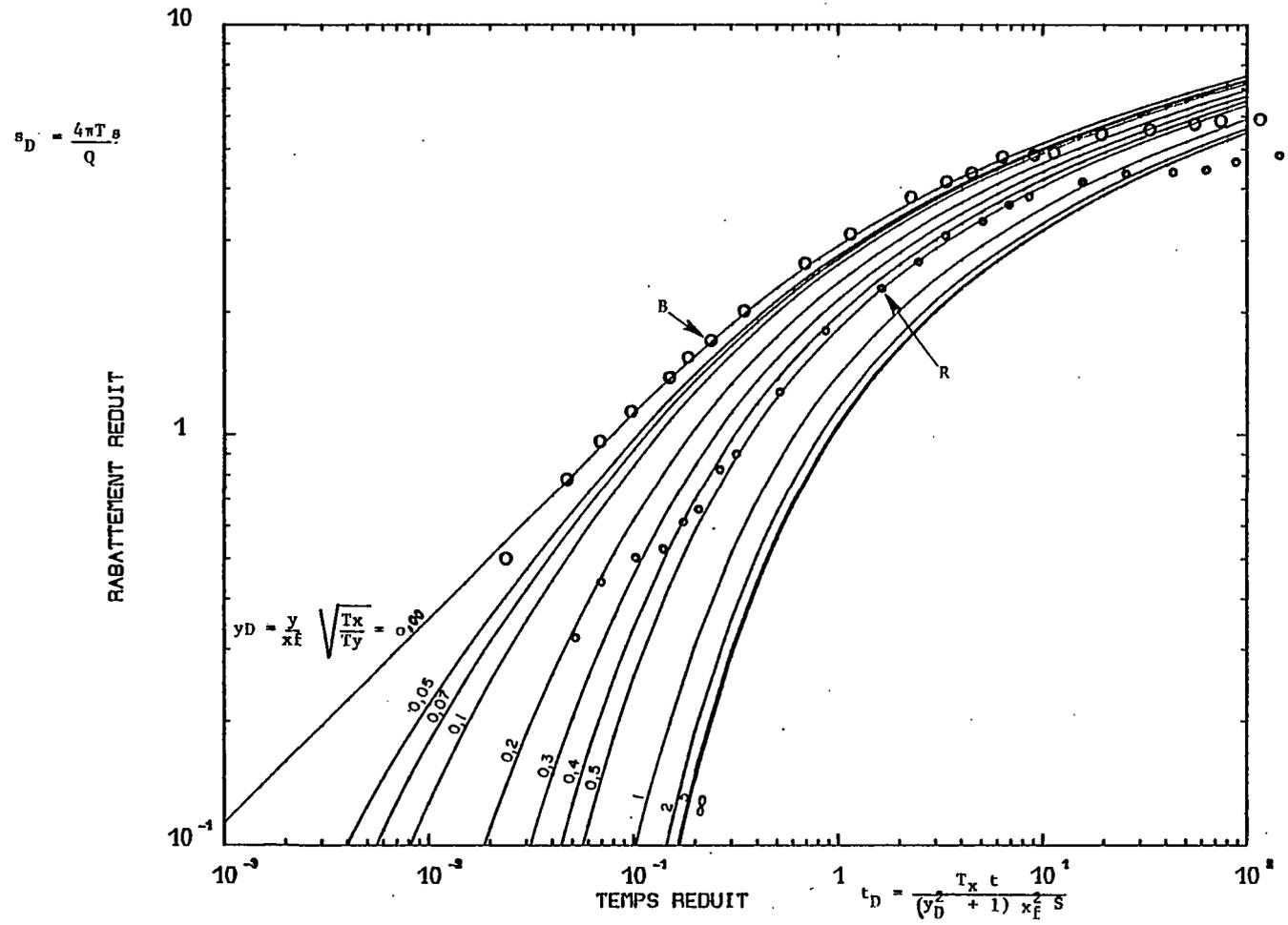


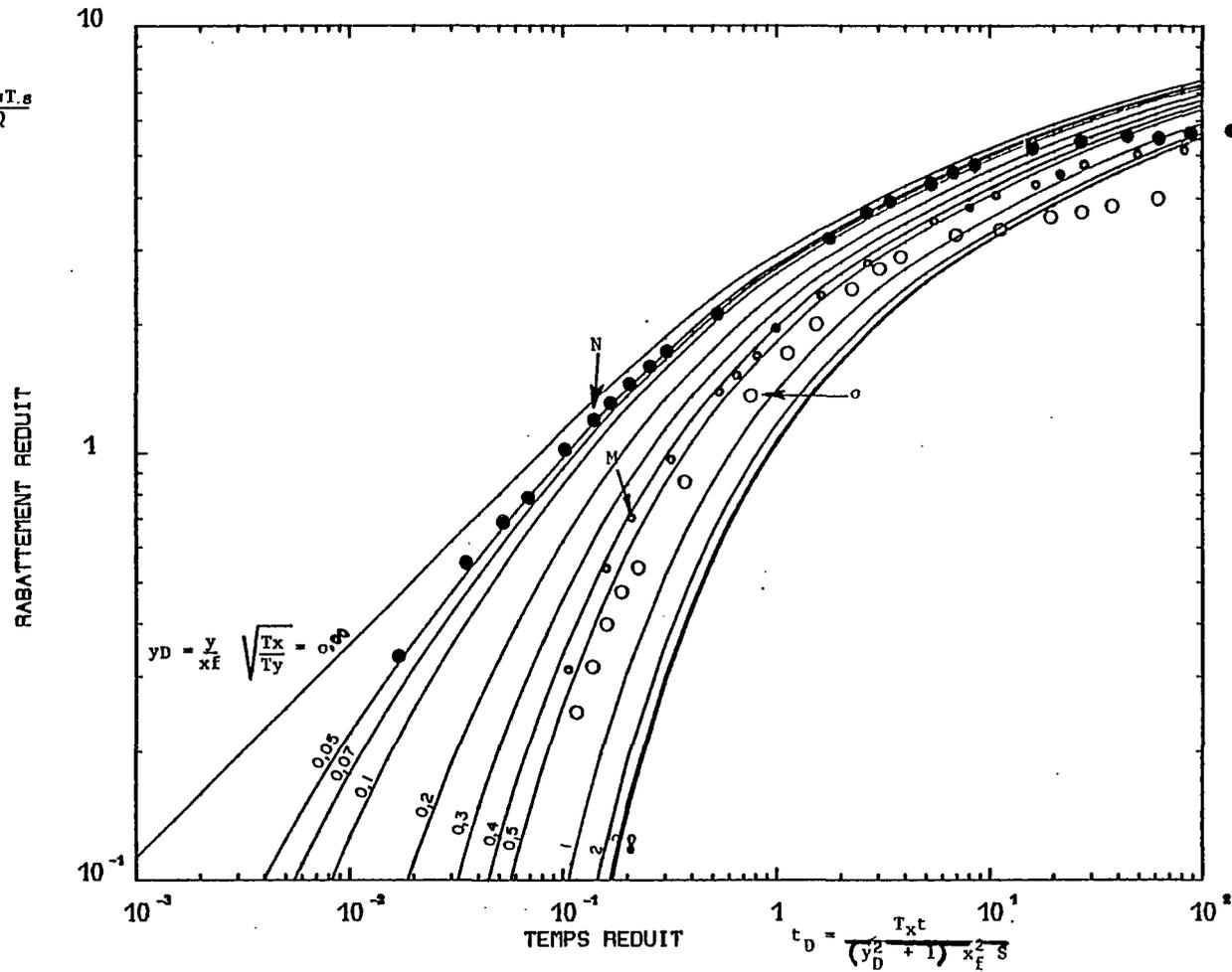
Fig. 34 - Détermination des pertes de charge
(calculation of headlosses)



FISSURE VERTICALE - PIEZOMETRE SUR L'AXE PERPENDICULAIRE A LA FISSURE

Fig. 35 - Calage des piézomètres R et B

$$s_D = \frac{4\pi T_s}{Q}$$



FISSURE VERTICALE - PIEZOMETRE SUR L'AXE PERPENDICULAIRE A LA FISSURE

Fig. 36 - Calage des piézomètres M, N, O

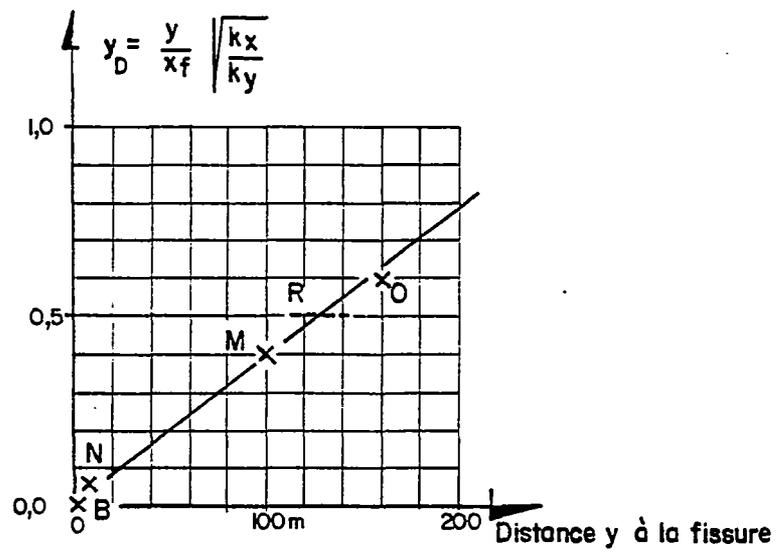


Fig. 37 - Détermination de la longueur de la fissure équivalente

BIBLIOGRAPHIE DE LA PREMIERE PARTIE

- BOULTON et STRELTSOVA. - Unsteady flow to a pumped well in a fissured water bearing formation.
Journal of hydrology 35 (1977) 257-269
- RAGHAVAN. - Pressure behavior of wells intersecting fractures.
International Well Testing Symposium - proceedings
Berkeley (CALIF) oct. 1977
- CARSLAW H.S. and JAEGER J.C. - Conduction of heat in solids
Oxford at the Clarendon Press (1959)
- GRINGARTEN A.C. and RAMEY H.J. - The use of source and green's functions in solving unsteady flow problems in reservoirs
Soc. Pet. Eng. J. Oct. 1973
- GRINGARTEN A.C., RAMEY H.J. - Unsteady state pressure distribution created by a well with a single infinite conductivity vertical fracture
Soc. Pet. Eng. J. Août 1974
- CINCO, RAMEY, MILLER. - Unsteady state pressure distribution created by a well with an inclined fracture.
Paper SPE 5591 presented at SPE AIME 50th. Annual Fall Technical Conference and Exhibition. Dallas, Sept-Oct. 1975
- URAIET, RAGHAVAN, THOMAS. - Determination of the orientation of a vertical fracture by interference tests.
Journal of Petroleum Technology. Janv. 1977
- GRINGARTEN A.C., RAMEY H.J. - Unsteady state pressure distribution created by a well with a single horizontal fracture, partial penetration, or restricted entry.
Society of Petroleum Engineers Journal. Aug. 1974
- PAPADOPOULOS I.S. (1965). - Nonsteady flow to a well in a infinite anisotropic aquifer.
Proc. 1965 Dubrovnick symposium on hydrology of fractured rocks, Int'l assoc. of Sci. Hydrology I, p. 21-31
- BERTRAND L., GRINGARTEN A.C. - Détermination des caractéristiques hydrauliques des aquifères fissurés par pompage d'essai en régime transitoire. Application aux nappes de la craie.
Rapport interne B.R.G.M. 78 SGN 669 GEG
- PEAUDECERF P., BERTRAND L., LANDEL P. - D.G.R.S.T. Mise au point d'une méthodologie pour la détermination des caractéristiques hydrauliques des milieux fissurés. Rapport scientifique annuel 1978.
n°B.R.G.M. 79 SGN 062 GEG
- International Society for Rock Mechanics. Commission on standardization of laboratory and field tests. Category II, part. 6. Suggested methods for determining hydraulic parameters and characteristics of rock masses.
Projet élaboré sous la responsabilité de C. LOUIS (août 1977)

2 - IDENTIFICATION DES PARAMETRES DES MILIEUX FISSURES
A PARTIR D'ESSAIS DE PUIITS EN REGIME TRANSITOIRE -
COMPARAISON D'UNE METHODE TEMPORELLE ET
D'UNE METHODE FREQUENTIELLE

INTRODUCTION

Dans cette étude on a voulu examiner et comparer deux grands types de méthodes de reconnaissance in situ des milieux fissurés, applicables toutes deux à des essais d'eau en régime transitoire.

Il s'agit de :

- méthodes temporelles d'une part
- méthodes fréquentielles d'autre part.

Méthodes temporelles

Elles ont été développées par A.C. GRINGARTEN et al. (réf. 2 - 1, 2, 3, 4). On réalise un pompage à débit constant dans un puits unique et on observe l'évolution du rabattement en fonction du temps, au puits et éventuellement au(x) piézomètre(s). On construit un modèle théorique en approximant le système fissuré réel par un milieu anisotrope équivalent à fissure unique (horizontale ou verticale).

A partir des solutions analytiques données par le modèle, on trace des abaques temporels (rabattement réduit en fonction du temps réduit) sur lesquels on cale les courbes obtenues en essais réels. On peut ainsi en principe identifier les différents paramètres du milieu étudié.

Méthodes fréquentielles

Elles viennent tout récemment d'être proposées par P. JOUANNA et son équipe (réf. 2-5, 6) et sont basées sur des résultats bien connus de la théorie des systèmes.

Le milieu fissuré est assimilé à un système linéaire invariant caractérisé par sa réponse impulsionnelle. La transformée de LAPLACE (ou de FOURIER) de la réponse impulsionnelle d'un tel système est sa signature spectrale, caractéristique du système, indépendante de l'entrée qui lui est appliquée (par exemple, débit injecté au puits) et de la sortie qui en résulte (pression ou rabattement au puits ou au piézomètre).

D'autre part, cette signature spectrale peut être obtenue simplement à partir de l'entrée imposée et de la sortie observée.

Ayant modélisé le système réel, on construit un fichier de signatures spectrales analytiques dépendant de différents paramètres entre autres ceux que l'on veut identifier : nombre, épaisseur et rayon d'extension des fissures, perméabilité du milieu etc... Le calage de la signature réelle sur le fichier d'abaques permet d'obtenir les paramètres du milieu.

P. JOUANNA et son équipe ont considéré successivement plusieurs modèles de représentation d'un milieu fissuré ; ces modèles seront examinés au chapitre 2.2. Pour deux de ces modèles, le débit imposé au puits (signal d'entrée) est pulsatoire, mais pas nécessairement sinusoïdal. Le modèle le plus fructueux est celui qui a été développé en dernier (cf 2.2.4), et qui nécessite un signal d'entrée sinusoïdal (excitation harmonique).

2.1 - METHODE TEMPORELLE

2.1.1 - MODELISATION GENERALE

Cette méthode a été mise au point pour l'étude des écoulements transitoires dans des réservoirs ayant subi une fracturation hydraulique. Elle peut également s'appliquer à l'étude d'aquifères fissurés. Le milieu fissuré est représenté par un milieu anisotrope équivalent traversé par une seule fissure, verticale ou horizontale, d'extension finie. La perméabilité du milieu équivalent dans la direction du plan de la fissure est beaucoup plus grande que dans la direction orthogonale. Le milieu est homogène (en dehors de la fissure). On considère un seul puits vertical qui traverse la fissure. On effectue dans ce puits un essai (pompage ou injection) à débit constant : $Q(t) = Q_0$ et on observe le rabattement $s(t)$ au puits de pompage et éventuellement aux piézomètres, traversant ou non la fissure, en fonction du temps de pompage.

On peut construire des solutions analytiques donnant le rabattement s_D en fonction de t_D (s_D , t_D variables adimensionnelles) à condition de faire les hypothèses suivantes :

- le rayon du puits est infiniment petit
- la fissure est "à flux uniforme".

Cette dernière condition semble assez bien convenir dans le cas de fissures naturelles. Par contre dans le cas de fracturation hydraulique, il est préférable de considérer une fissure à conductivité infinie (cf. réf. 2.2).

Loin de la fissure, les deux conditions donnent des solutions équivalentes, mais pas dans la fissure. On peut cependant approcher le cas de la conductivité infinie à l'aide de plusieurs solutions à flux uniforme (cf. réf. 2.2).

2.1.2 - FISSURE HORIZONTALE

2.1.2.1 - SOLUTION THEORIQUE

Le schéma du modèle est représenté sur la figure (1). Le réservoir limité par des épontes imperméables a une épaisseur h , une perméabilité K_r dans la direction parallèle à la fissure, K_z verticalement. La fissure, centrée sur le puits, est circulaire, de rayon r_f , d'épaisseur nulle, située à la cote Z_f dans le réservoir. Le fluide est légèrement compressible. Avec ces conditions, la solution analytique présentée par GRINGARTEN et RAMEY s'écrit :

$$\Delta_D = 2 \int_0^{\Delta_D} \frac{e^{-\frac{r_f^2}{4\tau}}}{r} \left[\int_0^1 I_0 \left(\frac{r_f y}{2\tau} \right) e^{-\frac{y^2}{4\tau}} y \, dy \right] \times \quad (1.1)$$

$$\times \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp \left(-\frac{n^2 \pi^2 \tau}{h^2} \right) \cos \left(\frac{n \pi Z_f}{h} \right) \cos \left(\frac{n \pi z}{h} \right) \right] dz$$

avec $\Delta_D = \frac{K_r t h}{S r_f^2} = \frac{T t}{S r_f^2} \quad (1.2)$

$$\Delta_D = \frac{r}{r_f} \quad (1.3)$$

$$\Delta_D = \frac{4\pi K_r h \Delta}{Q} = \frac{4\pi T \Delta}{Q} \quad (1.4)$$

$$h_D = \frac{h}{r_f} \sqrt{\frac{K_r}{K_z}} \quad (1.5)$$

On démontre que l'écoulement au début d'un essai à débit constant s'effectue uniquement de la matrice vers la fracture et perpendiculairement à celle-ci. La variation de pression au puits est alors proportionnelle à la racine carrée du temps. Ceci se traduit par une ligne droite de pente $\frac{1}{2}$ sur un graphique bilogarithmique. Après un certain temps, le rabattement devient identique à celui prévu par la solution de Theis à une constante près qui dépend du point de mesure. Il existe un rayon d'influence au-delà duquel l'écoulement est essentiellement radial quel que soit le temps.

2.1.2.2 - MODE D'UTILISATION DES ABAQUES

a) Fissure d'épaisseur nulle.

Sur la figure (2) on a représenté en coordonnées bilogarithmiques les variations de $s_D/h_D = f(t_D)$ calculées à partir de la formule (1.1), pour le puits de pompage, à ($r = 0, Z = Z_f$), dans le cas d'une fissure située à mi-hauteur de la formation ($Z_f = h/2$) et pour différentes valeurs du paramètre h_D (le choix de s_D/h_D au lieu de s_D permet de resserrer l'intervalle de variation des ordonnées). On constate que pour $h_D > 0.3$, on retrouve sur le début des courbes la pente $\frac{1}{2}$ caractéristique du milieu fissuré. Pour $h_D < 0.3$, il faudrait descendre en dessous de $t_D = 10^{-3}$.

Sur la figure (3), on a représenté les variations du rabattement pour un piézomètre situé en dehors de la fissure. Les coordonnées choisies sont légèrement différentes : on a pris pour temps adimensionnel la grandeur $t'_D = 4tT/Sr^2 = 4 t_D/r_D^2$ (par analogie avec la courbe classique de Theis) et pour ordonnée la moyenne de s_D sur la hauteur de l'aquifère, soit

$$\bar{s}_D = \frac{1}{h} \int_0^h s_D(z) dz$$

On a tracé $\bar{s}_D = f(t'_D)$ pour différentes valeurs de r_D . On constate que contrairement à ce qui se passe au puits, il n'existe pas de pente $\frac{1}{2}$ aux faibles valeurs du temps et que les courbes tendent très rapidement vers la courbe de Theis quand r_D croît.

La méthode d'identification proposée par GRINGARTEN utilise essentiellement les courbes de rabattement au puits de pompage : par superposition des mesures expérimentales $s(t)$ et des abaques de la figure (2) on obtient les relations suivantes :

$$\sqrt{K_r K_z} r_f = \frac{Q \Delta_D}{4\pi \Delta h_D} \quad (1.6)$$

$$\frac{h K_r}{S r_f^2} = \frac{b}{L} \quad (1.7)$$

avec en plus
$$h_D = \frac{h}{f} \sqrt{\frac{K_r}{K_z}} \quad (1.8)$$

Des 3 relations ci-dessus, on peut déduire les valeurs K_r , K_z et r_f à condition de connaître le coefficient d'emménagement S et l'épaisseur de l'aquifère h . Signalons qu'il peut être difficile d'apprécier la valeur exacte de h_D lorsque celle-ci est supérieure à 10 (cf fig.2). La méthode qui vient d'être décrite s'applique au cas d'une fissure d'épaisseur nulle. Elle se complique lorsqu'on veut essayer d'évaluer l'épaisseur réelle h_f .

b) Fissure d'épaisseur finie h_f .

La solution analytique représentée par la formule (1.1) n'est que la limite d'une expression plus générale à $h_f \neq 0$, que l'on peut trouver en référence (2.1). Dans ce cas, les courbes de rabattement réduit au puits en fonction du temps présentent, en coordonnées bilogarithmiques, une initiale de valeur 1 précédant la partie de pente 1/2. Sur la figure (4) extraite de la publication citée en référence (II.4), on a reproduit ces courbes théoriques pour la valeur particulière de la hauteur réduite $h_D = 0.8$ et pour différentes épaisseurs réduites $h_{fD} = h_f \sqrt{K_r} / r_f \sqrt{K_z}$. Pour la valeur $h_{fD} = 0$, on retrouve la courbe correspondant à la fissure d'épaisseur nulle.

En théorie, il faudrait donc disposer pour chaque position Z_f de la fissure dans la formation, d'une série d'abaques doublement paramétrés (par rapport à h_D et pour chaque h_D , par rapport à h_{fD}). L'examen de la figure (4) montre qu'il sera difficile d'apprécier h_{fD} , (quand bien même on serait déjà parvenu à déterminer h_D). En effet il faut avoir le tout début de la courbe ($t_D < 10^{-2}$). Pour les valeurs intermédiaires $h_D = 0.2, 0.3, 0.4$, on arrive à distinguer les pentes 1 et 1/2. Par contre, pour $h_{fD} \geq 0.4$ (fissures de très faible extension), on ne distingue pas la pente 1/2 et pour $h_{fD} < 0.2$, il faudrait descendre en dessous de la valeur $t_D = 10^{-3}$.

2.1.2.3 - ACQUISITION DES DONNEES EXPERIMENTALES

La méthode a été mise au point pour l'étude des écoulements dans des réservoirs ayant subi une fracturation hydraulique (réservoirs de pétrole, de gaz et de vapeur géothermique). Dans ces cas, elle a donné, aux dires des auteurs, de bons résultats car il est facile d'identifier les différentes phases de l'écoulement. En particulier la période initiale d'écoulement linéaire dure plusieurs heures (voire plusieurs centaines d'heures).

Dans les systèmes aquifères, cette période est au contraire très courte (quelques secondes à quelques minutes) de sorte qu'elle peut passer inaperçue. Les auteurs signalent également que la nature de l'écoulement après la période initiale, est fortement influencée par les conditions aux limites et la géométrie du milieu et peut varier fortement d'un aquifère à un autre. Le nombre de configurations possibles reste relativement limité dans le cas des aquifères profonds mais peut devenir très grand dans le cas d'aquifères superficiels.

L'application de cette méthode temporelle aux aquifères fissurés nécessite donc la mise au point d'un appareillage spécialement adapté permettant de relever les courbes de rabattements pendant la brève période d'écoulement linéaire qui peut durer environ une dizaine de secondes. Au cours d'un programme d'études récent, le B.R.G.M. a mis au point un tel appareillage utilisant des transmetteurs pneumatiques de niveau "Bulle à Bulle" équipés de capteurs de pression qui délivrent des tensions électriques enregistrées tout au long de l'essai (cf réf. 2.4).

Les enregistrements sont obtenus avec une précision comprise entre 1 % et 5 %.

2.1.3 - CONCLUSION SUR LA METHODE

A condition de disposer d'un appareillage adapté, du type de celui qui vient d'être brièvement décrit, le relevé de la courbe expérimentale au puits et au(x) piézomètre(s) $s = f(t)$, ne présente pas de problème particulier. La construction des abaques analytiques se fait également simplement.

Les problèmes risquent d'apparaître au moment du calage et sont dûs à plusieurs facteurs :

- Les abaques au puits (fig.2) sont assez proches les uns des autres. Même une fois corrigée de "l'effet de capacité" à l'origine (dû à l'épaisseur de la fissure) ainsi qu'il est indiqué en réf. (2.4), la courbe expérimentale risque d'être difficile à caler sur un abaque précis (particulièrement pour les valeurs de h_D comprises entre 0.2 et 1).

- L'identification devient même totalement impossible pour $h_D \geq 20$. Dans ce cas on obtient au mieux une borne inférieure sur h_D et donc sur K_r et r_f (cas de l'exemple cité en (réf. 2.4) concernant la nappe de la craie de Lille).

- Dans tous les cas, les relations (1.6) (1.7) et (1.8) permettent de calculer K_r , K_z et r_f seulement si on connaît les valeurs de S et h , coefficient d'emmagasinement et épaisseur de la formation. L'appréciation de l'épaisseur équivalente h_f à l'aide de courbes du type de celles de la figure (4) est également très délicate. Les auteurs n'ont pas donné d'exemple d'interprétation utilisant le rabattement au piézomètre en plus du rabattement au puits de pompage.

2.2 - METHODES FREQUENTIELLES

2.2.1 - PRESENTATION DE LA METHODE

2.2.1.1 - PRINCIPE

Il a été brièvement résumé dans l'introduction.

Nous avons vu que dans le cas où il peut être assimilé à un système linéaire invariant le milieu fissuré (muni du dispositif d'essai et de ses conditions aux limites) est caractérisé par sa réponse impulsionnelle $h(t)$ qui relie une entrée $E(t)$ appliquée au système à la sortie $S(t)$ observée, par une relation de convolution.

$$S(t) = \int_0^t E(\tau) h(t-\tau) d\tau \quad (2.1)$$

Cette réponse impulsionnelle ne dépend que des caractéristiques du système.

Dans l'espace transformé de FOURIER (ou de LAPLACE), espace des fréquences, la réponse impulsionnelle transformée se déduit très simplement des signaux d'entrée et de sortie par la relation :

$$\bar{h}(f) = \frac{\bar{S}(f)}{\bar{E}(f)} \quad (2.2)$$

Si cette fonction $\bar{h}(f)$ est reliée biunivoquement à une classe de systèmes, on l'appelle la signature spectrale de cette classe de systèmes, et on montre que c'est une fonction caractéristique capable de conduire à une identification de certains paramètres du milieu fissuré.

Le principe de la méthode est alors le suivant :

- a) Le système réel est approché par un modèle théorique paramétré pour lequel on sait construire un fichier de signatures analytiques.
- b) Si on peut construire la signature réelle du milieu, la comparaison entre la signature réelle et le fichier de signatures théoriques permet de déterminer les valeurs des paramètres inconnus.

2.2.1.2 - CONDITIONS DE VALIDITE DE LA METHODE

Cette méthode n'est applicable que si le milieu peut-être considéré comme un système linéaire et invariant.

Rappelons les définitions :

- 1) Un système est linéaire s'il vérifie le principe de superposition : étant donné les réponses $s_1(t)$, $s_2(t)$, ... $s_N(t)$ d'un système à des entrées $e_1(t)$, $e_2(t)$, ... $e_N(t)$, la réponse du système à une combinaison linéaire des entrées $\sum_i a_i e_i(t)$ est la même combinaison des sorties

$$\sum_i a_i s_i(t)$$

2) Un système est invariant s'il vérifie le principe de permanence : Si $s(t)$ est la réponse d'un système à une entrée $e(t)$, la réponse à $e(t - T)$ est $s(t - T)$.

Dans la réalité, les concepts de linéarité et d'invariance ne sont le plus souvent que des approximations. Dans bon nombre de cas, ces approximations seront correctes à condition de se placer autour d'un point de fonctionnement donné et dans un intervalle de temps relativement court.

Il sera en général nécessaire de tester les domaines de validité de l'approximation invariance-linéarité, avant d'utiliser les méthodes basées sur les signatures spectrales.

2.2.1.3 - PARAMETRES PRIS EN COMPTE DANS LA MODELISATION

Il est difficile de proposer un modèle général de milieux fissurés, à cause du nombre et de la diversité des paramètres à considérer, qui sont les suivants :

- Paramètres propres au milieu fissuré (loi de répartition des directions et des épaisseurs de fissure, état de surface de ces fissures).
- Paramètres géométriques liés aux conditions aux limites (du massif fissuré d'une part, du dispositif d'inspection d'autre part).
- Paramètres propres au fluide utilisé (type de fluide : eau + air, ou eau, viscosité, compressibilité, etc...).
- Conditions aux limites hydrauliques (propres au massif d'une part, imposées par le dispositif d'autre part).
- Paramètres relatifs à la roche ou matrice (poreuse ou imperméable, déformable ou indéformable).
- Conditions aux limites mécaniques.

P. JOUANNA et son équipe ont considéré plusieurs modèles correspondant à des approximations différentes avec les hypothèses suivantes :

- Dans tous les cas, un seul forage, un milieu fissuré saturé (fluide visqueux élastique, en l'occurrence de l'eau), une matrice indéformable, des conditions aux limites mécaniques fixes.
- D'autre part, la matrice pourra être poreuse ou imperméable.

2.2.2 - MODELE I

2.2.2.1 - HYPOTHESES PHYSIQUES ET ETABLISSEMENT DE LA FONCTION DE TRANSFERT

Le milieu fissuré est approché par un système simplifié qui, dans l'état de référence, est défini ci-après et représenté sur la figure (5).

- La matrice est imperméable.

- On considère n fissures horizontales, d'épaisseur e donnée, uniforme dans le plan de la fissure. Elles sont traversées par un forage unique vertical de rayon R_p .

Le milieu fissuré est supposé limité par une surface cylindrique coaxiale au puits de rayon R_a (rayon d'action).

- Le fluide est visqueux et incompressible.

Dans l'état de référence, la charge H_0 est supposée uniforme dans le plan de la fissure.

Lors de l'excitation (variation de charge) on fait l'hypothèse d'un écoulement laminaire dans les fissures. On ne tient pas compte des pertes de charge dans le puits et à l'entrée des fissures, ni de l'inertie du fluide dans le puits.

Les signaux ne pouvant être appliqués qu'en un seul point (dans le puits), on dédouble les signaux d'entrée et de sortie en considérant deux grandeurs différentes :

- Le signal d'entrée sera le débit $Q(t)$ dans le puits (imposé au système).
- Le signal de sortie, la différence de charge instantanée au puits $\Delta H(t) = H(R_p, t) - H_0$.

On suppose que toutes les fissures restent en charge quelles que soient les variations de $H(R_p, t)$.

Nous ne décrivons pas ici le détail des équations et de la méthode de résolution que l'on peut trouver dans le document cité en référence (2.5).

En tenant compte de l'inertie du fluide dans les fissures (mais en la négligeant dans le puits) et en supposant des profils de vitesses paraboliques à tout instant et en tous points) on obtient l'expression suivante pour la fonction de transfert :

$$F(j\omega) = \frac{\Delta \tilde{H}(j\omega)}{\tilde{Q}(j\omega)} = \frac{c + jd\omega}{(1 - d\lambda\omega^2) + jc\lambda\omega} \quad (2.3)$$

où $\tilde{\Delta H}$ et \tilde{Q} sont les transformées de LAPLACE de $\Delta H(t)$ et $Q(t)$, et ω la pulsation.

Il faut noter que ce résultat s'obtient sans faire d'hypothèses sur la forme des signaux $\Delta H(t)$ et $Q(t)$ qui n'ont pas besoin d'être sinusoïdaux. Il suffit que ce soient des signaux causaux (nuls avant le temps initial), ce qui est vérifié en pratique.

Les paramètres intervenant dans (2.3) ont la signification suivante :

$$c(v, R_a, R_p, n, e) = \frac{6}{\pi g} v \text{Log} \frac{R_a}{R_p} \frac{1}{ne^3} \quad (2.4)$$

$$d(R_a, R_p, n, e) = \frac{1}{2\pi g} \text{Log} \frac{R_a}{R_p} \frac{1}{ne} \quad (2.5)$$

$$\lambda(R_p) = \pi R_p^2 \quad (2.6)$$

avec :

- e épaisseur des fissures (m)
- n nombre de fissures rencontrées par le forage
- g accélération de la pesanteur : 9.81 m/s^2
- ν viscosité cinématique du fluide (eau : $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$)
- R_a rayon d'action du puits (m)
- R_p rayon du puits (m)

Les paramètres c, d, s, sont strictement positifs (s'ils ont un sens physique) et rendent compte respectivement des forces de viscosité, des forces d'inertie et de la géométrie du puits.

2.2.2.2 - PROPRIETES DE LA FONCTION DE TRANSFERT F(jw)

On démontre aisément les propriétés suivantes (cf réf. 2.5).

- Propriété 1 - A un triplet (c, d, s) correspond une seule fonction F(jw) et réciproquement, à une fonction F(jw) correspond un seul triplet (c, d, s).
- Propriété 2 - A un triplet (c, d, s) correspond une seule fonction module $|F(jw)|$ et réciproquement, à une fonction $|F(jw)|$ correspond un seul triplet (c, d, s).
- Propriété 3 - A un doublet (C = cs, D = ds) correspond une seule fonction argument Arg F et réciproquement, à une fonction Arg F correspond un seul doublet (C = cs, D = ds).

De ces 3 propriétés, la deuxième est la plus intéressante puisqu'elle signifie ceci : un essai en écoulement transitoire dans lequel les forces d'inertie sont significatives vis-à-vis des forces de viscosité permet de définir des classes d'équivalence dans l'ensemble des systèmes paramétrés par c, d, s, par la seule donnée du module de la signature spectrale indépendamment de la phase.

2.2.2.3 - UTILISATION DE LA FONCTION DE TRANSFERT POUR L'IDENTIFICATION

Le passage des paramètres de calcul (c, d, s) aux paramètres

physiques (ν , R_a , R_p , n , e) se fait en inversant les formules de définition (2.4), (2.5) et (2.6).

. ν et R_p sont connus en général.

. on peut estimer R_a .

Dans ces conditions, on obtient de façon unique e et n (épaisseur et nombre des fissures) par les formules suivantes :

$$e = \left(12 \nu \frac{d}{c} \right)^{1/2} \quad (2.7)$$

$$n = \frac{1}{ed} \frac{1}{2\pi g} \text{Log} \frac{R_a}{R_p} \quad (2.8)$$

Autrement dit, la théorie prévoit qu'un essai en écoulement transitoire dans un milieu fissuré pour lequel l'approximation représentée par ce modèle I sera valide, permettra d'obtenir à la fois le nombre et l'ouverture des fissures de la famille considérée.

Ce ne sera possible que si les forces d'inertie ne sont pas négligeables devant les forces de viscosité.

2.2.2.4 - PRECISION SUR L'ESTIMATION DE e ET n

En pratique, il est nécessaire de tracer les signatures spectrales et d'examiner la précision que l'on peut attendre sur l'identification de n et e à partir du triplet (c , d , s).

a) Etude de $F(j\omega)$.

On va donc étudier la fonction paramétrée :

$$|F(j\omega)| = G(c, d, s, \omega) = \left[\frac{c^2 + d^2 \omega^2}{(1 - ds\omega^2)^2 + c^2 s^2 \omega^2} \right]^{1/2}$$

- On constate d'abord que $s = \pi R_p^2$ est une quantité connue (R_p = rayon du puits).

- Il est facile de voir que le dénominateur de $G(c, d, s, \omega)$ ne s'annule jamais mais passe par un minimum pour $(1-ds\omega^2) = 0$ soit pour la pulsation : $\omega_r = \left(\frac{1}{ds}\right)^{1/2}$.

Le maximum de la fonction G est obtenu en fait pour $\omega'_r = \left(\frac{2d - c^2s}{2d^2s}\right)^{1/2}$, valeur de ω qui annule la dérivée de G . Pour les valeurs de c, d, s qui interviennent en pratique, on montre que $\omega'_r \cong \omega_r$ à 5 % près (au pire). Cette valeur ω_r est une pseudo-résonance qui ne dépend pas de c . Elle permet donc d'identifier d quand elle est visible (ce qui n'est pas toujours le cas comme on verra ci-après).

- Pour $\omega \rightarrow 0$, $G(c, d, s, \omega) \rightarrow c$, quelle que soit la valeur de d . Cette propriété devrait permettre d'identifier c si l'on peut avoir la signature spectrale pour de très basses fréquences.

- Pour $\omega \rightarrow \infty$, $G(c, d, s, \omega) \rightarrow 0$ comme $\frac{1}{s\omega}$.

b) Domaines de variation des paramètres c et d .

On s'est donné les intervalles de variation suivants :

e de $5 \cdot 10^{-5}$ à 10^{-2} m

n de 1 à 10^5 (intervalle largement estimé)

R_a de 50 à 500 m.

D'autre part on a pris pour rayon du puits : $R_p = 82,5$ mm (exemple de JOUANNA et al.).

Dans ces conditions, un calcul simple montre que c et d peuvent varier dans les intervalles :

$$10^{-5} \leq c \leq 10^6$$

$$\text{et } 10^{-4} \leq d \leq 600.$$

Comme en fait les variations de d sont liées à celles de c on obtient les plages suivantes :

$c = 10^{-5}$	$10^{-4} \leq d \leq 10^{-3}$	
$c = 10^{-3}$	$10^{-4} \leq d \leq 10^{-1}$	
$c = 10^{-1}$	$10^{-4} \leq d \leq 10$	
$c = 1$	$2 \cdot 10^{-4} \leq d \leq 100$	(2.9)
$c = 10$	$2 \cdot 10^{-3} \leq d \leq 600$	
$c = 100$	$2 \cdot 10^{-2} \leq d \leq 600$	
$c = 10^4$	$2 \leq d \leq 600$	
$c = 10^6$	$200 \leq d \leq 600$	

A partir de là, on peut tracer les abaques tels que ceux des figures (6.a) à (6.e).

Le maximum correspondant à la pseudo-résonance $\omega_r = \left(\frac{1}{ds}\right)^{1/2}$ et permettant d'identifier d n'est visible que lorsque sa valeur est supérieure à c , valeur limite à l'origine soit lorsque :

$$2d - c^2 \lambda > 0 \quad \text{soit à } d \text{ fixé} \quad c < \sqrt{\frac{2d}{\lambda}} \quad (2.10)$$

Cette inégalité dépendant des valeurs de s et d est vérifiée ici pour les petites valeurs de c (jusqu'à $c = 10$ environ).

Par contre, pour $c > 10$, toutes les courbes à c donné, se confondent et on ne peut identifier d .

- Les valeurs de G aux petites fréquences permettent d'identifier c sans ambiguïté à condition d'avoir la première partie des courbes (de pente nulle).

Pour cela il faut descendre assez bas en fréquence (jusqu'à $f = \frac{\omega}{2\pi} < 10^{-3}$ Hz pour certaines valeurs de c et d).

- Aux grandes fréquences, toutes les courbes se confondent quels que soient c et d . Ces fréquences ne sont donc d'aucune utilité pour l'identification.

c) Calcul de la précision qui peut être obtenue sur e et n à partir d'une courbe expérimentale.

- Précision sur c : A condition d'avoir la première partie des courbes (valeurs pour lesquelles la pente est nulle), on peut admettre qu'on ne commet pas d'erreur sur l'appréciation de c.

- Précision sur d et e

1) Dans le cas où la pseudo-résonance donne lieu à un véritable maximum on lit sur les abaques :

$$f_r = \frac{\omega_r}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{ds} \right)^{1/2}$$

Un calcul d'erreur élémentaire montre que la précision sur d est alors :

$$\frac{\Delta d}{d} = 2 \frac{\Delta f_r}{f_r}$$

La formule $e = (12vd/c)^{1/2}$ permet alors d'apprécier l'erreur commise sur e (en supposant qu'on ne commet pas d'erreur sur c).

On obtient :

$$\frac{\Delta e}{e} = \frac{\Delta f_r}{f_r} \quad (2.11)$$

Les abaques 6a à 6e montrent que les fréquences de résonance varient (pour $R_p = \frac{165}{2}$ mm)

de $f_r = 34.4$ Hz pour $d = 10^{-3}$

à $f_r = 0.077$ Hz pour $d = 200$

et même 0.044 Hz pour $d = 600$, limite supérieure).

Exemple : Si l'on est capable d'apprécier le centième de Hz, on obtient donc une précision variant de $3 \cdot 10^{-4}$ à 13 % (et même 23 %) sur e.

2) Cas où l'on n'observe pas de maximum : pour la valeur de R_p que nous nous sommes donnée ($R_p = 82.5$ mm), ceci se produit pour :

$$c = 1, \quad d < 10^{-3}$$

$$c = 10, \quad d < 10^{-1}$$

$$c \geq 100, \quad d \leq 200.$$

Dans ce cas, on peut encore mesurer c à partir de la première partie de la courbe.

$$\text{Or, } c = \frac{6}{\pi q} \nu \log \frac{R_a}{R_p} \frac{1}{ne^3}$$

Si on peut apprécier R_a (qui de toute façon joue peu) on obtient la valeur de ne^3 .

$$ne^3 = \frac{6}{\pi q} \nu \log \frac{R_a}{R_p} \frac{1}{c} = A$$

D'après les abaques on connaît un majorant de d , soit d_{\max} ,

$$\text{soit } d = \frac{1}{2\pi q} \log \frac{R_a}{R_p} \frac{1}{ne} < d_{\max} \quad \text{ou} \quad \frac{B}{ne} < d_{\max}$$

D'après les formules (2.9) on connaît également un minorant de d soit d_{\min} ,

$$\text{donc } d_{\min} < \frac{B}{ne} < d_{\max}.$$

On aboutit donc au système suivant :

$$\begin{cases} \frac{B}{d_{\max}} < ne < \frac{B}{d_{\min}} \\ ne^3 = A \end{cases}$$

qui permet d'estimer e^2 et donc e et n .

Exemple : $c = 10$, $d < 10^{-1}$

Supposons $R_a = 500$ m, on obtient $ne^3 = 1.7 \cdot 10^{-7}$ MKSA.

Les formules (2.9) donnent $2 \cdot 10^{-3} \leq d$ pour $c = 10$. On a donc : $2 \cdot 10^{-3} < d < 10^{-1}$

$$d = \frac{B}{ne} = \frac{0.14}{ne}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} 1.4 < ne < 70 \\ ne^3 = 1.7 \cdot 10^{-7} \end{cases}$$

$$\frac{ne^3}{ne} = e^2 \Rightarrow 2.43 \cdot 10^{-9} < e^2 < 1.21 \cdot 10^{-7}$$

$$\text{soit } 4.9 \cdot 10^{-5} < e < 3.5 \cdot 10^{-4}$$

On voit donc que dans ce cas on n'apprécie e qu'à une puissance de 10 près.

- Précision sur n :

La formule $n = \frac{1}{ed} \frac{1}{2\pi g} \log \frac{R_a}{R_p}$

montre que $\frac{\Delta n}{n} = \frac{\Delta e}{e} + \frac{\Delta d}{d}$

or $\frac{\Delta e}{e} = \frac{1}{2} \frac{\Delta d}{d}$ car $e = \left(12 \nu \frac{d}{c}\right)^{1/2}$

$$\Rightarrow \frac{\Delta n}{n} = 3 \frac{\Delta e}{e} \quad (2.12)$$

2.2.2.5 - CONCLUSION SUR LE MODELE I

Le fichier de signatures spectrales analytiques qui vient d'être examiné permet d'obtenir l'épaisseur et le nombre de fissures d'un milieu pouvant être représenté par le modèle I avec une précision équivalente à celle que l'on peut attendre de la lecture directe de f_r , pseudo-fréquence de résonance, lorsqu'elle est visible.

Dans les cas où le maximum de la courbe correspondant à cette fréquence n'est pas apparent, on ne peut en général obtenir e qu'à un ordre de grandeur près.

2.2.3 - MODELE II

2.2.3.1 - HYPOTHESES PHYSIQUES ET ETABLISSEMENT DE LA FONCTION DE TRANSFERT

Dans ce modèle la matrice est assimilée à un milieu poreux caractérisé par une distribution de porosité et de perméabilité et des conditions aux limites (cf.fig 7).

- On considère 1 seule fissure horizontale, infinie, d'épaisseur constante e.

- La matrice est anisotrope avec k_z (vertical) $\gg k_r$ (radial).
- Dans l'état de référence, la pression "étoilée" ($p + \rho g z$) est uniforme dans le milieu poreux et la fissure.
- On considère un écoulement laminaire dans la fissure et on néglige l'inertie du fluide.

On tient compte de la viscosité du fluide et de sa compressibilité dans la matrice mais pas dans la fissure.

Les conditions aux limites sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \text{Pour } z = 0 \quad P(r, z, t) &= \rho g H(r, t) \\ \text{Pour } z = \infty \quad \left. \begin{array}{l} P(r, z, t) = P_0 \text{ (} P_0 \text{ pris égal à 0)} \\ \text{ou } r = \infty. \end{array} \right\} \end{aligned}$$

On prend comme signal d'entrée le débit dans la fissure à l'intersection avec le puits, soit $Q(t)$. Le signal de sortie est la charge dans la fissure $H(r, t)$, mesurée en principe au puits ($r = R_p$) mais pas obligatoirement.

Le détail des calculs est donné en référence II.5.

Dans l'espace transformé de LAPLACE, on obtient la fonction de transfert général entre le signal d'entrée $\tilde{Q}_f(s)$ et le signal de sortie, qui est de façon générale la charge en un point quelconque de la fissure $\tilde{H}(r, s)$ (donc soit au puits, soit au piézomètre). (Dans le cas du modèle I, on ne pouvait mesurer H qu'au puits).

Cette fonction de transfert général est donnée par :

$$F(r, s) = \frac{\tilde{H}(r, s)}{\tilde{Q}_f(s)} = - \frac{\sqrt{\mu G'}}{4 \pi R_p \rho g \sqrt{\phi c k_z s}} \frac{K_0(r\sqrt{G'})}{K_1(r\sqrt{G'})} \quad (2.13)$$

$$\text{avec } G = \frac{24}{e^3} \sqrt{k_z \phi \mu c \lambda} \quad (2.14)$$

- et μ : viscosité dynamique du fluide
 R_p : rayon du puits
 ρ : masse volumique du fluide
 g : accélération de la pesanteur
 ϕ : porosité de la matrice
 c : compressibilité du fluide
 k_z : perméabilité intrinsèque verticale de la matrice
 e : épaisseur de la fissure.

$K_0(x)$ et $K_1(x)$ sont les fonctions de Bessel modifiées de 2e espèce d'ordres 0 et 1.

La fonction de transfert au puits s'obtient en posant $r = R_p$.

Parmi les paramètres ci-dessus les seuls que l'on ne connaisse pas (qui sont donc à identifier) sont ϕ , k_z et e .

En explicitant G , on obtient donc :

$$F(r, s) = \frac{-\sqrt{G} \mu^{3/4}}{2\pi \rho g R_p (k_z \phi)^{1/4} e^{3/2}} \frac{1}{s^{1/4}} \frac{K_0(r\sqrt{G})}{K_1(r\sqrt{G})} \quad (2.15)$$

$$= \frac{7}{s^{1/4}} \frac{K_0(r\sqrt{G})}{K_1(r\sqrt{G})}$$

En posant, comme dans le cas du modèle I, $s = j\omega$

$$F(r, \omega) = \frac{7}{(j\omega)^{1/4}} \frac{K_0(A(j\omega)^{1/4})}{K_1(A(j\omega)^{1/4})} \quad (2.16)$$

$$\text{avec } A = \frac{r \sqrt{24}}{e^{3/2}} (K_2 \phi \mu c)^{1/4}$$

L'expression (2.16) montre que, dans le cas général, il n'est pas aisé de séparer le module et l'argument de $F(r, \omega)$ à cause du terme $(j\omega)^{1/4}$ intervenant dans l'argument des fonctions de Bessel.

Cependant, pour des arguments suffisamment petits, l'expression (2.16) se simplifie ainsi que nous allons le montrer maintenant.

2.2.3.2 - SIMPLIFICATION DE LA FONCTION DE TRANSFERT POUR LES PETITES VALEURS DE $|Z| = A\omega^{1/4}$

On va considérer la fonction de transfert au puits :

$$\text{Posons } |Z| = A\omega^{1/4} = R_p \frac{\sqrt{24}}{e^{3/2}} (K_2 \phi \mu c)^{1/4} \omega^{1/4}$$

$$\text{Pour } |Z| \text{ petit, } \begin{cases} K_0(z) \approx -\left(\log \frac{z}{2} + \gamma\right) \\ K_1(z) \approx \frac{1}{z} \end{cases}$$

avec γ constante d'Euler = 0.5772....

Ces approximations sont valables à 10^{-3} près pour $Z \leq 5 \cdot 10^{-2}$.

En posant $\alpha = e^\gamma$, on obtient :

$$|F(R_p, \omega)| = \frac{\int K_0(z)}{(j\omega)^{1/4} K_1(z)} \approx \frac{-\int \log\left(\frac{\alpha z}{2}\right)}{(j\omega)^{1/4}} z$$

Après quelques calculs simples et tenant compte de ce que $j^{1/4} = e^{i\pi/8}$, on aboutit à :

$$|F(R_p, \omega)| = \frac{6\mu}{\pi e^3 \rho g} \left[\log \left(\frac{\alpha R_p \sqrt{6}}{e^{3/2}} (k_2 \phi \mu c)^{1/4} \omega^{1/4} \right)^2 + \frac{\pi^2}{64} \right]^{1/2} \quad (2.17)$$

où $\alpha = e^\gamma = 1.78107\dots$

2.2.3.3 - CONDITIONS DE VALIDITE DE LA FORMULE APPROCHEE ET TRACE DES ABAQUES

On peut estimer que les paramètres varient dans les intervalles suivants :

- R_p rayon du puits - quelques dizaines de mm
- e épaisseur des fissures - $5 \cdot 10^{-5}$ m à 10^{-2} m
- Perméabilité k : 10^{-5} à 10^{-10} m/s soit pour la perméabilité intrinsèque $K = \frac{k\nu}{g}$: 10^{-12} à 10^{-17} m².
- Porosité de la matrice : $\phi = 10^{-3}$ à $5 \cdot 10^{-2}$
- μ = viscosité dynamique de l'eau : 1 centipoise = 10^{-3} (MKSA)
- c = compressibilité de l'eau $5.09 \cdot 10^{-10}$ (MKSA)
- ρ = masse volumique de l'eau 1000 kg/m³.

Pour pouvoir utiliser la formule approchée, il faut que l'on ait :

$$|z| = R_p \frac{\sqrt{24}}{e^{3/2}} (k_2 \phi \mu c)^{1/4} (2\pi f)^{1/4} < 5 \cdot 10^{-2}$$

où f est la fréquence d'excitation en Hz.

1er cas - Conditions pessimistes :

$$\begin{cases} e \text{ petit soit } 5.10^{-5} \\ K_z \text{ grand soit } 10^{-12} \\ \phi \text{ grand soit } 5.10^{-2}. \end{cases}$$

Pour $R_p = 3.10^{-2}$ m, on obtient $Z = 0.262 f^{1/4}$ ce qui donne $f_{\max} \cong 10^{-3}$ Hz.

Cette condition est évidemment trop drastique.

2ème cas - Conditions moyennes :

$$\begin{cases} e \text{ petit} = 5.10^{-5} \\ K_z \text{ moyen} = 10^{-14} \\ \phi \text{ petit} = 10^{-3}. \end{cases}$$

On obtient $Z = 0.03 f^{1/4}$, ce qui donne $f_{\max} \cong 8$ Hz.

Par conséquent, l'approximation sera valable jusqu'à $f = 8$ Hz environ, pour $e \geq 5.10^{-5}$ m, $K_z \leq 10^{-14}$ m² soit $k_z \leq 9.8 \cdot 10^{-8}$ m/s, $\phi \cong 10^{-3}$ et $R_p = 3.10^{-2}$ m.

On va tracer des abaques en respectant ces intervalles.

Sur la figure (8), on a représenté les variations de $|F(R_p, f)|$ en fonction de f jusqu'à 10Hz, pour différentes valeurs de l'épaisseur e et pour 2 valeurs de K_z soit :

$$K_z = 10^{-15} \text{ soit } k_z = 9.8 \cdot 10^{-9} \text{ m/s} \quad \text{courbes en pointillé}$$

$$K_z = 10^{-17} \text{ soit } k_z = 9.8 \cdot 10^{-11} \text{ m/s} \quad \text{courbes en trait plein.}$$

L'examen des abaques conduit aux constatations suivantes :

- A K_z donné, les courbes (pratiquement des segments de droite en bilogarithmique) se distinguent nettement les unes des autres pour des épaisseurs différentes.

Quand l'épaisseur e double, la courbe se décale d'environ 1 module logarithmique.

On peut donc espérer identifier e assez facilement si K_z est connu.

- Lorsque K_z n'est pas connu avec une grande précision, on peut encore espérer identifier e car on constate que à e donné, les courbes sont très peu décalées lorsque K_z est divisé par un facteur 100 comme c'est le cas ici (décalage d'une demi subdivision log. au maximum).

Ce résultat n'est pas étonnant. En effet, si l'on considère la formule (2.17) donnant $|F(R_p, \omega)|$, on constate que le coefficient le plus influent est le terme

$$\frac{6\mu}{\pi e^3 \rho g} = \frac{6\nu}{\pi e^3 g}$$

qui ne dépend que de e (ν étant une caractéristique du fluide).

Les variations des autres paramètres qui n'interviennent qu'en argument du logarithme ont beaucoup moins d'influence sur celle de la fonction.

2.2.3.4 - CONCLUSION SUR LE MODELE II

Ce modèle peut sembler plus intéressant que le premier dans la mesure où il représente mieux la réalité physique (matrice poreuse anisotrope).

On peut essayer de comparer les résultats des modèles I et II. Aux très basses fréquences, nous avons vu que les abaques du modèle I tendent vers la limite :

$$c = \frac{6\nu}{\pi g} \log \frac{R_a}{R_p} \frac{1}{ne^3}$$

En faisant $n = 1$ dans cette formule, on devrait retrouver des résultats proches de ceux du modèle II. En effet, bien que les conditions ne soient pas identiques dans les deux modèles, elles restent proches car k_z est faible dans le cas du modèle II (sinon la formule approchée n'est pas valable). Les modèles doivent donner des résultats du même ordre de gran-

deur, sinon cela signifie que l'un des deux au moins est incohérent et représente mal la réalité physique.

En prenant $R_a = 500$ m (approximation du milieu infini) dans la formule ci-dessus, on obtient les valeurs de c à e données que l'on peut comparer à $F(f = 10^{-4}$ Hz) donné par le modèle II.

Les résultats sont présentés dans le tableau ci-dessous.

e (m)	Modèle I	Modèle II	
	c (sec/m ²)	F (f = 10 ⁻⁴) (sec/m ²)	F (f = 10 ⁻⁴) (sec/m ²)
		$k_z = 9.8 \cdot 10^{-11}$ m/s	$k_z = 9.8 \cdot 10^{-9}$ m/s
5.10 ⁻⁵	1.51 10 ⁷	1.19 10 ⁷	1.01 10 ⁷
10 ⁻⁴	1.89 10 ⁶	1.69 10 ⁶	1.46 10 ⁶
5.10 ⁻⁴	1.51 10 ⁴	1.73 10 ⁴	1.55 10 ⁴
10 ⁻³	1.89 10 ³	2.36 10 ³	2.14 10 ³
5.10 ⁻³	15.1	22.60	20.8
10 ⁻²	1.89	3.03	2.81

On constate que les ordres de grandeur sont les mêmes. Il y a bien cohérence entre les deux modèles.

Dans le cas où l'on pourra considérer que l'approximation de la fissure unique est valide, les abaques du modèle II seront d'une utilisation plus simple que celles du modèle I.

En effet, on obtiendra immédiatement l'épaisseur e de la fissure par calage sur ces abaques. D'autre part, on n'aura pas besoin de connaître la courbe expérimentale sur un grand intervalle de fréquence (puisque'il n'y a pas de résonance à repérer et qu'il s'agit pratiquement de droites).

Dans l'un et l'autre modèle, il sera nécessaire de relever des valeurs à de très basses fréquences : $f \leq 10^{-3}$ Hz.

2.2.4 - MODELE III

2.2.4.1 - INTERÊT D'UNE EXCITATION HARMONIQUE (SINUSOÏDALE)

Dans le cas des deux premiers modèles, le débit injecté dans le puits $Q(t)$ (signal d'entrée) était pulsatoire de forme quelconque. Dans la pratique il n'est pas toujours aisé d'obtenir la signature spectrale réelle du milieu à partir des mesures des signaux d'entrée et de sortie (cf. 2.2.5), lorsque le signal d'entrée est quelconque.

Par contre, la théorie des systèmes montre que lorsque le signal d'entrée est sinusoïdal de fréquence f_0 soit :

$$e(t) = e_0(f_0) \sin(2\pi f_0 t) \quad (2.18)$$

alors 1) le signal de sortie est également sinusoïdal de même fréquence mais déphasé par rapport à l'entrée soit :

$$s(t) = s_0(f_0) \sin[2\pi f_0 (t + \tau(f_0))] \quad (2.19)$$

2) la fonction de transfert du système linéaire invariant admet comme amplitude le rapport des amplitudes des signaux de sortie et d'entrée et comme phase la différence de phase entre ces 2 signaux soit :

$$H(f_0) = \frac{s_0(f_0)}{e_0(f_0)} e^{2\pi j f_0 \tau(f_0)} \quad (2.20)$$

(en réalité la sortie est formée de deux termes : un terme transitoire correspondant à l'établissement du régime de fonctionnement du système, qui s'affaiblit très rapidement et un terme sinusoïdal qui subsiste seul dans le régime établi).

On voit immédiatement l'intérêt d'une excitation de type sinusoïdal : le module de la fonction de transfert expérimentale est maintenant directement accessible à partir des mesures des amplitudes de l'entrée et de la sortie.

A partir de ces considérations, l'équipe de P. JOUANNA a développé un 3e modèle qui va être examiné ci-après.

2.2.4.2 - HYPOTHESES PHYSIQUES - ETABLISSEMENT DE LA FONCTION DE TRANSFERT

On s'intéresse maintenant au cas d'une seule fissure créée à forte profondeur dans une roche homogène par claquage hydraulique ou thermique en fond de forage (cf. fig 9).

- La matrice rocheuse est supposée imperméable comme dans le cas du modèle I.
- Le fluide est supposé parfait et compressible (dans le modèle I, il était au contraire visqueux et incompressible).
- On considère une seule fissure horizontale cylindrique, d'épaisseur uniforme e , de rayon d'extension R_f , traversée par un puits unique vertical de rayon R_p .

Le signal d'entrée est le débit $Q(t)$, harmonique injecté dans le puits à l'intersection avec la fissure.

Le signal de sortie est la pression $P(t)$ dans la fissure au niveau du puits.

Le détail des calculs est donné en référence (2.6). La résolution s'appuie sur l'hypothèse de petites variations autour d'un état d'équilibre, ce qui permet de linéariser les équations.

A l'équilibre, le débit et la pression sont nuls en tous points.

Lorsqu'on excite le système, la vitesse reste nulle sur le cylindre frontière de rayon R_f .

Il est démontré en (2.6) que lorsqu'on applique au puits un signal d'entrée $Q(t) = Q_0 \sin \omega t$, la pression résultante $P(r, t)$ est la somme de deux termes $P_1(r, t)$ et $P_2(r, t)$ où :

. $P_1(r, t)$ est une solution stationnaire proportionnelle à $\cos \omega t$

. $P_2 (r, t)$ est une série infinie qui rend compte des conditions initiales.

$P_1 (r, t)$ de même période que le débit excitateur rend compte des vibrations forcées de la fissure, alors que $P_2 (r, t)$ représente la solution "libre" rapidement amortie par les termes de frottement (viscosité de l'eau) qui n'ont pas été considérés dans le modèle.

On peut donc considérer que la solution se ramène au terme stationnaire $P_1 (r, t)$.

Le module de la fonction de transfert est alors donné par le quotient

$$|F(f)| = \left| \frac{P(R_p, t)}{Q(t)} \right| \quad \text{soit}$$

$$|F(f)| = \frac{\rho_0 c}{2\pi R_p e} \left[\frac{J_1\left(\frac{2\pi R_p f}{c}\right) Y_0\left(\frac{2\pi R_p f}{c}\right) - Y_1\left(\frac{2\pi R_p f}{c}\right) J_0\left(\frac{2\pi R_p f}{c}\right)}{J_1\left(\frac{2\pi R_p f}{c}\right) Y_1\left(\frac{2\pi R_p f}{c}\right) - Y_1\left(\frac{2\pi R_p f}{c}\right) J_1\left(\frac{2\pi R_p f}{c}\right)} \right] \quad (2.21)$$

où ρ_0 = masse volumique du fluide à l'équilibre.

$$c = (\chi \rho_0)^{-1/2} \quad \text{célérité du fluide (avec } \chi \text{ coefficient de compressibilité isotherme).}$$

- R_p rayon du puits
- R_f rayon de la fissure
- e épaisseur de la fissure
- f fréquence d'excitation.

J_0, J_1, Y_0, Y_1 , fonctions de Bessel de 1e et 2e espèces d'ordres 0 et 1.

L'argument de $F(f)$ est égal au déphasage entre les signaux d'entrée et de sortie et vaut $\pm \frac{\pi}{2}$ suivant le signe de $F(f)$.

On peut se limiter à l'étude du module de $F(f)$ car celui-ci tient compte de tous les paramètres de la fissuration.

2.2.4.3. - ETUDE DE F(f)

Le module de la fonction de transfert peut s'écrire sous la forme

$$|F| = W(R_p, \rho_o, c, e) |Z(R_p, R_f, c, f)| \quad (2.22)$$

- $W = \rho_o c / 2\pi R_p e$ est un terme positif qui rend compte du premier paramètre à identifier : l'épaisseur e .
- Z est un terme adimensionnel construit à partir de fonctions de Bessel. Il rend compte du deuxième paramètre inconnu : le rayon d'extension R_f .

Les fréquences qui annulent le numérateur de Z sont les fréquences de coupure du système.

Celles qui annulent le dénominateur de Z sont les fréquences de résonance du système.

Nous donnons sans démonstration les résultats suivants (cf. réf. II.6).

* La première fréquence de coupure du système f^o est donnée par l'expression :

$$f^o = \frac{c}{\pi R_f} \left[\frac{2J+1 + \sqrt{4J^2 + 8J + 6}}{2J + 5/2} \right]^{1/2} \quad (2.23)$$

avec $J = \text{Log} \frac{R_p}{R_f}$

* La k ème fréquence de résonance du système \bar{f}_k est voisine de la valeur :

$$\bar{f}_k = \frac{c}{2R_f} \left(k + \frac{1}{4} \right) \quad (2.24)$$

où $k = 1, 2, 3, \dots n$.

La première fréquence de coupure dépend donc de R_p et R_f , alors que les fréquences de résonance ne dépendent que de R_f (dans la mesure où R_p reste petit devant R_f).

- Il y a correspondance biunivoque entre le triplet (R_p, R_f, e) et le module $|F(f)|$. $|F|$ peut donc être valablement considéré comme la signature spectrale du système fissuré.

- De l'expression (2.21) il résulte immédiatement que la signature spectrale du système (R_p, R_f, e_2) se déduit de celle du système (R_p, R_f, e_1) par une affinité de rapport e_1/e_2 .

$$\text{soit } |F(R_p, R_f, e_2)| = \frac{e_1}{e_2} |F(R_p, R_f, e_1)| \quad (2.25)$$

2.2.4.4 - METHODE D'IDENTIFICATION DES PARAMETRES R_f ET e

a) Identification du rayon d'extension R_f .

On obtient R_f à l'aide des fréquences de résonance \bar{f}_k ou de la première fréquence de coupure du système à l'aide des formules (2.23) et (2.24).

Ces formules ne sont qu'approchées. On va tester leur précision par comparaison avec les résonances mesurées directement sur les signatures spectrales. A l'aide du programme de tracé SIGNA publié en réf. (2.6), on a reconstitué le fichier des signatures pour $R_p = 165$ mm (valeur prise par l'équipe JOUANNA) et avec les paramètres de l'eau $\rho_o = 1\,000$ kg/m³ et $c = 1\,401$ m/s.

Quelques exemples extraits de ce fichier sont présentés dans les figures (10 abc, etc).

Seule la première partie des signatures (de $f = 0$ à $f \geq \bar{f}_1$) a été représentée. Elle est amplement suffisante pour l'identification des paramètres.

Le programme de tracé SIGNA donne la valeur des fréquences caractéristiques à Δf près où Δf est inférieur au pas de fréquences P entré en donnée.

Dans le cas des exemples présentés sur les figures (10) les valeurs du pas de fréquence P sont les suivantes :

R_f	= 3 à 29 m	$P = 0.2$ Hz
R_f	= 30 à 55 m	$P = 0.1$ Hz
R_f	= 60 à 110 m	$P = 0.05$ Hz
R_f	= 120 à 250 m	$P = 0.03$ Hz
R_f	= 300 à 800 m	$P = 0.01$ Hz.

D'où le tableau suivant : (tableau 1)

R_f (m)	$F = \overset{\circ}{f}$ (le fréq. de coupure) (Hz)	\bar{f}_1 (le fréq. de résonance) (Hz)	P (Hz)	$(\frac{\Delta \overset{\circ}{f}}{\overset{\circ}{f}})_{\max}$	$(\frac{\Delta \bar{f}_1}{\bar{f}_1})_{\max}$
5	38.20	-	0.2	$5.2 \cdot 10^{-3}$	
15	10.60	56.80	0.2	$1.9 \cdot 10^{-2}$	$3.5 \cdot 10^{-3}$
30	4.90	28.40	0.1	$2 \cdot 10^{-2}$	$3.5 \cdot 10^{-3}$
50	2.80	17.00	0.1	$3.5 \cdot 10^{-2}$	$6.0 \cdot 10^{-3}$
100	1.30	8.50	0.05	$3.8 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-3}$
125	1.02	6.81	0.03	$3 \cdot 10^{-2}$	$4.4 \cdot 10^{-3}$
150	0.84	5.67	0.03	$3.6 \cdot 10^{-2}$	$5.3 \cdot 10^{-3}$
200	0.60	4.26	0.03	$5 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-3}$
300	0.40	2.84	0.01	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$3.5 \cdot 10^{-3}$
500	0.23	1.70	0.01	$4.3 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-3}$
800	0.14	1.06	0.01	$7 \cdot 10^{-2}$	$9 \cdot 10^{-3}$

On constate que pour les valeurs de P qui ont été choisies, l'erreur relative est au plus comprise entre $5 \cdot 10^{-3}$ et $7 \cdot 10^{-2}$ pour $\overset{\circ}{f}$ et entre $3.5 \cdot 10^{-3}$ et $9 \cdot 10^{-3}$ pour \bar{f}_1 .

La précision est évidemment meilleure sur \bar{f}_1 que sur $\overset{\circ}{f}$. On peut cependant en principe améliorer indéfiniment la précision en diminuant le pas de découpage.

1) Utilisation de la formule approchée donnant la le fréquence de résonance \bar{f}_1 . Précision sur R_f .

La formule générale (2.24) donne $k = 1$

$$R_f = \frac{5c}{8\bar{f}_1} \text{ et donc } \frac{\Delta R_f}{R_f} = \frac{\Delta \bar{f}_1}{\bar{f}_1}$$

Calculons l'écart relatif entre les valeurs de \bar{f}_1 données par la formule ci-dessus et celles lues sur les abaques.

R_f (m)	\bar{f}_1 calculé (Hz)	\bar{f}_1 lu sur abaques (Hz)	$\frac{\Delta \bar{f}_1}{\bar{f}_1}$
15	58.38	56.80	3 %
30	29.18	28.40	3 %
100	8.76	8.50	3 %
150	5.84	5.67	3 %
200	4.38	4.26	3 %
500	1.75	1.70	3 %

La formule approchée donne donc des résultats qui s'écartent en moyenne de 3 % des valeurs lues. Si l'on peut apprécier expérimentalement une variation de 0.01 Hz, l'erreur maximale commise sur la lecture de \bar{f}_1 sera de l'ordre de 1 % (tableau n° 1). On peut donc obtenir, à l'aide de la formule approchée (2.24) une précision sur R_f comprise dans l'intervalle :

$$3 \% \leq \frac{\Delta R_f}{R_f} \leq 4 \% \quad (2.26)$$

Utilisation des fréquences de résonance d'ordre supérieur.

A partir de $R_f = 600$ on obtient sur les abaques (dans l'intervalle 0-60 Hz que l'on s'est fixé), la deuxième fréquence de résonance, donnée par ailleurs de façon approchée par la formule :

$$\bar{f}_2 = \frac{9c}{8R_f}$$

Un calcul similaire au précédent montre que la précision sur R_f est alors comprise dans l'intervalle.

$$1 \% \leq \frac{\Delta R_f}{R_f} \leq 2 \% \quad (2.27)$$

2) Utilisation de la formule approchée donnant la lère fréquence de coupure f_0 .

Le calcul montre que l'écart entre \bar{f}_0 mesuré sur les abaques et \bar{f}_0 calculé par la formule (2.23) varie entre 0.5 % et 4 % et par conséquent, la précision sur R_f varie alors dans l'intervalle.

$$1 \% \leq \frac{\Delta R_f}{R_f} \leq 8 \%$$

L'utilisation de la formule donnant \bar{f}_1 semble donc préférable pour les raisons suivantes :

- elle donne R_f avec une marge de précision plus étroite.
- elle ne dépend pas du rayon du puits R_p .

b) Identification de l'épaisseur e de la fissure.

La formule (2.25) permet de résoudre le problème.

Nous avons :

$$\left| \frac{F(R_p, R_f, e_2)}{F(R_p, R_f, e_1)} \right| = \frac{e_1}{e_2}$$

L'exemple de la figure (11) où on a superposé les signatures spectrales correspondant à 2 épaisseurs différentes $e_1 = 1 \text{ mm}$ et $e_2 = 0.1 \text{ mm}$ à $R_f = 15 \text{ m}$ permet d'apprécier la précision que l'on peut attendre.

Les signatures étant représentées en coordonnées logarithmiques, on a en fait :

$$\log |F(e_2)| = \log \frac{e_1}{e_2} + \log |F(e_1)|$$

Sur l'exemple, l module mesure 4 cm. On applique donc la relation :

$$\frac{\log \frac{e_1}{e_2}}{\delta} = \frac{\log 10}{4}$$

où δ est l'écart en cm entre les ordonnées des 2 courbes à fréquence donnée.

soit $\log \frac{e_1}{e_2} = \log 10^{\delta/4}$

ou encore $e_2 = e_1 10^{-\delta/4}$ (2.28)

Exemple : $e_1 = 1$ mm
 $e_2 = 0.1$ mm.

On mesure exactement $\delta = 4$ cm.

La précision sur e est donnée directement par la précision sur la lecture de δ .

Un calcul simple montre que :

$$\frac{\Delta(e_2/e_1)}{e_2/e_1} = - \frac{\log 10}{4} d\delta$$

soit $\frac{\Delta(e_2/e_1)}{e_2/e_1} = - 0.58 d\delta$

Si on fait une erreur de lecture $d\delta = 1$ mm on a alors $\left| \frac{\Delta(e_2/e_1)}{e_2/e_1} \right| = 5.7\%$

2.2.4.5 - CONCLUSION SUR LE MODELE III

Ce modèle diffère sensiblement des deux premiers qui ont été examinés puisque l'on considère une fissure d'extension finie R_f .

Nous avons vu que, en pratique, pour déterminer R_f avec une précision supérieure à 4 %, on pourra se contenter de relever la première fréquence de résonance du système. Cette fréquence \bar{f}_1 se déplace d'une valeur proche de 60 Hz pour R_f petit (5 m) à environ 1 Hz pour R_f grand (800 m).

Il faut donc disposer d'un appareillage permettant de balayer l'intervalle 0 - 60 Hz (cf. réf. 2.6).

La forme de la signature spectrale entre deux fréquences caractéristiques (\bar{f}_0 et \bar{f}_1 , \bar{f}_1 et \bar{f}_2 , \bar{f}_2 et \bar{f}_3 éventuellement) permettra ensuite de mesurer δ et d'en déduire la valeur de l'épaisseur e .

2.2.5 - METHODES PRATIQUES D'OBTENTION DE LA SIGNATURE EXPERIMENTALE

Les 3 modèles qui viennent d'être décrits permettent dans chaque cas de construire un fichier de signatures théoriques sur lesquelles on doit caler la signature réelle du milieu pour procéder à l'identification.

Il faut donc examiner par quels procédés on peut obtenir cette signature expérimentale.

2.2.5.1 - CAS GENERAL (CAS DES MODELES I ET II)

Dans le cas général d'une excitation quelconque $e(t)$ à laquelle correspond la réponse $s(t)$, la signature spectrale est donnée par $H(p) = \frac{\tilde{s}(p)}{\tilde{e}(p)}$ où $\tilde{s}(p)$ et $\tilde{e}(p)$ sont les transformées de LAPLACE de $e(t)$ et $s(t)$.

Le problème pratique qui se pose est alors : comment obtient-on $\tilde{e}(p)$ et $\tilde{s}(p)$ à partir de mesures temporelles de l'entrée et de la sortie.

Deux méthodes sont proposées en réf (2.5). Ces deux méthodes ne peuvent traiter que des signaux obtenus par une entrée en échelon.

a) Première méthode : Elle est basée sur le calcul direct du produit de convolution.

En effet, on vérifie facilement que pour une entrée en échelon $e(t) = A$ pour $t > 0$, la sortie $s(t)$ est liée à la réponse impulsionnelle $h(t)$ par la relation :

$$s(t) = A \int_0^t h(u) du$$

Autrement dit, la dérivée par rapport au temps de la sortie donne directement la réponse à un facteur multiplicatif près.

A partir de la lecture des pentes de la sortie, on obtient donc $h(t)$.

D'autre part, on montre que pour un signal $h(t)$ causal, sa transformée de LAPLACE H_L et sa transformée de FOURIER H_F sont liées par la relation :

$$H_F(f) = H_L(2\pi j f)$$

Si on dispose d'un programme de transformation de FOURIER rapide, on obtient donc immédiatement la fonction de transfert cherchée.

b) Deuxième méthode :

On utilise l'entrée en échelon $e(t) = K$ pour $t > 0$.

On recherche la fonction de transfert sous forme d'une fraction rationnelle

$$\frac{P(p)}{Q(p)} = \frac{\sum_{i=1}^m a_i p^i}{\sum_{i=1}^n b_i p^i} \quad (m < n)$$

La sortie est assimilée à une succession de petits segments de droite. Elle devient parallèle à l'axe des temps à partir d'un temps T .

A partir de l'échantillonnage de la sortie, on obtient un système matriciel dont la résolution fournit les valeurs de paramètres a_i et b_i (cf. réf. 2.5).

Les auteurs signalent que ces deux méthodes donnent en pratique des résultats très grossiers. De plus elles nécessitent des échantillonnages très fins de signaux. Il n'y a donc pas pour le moment de méthode générale fiable d'obtention de la signature réelle.

2.2.5.2 - CAS D'UNE EXCITATION HARMONIQUE

Nous avons vu que dans ce cas, le module de la fonction de transfert est obtenu directement par le quotient des amplitudes de la sortie et de l'entrée. Il faut donc disposer d'un appareillage permettant d'injecter un débit $Q(f)$ à différentes fréquences f , et de mesurer l'amplitude de la pression résultante $P(f)$ dans le puits à hauteur de la fissure.

La création de ces signaux est faite à l'aide de la sonde harmonique mise au point par les auteurs de la méthode et dont les caractéristiques sont décrites en réf. (2.6).

En conclusion, dans l'état actuel des études, la mesure de la signature réelle d'un milieu fissuré n'est possible, avec une précision acceptable, que dans le cas où l'on peut utiliser l'excitation harmonique. Ceci nécessite la mise au point d'une technologie nouvelle relativement lourde.

Les deux méthodes applicables à une entrée en échelon et qui conviendraient à l'investigation de milieux représentés par des modèles du type 1 et 2, sont assez simples à mettre en oeuvre mais donnent, aux dires des auteurs, des résultats insuffisamment précis.

Il serait intéressant d'essayer de mettre au point d'autres méthodes générales utilisant d'autres types de signaux d'entrée (créneaux, signaux aléatoires) car les modèles 1 et 2 sont du point de vue théorique assez prometteurs et il serait dommage de ne pouvoir les utiliser faute de pouvoir les confronter aux résultats expérimentaux.

2.3 - CONCLUSION

Dans l'état actuel de l'étude, on ne peut pas faire un parallèle strict entre les deux méthodes pour plusieurs raisons.

- La méthode fréquentielle n'a pas encore été testée in situ. On ne dispose donc d'aucun résultat expérimental qui puisse être confronté à ceux de la méthode temporelle.

- Aucun des différents types de modèles examinés dans cette étude, pour lesquels des fichiers de signatures spectrales analytiques ont pu être construits, n'est strictement équivalent au modèle utilisé par la méthode temporelle (fissure unique, d'extension finie dans un milieu anisotrope limité par des épontes imperméables).

Les études précédentes (réf. 2.5, 6) ont, à notre connaissance, échoué à construire un fichier de signatures spectrales pour un modèle de ce type.

On peut malgré cela, essayer de dégager les avantages et inconvénients respectifs de ces deux méthodes.

1) En ce qui concerne les abaques théoriques, ils sont assez faciles à obtenir dans tous les cas :

- fonctions analytiques directement utilisables pour les modèles fréquentiels 1 et 3, formule approchée seulement, pour le modèle 2 ;
- fonctions intégrales que l'on peut calculer numériquement sans problème particulier dans le cas de la méthode temporelle.

2) En ce qui concerne les mesures expérimentales, la méthode temporelle nécessite dans certains cas (la plupart des applications à l'hydrologie), la mise au point d'une technologie particulière qui reste assez légère. Elle ne présente pas de problème particulier par ailleurs.

Il n'y a pas de méthode générale satisfaisante pour la mesure de la signature spectrale expérimentale d'un milieu fissuré lorsque le signal d'entrée est quelconque. Les deux méthodes présentées en (2.2.5.1) ne s'appliquent qu'à une entrée en échelon. Le cas d'une excitation harmonique demande la mise au point d'un nouveau matériel, assez sophistiqué, la sonde harmonique.

3) Calage de la courbe expérimentale sur le fichier d'abaques théoriques :

- Bien qu'on n'ait pu le vérifier faute d'exemple expérimental, il semble a priori possible avec une bonne précision dans le cas fréquentiel : les courbes doivent se distinguer nettement les unes des autres grâce aux fréquences de coupure et/ou de résonance (modèle 1 et 3), ou du fait du grand écart entre les abaques (modèle 2).
- Par contre, c'est là qu'est le point faible de la méthode temporelle. Ainsi qu'il a été vu au paragraphe 2.1, les abaques temporels sont assez proches les uns des autres par leur forme et leur pente, la fameuse pente $1/2$ n'est pas toujours visible. Enfin, au-dessus de la valeur $h_D = 20$, on ne distingue plus les courbes les unes des autres.

4) Obtention des paramètres physiques du milieu :

- L'identification est souvent peu précise dans le cas de la méthode temporelle pour les raisons évoquées ci-dessus. Elle présuppose la connaissance de h et S (respectivement épaisseur et coefficient d'emmagasinement de la formation).
- Dans le cas des méthodes fréquentielles, on a pu donner les intervalles de précision dans lesquels on espère trouver les résultats lorsque des expériences in situ auront effectivement eu lieu.

5) Enfin se pose le problème de la représentativité des modèles créés :

- Le modèle 1 (méthode fréquentielle) qui prend en compte l'inertie et la viscosité du fluide et considère n fissures dans une matrice rocheuse imperméable est applicable à certaines études géotechniques.

- Le modèle 3 qui prend en compte l'inertie et la compressibilité du fluide peut s'appliquer aux forages géothermiques profonds.

- Le modèle 2 est intermédiaire entre les modèles 1 et 3 de la méthode fréquentielle et le modèle GRINGARTEN, en effet il tient compte de la perméabilité de la matrice mais seulement dans la direction verticale et la fissure unique est illimitée ainsi que la matrice rocheuse.

- Enfin, dans le cas du modèle GRINGARTEN, l'ensemble des fissures en communication avec le puits est représenté par la fracture unique et les autres fissures du réservoir par une anisotropie de perméabilité. La viscosité et la compressibilité du fluide (mais pas l'inertie) sont prises en compte. Ce modèle s'applique bien aux forages pétroliers. L'extension aux milieux fissurés considérés en hydrogéologie est moins évidente. Dans l'exemple de la nappe de la craie de Lille cité en réf. (II.4), on obtient pour l'épaisseur de la fracture équivalente $h_f = 0.45$ m, valeur qui n'a évidemment pas de sens physique mais qui serait une représentation de la densité de fracturation du système.

En conclusion, la méthode fréquentielle paraît plus riche de perspectives que la méthode temporelle car elle est d'ores et déjà applicable à des types de milieux différents. Signalons cependant que ce modèle temporel s'applique également au cas d'une fissure verticale, cas qui n'a pas été traité par la méthode fréquentielle.

Dans les études ultérieures, il faudrait s'attacher au problème de l'obtention de la signature réelle dans le cas d'une entrée non harmonique (en utilisant comme entrée non seulement un échelon, mais peut-être aussi un créneau etc.). Il est également urgent de tester la méthode fréquentielle sur le terrain.

Dans la mesure où les signatures expérimentales seront disponibles, on peut penser que la méthode fréquentielle se révélera également plus précise que la méthode temporelle.

FIGURES DE LA DEUXIEME PARTIE (1 A 11)

LISTE DES FIGURES (2)

- 1 - Méthode temporelle : modèle d'aquifère avec fissure horizontale.
- 2 - Méthode temporelle : courbes de rabattement réduit au puits de pompage pour différentes valeurs de h_D .
- 3 - Méthode temporelle : courbes de rabattement réduit moyen au piézomètre situé en dehors de la fissure ($r_D > 1$).
- 4 - Méthode temporelle : courbes de rabattement au puits pour différentes valeurs de l'épaisseur de la fissure.
- 5 - Méthode fréquentielle : schéma du modèle 1.
- 6a à 6e - Méthode fréquentielle : modèle 1 - signatures spectrales théoriques.
- 7 - Méthode fréquentielle : schéma du modèle 2.
- 8 - Méthode fréquentielle : modèle 2 - signatures spectrales théoriques.
- 9 - Méthode fréquentielle : schéma du modèle 3.
- 10a à 10i - Méthode fréquentielle : modèle 3 - signatures spectrales théoriques.
- 11 - Méthode fréquentielle : modèle 3 - exemple de mesure de l'épaisseur e à partir de deux signatures (à R_f fixé).

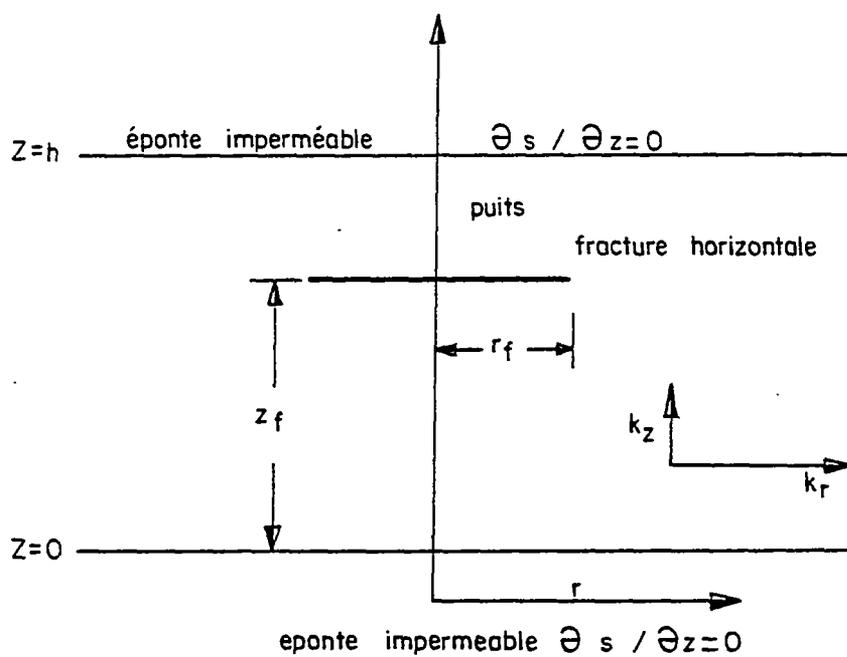
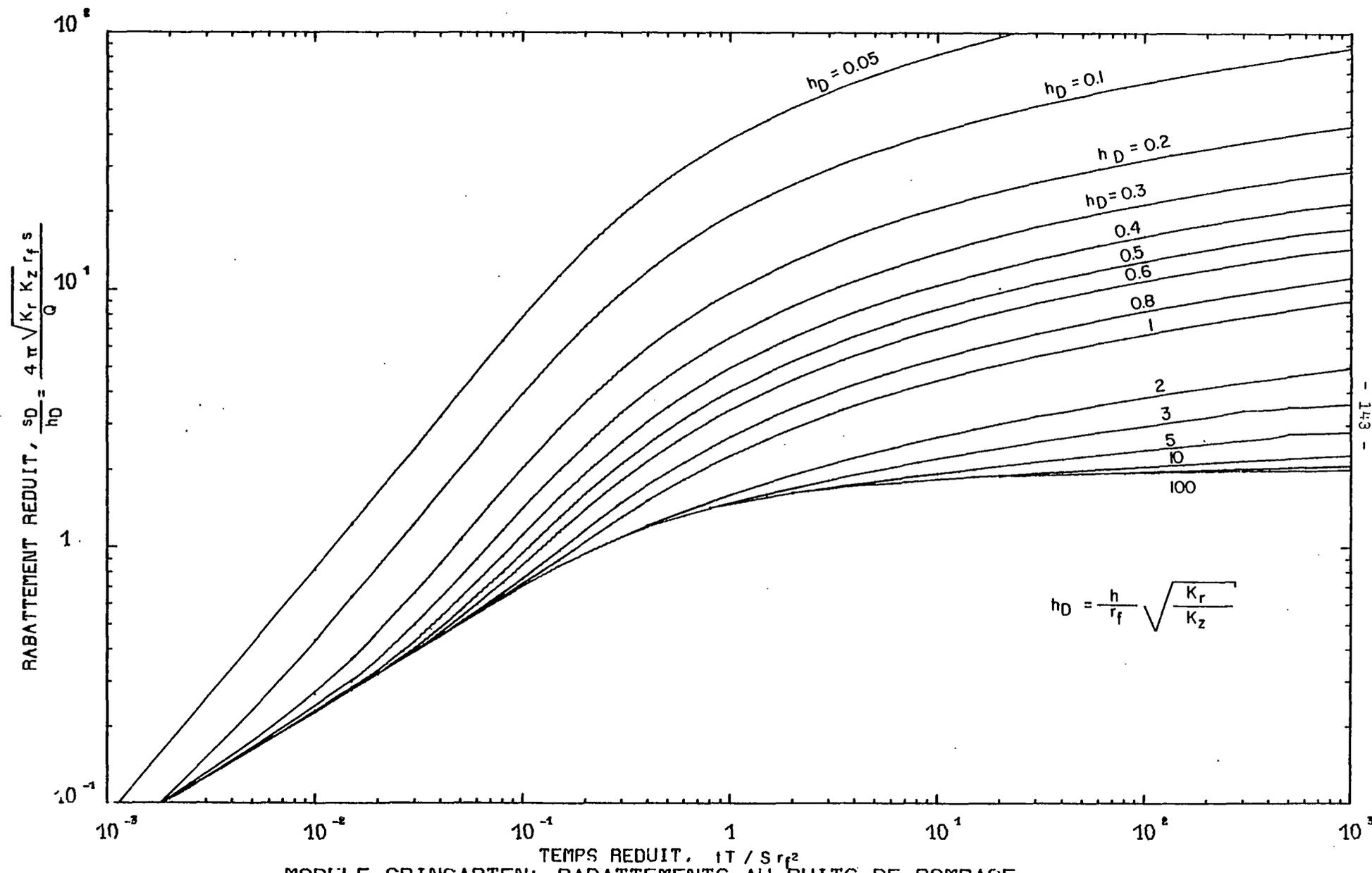


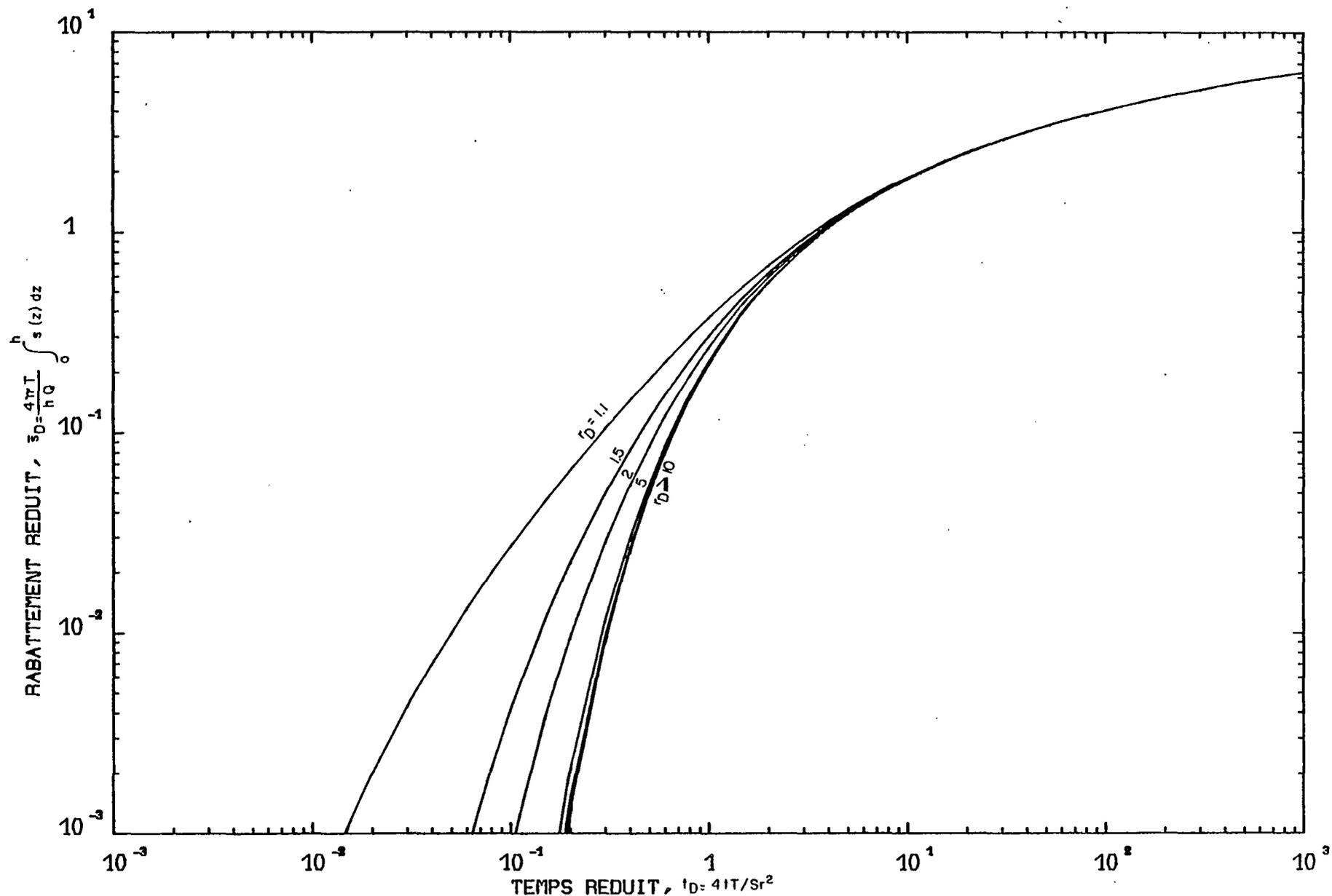
Figure 1 - Méthode temporelle
Modèle de fracture horizontale



MODELE GRINGARTEN: RABATTEMENTS AU PUIIS DE POMPAGE
 FISSURE A MI-HAUTEUR DE LA FORMATION

FIGURE 2

- 148 -



MODELE GRINGARTEN: FISSURE A MI-HAUTEUR DE LA FORMATION (ZF=H/2)
 RABATTEMENT MOYEN AU PIEZOMETRE SITUE EN DEHORS DE LA FISSURE (RD>1)

Figure 3

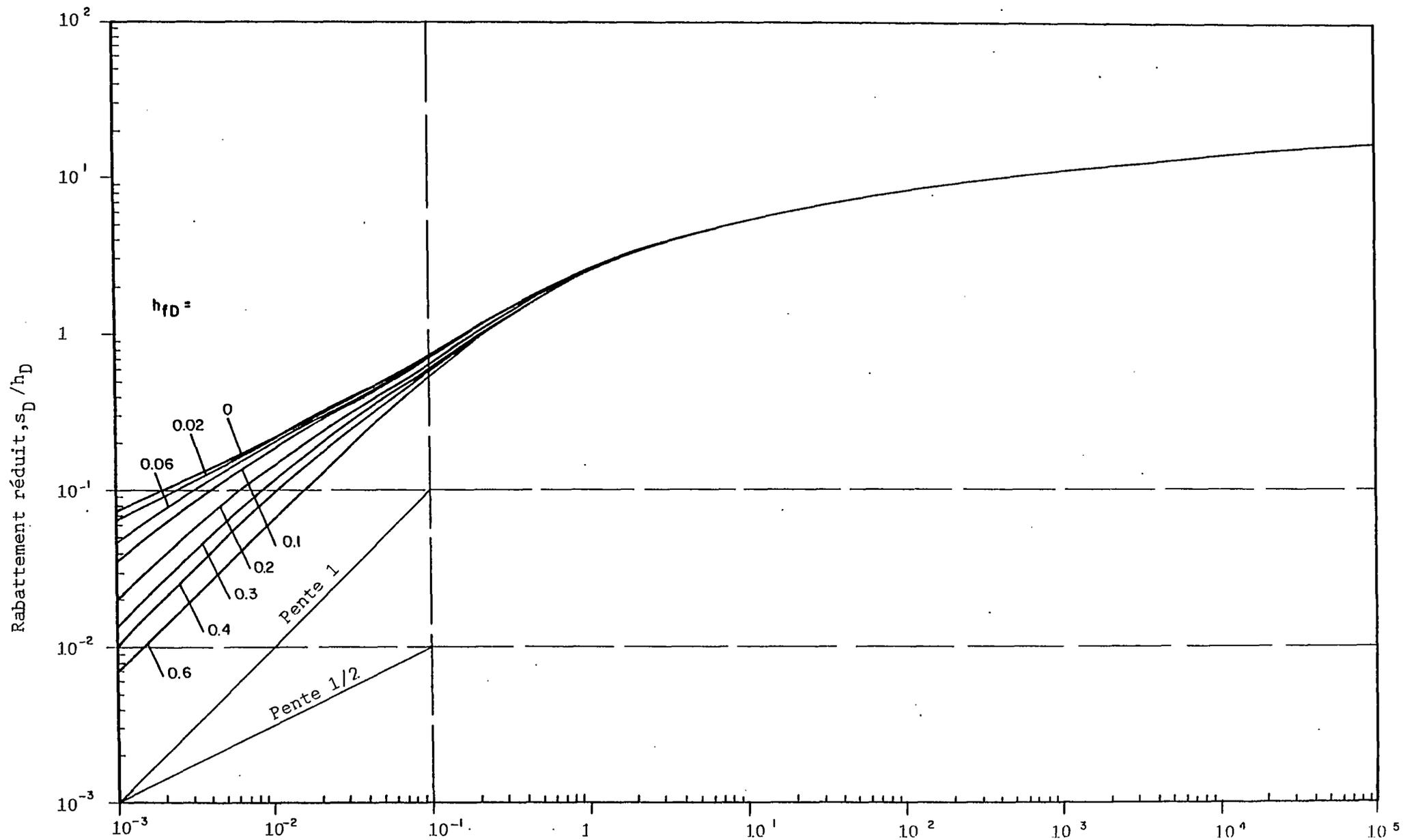
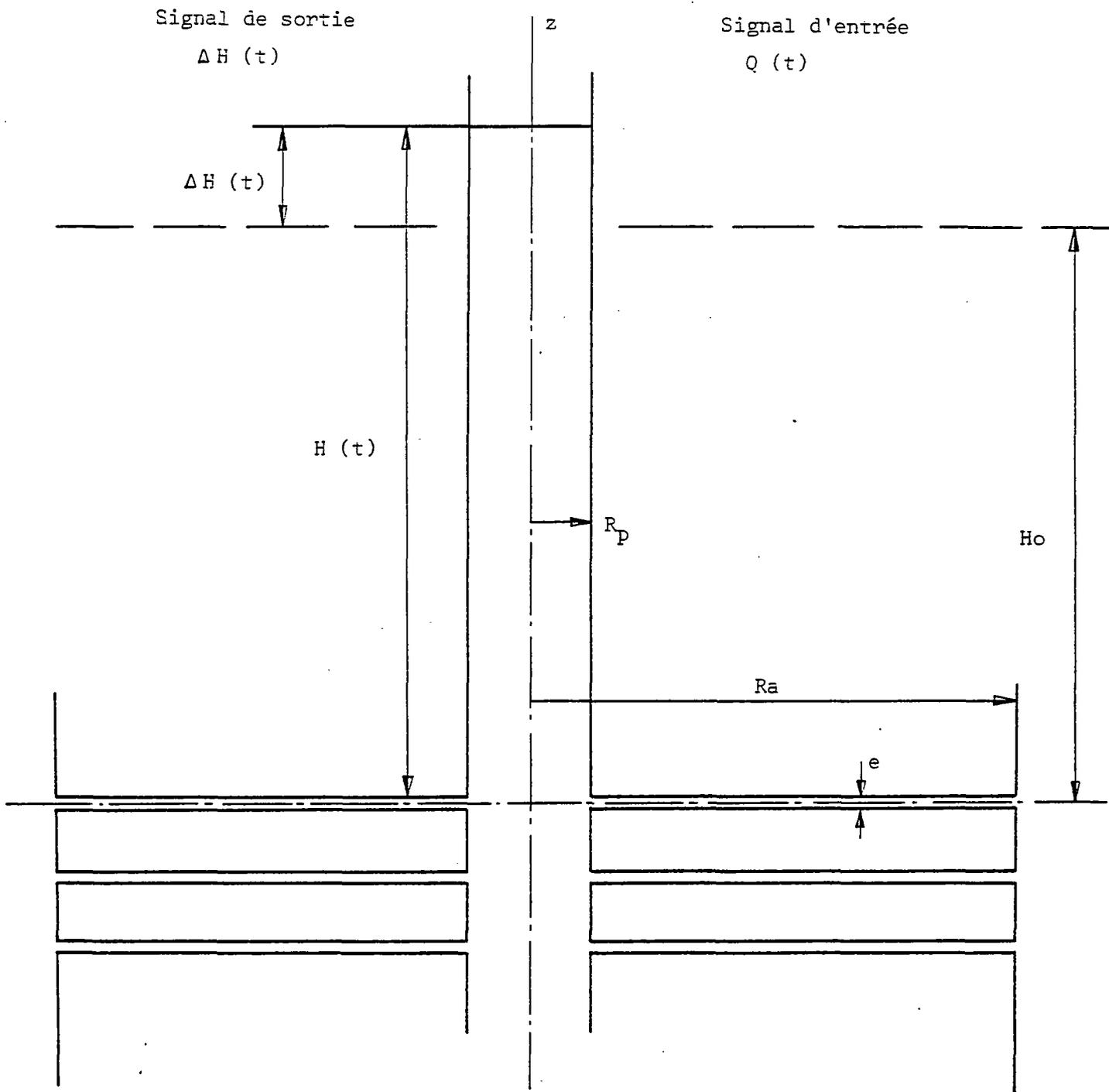
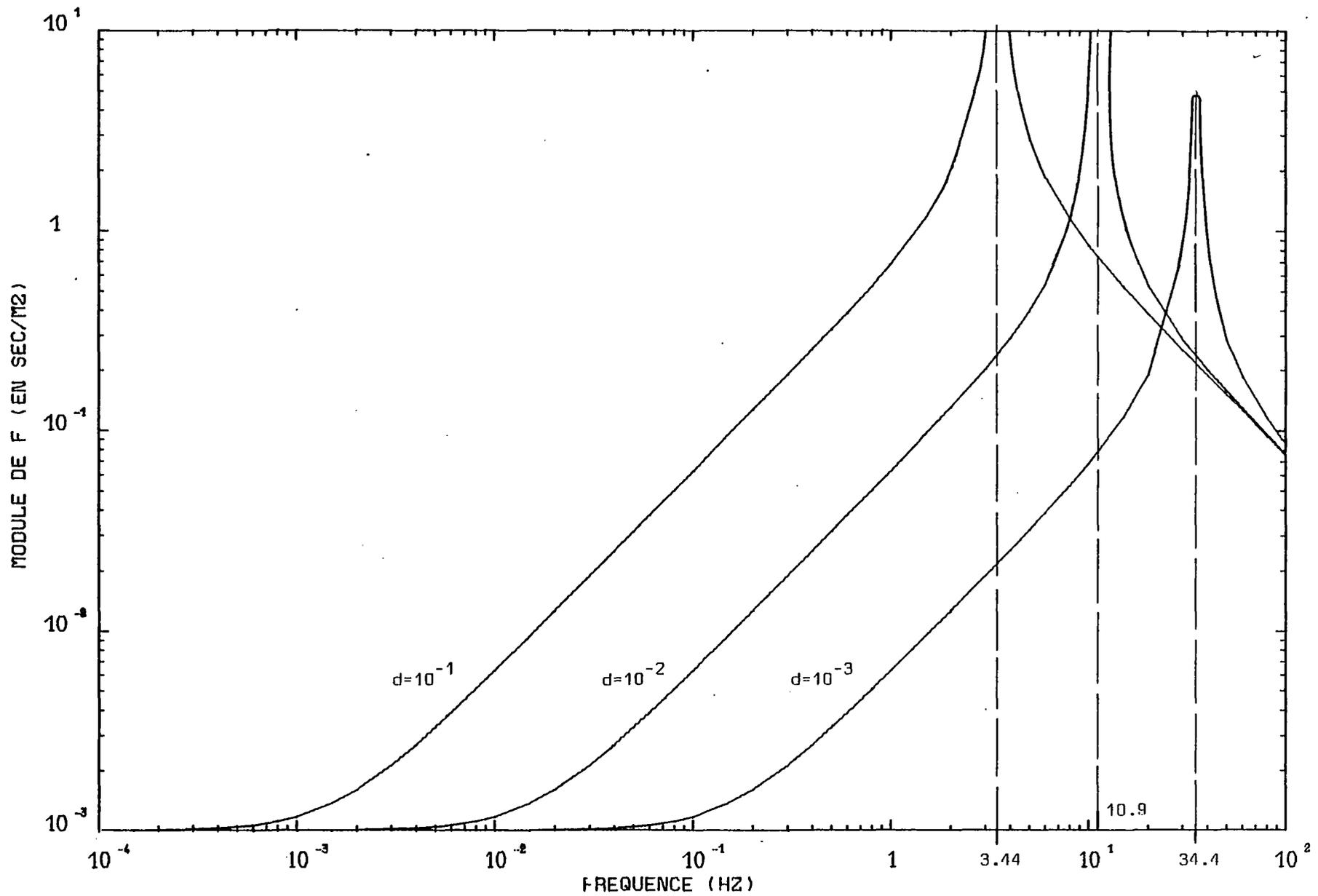


Figure 4 - Fracture horizontale à mi-hauteur d'un aquifère d'extension infinie
 Rabattements réduits au puits de pompage $h_D=0.8$ (éponges imperméables).
 Temps réduit $t_D = Tt / Sr_F^2$



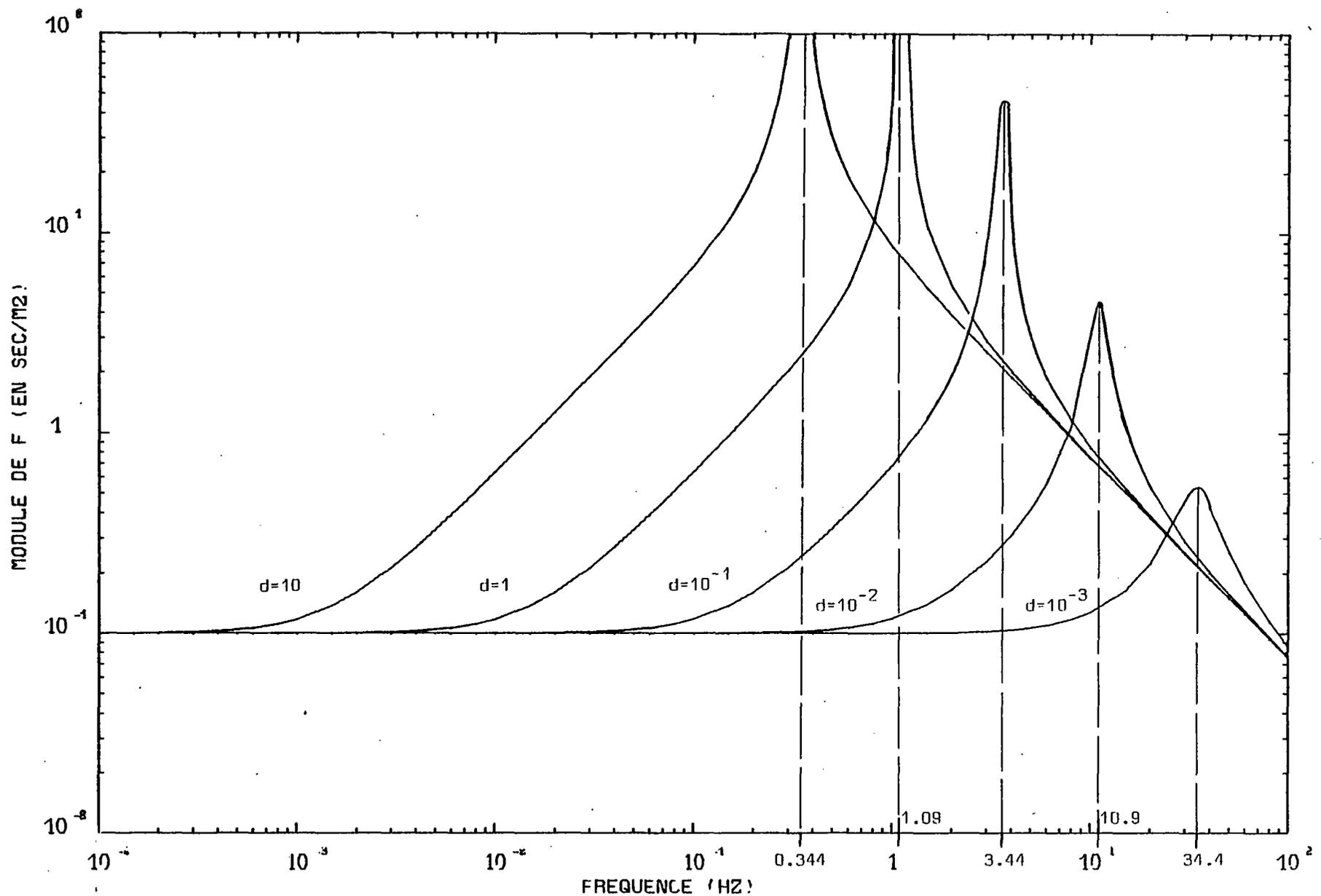
SCHEMA du MODELE 1

FIGURE 5



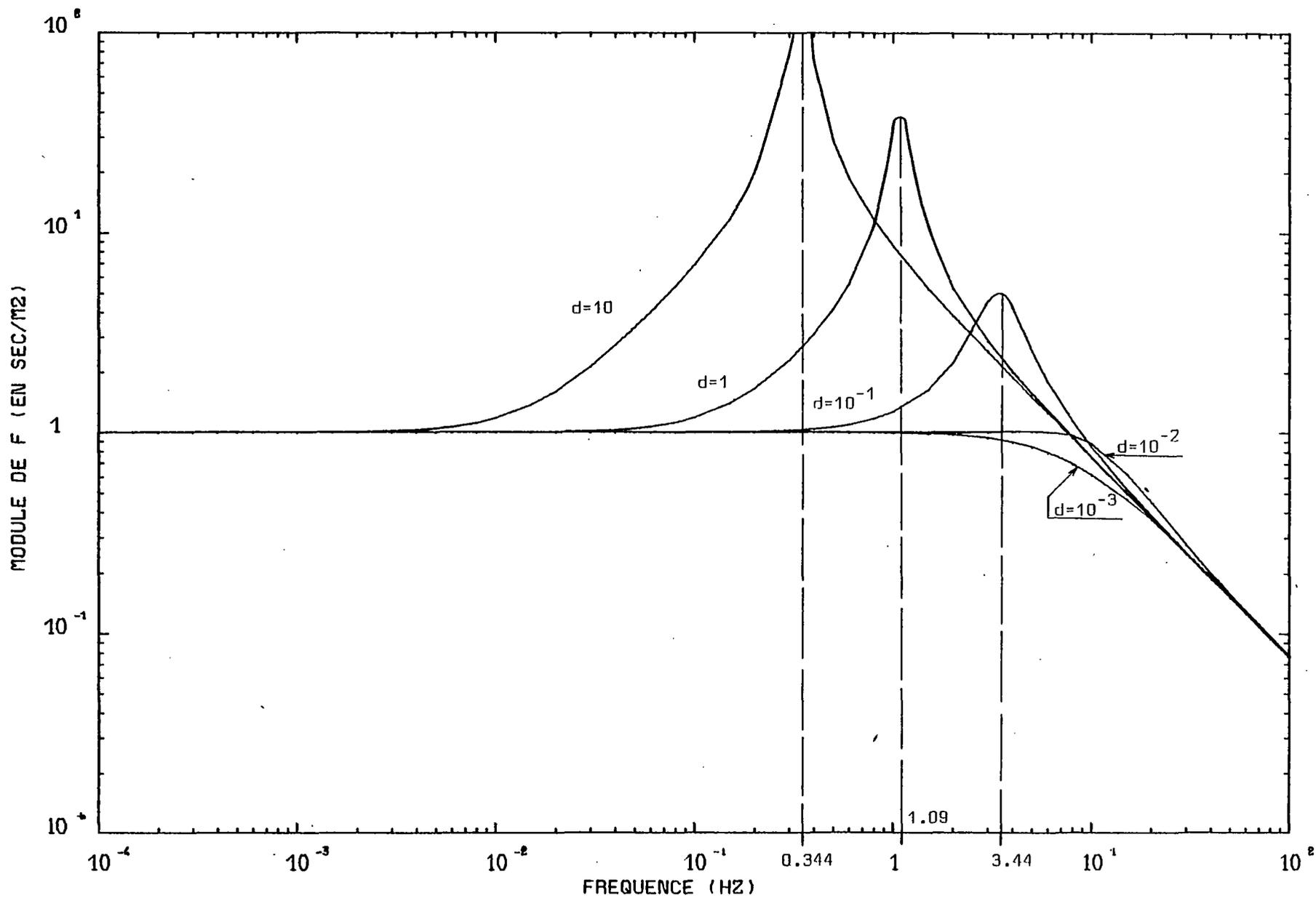
DIAMETRE DU PUIITS = 165 MM -- C=0.001 SEC/M2 -- (MODELE 1)

FIGURE 6 a



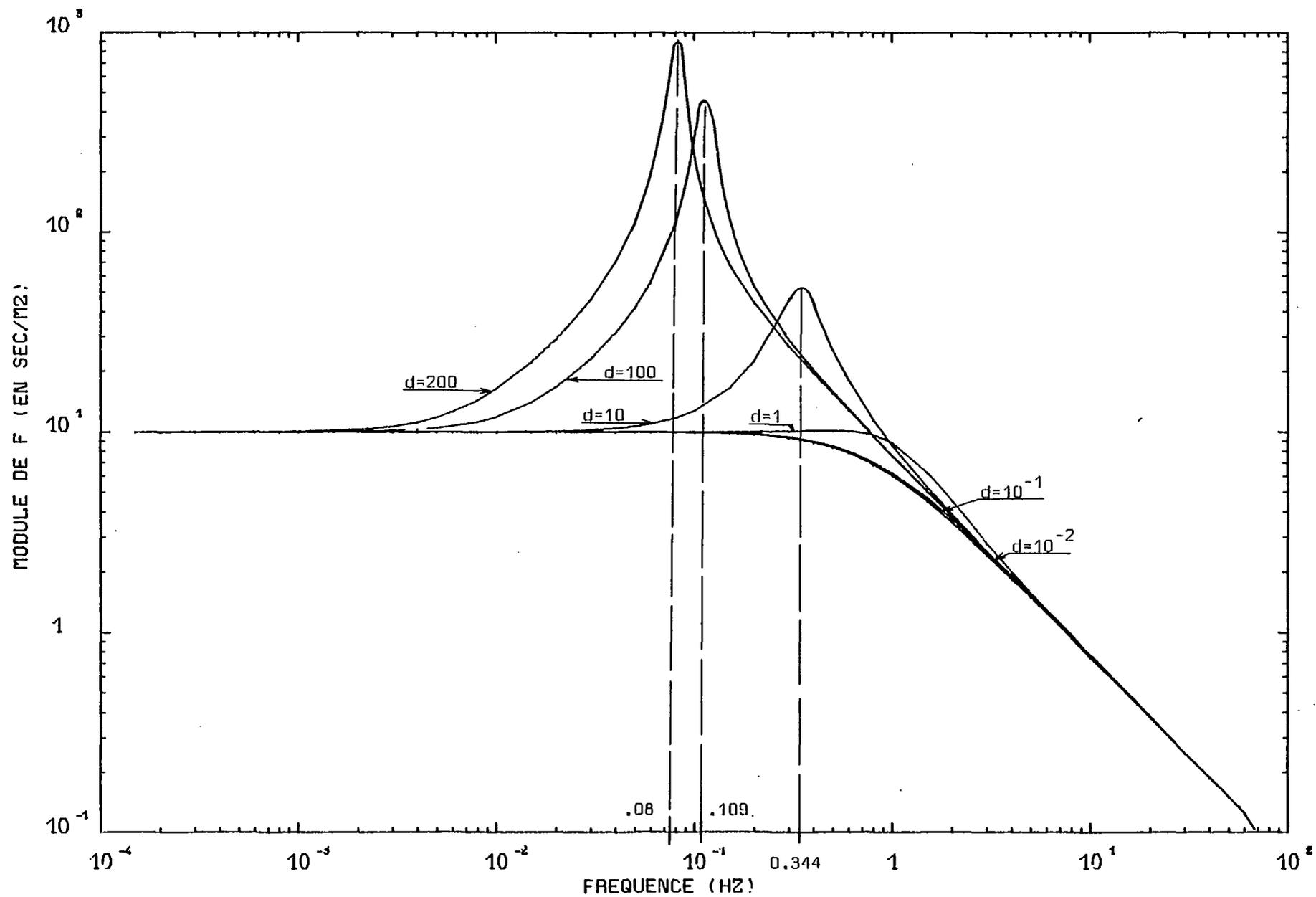
- 148 -

DIAMETRE DU PUIITS = 165 MM - C=0.1 SEC/M2 - (MODELE 1) FIGURE 6 b



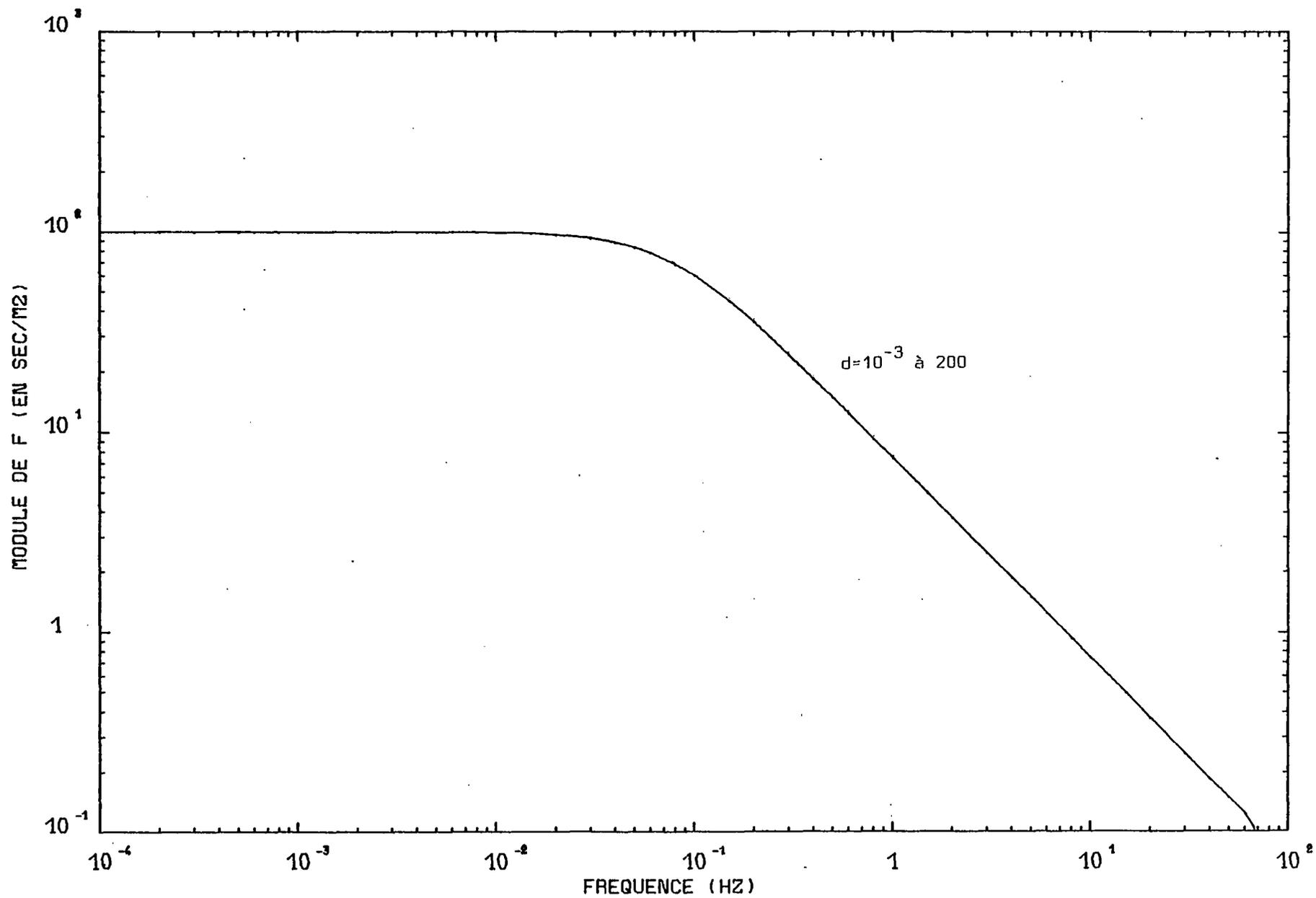
DIAMETRE DU PUIITS = 165 MM - C=1.0 SEC./M² - (MODELE 1)

FIGURE 6 C



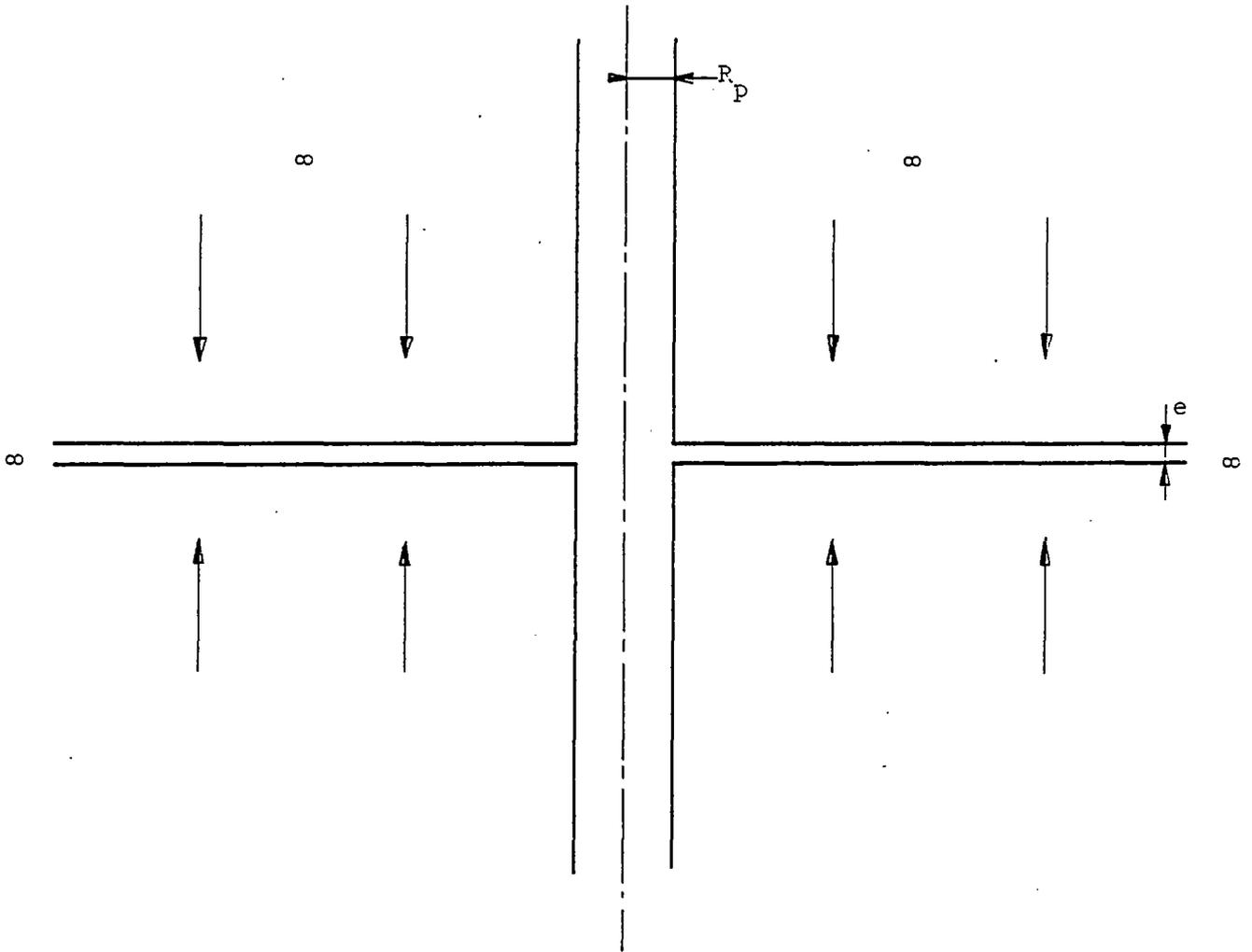
DIAMÈTRE DU PUI'S = 165 MM - C=10. SEC/M2 - (MODELE 1)

FIGURE 6 d



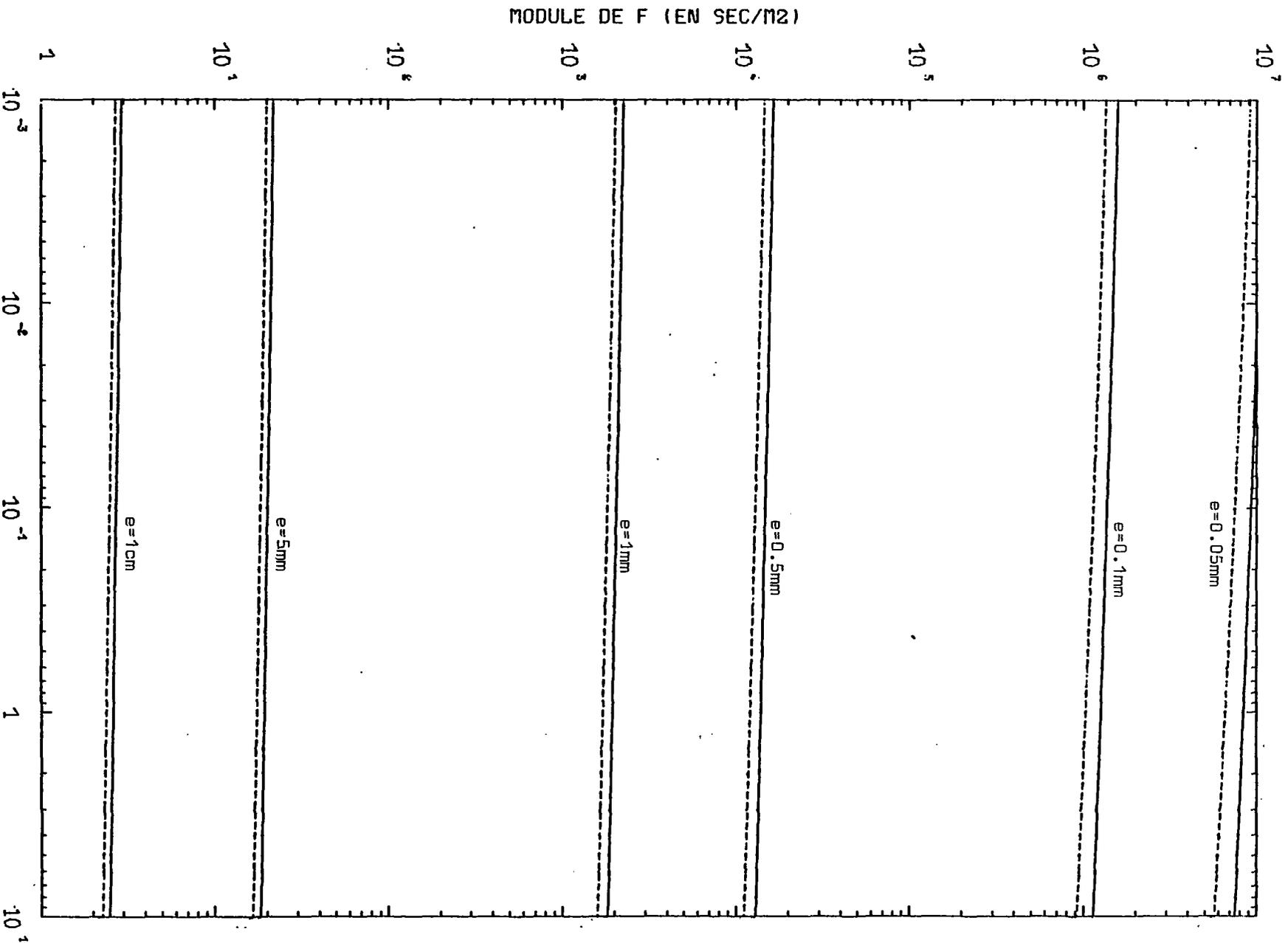
DIAMETRE DU PUIITS = 165 MM - C=100. SEC/M2 - (MODELE 1)

FIGURE 6 e



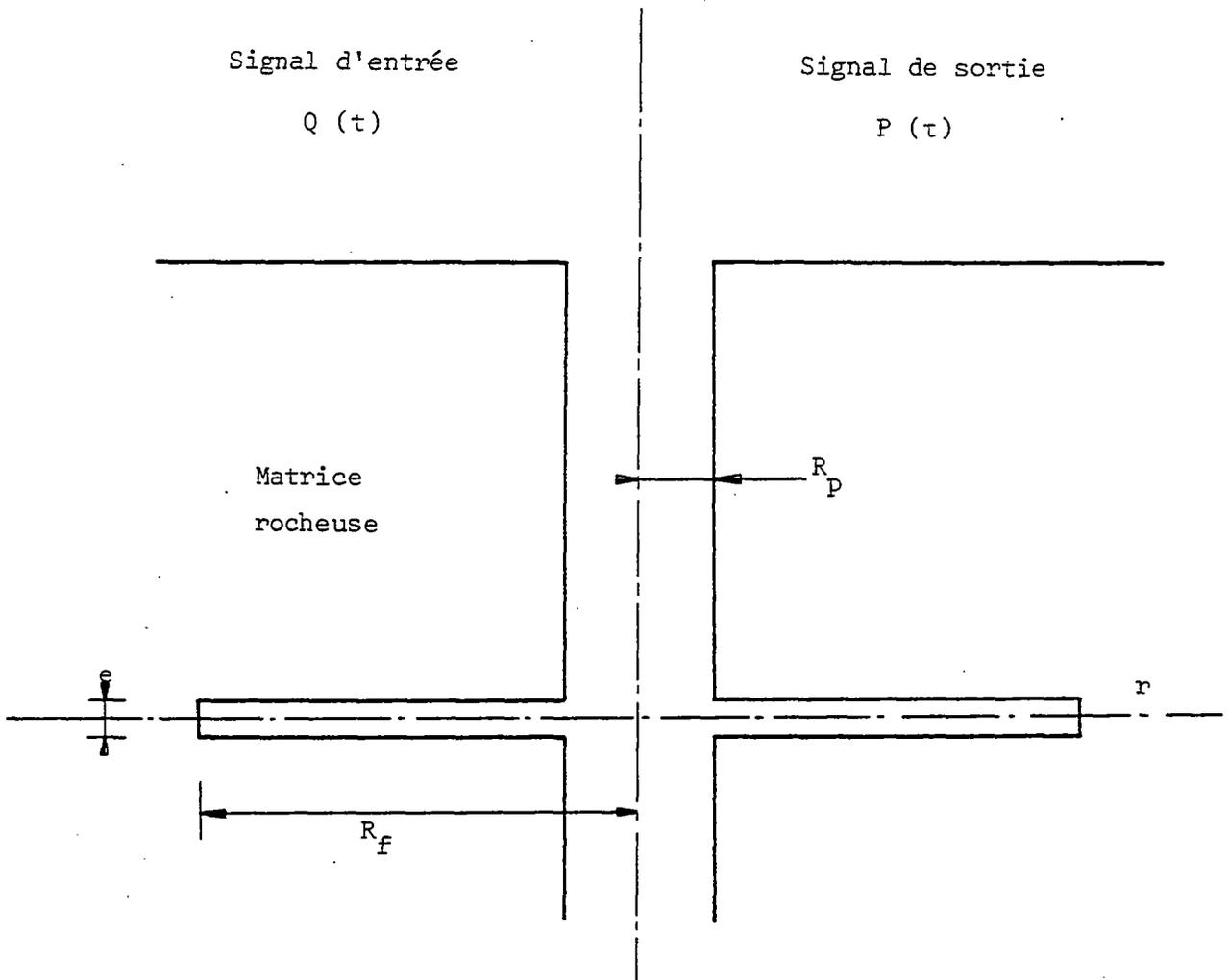
SCHEMA du MODELE 2

FIGURE 7.



MODELE 2 - RAYON DU PUISS: RP= 30 MM
KZ=9.8E-9 M/S (POINTILLES) ET KZ=9.8E-11 M/S (TRAITS PLEINS)

FIGURE 8



SCHEMA du MODELE 3 .

FIGURE 9

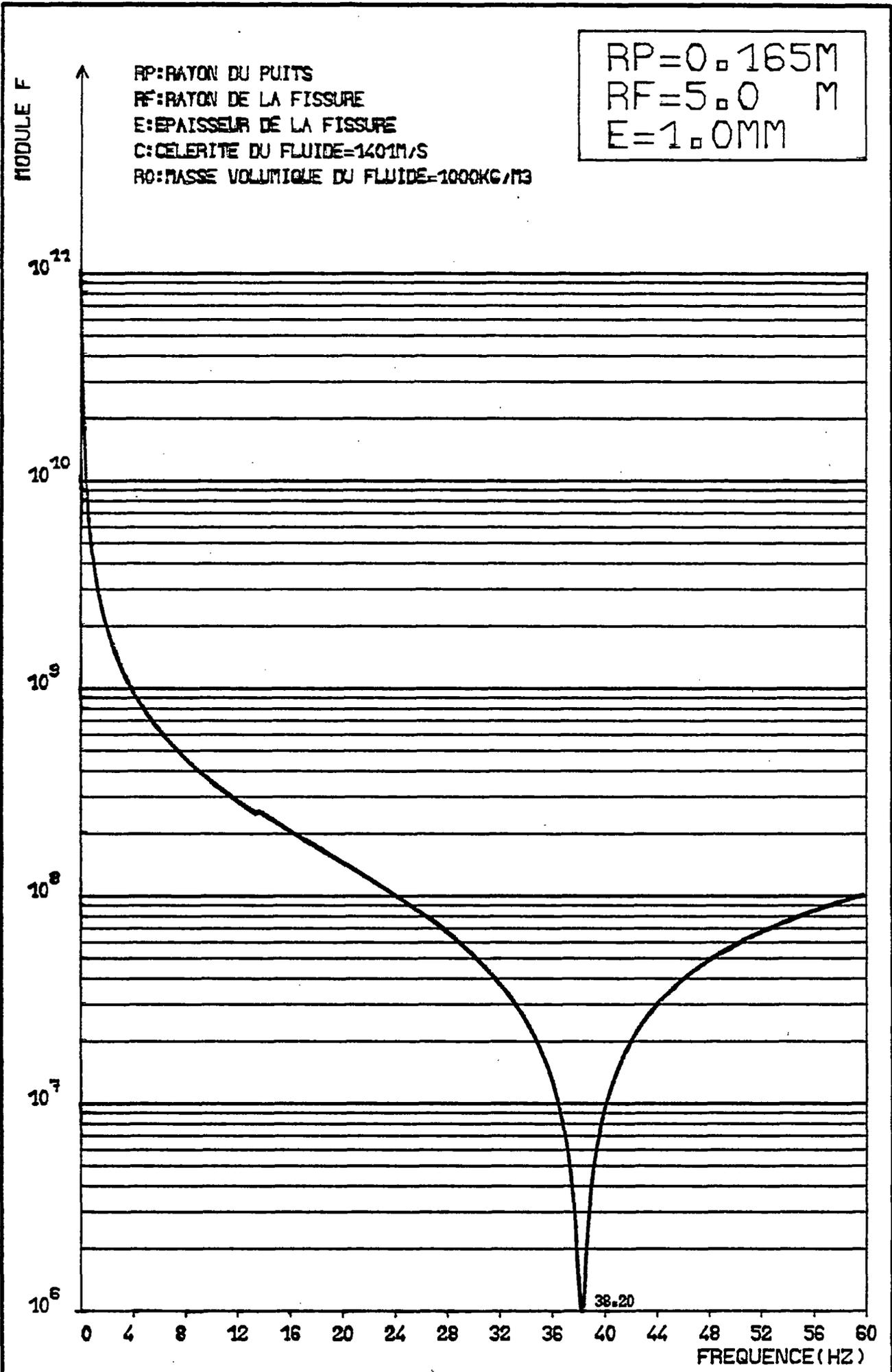


FIGURE 10 a

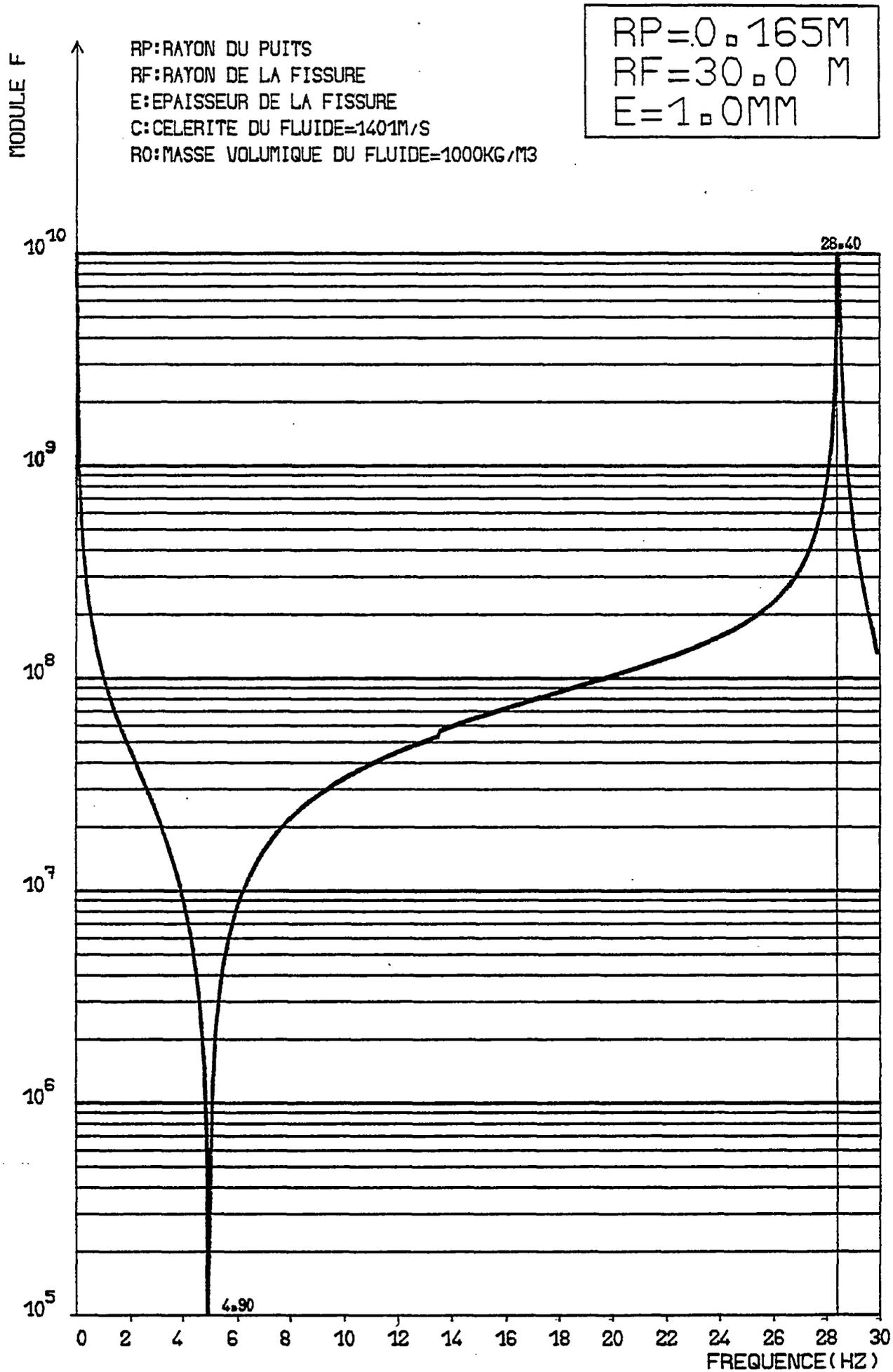


FIGURE 10 b

MODULE F

RP: RAYON DU PUIT
RF: RAYON DE LA FISSURE
E: EPAISSEUR DE LA FISSURE
C: CELERITE DU FLUIDE=1401M/S
RO: MASSE VOLUMIQUE DU FLUIDE=1000KG/M3

RP=0.165M
RF=50.0 M
E=1.0MM

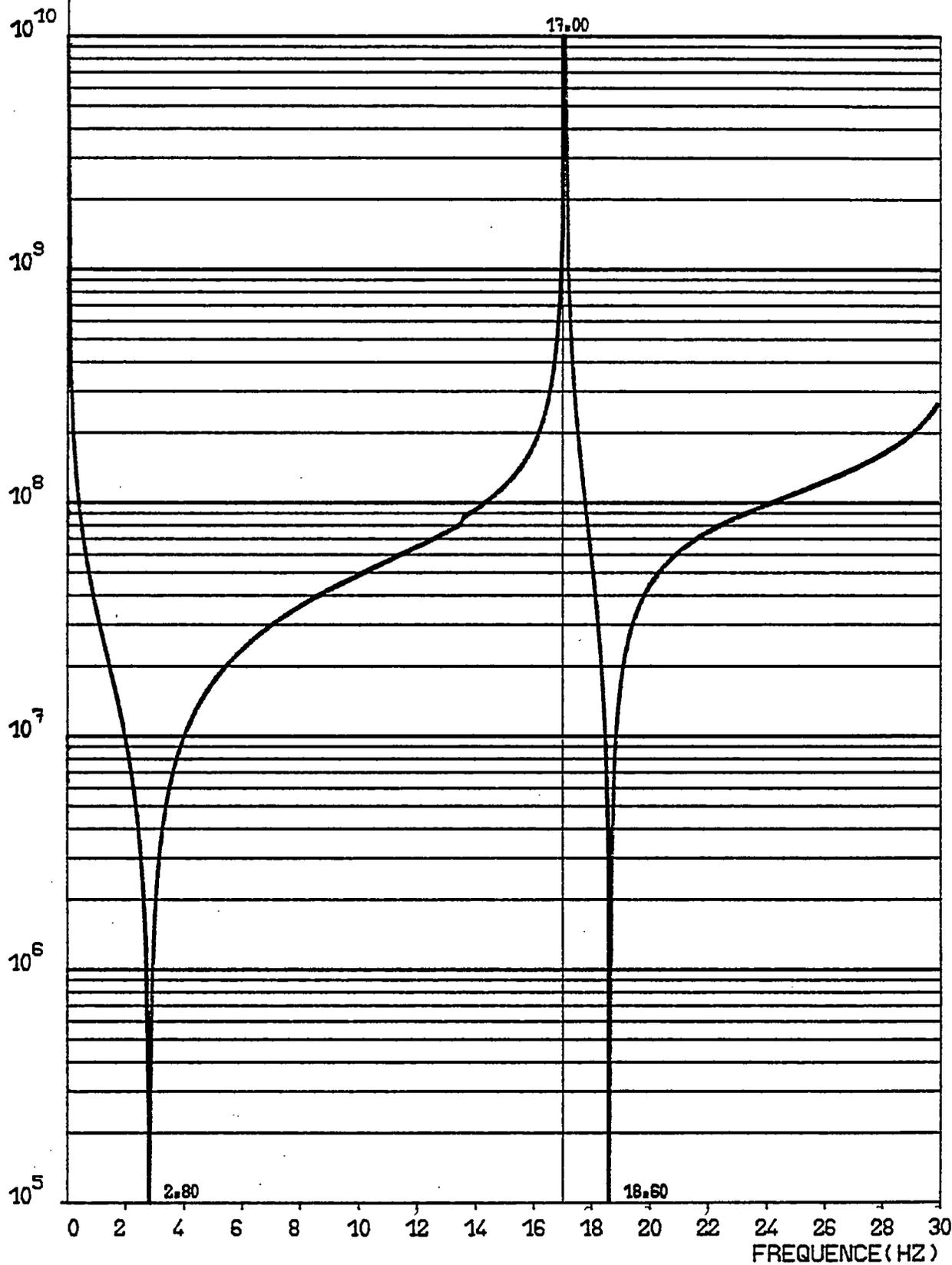


FIGURE 10c

RP=0.165M
RF=100.0M
E=1.0MM

MODULE F

RP:RAYON DU PUIT
RF:RAYON DE LA FISSURE
E:EPAISSEUR DE LA FISSURE
C:CELERITE DU FLUIDE=1401M/S
RO:MASSE VOLUMIQUE DU FLUIDE=1000KG/M3

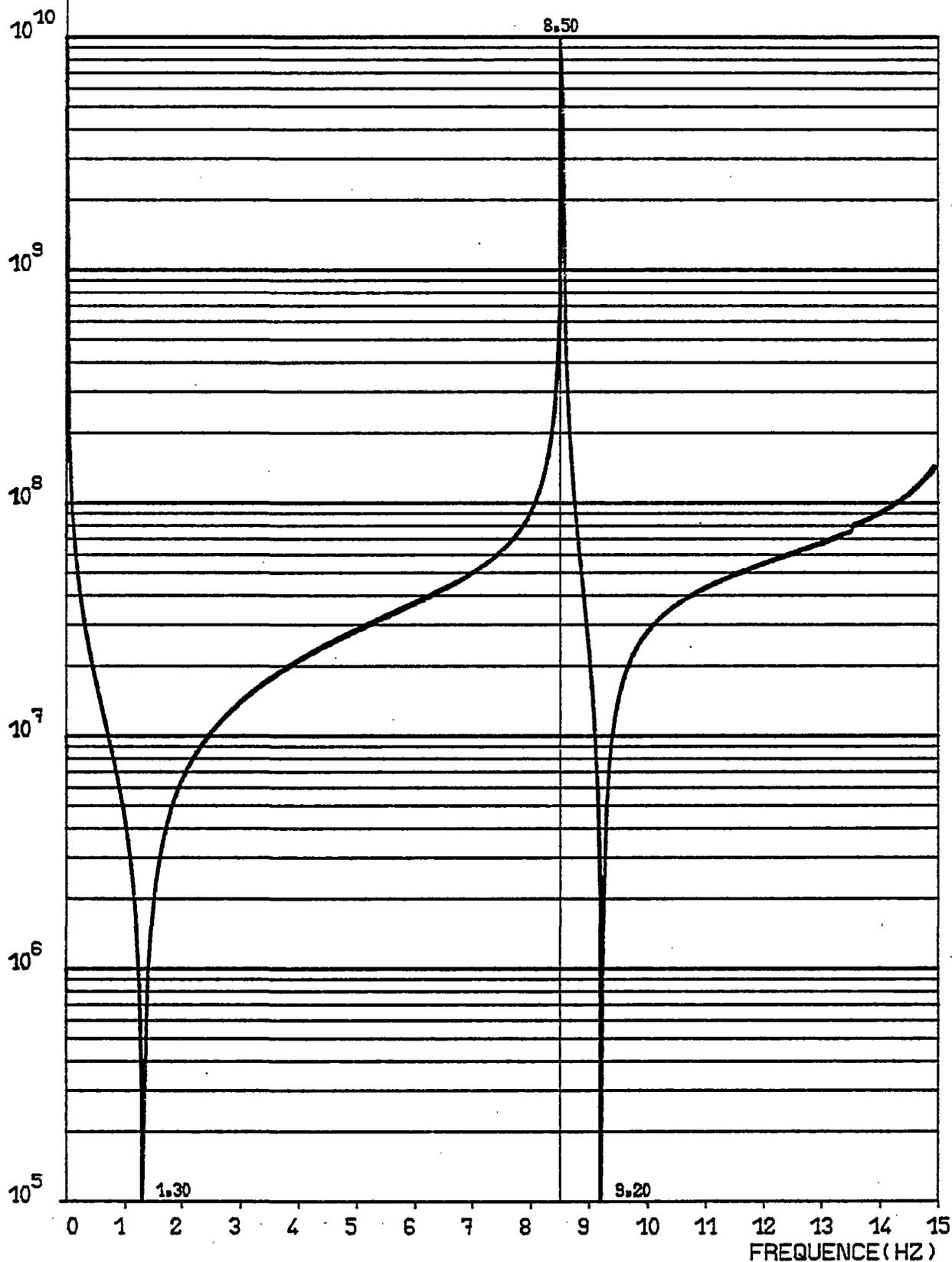


FIGURE 10 d

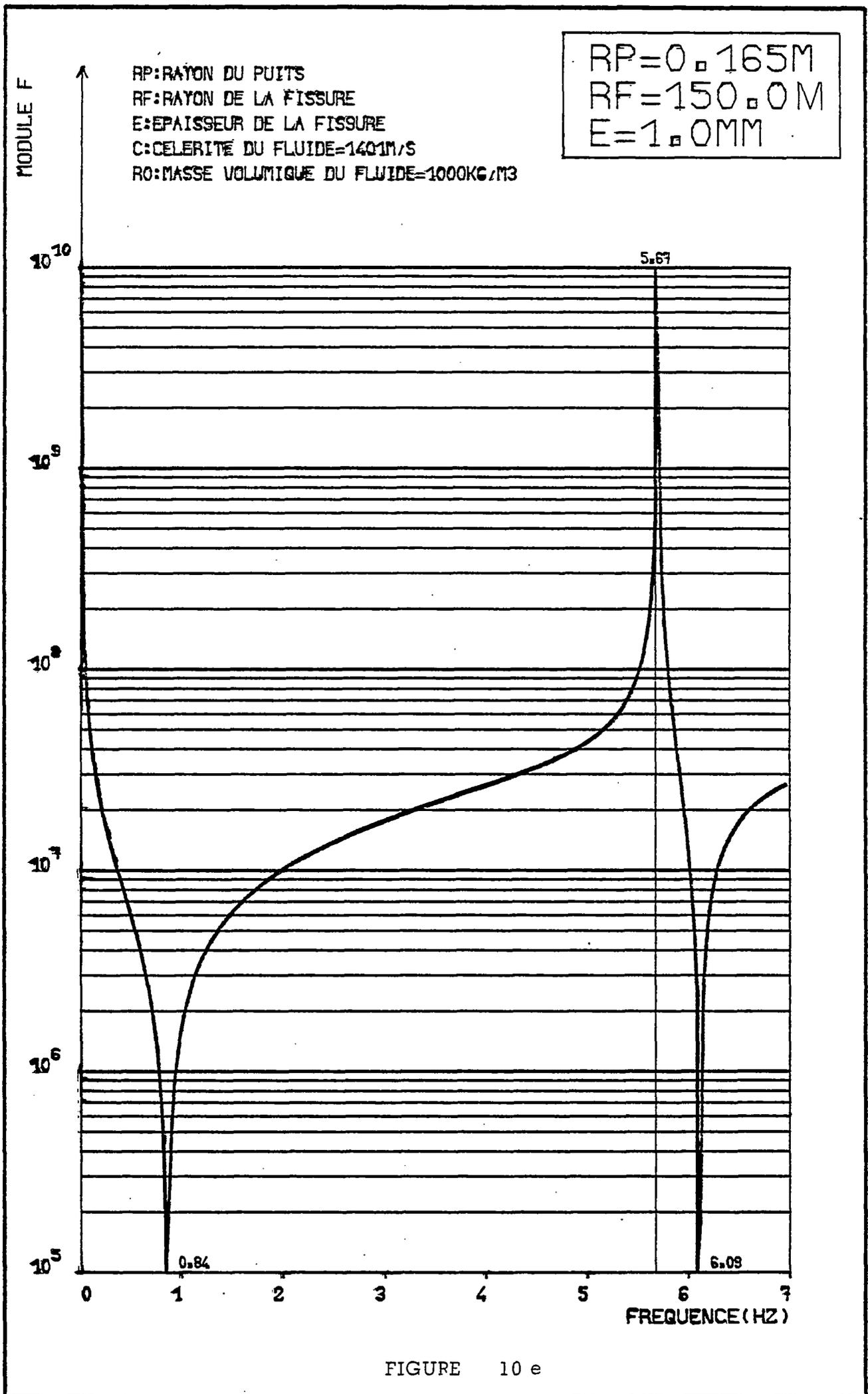


FIGURE 10 e

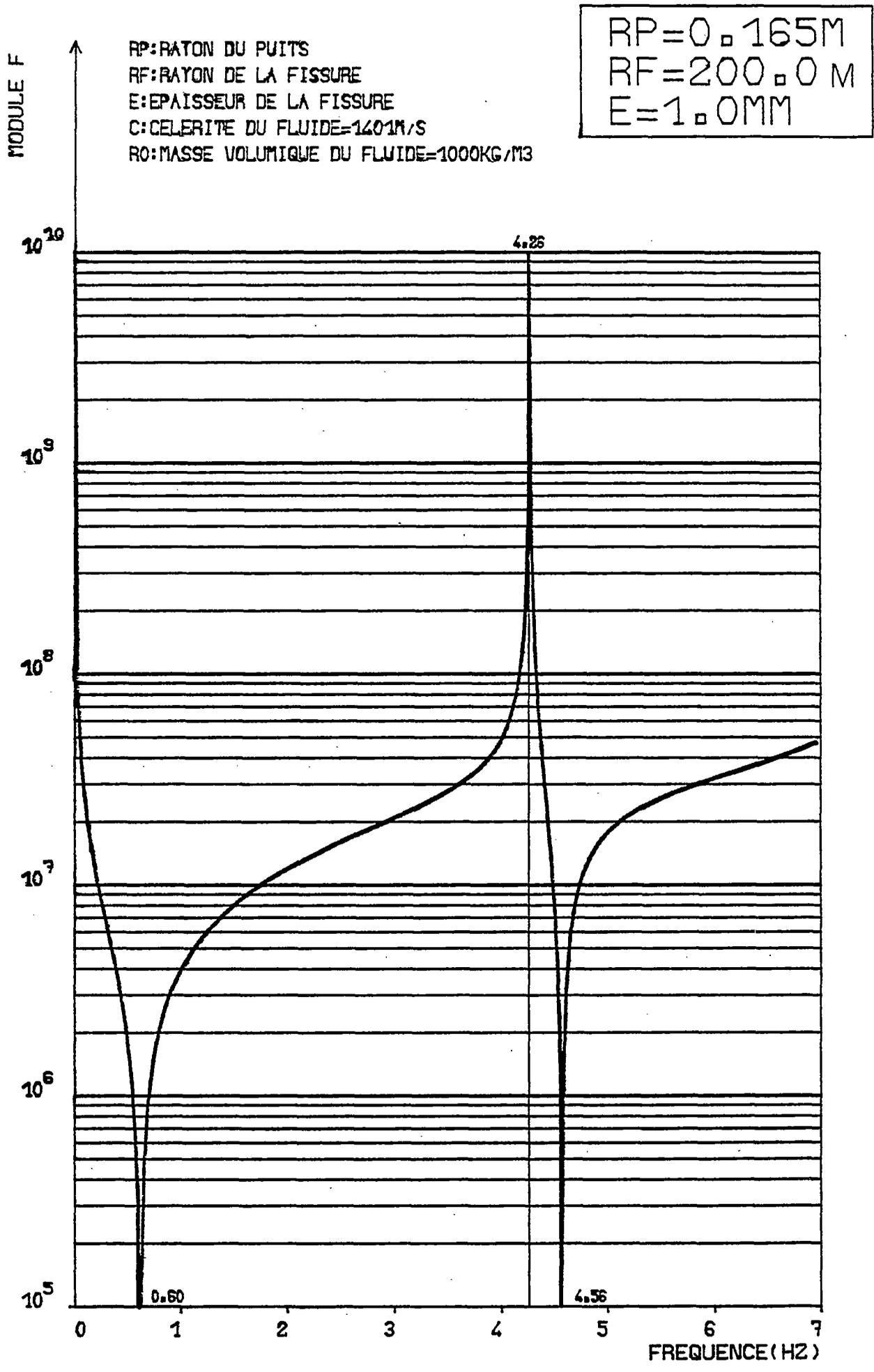


FIGURE 10f.

MODULE F

RP: RAYON DU PUIT
RF: RAYON DE LA FISSURE
E: EPAISSEUR DE LA FISSURE
C: CELERITE DU FLUIDE=1401M/S
RO: MASSE VOLUMIQUE DU FLUIDE=1000KG/M3

RP=0.165M
RF=300.0M
E=1.0MM

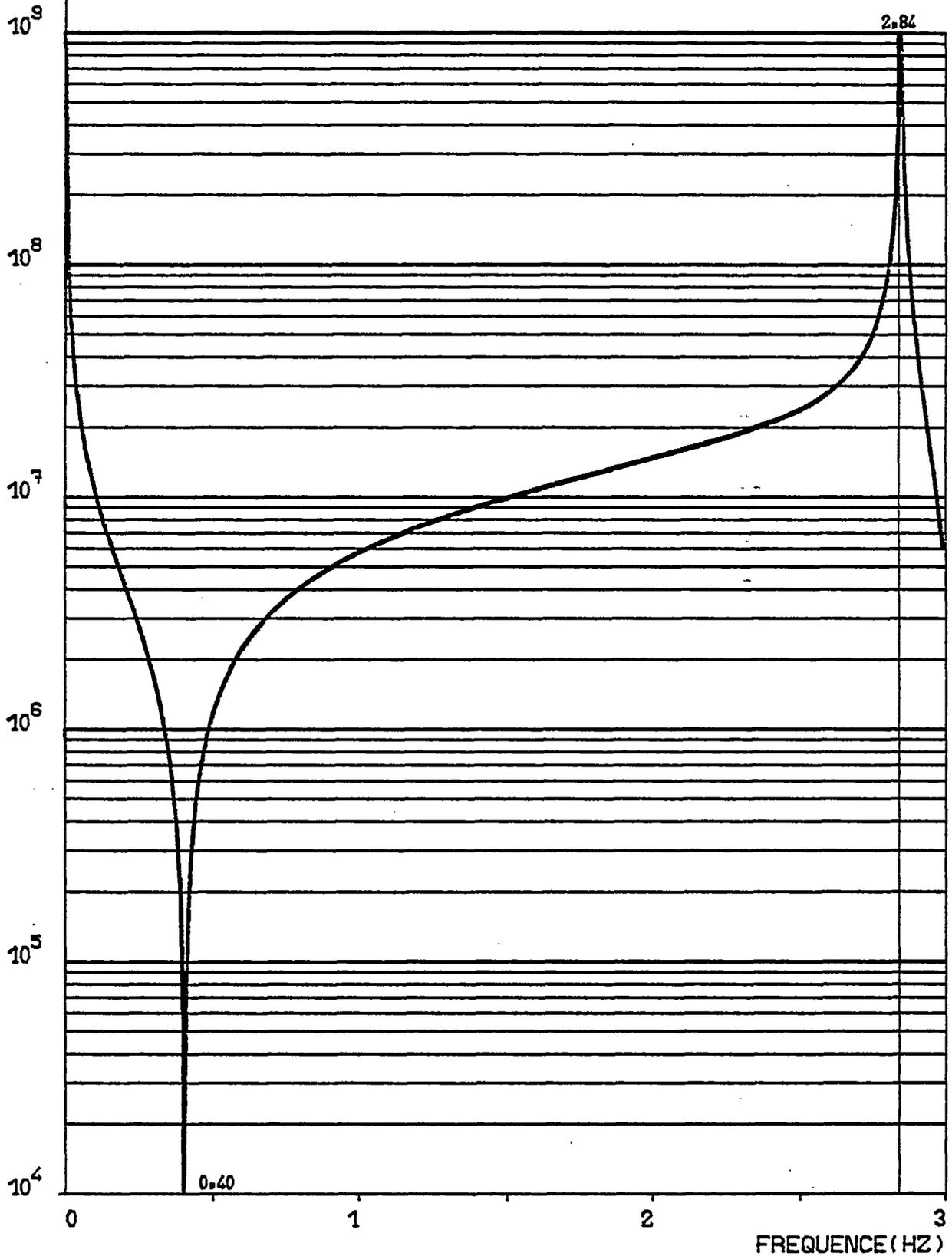


FIGURE 10 g

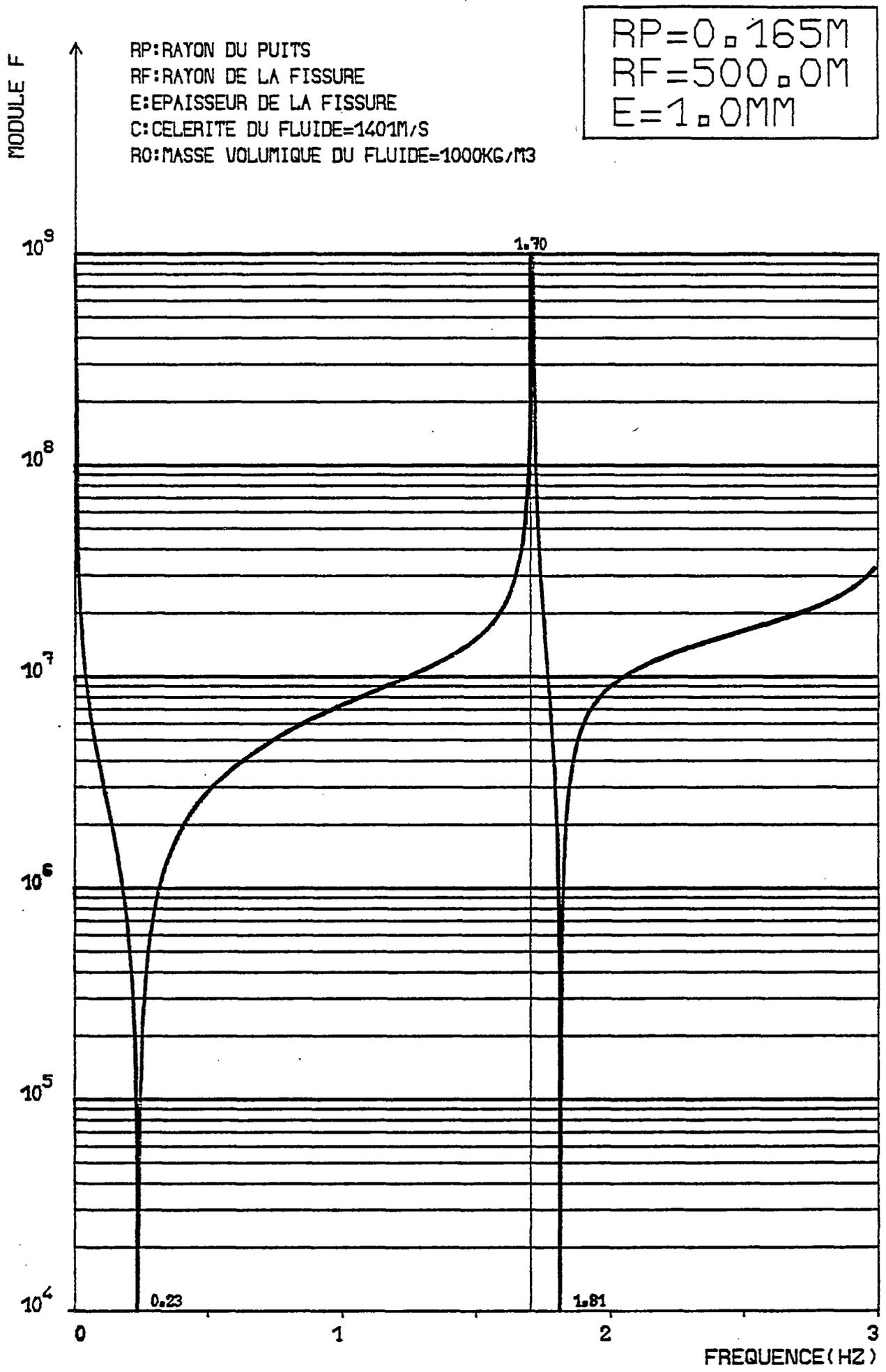


FIGURE 10 h

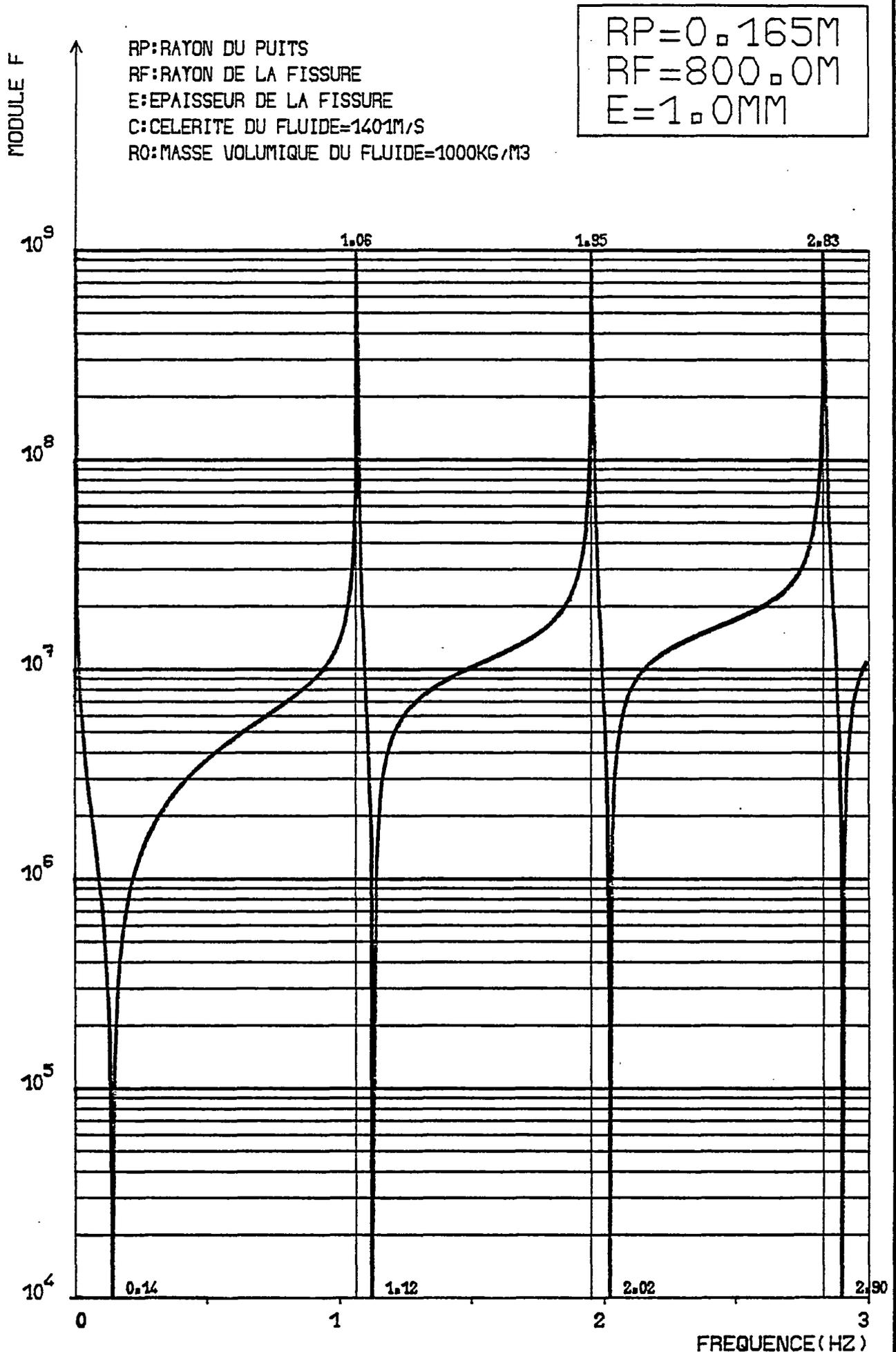


FIGURE 10. i

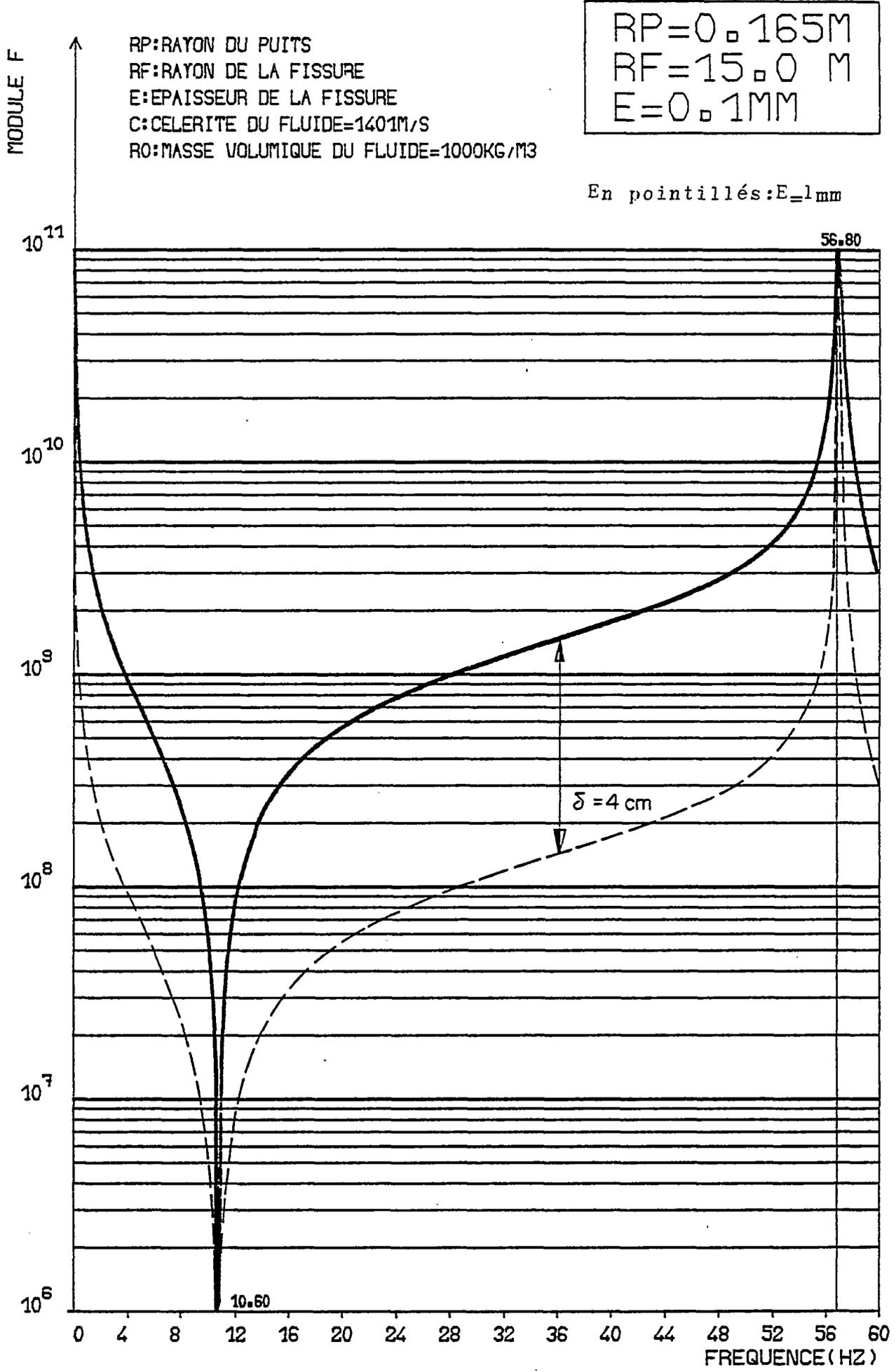


FIGURE 11

BIBLIOGRAPHIE DE LA DEUXIEME PARTIE

- 2.1 - GRINGARTEN A.C : "Unsteady state pressure distribution created by a well with a single horizontal fracture, partial penetration, or restricted entry" - Ph. D. dissertation - Stanford U. Stanford - Calif. (1971).
- 2.2 - GRINGARTEN A.C., RAMEY H.J. Jr : "Unsteady state pressure distribution created by a well with a single horizontal fracture, partial penetration, or restricted entry" - Society of Petroleum Engineers (Aug. 1974) 413 - 426.
- 2.3 - GRINGARTEN A.C., WITHERSPOON P.A. : "A method of analyzing pump test data from fractured aquifers" - Proceedings of the symposium on the percolation through fissured rock - International Society for rock mechanics - Stuttgart (1972).
- 2.4 - BERTRAND L., GRINGARTEN A.C : "Détermination des caractéristiques hydrauliques des aquifères fissurés par pompage d'essai en régime transitoire" - Application aux nappes de la craie" - Rapport B.R.G.M. 78 SGN 669 GEG - (Déc. 1978).
- 2.5 - FRAS G., JOUANNA P. : Contrat DGRST n° STA/P 38b - Rapport de synthèse provisoire, Université des Sciences et Techniques du Languedoc - Montpellier (Juillet 78).
- 2.6 - THILLIER J.M., JOUANNA P. : "Mise au point d'un capteur harmonique pour détection simultanée du nombre et de l'épaisseur des fissures dans un sondage" - Rapport d'avancement n° 2 - CEE contrat n° 565 - 78 - 1 - E.G.F. - contrat C12B - Univ. des Sciences et Techniques du Languedoc - Montpellier (Juin 79).

**3 - CALCULS HYDRODYNAMIQUES RELATIFS A UNE FISSURE
RECTANGULAIRE UNIQUE D'ORIENTATION QUELCONQUE**

NOTATIONS

$x =$ abscisse
 $y =$ ordonnée
 $z =$ cote } d'un point par rapport au centre de la fissure

x_D
 y_D
 z_D } = coordonnées adimensionnelles

$x_f = 1/2$ longueur
 $y_f = 1/2$ largeur
 $z_f = 1/2$ hauteur } de la fissure
 z_{FD} = hauteur adimensionnelle de la fissure

$t =$ temps

$\tau =$ variable muette (représentant généralement le temps)

t_{DX}
 t_{DF} } = temps adimensionnel

$h =$ épaisseur de l'aquifère

$h_D =$ épaisseur adimensionnelle de l'aquifère

$h_f =$ cote du centre de la fissure par rapport au milieu de l'aquifère

$Q =$ débit pompé (ou injecté) dans la fissure

$q =$ débit par unité de surface ou de volume

$s =$ rabattement

$s_D =$ rabattement adimensionnel

K_x
 K_y
 K_z } perméabilités

$K =$ perméabilité horizontale

$$\left. \begin{matrix} T_x \\ T_y \\ T_z \end{matrix} \right\} = \text{transmissivité horizontale}$$

T = transmissivité horizontale

S = coefficient d'emmagasinement

$S_s =$ coefficient d'emmagasinement spécifique = S/h

A = surface de la fissure

F = facteur de forme de la fissure

$\alpha =$ inclinaison de la fissure

$\pi = 3.14159\dots$

erf = fonction erreur

exp = fonction exponentielle

$\varepsilon =$ quantité petite

3.1 - INTRODUCTION

La méthode d'interprétation d'un pompage ou d'une injection d'essai par identification à un modèle à fissure plane unique a été développée depuis déjà quelques années, en particulier par les travaux de A.C. GRINGARTEN et H.J. RAMEY. Les schémas d'interprétation disponibles à ce jour sont :

- * Le schéma à fissure verticale traversant toute l'épaisseur de l'aquifère.

- * Le schéma à fissure horizontale circulaire.

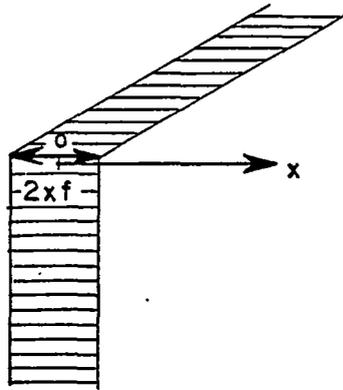
Ces schémas sont intéressants mais ne correspondent pas toujours aux types de fissure observés lors des essais de fracturation hydraulique. Nous avons donc développé, en utilisant la méthode des fonctions source, des nouveaux schémas d'interprétation correspondant à une fissure rectangulaire unique de différentes orientations en s'efforçant de calculer à chaque fois les charges au puits et aux points d'observation.

3.2 - PRINCIPE DES FONCTIONS SOURCES

La méthode des fonctions source permet de calculer le rabattement correspondant à un pompage ou à une injection à débit par unité de volume constant. On suppose donc que chaque élément de volume dv est soumis à un pompage élémentaire de débit $q dv/V$, q étant le débit total et V le volume total auquel est appliqué le débit. En pratique, on considère parfois que la perméabilité équivalente à la fissure étant très élevée, la charge est constante dans toute la fissure. En fait, les calculs relatifs à une fissure de perméabilité infinie sont beaucoup plus compliqués et donnent des résultats très proches de ceux relatifs à une fissure à débit par unité de volume constant, comme nous le montrerons. Nous avons donc effectué uniquement les calculs relatifs à une fissure à débit par unité de volume constant (ou "débit uniforme").

La fonction source de base est la fonction source associée à une couche verticale d'extension infinie et d'épaisseur $2xf$.

$$S_{oc}(x) = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \frac{x_f + x}{\sqrt{4T_x t/s}} + \operatorname{erf} \frac{x_f - x}{\sqrt{4T_x t/s}} \right] \quad (1)$$

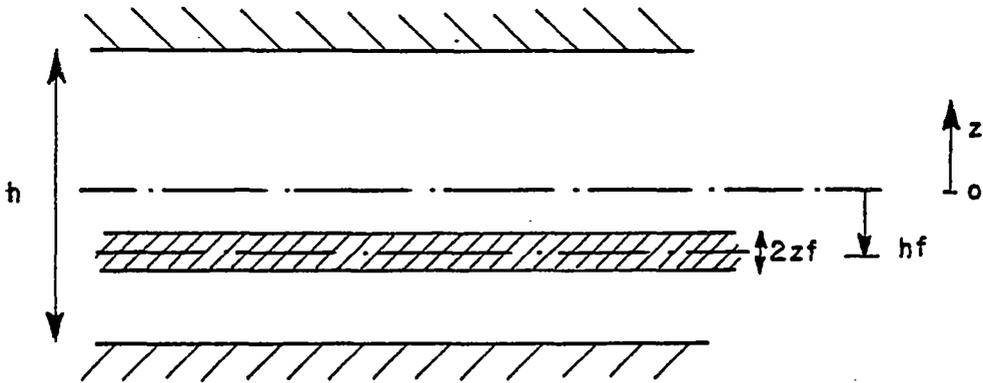


erf désignant la fonction erreur

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\tau^2} d\tau$$

τ étant une variable muette

Par la méthode des images on peut également calculer la fonction source d'une couche horizontale d'épaisseur $2z_f$ située à la cote h_z par rapport au milieu d'un aquifère d'épaisseur h .



On montre que cette fonction source s'écrit :

$$S'_z(z) = \frac{2z_f}{h} \left[1 + \frac{4h}{2\pi z_f} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \exp\left(\frac{n^2 \pi^2 T_x t}{h^2 S}\right) \cdot \sin \frac{n\pi z_f}{h} \cdot \cos n\pi \left(\frac{hf}{h} + \frac{1}{2}\right) \cdot \cos n\pi \left(\frac{z}{h} + \frac{1}{2}\right) \right] \quad (2)$$

en notant $T_z = h \cdot Kz$

soit en supposant que la couche (représentant la fissure est située à mi-hauteur de l'aquifère :

$hf = 0$. On obtient alors en posant $n = 2p$

$$S'_z(z) = \frac{2zf}{h} \left[1 + \frac{4h}{2\pi z} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{(-1)^p}{2p} \exp\left(-\frac{4p^2\pi^2 T_z t}{h^2 S}\right) \cdot \sin\left(\frac{2p\pi z}{h}\right) \cdot \cos 2p\pi\left(\frac{z}{h} + \frac{1}{2}\right) \right] \quad (3)$$

On considère que l'épaisseur de la fissure ($2zf$) est négligeable devant l'épaisseur h de l'aquifère ; l'expression (3) se simplifie donc en remplaçant :

$$\sin\left(\frac{2p\pi z}{h}\right) \text{ par } \frac{2p\pi z}{h}$$

On obtient alors :

$$S'_z(z) = \frac{2zf}{h} \left[1 + 2 \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p \exp\left(-\frac{4p^2\pi^2 T_z t}{h^2 S}\right) \cdot \cos 2p\pi\left(\frac{z}{h} + \frac{1}{2}\right) \right] \quad (4)$$

ou encore :

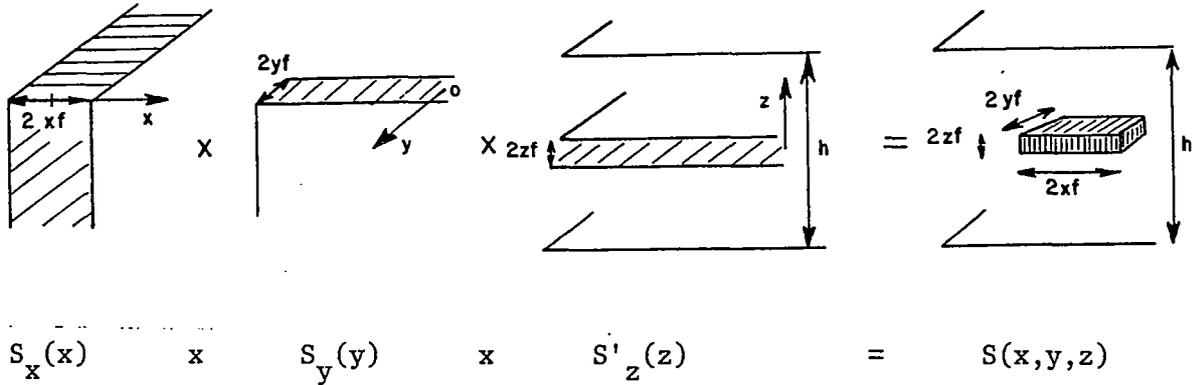
$$S'_z(z) = \sqrt{\frac{zf^2 S}{\pi T_z t}} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\frac{(ph+z)^2 S}{4 T_z t}\right] \quad (5)$$

comme il est montré dans l'annexe I.

L'expression (4) converge bien pour les fortes valeurs du temps t mais pour les faibles valeurs de t il vaut mieux employer l'expression (5).

3.3 - MODELE A FISSURE RECTANGULAIRE HORIZONTALE

La théorie des fonctions sources montre qu'on peut calculer la fonction source associée à une telle fissure en faisant le produit de trois fonctions sources élémentaires.



avec

$$\left\{ \begin{aligned}
 S_x(x) &= \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \frac{x_f + x}{\sqrt{4T_x t/S}} + \operatorname{erf} \frac{x_f - x}{\sqrt{4T_x t/S}} \right] \\
 S_y(y) &= \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \frac{y_f + y}{\sqrt{4T_y t/S}} + \operatorname{erf} \frac{y_f - y}{\sqrt{4T_y t/S}} \right] \\
 S'_z(z) &= \frac{2\gamma_f}{h} \left[1 + 2 \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p \exp\left(-\frac{4p^2 \pi^2 T_z t}{h^2 S}\right) \cdot \cos 2p\pi \left(\frac{z}{h} + \frac{1}{2}\right) \right] \\
 \text{ou} \\
 S'_z(z) &= \sqrt{\frac{\gamma_f^2 S}{\pi T_z t}} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\frac{(ph + z)^2 S}{4T_z t}\right]
 \end{aligned} \right.$$

3.3.1 - CALCUL DU RABATTEMENT EN TOUT POINT ET A TOUT INSTANT

Le rabattement s (c'est-à-dire la différence de charge par rapport à l'état initial au repos) s'écrit :

$$s(x, y, z, t) = \int_0^t \frac{q(\tau)}{S_s} \cdot S(x, y, z, \tau) d\tau$$

avec

$$\begin{cases} S_s = \text{coefficient d'emmagasinement spécifique} = \frac{S}{h} \\ q(\tau) = \text{débit par unité de volume} \end{cases}$$

pour un pompage à débit constant Q on a :

$$q(\tau) = \frac{Q}{8 x_f y_f z_f} \quad (\text{indépendant du temps } \tau)$$

soit

$$s(x, y, z, t) = \frac{Q h}{8 x_f y_f z_f S} \int_0^t S(x, y, z, \tau) dt \quad (6)$$

3.3.1.1 - NOTATIONS ADIMENSIONNELLES

Par analogie avec la méthode de Theis et la méthode d'interprétation des pompages d'essai dans des fissures horizontales on définit les notations suivantes :

Rabattement

$$s_D = \frac{4\pi \sqrt{T_x T_y}}{Q} s = \frac{4 \pi T}{Q} s \quad (7)$$

avec

$$\begin{aligned} T &= \sqrt{T_x \cdot T_y} && (\text{transmissivité horizontale}) \quad (8) \\ K &= \sqrt{K_x \cdot K_y} && (\text{perméabilité horizontale}) \end{aligned}$$

Coordonnées

$$\left\{ \begin{array}{l} x_D = \frac{x}{x_f} \\ y_D = \frac{y}{y_f} \\ z_D = \frac{z}{h} \end{array} \right. \quad (9)$$

Temps

$$t_{DF} = \frac{\pi T t}{S x_f y_f} \quad (10)$$

C'est un temps adimensionnel rapporté à la fissure.

(Soit r_f le rayon de la fissure circulaire ayant la même surface :

$$\pi r_f^2 = 4 x_f y_f \text{ d'où } t_{DF} = \frac{4 T t}{r_f^2 S} \text{ qui correspond à la formulation de Theis)}$$

$$t_{DX} = \frac{4 T x t}{x^2 S} \quad (11)$$

C'est un temps adimensionnel rapporté à la distance du point d'observation par rapport au centre de la fissure. C'est la notation de Theis dans la direction Ox.

Facteurs de forme

$$F = \frac{x_f}{y_f} \sqrt{\frac{K_y}{K_x}} \quad (12)$$

C'est le rapport de la longueur à la largeur (corrigé par le facteur d'anisotropie horizontale).

Pour un aquifère isotrope dans le plan horizontal :

$F = 1$ correspond à une fissure carrée (c'est la forme se rapprochant le plus d'une fissure circulaire).

$F = 10$ correspond à une fissure rectangulaire dont la longueur est dix fois plus grande que la largeur.

$$h_D = \frac{h}{\sqrt{x_f y_f}} \sqrt{\frac{K}{K_z}} \quad (13)$$

C'est le rapport de l'épaisseur de l'aquifère à l'extension de la fissure (corrigé de l'anisotropie verticale), en appelant "extension de la fissure" le demi côté du carré de même surface.

Pour un aquifère isotrope dans le plan vertical :

$h_D = 0.1$ correspond à une fissure dont l'extension est dix fois plus grande que l'épaisseur de l'aquifère.

$h_D = 10$ correspond à une fissure de faible extension : son extension est dix fois plus petite que l'épaisseur de l'aquifère.

En pratique, la perméabilité horizontale est souvent 10 ou même 100 fois plus forte que la perméabilité verticale. Le nombre h_D est donc couramment 3 à 10 fois plus grand que le rapport géométrique de l'épaisseur de l'aquifère à l'extension de la fissure.

3.3.1.2 - EXPRESSION ADIMENSIONNELLE RAPPORTEE AU CENTRE DE LA FISSURE

en faisant intervenir les notations (7) à (13) on obtient

$$S_x = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \sqrt{\frac{\pi F}{4 t_{DF}}} (1+x_D) + \operatorname{erf} \sqrt{\frac{\pi F}{4 t_{DF}}} (1-x_D) \right] \quad (14)$$

$$S_y = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \sqrt{\frac{\pi}{4 F t_{DF}}} (1+y_D) + \operatorname{erf} \sqrt{\frac{\pi}{4 F t_{DF}}} (1-y_D) \right] \quad (15)$$

$$S_z = \left[1 + 2 \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p \exp \left(-\frac{4\pi p^2 t_{DF}}{h_D^2} \right) \cdot \cos 2p\pi \left(z_D + \frac{1}{2} \right) \right] \quad (16)$$

$$\text{ou } S_z = \frac{1}{2\sqrt{t_{DF}}} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \exp \left[-\frac{\pi h_D^2}{4 t_{DF}} \left(z_D + p \right)^2 \right] \quad (17)$$

en posant $S'_z = 2 \frac{zf}{h} S_z$

3.3.1.3 - EXPRESSION ADIMENSIONNELLE RAPPORTEE A UN POINT D'OBSERVATION

On remarque qu'on privilégie ici la direction Ox par rapport aux autres directions.

En faisant intervenir les notations (7) à (13) on obtient :

$$S_x = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \frac{\frac{1}{x_D} + 1}{\sqrt{t_{DX}}} + \operatorname{erf} \frac{\frac{1}{x_D} - 1}{\sqrt{t_{DX}}} \right] \quad (18)$$

$$S_y = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \frac{1+y_D}{x_D \sqrt{F t_{DX}}} + \operatorname{erf} \frac{1-y_D}{x_D \sqrt{F t_{DX}}} \right] \quad (19)$$

$$S_z = \left[1 + 2 \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p \exp \left(- \frac{\pi^2 p^2 x_D^2 F t_{DX}}{h_D^2} \right) \cdot \cos 2p\pi \left(\frac{z_D + 1}{2} \right) \right] \quad (20)$$

$$S_z = \frac{h_D}{2 x_D \sqrt{F t_{DX}}} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \exp \left[- \frac{h_D^2}{x_D^2 F t_{DX}} (z_D + p)^2 \right] \quad (21)$$

(en posant $S'_z = \frac{2 zf}{h} S_z$)

3.3.2 - CALCUL DU RABATTEMENT AU CENTRE DE LA FISSURE

L'hypothèse de base est que le flux par unité de surface de fissure est constant ; en fait on peut montrer que, excepté si la fissure est très allongée ($F > 10$), au bout d'un temps très court la charge est quasiment constante dans toute la fissure ; on a donc calculé l'évolution de la charge au centre de la fissure. On voit alors apparaître un certain nombre de simplifications car :

$$\begin{cases} x_D = 0 \\ y_D = 0 \\ z_D = 0 \end{cases}$$

Les expressions (14) à (17) deviennent alors :

$$S_x(t_{DF}) = \operatorname{erf} \sqrt{\frac{\pi F}{4 t_{DF}}} \quad (22)$$

$$S_y(t_{DF}) = \operatorname{erf} \sqrt{\frac{\pi}{4 F t_{DF}}} \quad (23)$$

$$S'_z(t_{DF}) = \left[1 + 2 \sum_{p=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{4\pi p^2 t_{DF}}{h_D^2}\right) \right] \quad (24)$$

ou

$$S'_z(t_{DF}) = \frac{h_D}{2\sqrt{t_{DF}}} \left[1 + 2 \sum_{p=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi p^2 h_D^2}{4 t_{DF}}\right) \right] \quad (25)$$

(compte tenu de la symétrie)

Il reste à intégrer l'expression (6) en tenant compte du changement de variable :

$$t_{DF} = \frac{\pi T t}{S x_f y_f} \quad \text{soit} \quad dt = \frac{S x_f y_f}{\pi T} dt_{DF}$$

et en remplaçant $S(x, y, z, t)$ par $S_x(t_{DF}) \cdot S_y(t_{DF}) \cdot S_z(t_{DF})$

$$\delta_D = \int_0^t \operatorname{erf} \sqrt{\frac{\pi F}{4\tau}} \cdot \operatorname{erf} \sqrt{\frac{\pi}{4F\tau}} \cdot \left[1 + 2 \sum_{p=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{4\pi p^2 \tau}{h_D^2}\right) \right] d\tau \quad (26)$$

ou

$$\delta_D = \int_0^t \operatorname{erf} \sqrt{\frac{\pi F}{4\tau}} \cdot \operatorname{erf} \sqrt{\frac{\pi}{4F\tau}} \left[1 + 2 \sum_{p=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi p^2 h_D^2}{4\tau}\right) \right] d\tau \quad (27)$$

L'intégration de ces expressions se fait numériquement sans problèmes ; il convient d'utiliser l'expression (27) pour les petits temps adimensionnels car la série converge alors très rapidement et l'expression (26) pour les fortes valeurs du temps adimensionnel (pour la même raison).

3.3.2.1 - RABATTEMENT POUR LES FAIBLES VALEURS DU TEMPS ADI-
MENSIONNEL

Pour les faibles valeurs du temps adimensionnel, on obtient :

$$\begin{cases} S_x = 1 \\ S_y = 1 \\ S_z = \frac{h_D}{2\sqrt{t}} \end{cases} \text{d'après l'expression (27)}$$

d'où

$$s_D = h_D \sqrt{t_{DF}} \quad (28)$$

On voit ainsi apparaître la fameuse "pente 1/2" qui provient de l'écoulement suivant la direction verticale dans un milieu infini.

$$s = \frac{Q}{4 \ x_f \ y_f} \sqrt{\frac{t}{\pi \ K_z \ S_s}}$$

ce qui correspond bien à la limite pour $z = 0$ de la solution développée par CARSLAW et JAEGER p. 75 pour une diffusion dans une seule direction

$$\Delta = \frac{2Q/2}{A} \left\{ \sqrt{\frac{t}{\pi K_z S_\Delta}} e^{-\frac{z^2 S_\Delta}{4 K_z t}} - \frac{z}{2} \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{z^2 S_\Delta}{4 K_z t}} \right\}$$

A étant l'aire à laquelle est appliqué le débit.

L'expression (28) montre que pour les faibles valeurs du temps adimensionnel l'expression du rabattement réduit est indépendante du facteur de forme F ; en coordonnées bi-logarithmiques on obtient des droites de pente 1/2 dont les ordonnées sont d'autant plus élevées que h_D est grand.

3.3.2.2 - RABATTEMENTS POUR DE FORTES VALEURS DU TEMPS ADIMENSIONNEL

Pour les fortes valeurs du temps adimensionnel l'argument des fonctions erf devient très petit, on peut alors utiliser l'approximation :

$$\operatorname{erf}(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u e^{-v^2} dv \longrightarrow \frac{2u}{\sqrt{\pi}} \quad \text{quand } u \text{ tend vers } 0$$

soit :

$$\begin{cases} S_x \longrightarrow \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\pi F}{4\tau}} \\ S_y \longrightarrow \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\pi}{4F\tau}} \\ S_z \longrightarrow 1 \end{cases} \quad \text{ce qui signifie qu'il n'y a plus de déformation suivant la verticale.}$$

On peut alors écrire :

$$s_D = \int_0^{t_{DF}} S_x \cdot S_y \cdot S_z d\tau = \int_0^{t_{DFO}} S_x \cdot S_y \cdot S_z d\tau + \int_{t_{DFO}}^{t_{DF}} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\pi F}{4\tau}} \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\pi}{4F\tau}} d\tau$$

$$s_D = s_{DO} + \int_{t_{DFO}}^{t_{DF}} \frac{d\tau}{\tau}$$

d'où

$$s_D = s_{DO} + \operatorname{Ln} \left(\frac{t_{DF}}{t_{DFO}} \right)$$

C'est l'écoulement cylindrique (parfois appelé régime de JACOB)

On voit, qu'après un certain temps, l'écoulement ne dépend plus des facteurs de forme F et h_D . On obtient alors une droite en coordonnées semi logarithmiques. Cette droite est décalée, par rapport à la droite de JACOB, d'une quantité s_{DO} qui elle dépend des facteurs de forme ;

En coordonnées bilogarithmiques on ne reconnaît plus la forme de la courbe de THEIS (ou de JACOB) à cause de la constante s_{DO} . Après un certain temps (qui peut être extrêmement long), toutes les courbes tendent à se rapprocher de la solution de THEIS.

3.3.2.3 - APPROXIMATION DE JACOB

Il est intéressant de calculer à partir de quelle valeur du temps adimensionnel l'approximation de JACOB devient valable.

On rappelle le développement en série :

$$\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(z - \frac{z^3}{3} + \frac{z^5}{10} \dots \right) \quad (\text{ABRAMOWITZ p. 297 formule 7.1.5})$$

On va donc considérer que l'approximation de JACOB est satisfaisante quand le rapport du 2ème terme du développement au premier est inférieur à ε (0.1 ou 0.05).

$$\left\{ \begin{array}{l} S_x = \operatorname{erf} \sqrt{\frac{\pi F}{4 t_{DF}}} \rightarrow \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[\sqrt{\frac{\pi F}{4 t_{DF}}} - \frac{1}{3} \left(\sqrt{\frac{\pi F}{4 t_{DF}}} \right)^3 \right] \\ S_y = \operatorname{erf} \sqrt{\frac{\pi}{4 F t_{DF}}} \rightarrow \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[\sqrt{\frac{\pi}{4 F t_{DF}}} - \frac{1}{3} \left(\sqrt{\frac{\pi}{4 F t_{DF}}} \right)^3 \right] \\ S_z \rightarrow 1 + 2 \exp \left(- \frac{4 \pi t_{DF}}{h_D^2} \right) \end{array} \right.$$

$$S_x \cdot S_y \rightarrow \frac{4}{\pi} \left[\frac{\pi}{4 t_{DF}} - \frac{F^2 + 1}{3F} \left(\frac{\pi}{4 t_{DF}} \right)^2 \right]$$

il faut donc :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{F^2 + 1}{3F} \cdot \frac{\pi}{4 t_{DF}} \leq \varepsilon \\ \text{et} \\ 2 \exp \left(- \frac{4 \pi t_{DF}}{h_D^2} \right) \leq \varepsilon \end{array} \right. \quad \text{soit} \quad \left\{ \begin{array}{l} t_{DF} \geq \frac{F^2 + 1}{F} \cdot \frac{\pi}{12\varepsilon} \\ \text{et} \\ t_{DF} \geq \frac{h_D^2}{4\pi} \operatorname{Ln} \frac{2}{\varepsilon} \end{array} \right.$$

pour $\varepsilon = 10\%$ (condition peu sévère) on obtient les valeurs suivantes du début du régime de JACOB :

h_D	t_{DF}	F	t_{DF}
0.1	$2.4 \cdot 10^{-3}$	1	5.24
1	0.24	2	6.5
10	23.8	5	13.6
100	2 384	10	26.4
		50	131

Il apparaît que si $h_D \geq 10$ ou $F \geq 10$ on risque de ne pas observer le régime de JACOB.

Les expressions (26) et (27) ont été intégrées numériquement pour des valeurs du temps adimensionnel de 10^{-3} à 100 pour les valeurs suivantes des paramètres

$F = 1, 2, 5, 10, 50$

$h_D = 0.1, 0.5, 1, 1.5, 2, 5, 10, 50$

On remarque en consultant les expressions (26) ou (27) que l'on obtient les mêmes rabattements réduits en remplaçant F par $1/F$ (car S_x et S_y s'échangent) les calculs effectués pour :

$F = 1, 2, 5, 10, 50$ correspondent aussi à

$F = 0.5, 0.2, 0.1, 0.02$

Les rabattements obtenus ont été tracés en fonction du temps en coordonnées bilogarithmiques.

Deux catégories d'abaques ont été tracées :

- Des abaques à facteur de forme F constant (figures (1) à (5))

Chaque courbe d'un abaque correspondant à une valeur de h_D . La courbe la plus basse correspond à $h_D = 0.1$. C'est-à-dire à un aquifère d'épaisseur très petite par rapport aux dimensions de la fissure ; la courbe supérieure correspond à $h_D = 50$ c'est-à-dire à un aquifère d'épaisseur très supérieure aux dimensions de la fissure : l'écoulement est alors sphérique pendant un temps très long.

Ces abaques montrent que, comme prévu, toutes les courbes présentent une pente 1/2 (caractéristique d'un écoulement vertical ou du début d'un écoulement sphérique) et ceci d'autant plus longtemps que h_D est grand. Sur tous les abaques on remarque en outre que pour $h_D = 5, 10$ ou 50 les courbes sont absolument parallèles et décalées l'une de l'autre de la différence du logarithme de leurs h_D respectifs.

- Des abaques à hauteur réduit h_D constante figures (6) à (13)

Chaque courbe d'un abaque correspond à une valeur du facteur de forme F . La courbe la plus basse correspond à $F = 50$ (ou 0.02), la courbe la plus haute correspond à $F = 1$. Toutes les courbes d'un même abaque, sont communes pour les faibles valeurs du temps adimensionnel car, comme on l'a montré, au début l'écoulement est vertical et ne dépend pas du facteur de forme F . Le rabattement réduit est plus faible pour les fortes valeurs de F car, pour une même surface de fissure, l'influence de la fissure est répartie sur une plus grande distance. Toutes les courbes présentent un point d'inflexion à un temps adimensionnel d'autant plus grand que la hauteur réduite est grande.

3.3.3 - CALCUL DU RABATTEMENT EN UN POINT D'OBSERVATION

Une difficulté se pose immédiatement car, le champ des charges (des rabattements) dépend de la cote du point d'observation. Il y a donc un gradient de charge suivant la verticale. Un piézomètre non crépiné mesurera un rabattement différent suivant la profondeur à laquelle il est situé. Si le piézomètre est crépiné sur toute sa hauteur et traverse toute l'épaisseur de l'aquifère, il mesurera une valeur qui se rapproche de la moyenne des rabattements si l'on considère que la perméabilité est constante sur la verticale. Cependant un tel piézomètre -au moins en théorie- modifie l'écoulement initial car il met en communication des points qui n'avaient pas la même charge initialement. Cependant il est évident que pour un piézomètre situé à une certaine distance de la fissure, l'écoulement est cylindrique et ne présente plus de gradient sur la verticale. Cet écoulement se rapproche de l'écoulement décrit par la formule de THEIS (ou de JACOB).

Pour un piézomètre situé dans la fissure, l'écoulement présente un très fort gradient suivant la verticale. Si un tel piézomètre était crépiné

sur toute sa hauteur, il modifierait considérablement l'écoulement. Il pourrait n'être crépiné qu'à la cote de la fissure (si on la connaît). En fait, comme on le montrera, un tel piézomètre donnerait dans toute la fissure un rabattement quasiment égal au rabattement au puits de pompage situé au centre de la fissure.

3.3.3.1 - CALCUL DU RABATTEMENT EN UN POINT SITUÉ EN DEHORS DE LA FISSURE SUR L'AXE Ox

Dans un premier temps on suppose que le piézomètre est situé à la distance réduite x_D le long de l'axe Ox. y_D est donc égal à 0.

On utilise le temps adimensionnel rapporté à la distance x.

$$t_{DX} = \frac{4 \pi t}{x^2 S} \quad \text{soit } dt = \frac{S x^2}{4 T x} \cdot dt_{DX}$$

la fonction source S_y (formule (19)), compte tenu de $y_D = 0$, devient $S_y = \text{erf}(1/x_D \sqrt{t_{DX}})$.

Le rabattement moyen suivant la verticale s'écrit :

$$\Delta(x, t) = \frac{q}{S_D} \int_0^h \left[\int_0^t S_x(x, \tau) \cdot S_y(\tau) \cdot S_z(z, \tau) d\tau \right] dz$$

soit en utilisant le changement de variable $z_D = \frac{z}{h}$

$$\Delta_D = \frac{\pi F x_D^2}{4} \int_{-1/2}^{+1/2} \left[\int_0^{t_{DX}} S_x(x_D, \tau) \cdot S_y(\tau) \cdot S_z(z, \tau) d\tau \right] dz$$

La variable z n'intervient que dans la fonction S_z on peut donc inverser l'ordre d'intégration et intégrer d'abord S_z par rapport à z.

On obtient alors :

$$\Delta_D = \frac{\pi F x_D^2}{4} \int_0^{t_{DX}} S_x \cdot S_y \left[\int_{-1/2}^{+1/2} S_z(z, \tau) dz \right] d\tau$$

Il faut donc commencer par calculer l'intégrale I_z de S_z entre - 1/2 et + 1/2. En utilisant l'expression (20) on obtient :

$$I_z = \int_{-1/2}^{+1/2} \left[1 + 2 \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p \exp\left(-\frac{\pi^2 p^2 x_D^2 F \tau}{h_D^2}\right) \cdot \cos 2p\pi \left(z + \frac{1}{2}\right) \right] dz$$

en intégrant terme à terme on voit que tous les termes de la série s'annulent ; il reste :

$I_z = 1$ indépendant du temps τ et surtout du paramètre h_D .

L'expression de rabattement est donc :

$$s_D = \frac{\pi}{4} F x_D^2 \int_0^{t_{DX}} \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \frac{\frac{1}{x_D} + 1}{\sqrt{\tau}} + \operatorname{erf} \frac{\frac{1}{x_D} - 1}{\sqrt{\tau}} \right] \cdot \operatorname{erf} \left(\frac{1}{x_D F \sqrt{\tau}} \right) d\tau \quad (29)$$

Cette moyenne du rabattement sur la verticale ne dépend pas de la hauteur réduite h_D .

L'intégration numérique se fait sans aucun problème.

3.3.3.1.1 - Rabattement pour les fortes valeurs du temps adimensionnel

Pour les fortes valeurs du temps adimensionnel, l'argument des fonctions erf devient très petit on peut alors écrire :

$$\begin{cases} S_x \longrightarrow \frac{2}{x_D \sqrt{\pi \tau}} \\ S_y \longrightarrow \frac{2}{F x_D \sqrt{\pi \tau}} \end{cases}$$

soit

$$\Delta_D = \frac{\pi}{4} F x_D^2 \int_0^{t_{DX}} S_x \cdot S_y d\tau = \frac{\pi}{4} F x_D^2 \int_0^{t_{DX0}} S_x \cdot S_y d\tau + \int_{t_{DX0}}^{t_{DX}} \frac{d\tau}{\tau}$$

d'où

$$\Delta_D = s_{D0} + \operatorname{Ln} \left(\frac{t_{DX}}{t_{DX0}} \right)$$

C'est l'écoulement cylindrique (ou régime de JACOB).

3.3.3.1.2 - Approximation de Jacob

On peut calculer en développant l'expression (29) à partir de quel temps adimensionnel l'approximation de JACOB devient acceptable. En procédant comme on l'a fait lors du calcul au puits de pompage on obtient :

$$S_x \cdot S_y \longrightarrow \frac{4}{\pi} \left[\frac{1}{x_D^2 t_{DX} F} - \frac{1}{3x_D^4 t_{DX}^2} \left(\frac{1}{F^3} + \frac{1+3x_D^2}{F} \right) \right]$$

soit $t_{DX} \geq \frac{1}{3 \varepsilon x_D^2} (1 + 3 x_D^2 + 1/F^2)$

pour $\varepsilon = 10 \%$ on obtient les valeurs suivantes de t_{DX}

x_D	F = 1	2	5	10
1	16.7	14.2	13.5	13.4
2	11.7	11.0	10.9	10.8
5	10.3	10.2	10.1	10.1
10	10.1	10.	10.	10.

La valeur limite est d'environ 10 (comme dans le cas d'un pompage dans un aquifère sans fissure) sauf pour $x_D = 1$, c'est-à-dire à la limite de la fissure, où elle va de 13 à 17 selon le facteur de forme.

3.3.3.2 - CALCUL DU RABATTEMENT EN UN POINT SITUE EN DEHORS DE LA FISSURE, SUR L'AXE Oy

Par analogie avec les formules (18) à (21) mais en faisant intervenir y_D au lieu de x_D et t_{DY} au lieu de t_{DX} on obtient en fixant $x_D = 0$ exactement la même expression adimensionnelle avec F remplacé par 1/F.

On en déduit donc (comme on pouvait le voir géométriquement) que :

Le rabattement au temps t_{DY} en un point de l'axe Oy situé à la distance y_D d'une fissure de facteur de forme F est le même que le rabattement au temps t_{DX} en un point de l'axe Ox situé à la distance x_D d'une fissure de facteur de forme $1/F$.

On a donc intégré numériquement l'expression (29) pour des valeurs du temps adimensionnel de 10^{-3} à 100 pour les valeurs suivantes des paramètres :

$F = 0.1, 0.5, 1, 2, 5, 10, 50$

$x_D = 1, 1.1, 1.2, 1.3, 1.4, 1.5, 2, 3, 10$

Les rabattements obtenus ont été tracés en fonction du temps en coordonnées bilogarithmiques sur les figures 14 à 20.

Ces figures montrent que, pour les facteurs de forme supérieurs (ou égaux) à 1 -c'est-à-dire pour les points situés du côté de la grande dimension de la fissure- les courbes se rapprochent rapidement de la solution de THEIS dès que $x_D \geq 2$. Pour les points situés du côté de la plus petite dimension de la fissure ($F = 0.1$ et $F = 0.5$) les courbes se croisent car pour les points situés près de la fissure le rabattement est diminué par l'extension de la fissure qui répartit l'influence du pompage.

3.3.3.3 - CALCUL DU RABATTEMENT EN UN POINT SITUE DANS LA FISSURE

Comme on l'a expliqué plus haut, le rabattement dans un piézomètre passant par la fissure dépend beaucoup de la profondeur de ce piézomètre.

Le rabattement est maximal à la cote de la fissure ($z_D = 0$) et minimale à proximité des épontes ($z_D = \pm 1/2$). Il pourrait paraître plus intéressant de calculer le rabattement à la cote de la fissure, pour le comparer au rabattement au puits de pompage, mais ce rabattement dépend alors de 3 paramètres adimensionnels :

F, x_D et h_D .

Il n'est pas possible d'étudier simplement une courbe qui dépend de 3 paramètres. On a donc calculé également la moyenne sur la verticale qui ne dépend que de 2 paramètres adimensionnels.

Etant donné que l'abscisse du piézomètre joue peu d'importance on a utilisé le temps adimensionnel rapporté à la fissure t_{DF} c'est-à-dire les formules (14) et (15) avec $x_D < 1$ et $y_D = 0$. L'expression (15) devient alors identique à l'expression (23).

3.3.3.3.1 - Rabattement pour les faibles valeurs du temps adimensionnel

Au début, pour les faibles valeurs du temps adimensionnel, les arguments des trois fonctions erreur (erf) sont tous très grands et positifs. Donc :

$$\begin{cases} S_x \rightarrow 1 \\ S_y \rightarrow 1 \end{cases}$$

$$s_D = \int_0^{t_{DF}} 1.d\tau$$

$$\boxed{s_D = t_{DF}} \quad 0 \leq x_D < 1 \quad (30)$$

Cette expression est représentée par une droite de pente 1 en coordonnées bilogarithmiques.

si $x_D = 1$ on obtient :

$$\begin{cases} S_x \rightarrow \frac{1}{2} \\ S_y \rightarrow 1 \end{cases}$$

$$\boxed{s_D = \frac{t_{DF}}{2}} \quad \text{pour } x_D = 1 \quad (30)'$$

On voit donc apparaître une discontinuité à la limite de la fissure. On remarque aussi qu'au début, le rabattement ne dépend ni de l'abscisse x_D ni du facteur de forme F.

3.3.3.3.2 - Rabattement pour les fortes valeurs du temps adimensionnel

En transposant t_{DX} en t_{DF} dans le calcul effectué pour un piézomètre situé à l'extérieur de la fissure on trouve :

$$s_x \cdot s_y \rightarrow \frac{4}{\pi} \left[\frac{\pi}{4 t_{DF}} - \frac{\pi^2}{3 \times 16 t_{DF}^2} \left(F (1 + 3 x_D^2) + \frac{1}{F} \right) \right]$$

soit $t_{DF} \geq \frac{\pi}{12 \varepsilon F} [F^2(1 + 3 x_D^2) + 1]$

Le régime de JACOB est donc atteint à 10 % près dès que l'on atteint les valeurs suivantes de t_{DF} .

$x_D =$	0	0.2	0.6	1.0
F = 1	5.2	5.6	8.1	13.1
2	6.5	7.2	12.2	22.3
5	13.6	15.2	27.8	53
10	26.4	29.6	54.7	105
50	131	147	272	524

Pour les fortes valeurs du temps adimensionnel on atteint le régime de JACOB mais, pour des fissures très allongées (F élevé) ce régime n'est atteint qu'après un temps adimensionnel t_{DF} très long (supérieur à 100).

3.3.3.3.3 - Calcul du rabattement dans le cas général

Les expressions (14) et (15) ont été intégrées numériquement pour $y_D = 0$ et $x_D = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ et 1 ; les rabattements correspondant au centre de la fissure ($x_D = 0$) sont représentés sur la figure (21).

Les résultats des calculs ont permis de déterminer à partir de quelle valeur du temps adimensionnel t_{DF} les rabattements ne sont plus proportionnels au temps (fin de la droite de pente 1) c'est-à-dire différent de plus de 10 % des valeurs calculées par les expressions (30) et (30)'.

Les résultats sont résumés dans le tableau suivant :

valeur de t_{DF} à partir de laquelle : $s_D < 0.9 t_{DF}$ (ou $s_D < 0.9 \cdot \frac{t_{DF}}{2}$ pour $x_D = 1$)

F	$x_D = 0$	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
1	0.8	0.8	0.7	0.3	0.08	1.0
2	0.5	0.5	0.5	0.4	0.15	0.5
5	0.2	0.2	0.2	0.2	0.15	0.2
10	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
50	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02

Ce tableau montre que pour $x_D = 0, 0.2, 0.4$, et 1 , les formules (30) et (30)' s'appliquent avec moins de 10 % d'erreur pour :

$$t_{DF} < 1/F$$

C'est-à-dire d'autant plus longtemps que le facteur de forme est petit, ou encore que la fissure se rapproche plus d'un carré.

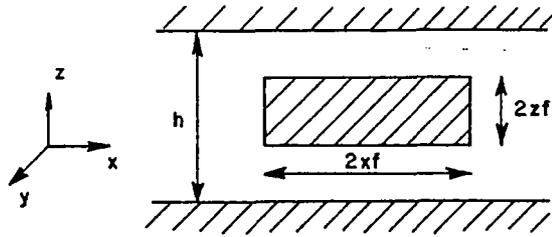
Les résultats des calculs ont également permis de préciser les variations du rabattement dans la fissure. Les rabattements à l'intérieur de la fissure sont représentés figure (22) pour les temps adimensionnels 0.1, 0.3, 0.5 à 1 et 10. Pour $t_{DF} \leq 0.01$ la fissure se comporte comme une fissure à transmissivité infinie quel que soit son facteur de forme pour $t_{DF} \geq 0.1$ on voit que le rabattement varie très peu du centre de la fissure jusqu'à $x = 0.8 x_f$. La fissure se comporte donc quasiment comme une fissure à transmissivité infinie.

Ces remarques permettent de justifier a posteriori le choix du modèle avec débit à flux uniforme qui permet d'utiliser facilement la méthode des fonctions sources. En fait les deux modèles (flux uniforme et transmissivité infinie) diffèrent très peu l'un de l'autre.

L'évolution du rabattement moyen au puits en fonction du temps est représenté sur la figure (21).

Comme prévu on voit apparaître au début une pente 1 qu'il ne faut pas interpréter comme un effet de capacité.

3.4 - MODELE A FISSURE RECTANGULAIRE VERTICALE



$$\left\{ \begin{array}{l} S_x \text{ est donnée par l'expression (1)} \\ S'_z \text{ est donnée par l'expression (3)} \\ S'_y = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \frac{yf+y}{\sqrt{4T_y t/S}} + \operatorname{erf} \frac{yf-y}{\sqrt{4T_y t/S}} \right] \quad \text{avec } y_f \rightarrow 0 \end{array} \right.$$

en revenant à la définition de erf on obtient :

$$S'_y = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \frac{y+y_f}{\sqrt{4T_y t/S}} - \operatorname{erf} \frac{y-y_f}{\sqrt{4T_y t/S}} \right] = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\beta_1} e^{-v^2} dv - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\beta_2} e^{-v^2} dv$$

soit :

$$S'_y = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\beta_2}^{\beta_1} e^{-v^2} dv \quad \text{avec } \beta_1 \rightarrow \beta_2 \rightarrow \beta = \frac{y}{\sqrt{4T_y t/S}}$$

$$S'_y = \frac{2 y_f}{\sqrt{4 \pi T_y t/S}} \cdot \exp \left(- \frac{y^2 S}{4 T_y t} \right) \quad (31)$$

On utilise les mêmes variables adimensionnelles que pour le modèle précédent avec les différences suivantes :

$$y_D = y/x_f \quad (32)$$

$$F = \frac{x_f}{z_f} \sqrt{\frac{K_y}{K_x}} \quad \text{facteur de forme} \quad (33)$$

$$h_D = \frac{h}{\sqrt{x_f z_f}} \sqrt{\frac{K}{K_z}} \quad \text{facteur d'épaisseur (34)}$$

il faut également ajouter un troisième paramètre de forme

$$z_{FD} = z_f/h \quad \text{facteur de pénétration (35)}$$

les fonctions sources deviennent alors :

$$S_x = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \sqrt{\frac{\pi F}{4 t_{DF}}} (1+x_D) + \operatorname{erf} \sqrt{\frac{\pi F}{4 t_{DF}}} (1-x_D) \right] \quad \text{identique à (14)}$$

$$S_y = \frac{1}{\sqrt{4 F t_{DF}}} \exp \left(- \frac{\pi y_D^2 F}{4 t_{DF}} \right) \quad \text{en posant } S'_y = \frac{2 y_f}{z_f} S_y \quad (36)$$

$$S_z = 2 \left[1 + \frac{2}{\pi R_{FD}} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{(-1)^p}{2p} \exp \left(- \frac{4 \pi p^2 t_{DF}}{h_D^2} \right) \cdot \sin \left(2 p \pi \frac{z_D}{R_{FD}} \right) \cdot \cos 2 p \pi \left(\frac{R_{FD} + 1}{2} \right) \right] \quad (37)$$

avec $S'_z = z_{FD} \cdot S_z$

on obtient alors :

$$s_D = \int_0^t \text{DF} \quad S_x \cdot S_y \cdot S_z \cdot dt$$

3.4.1 - CALCUL AU CENTRE DE LA FISSURE

$x_D = y_D = z_D = 0$ on obtient alors

$$S_x = \operatorname{erf} \sqrt{\frac{\pi F}{4 t_{DF}}} \quad (38)$$

$$S_y = \frac{1}{\sqrt{4 F t_{DF}}} \quad (39)$$

$$S_z = 2 \left[1 + \frac{2}{\pi R_{FD}} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{1}{2p} \exp \left(- \frac{4 \pi p^2 t_{DF}}{h_D^2} \right) \cdot \sin \left(2 p \pi \frac{R_{FD}}{R_{FD}} \right) \right] \quad (40)$$

Si la fissure verticale traverse entièrement l'aquifère on a : $z_{DF} = 0.5$ et l'expression (37) se réduit au premier terme $S_z = 2$ et on retrouve l'expression du rabattement déjà calculé pour une fissure verticale :

$$s_D = \int_0^{t_{DF}} \frac{2}{\sqrt{4F\tau}} \operatorname{erf} \left(\sqrt{\frac{\pi F}{4\tau}} \right) d\tau \quad (41)$$

3.4.2 - RABATTEMENT MOYEN SUR LA VERTICALE EN UN POINT D'OBSERVATION

En intégrant terme à terme l'expression (37) de $z_D = - 1/2$ à $1/2$ tous les termes de la série s'annulent et on obtient aussi l'expression (41).

3.4.2.1 - RABATTEMENT POUR LES FAIBLES VALEURS DU TEMPS ADIMENSIONNEL

En utilisant la formule déjà citée (CARSLAW et JAEGER p.75) on arrive ainsi à l'expression :

$$s_D = \sqrt{t_{DF}/F} z_{FD}^2 \quad \text{qui est représenté par une droite de pente } 1/2 \text{ en coordonnées bilogarithmiques.}$$

3.4.2.2 - RABATTEMENT POUR LES FORTES VALEURS DU TEMPS ADIMENSIONNEL

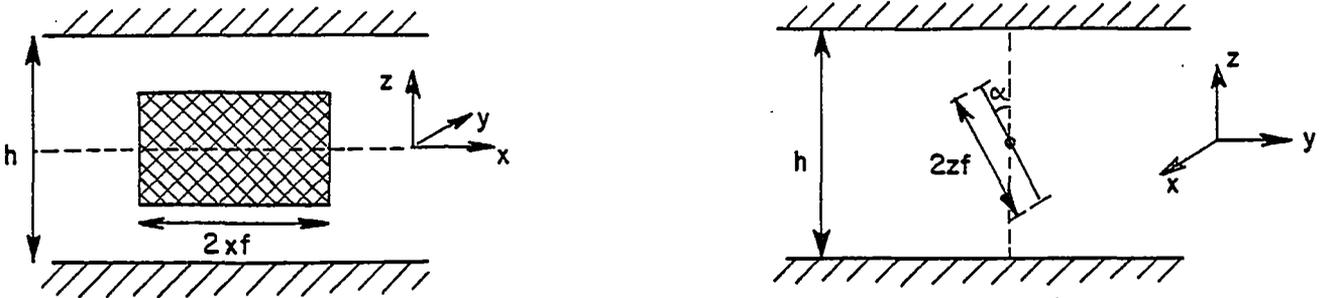
Pour les fortes valeurs du temps adimensionnel on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} S_x \rightarrow \sqrt{F/t_{DF}} \\ S_y \rightarrow \sqrt{1/4t_{DF}} \\ S_z \rightarrow 2 \end{array} \right.$$

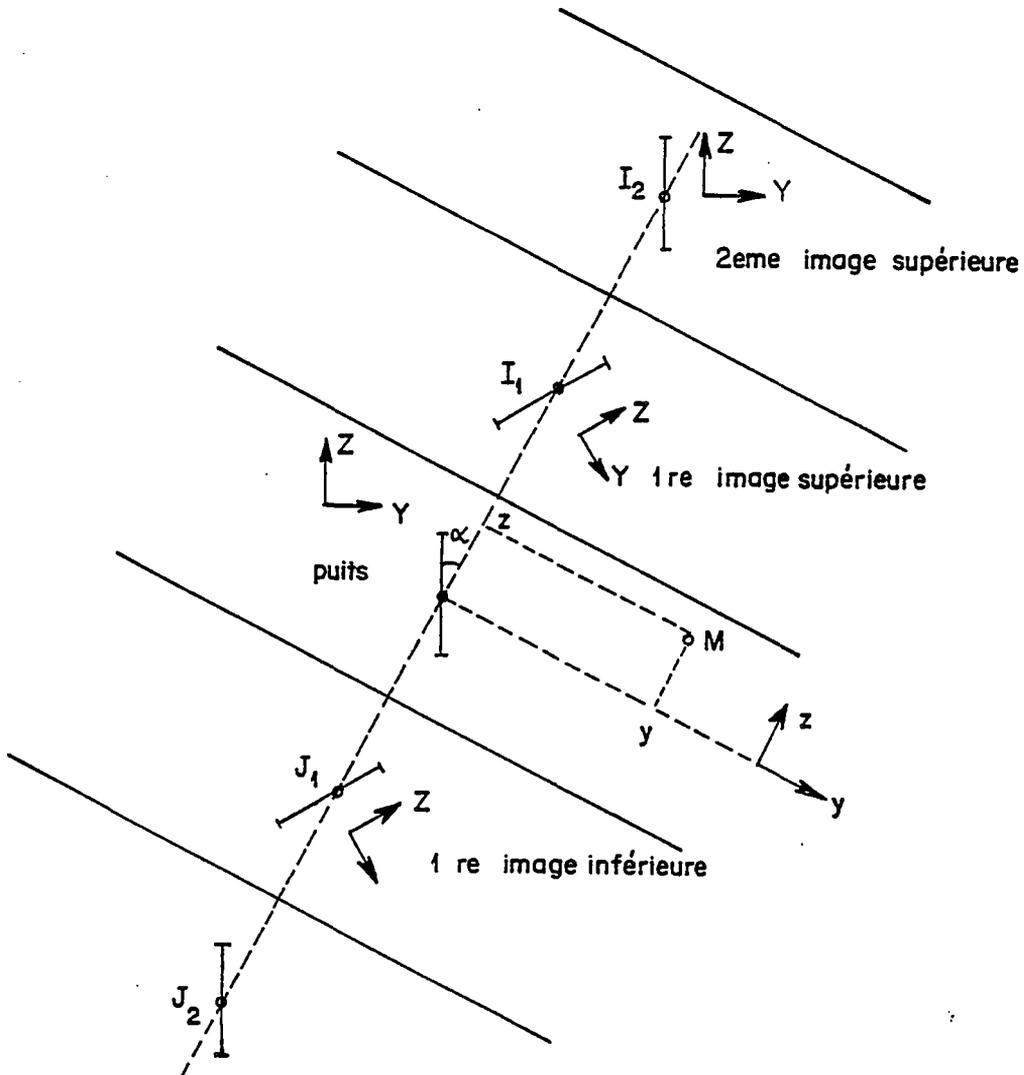
en intégrant on obtient :

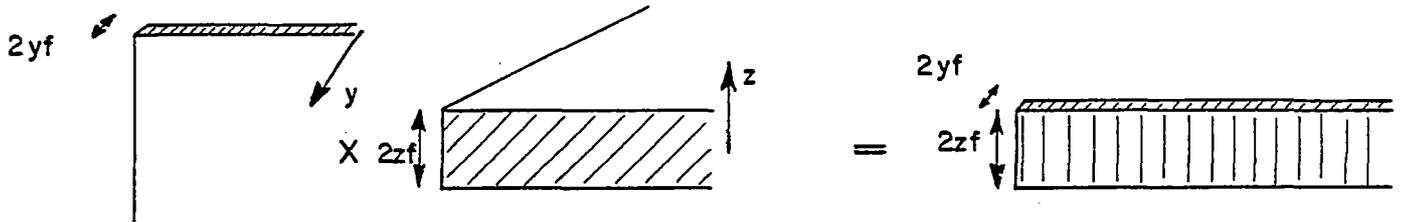
$$s_D = S_{D0} + \operatorname{Ln} \left(\frac{t_{DF}}{t_{DFO}} \right) \quad \text{qui correspond bien à l'écoulement cylindrique (régime de JACOB)}$$

3.5 - MODELE A FISSURE RECTANGULAIRE OBLIQUE



La théorie des images permet de calculer le rabattement au centre de la fissure ; elle permet aussi de calculer le rabattement en n'importe quel point mais au prix d'une plus grande complication.





$$S'_y(Y) \quad x \quad S'_z(Z) \quad = \quad S_{yz}(Y,Z)$$

par la méthode des images on fait intervenir les limites supérieures et inférieures :

$$S_{yz}(Y, Z) = S_0(Y, Z) + \sum_{i=1}^{\infty} S_i(Y_i, Z_i) + \sum_{j=1}^{\infty} S_j(Y_j, Z_j)$$

(fissure réelle) (images supérieures) (images inférieures)

soit un point M de coordonnées (y, z), ses coordonnées par rapport aux images s'écrivent :

$$\begin{cases} Y_i = i h \sin \alpha + y \cos \alpha - z \sin \alpha \\ Z_i = i h \cos \alpha - y \sin \alpha - z \cos \alpha \end{cases}$$

pour les images supérieures

et

$$\begin{cases} Y_j = j h \sin \alpha - y \cos \alpha + z \sin \alpha \\ Z_j = j h \cos \alpha + y \sin \alpha + z \cos \alpha \end{cases}$$

pour les images inférieures.

Compte tenu de la symétrie de ces expressions on peut écrire :

$$S'_{yz}(Y, Z) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} S_{yk}(Y) \cdot S_{zk}(Z)$$

avec

$$S'_{yk} = \frac{2y_k}{\sqrt{4\pi T_y t/S}} \exp \left[-\frac{S(kh \sin \alpha + y \cos \alpha - z \sin \alpha)^2}{4T_y t} \right] \quad (42)$$

et

$$S'_{zk} = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{z_k + kh \cos \alpha - y \sin \alpha - z \cos \alpha}{\sqrt{4T_z t/S}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{z_k - kh \cos \alpha + y \sin \alpha + z \cos \alpha}{\sqrt{4T_z t/S}} \right) \right] \quad (43)$$

avec

$$K_Y = \frac{K_y K_z}{\sqrt{K_z^2 \cos^2 \alpha + K_y^2 \sin^2 \alpha}}$$

et

$$K_z = \frac{K_y K_z}{\sqrt{K_y^2 \cos^2 \alpha + K_z^2 \sin^2 \alpha}}$$

On obtient alors la fonction source totale en la multipliant par S_x donné par l'expression (1).

$$S(x, y, z) = S_x \cdot \sum_{k=-\infty}^{+\infty} S'_{yk} \cdot S'_{zk}$$

On vérifie bien que si $\alpha = 0$, on retrouve pour S_y l'expression (31). S_z est l'expression développée de la formule (3).

3.5.1 - CALCUL AU CENTRE DE LA FISSURE

Au centre de la fissure, les calculs sont beaucoup plus faciles car :

$$x = y = z = 0$$

On obtient alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} S'_{yk} = \frac{2y_f}{\sqrt{4\pi T_y t/S}} \exp(-S k^2 h^2 \sin^2 \alpha / 4 T_y t) \\ S'_{zk} = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \frac{z_f + kh \cos \alpha}{\sqrt{4 TZ t/S}} + \operatorname{erf} \frac{z_f - kh \cos \alpha}{\sqrt{4 TZ t/S}} \right] \end{array} \right.$$

On pose alors les variables adimensionnelles suivantes :

$$h_D = \frac{h}{\sqrt{x_f z_f}} \sqrt{\frac{K}{K_z}}$$

$$F = \frac{x_f}{z_f} \sqrt{\frac{K_y}{K_x}}$$

On obtient alors en posant $S'_{yk} = \frac{z_{yf}}{z_f} S_y$ et $S'_{zk} = z_{FD} S_{zk}$

$$S_x = \operatorname{erf} \frac{\pi F}{4 t_{DF}} \quad (44)$$

$$S_{yk} = \sqrt{\frac{\sqrt{\cos^2 \alpha + T_y/T_x} \sin^2 \alpha}{4 F t_{DF}}} \exp \left[- \frac{k^2 \pi h_D^2}{4 t_{DF}} \sqrt{\frac{K_z^2 + K_y^2 \tan^2 \alpha}{K_y^2 + K_z^2 \tan^2 \alpha}} \sin^2 \alpha \right] \quad (45)$$

$$S_{zk} = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \sqrt{\frac{\pi h_D^2}{4 t_{DF}}} (r_{FD} + k \cos \alpha) + \operatorname{erf} \sqrt{\frac{\pi h_D^2}{4 t_{DF}}} (r_{FD} - k \cos \alpha) \right] \quad (46)$$

les 5 facteurs de forme sont :

$F, h_D, h_{FD}, K_z/K_y$ et α

On obtient alors :

$$s_D = S_x \cdot \sum_{k=-\infty}^{+\infty} S'_{yk} \cdot S'_{zk}$$

pour les faibles valeurs du temps adimensionnel on trouve en utilisant la formule déjà citée (CARSLAW et JAEGER) :

$$s_D = \sqrt{\frac{t_{DF}}{F r_{FD}} \sqrt{\cos^2 \alpha + (T_y/T_x) \sin^2 \alpha}}$$

3.5.2 - CALCUL EN UN POINT D'OBSERVATION

En calculant les coordonnées X, Y_i et Z_i associées à un point de coordonnées x, y et z , on pourrait calculer de la même manière les fonctions sources relatives à ce point. Les calculs ne sont pas beaucoup plus compliqués que précédemment mais comme ils dépendent de plus de 3 paramètres adimensionnels, il n'est pas possible d'en tirer des tableaux ou des figures utilisables.

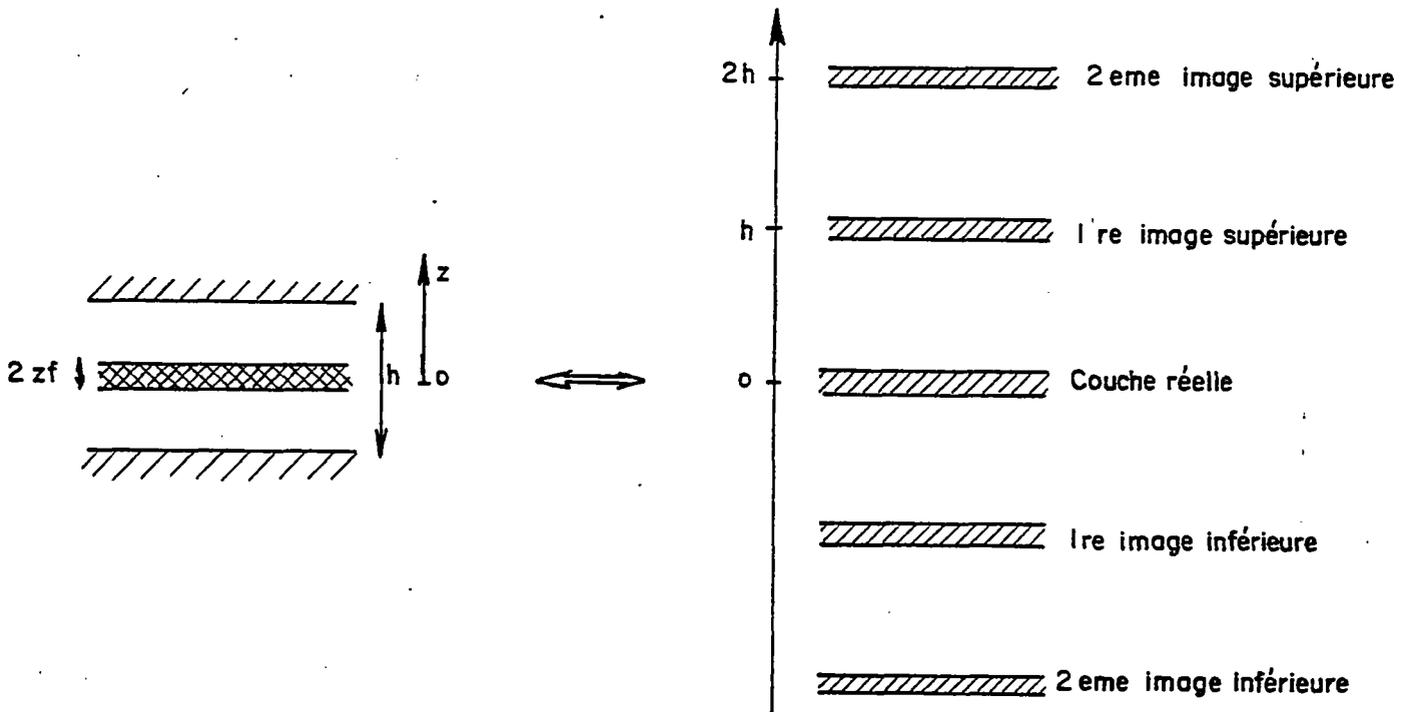
3.6 - CONCLUSION

De nouveaux schémas d'interprétation de pompage ou d'injection d'essai en milieu fissuré ont été développés. Des abaques tracés en coordonnées bilogarithmiques permettent d'utiliser simplement les résultats des calculs relatifs à une fissure rectangulaire horizontale pour l'interprétation des mesures réalisées au puits ou en un point d'observation. Ces abaques ne dépendent que de deux paramètres de forme. Les autres schémas sont décrits plus rapidement car il n'est pas possible de construire des abaques généraux étant donné qu'ils dépendent de 3 paramètres pour une fissure verticale et 5 paramètres pour une fissure oblique.

ANNEXE I

Calcul de la fonction source associée à une couche mince comprise entre deux épontes.

On utilise la théorie des images :



La fonction source associée à la couche réelle est :

$$S_{0z} = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \frac{zf + z}{\sqrt{4Tt/S}} + \operatorname{erf} \frac{zf - z}{\sqrt{4Tt/S}} \right] \quad (1)$$

z étant la cote du point considéré

La fonction source associée à la k^{ième} image supérieure est :

$$S_{kz} = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \frac{zf + kh - z}{\sqrt{4Tt/S}} + \operatorname{erf} \frac{zf - (kh - z)}{\sqrt{4Tt/S}} \right] \quad (2)$$

La fonction source associée à la k^{ième} image inférieure est :

$$S_{-kz} = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \frac{zf + kh + z}{\sqrt{4Tt/S}} + \operatorname{erf} \frac{zf - (kh + z)}{\sqrt{4Tt/S}} \right] \quad (3)$$

La fonction source totale s'écrit donc :

$$S_z = S_{oz} + \sum_{k=1}^{\infty} S_{kz} + \sum_{k=1}^{\infty} S_{-kz}$$

en reformulant S_{kz} et S_{-kz} on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{kz} = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \frac{z - kh + zf}{\sqrt{4Tt/S}} - \operatorname{erf} \frac{z - kh - zf}{\sqrt{4Tt/S}} \right] \\ \text{et} \\ S_{-kz} = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \frac{z + kh + zf}{\sqrt{4Tt/S}} - \operatorname{erf} \frac{z + kh - zh}{\sqrt{4Tt/S}} \right] \end{array} \right.$$

d'où :

$$S_z = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \frac{z + ph + zf}{\sqrt{4Tt/S}} - \operatorname{erf} \frac{z + ph - zf}{\sqrt{4Tt/S}} \right] \quad (4)$$

le terme général de la série s'écrit donc

$$S_{pz} = \frac{1}{2} \left(\operatorname{erf} \frac{a + zf}{b} - \operatorname{erf} \frac{a - zf}{b} \right)$$

soit en rappelant la définition de erf :

$$\operatorname{erf} (u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u \exp(-v^2) dv$$

$$S_{pz} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{2} \int_{\frac{a-zf}{b}}^{\frac{a+zf}{b}} \exp(-v^2) dv \quad \text{avec } zf \ll a$$

d'où

$$S_{pz} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{2zf}{b} \exp [-(a/b)^2]$$

soit en remplaçant a et b par leurs valeurs :

$$a = z + ph$$

$$b = \sqrt{4Tt/S}$$

$$S_{pz} = \sqrt{\frac{z_f^2 S}{\pi Tt}} \exp [-(z + ph)^2 S/4Tt]$$

d'où

$$S_z = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \sqrt{\frac{z_f^2 S}{\pi Tt}} \exp [-(z + ph)^2 S/4Tt] \quad (5)$$

FIGURES DE LA TROISIEME PARTIE (1 A 22)

LISTE DES FIGURES (3)

1	Pompage au centre d'une fissure rectangulaire.	Facteur de forme 1.0
2	- - -	Facteur de forme 2.0
3	- - -	Facteur de forme 5.0
4	- - -	Facteur de forme 10.
5	- - -	Facteur de forme 50.
6	- - -	Facteur de forme 0.100
7	- - -	HD = 0.500
8	- - -	HD = 1.000
9	- - -	HD = 1.500
10	- - -	HD = 2.000
11	- - -	HD = 5.000
12	- - -	HD = 10.000
13	- - -	HD = 50.000
14	Figure rectangulaire, calcul à un piézomètre	Facteur de forme 1.0
15	- - -	Facteur de forme 2.0
16	- - -	Facteur de forme 5.0
17	- - -	Facteur de forme 10.
18	- - -	Facteur de forme 50.
19	- - -	Facteur de forme 0.1
20	- - -	Facteur de forme 0.5
21	Fissure rectangulaire rabattement au centre	Moyenne sur la verticale
22	Rabattement dans la fissure	

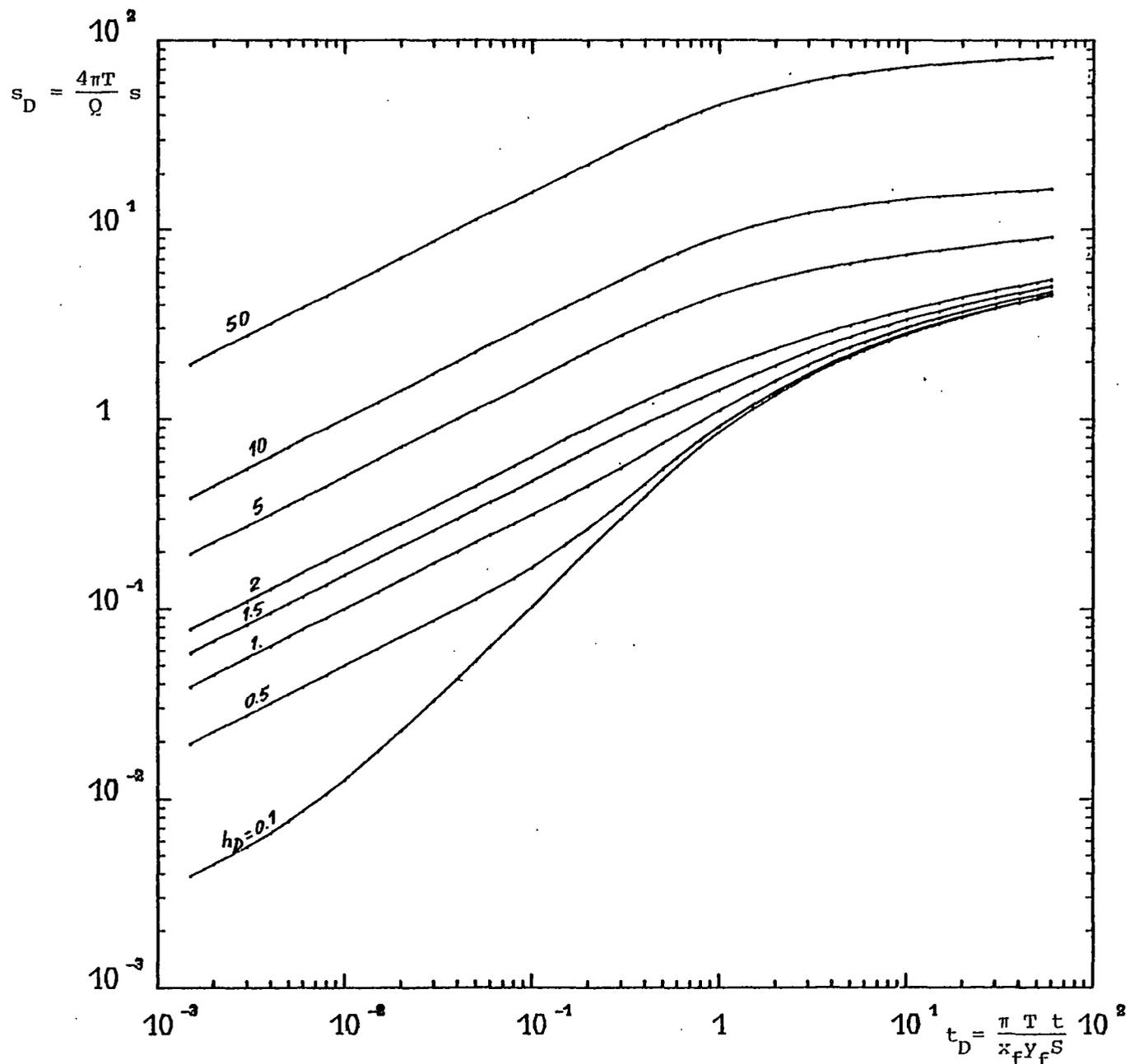


FIGURE 1 - POMPAGE AU CENTRE D UNE FISSURE RECTANGULAIRE
 FACTEUR DE FORME = 1.0

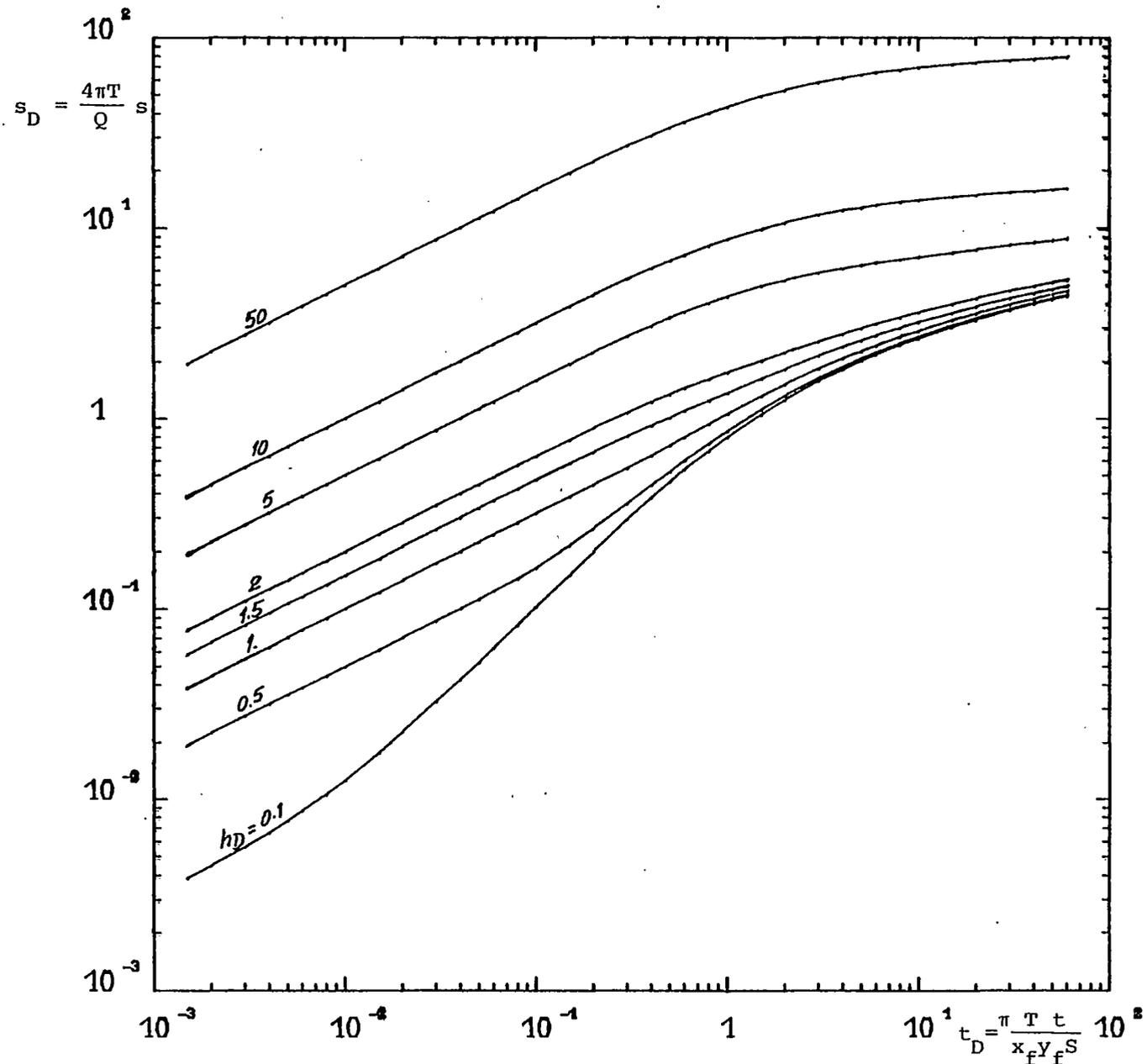


FIGURE 2 - POMPAGE AU CENTRE D UNE FISSURE RECTANGULAIRE
FACTEUR DE FORME= 2.0

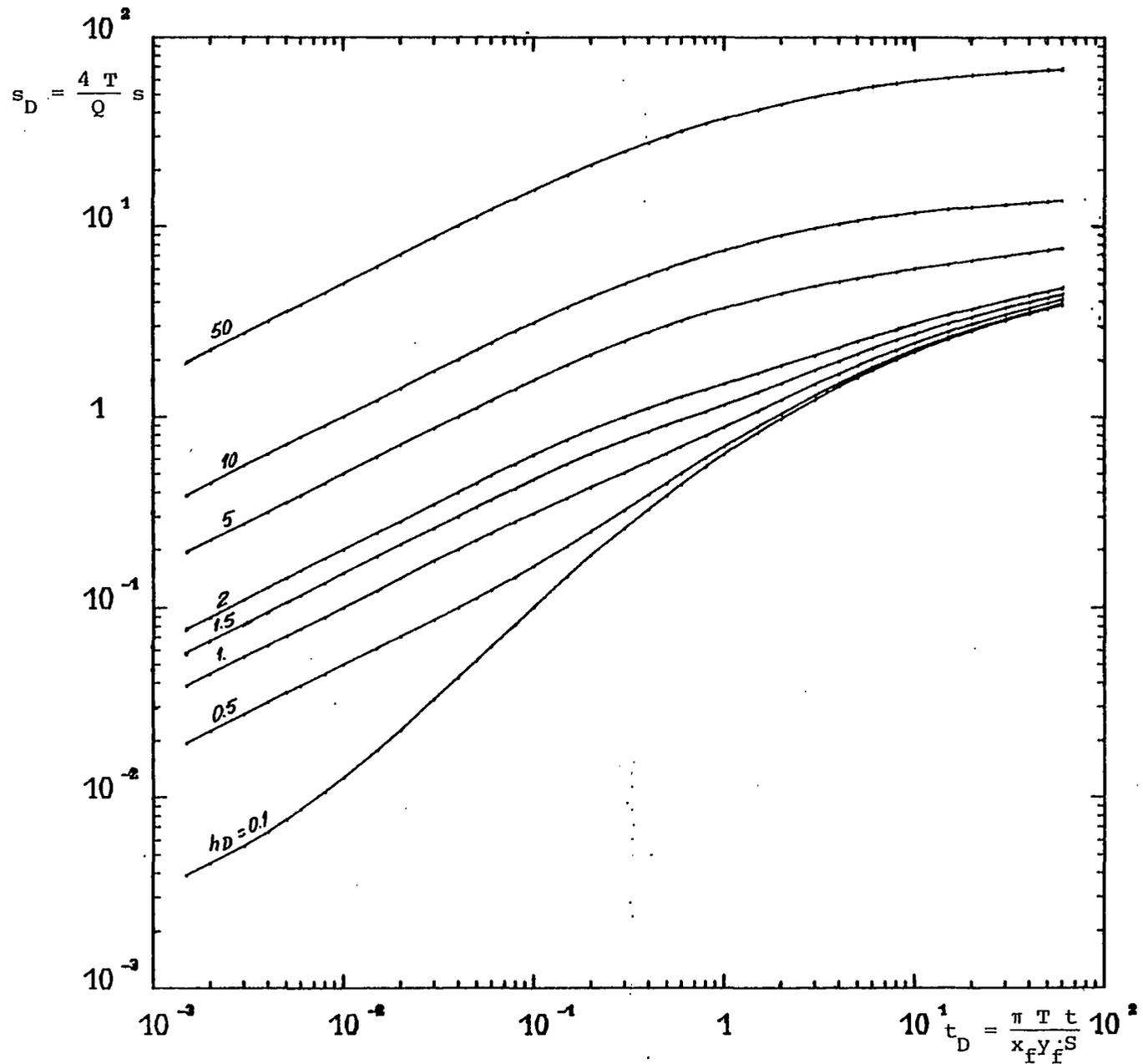


FIGURE 3 - POMPAGE AU CENTRE D UNE FISSURE RECTANGULAIRE
 FACTEUR DE FORME= 5.0

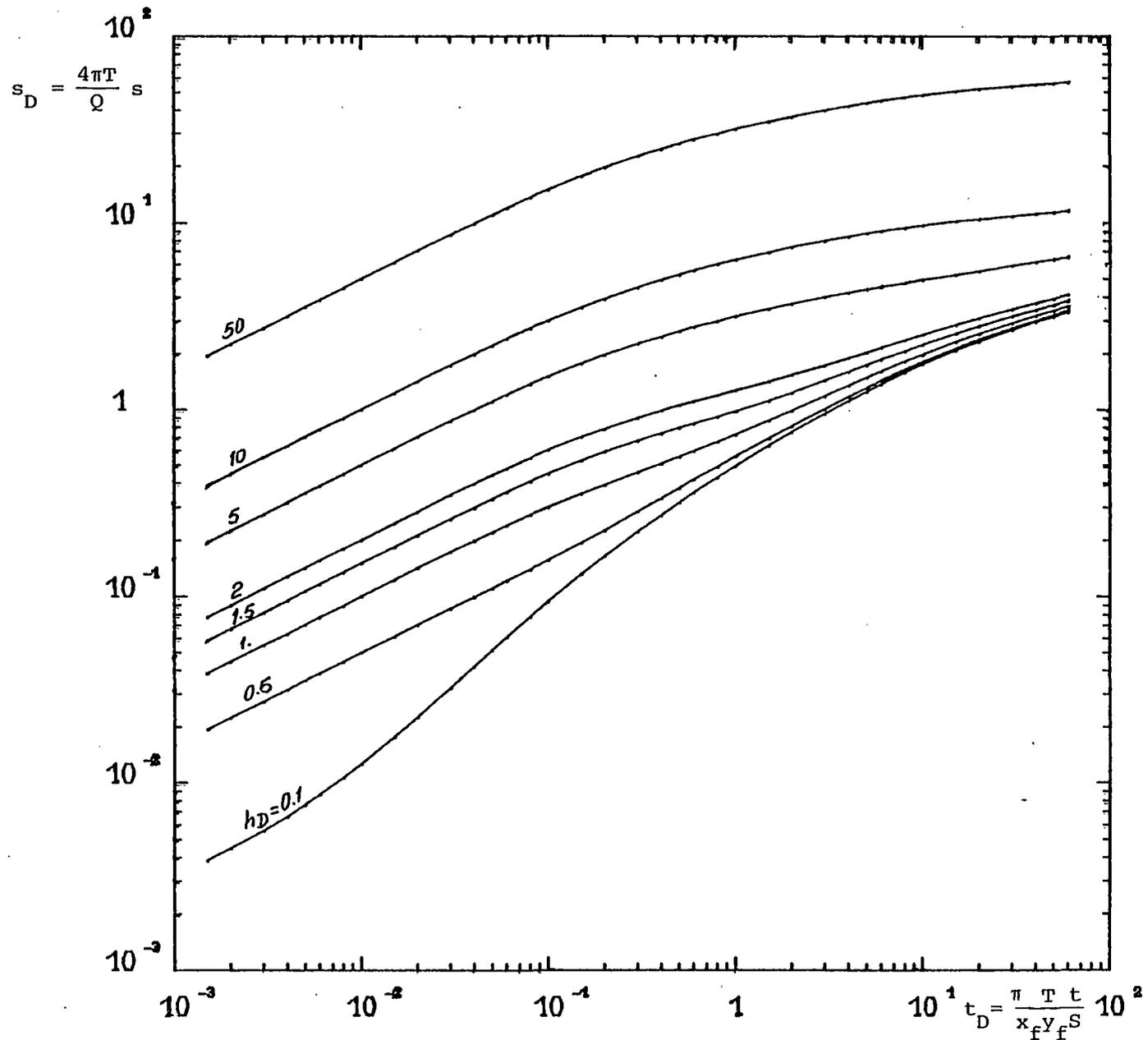


FIGURE 4 - POMPAGE AU CENTRE D UNE FISSURE RECTANGULAIRE
FACTEUR DE FORME= 10.

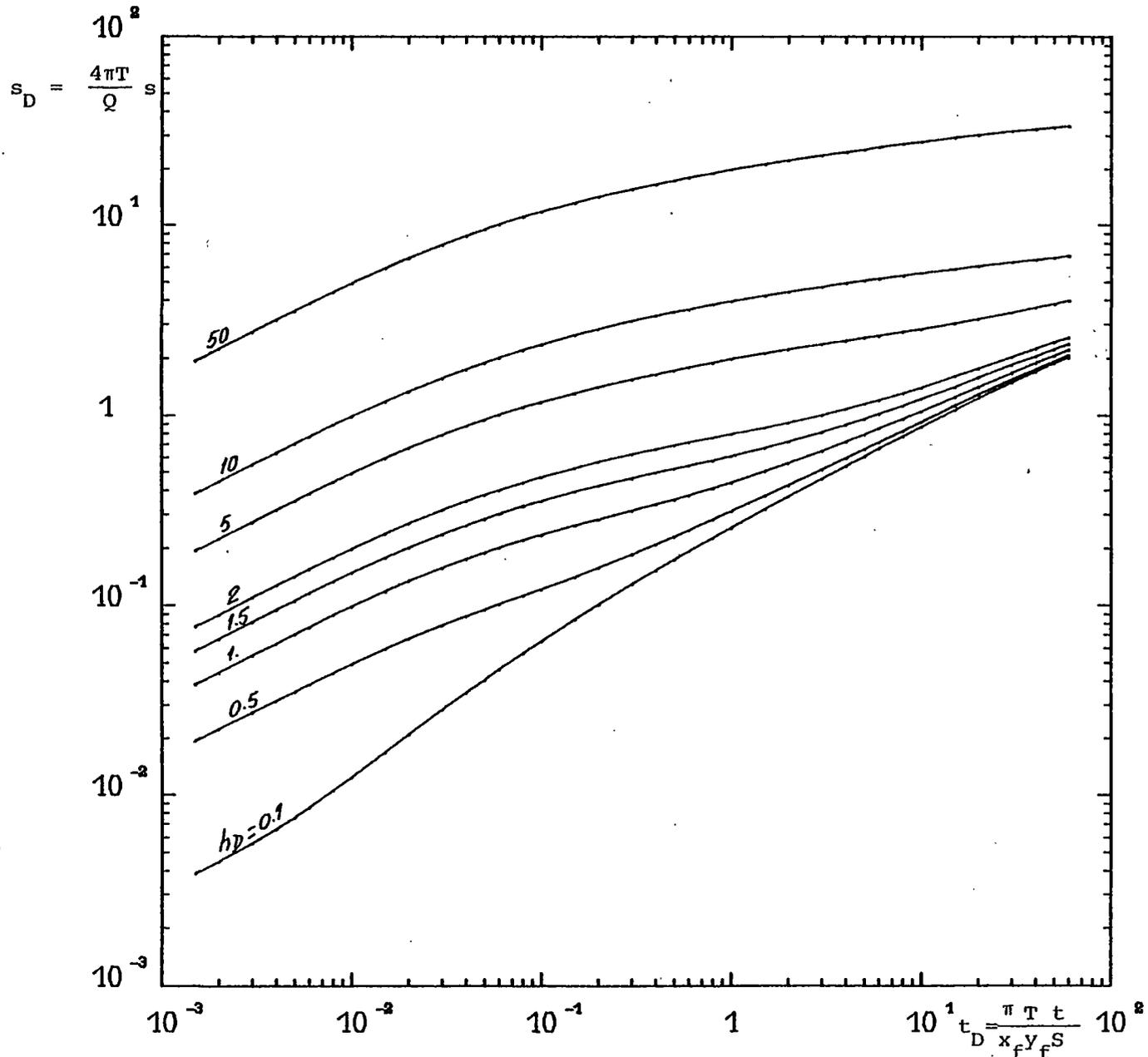


FIGURE 5 - POMPAGE AU CENTRE D UNE FISSURE RECTANGULAIRE
FACTEUR DE FORME= 50.

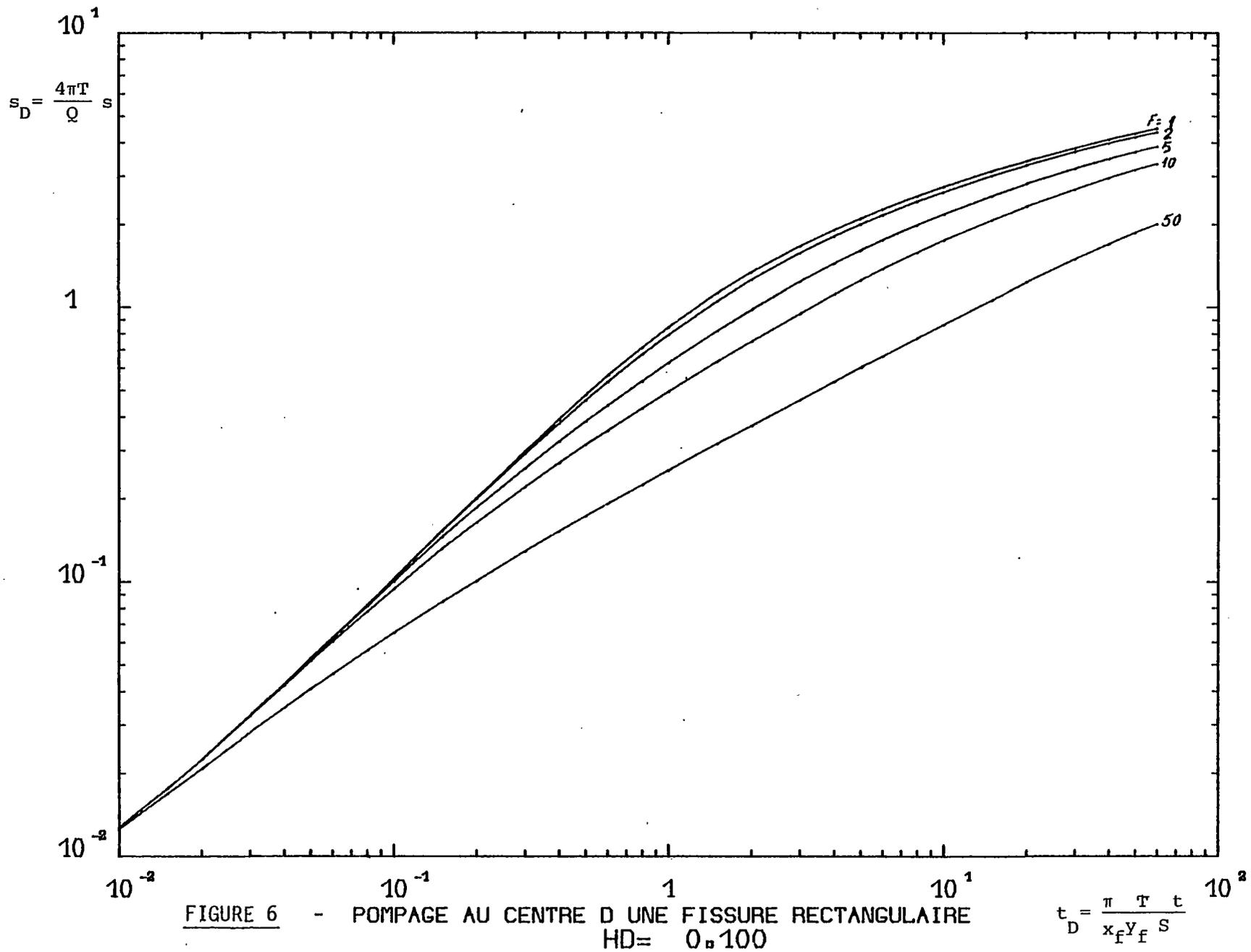


FIGURE 6 - POMPAGE AU CENTRE D UNE FISSURE RECTANGULAIRE
 HD = 0.100

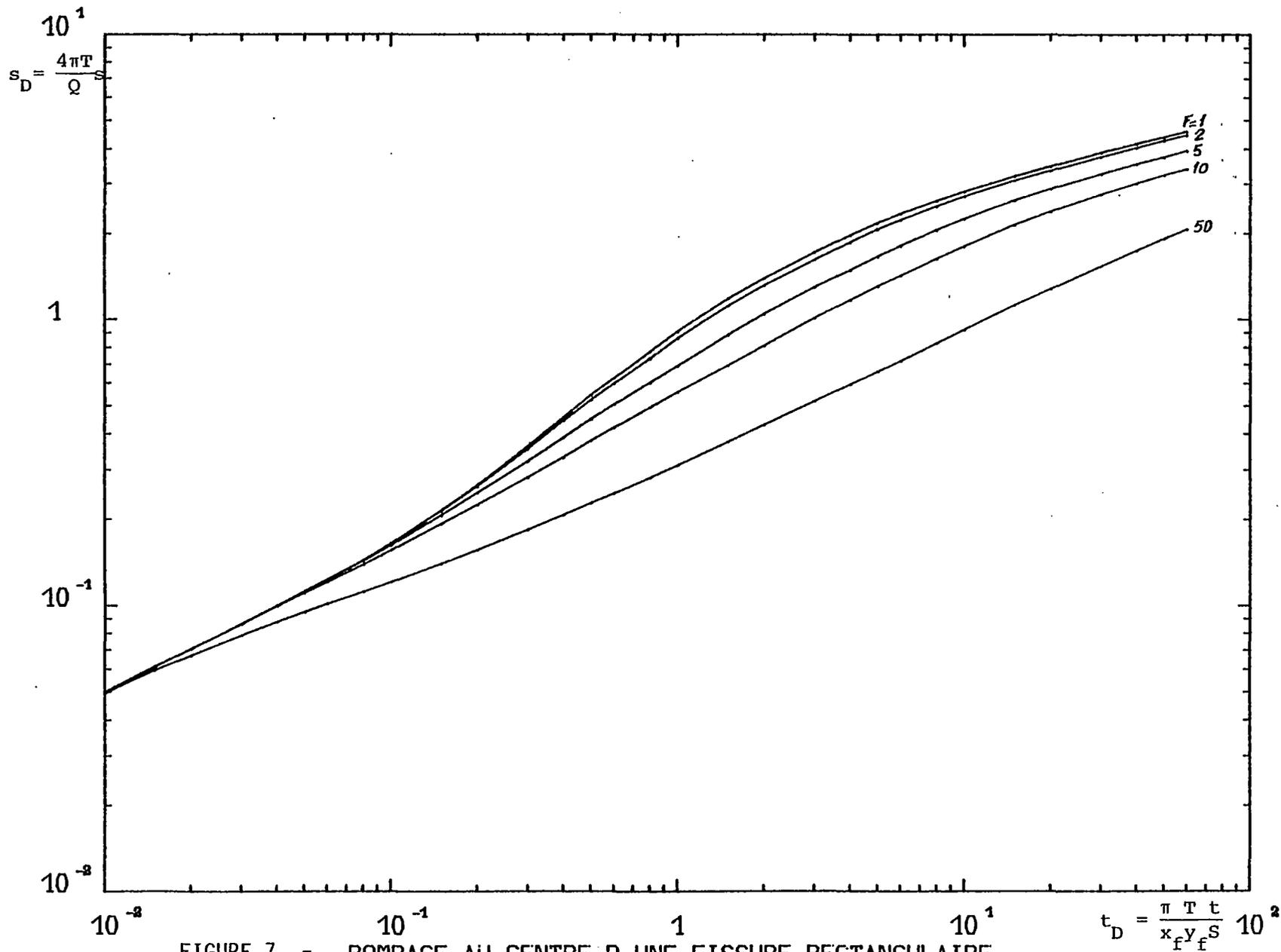


FIGURE 7 - POMPAGE AU CENTRE D UNE FISSURE RECTANGULAIRE
 HD= 0.500

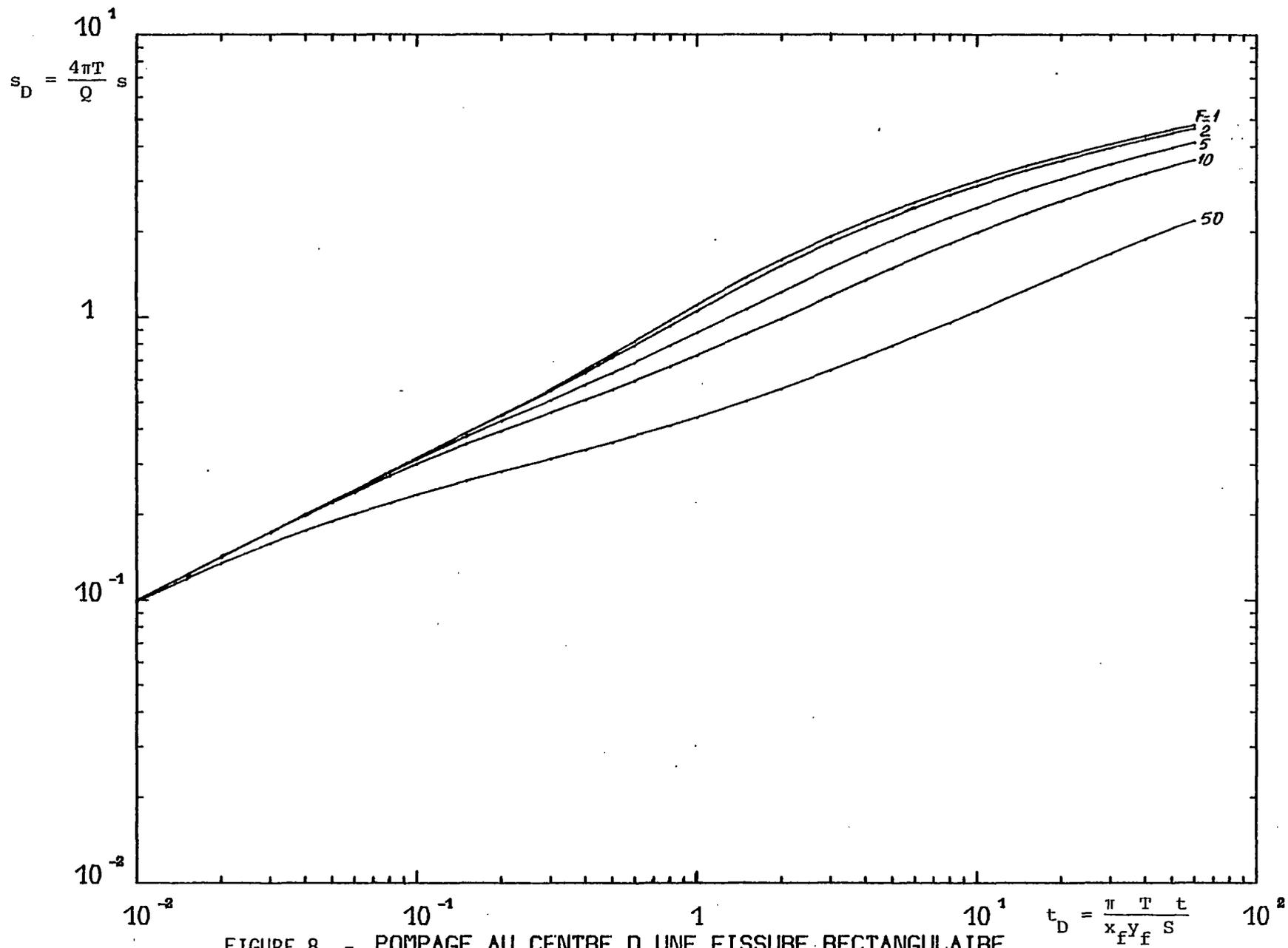


FIGURE 8 - POMPAGE AU CENTRE D UNE FISSURE RECTANGULAIRE
 HD= 1.000

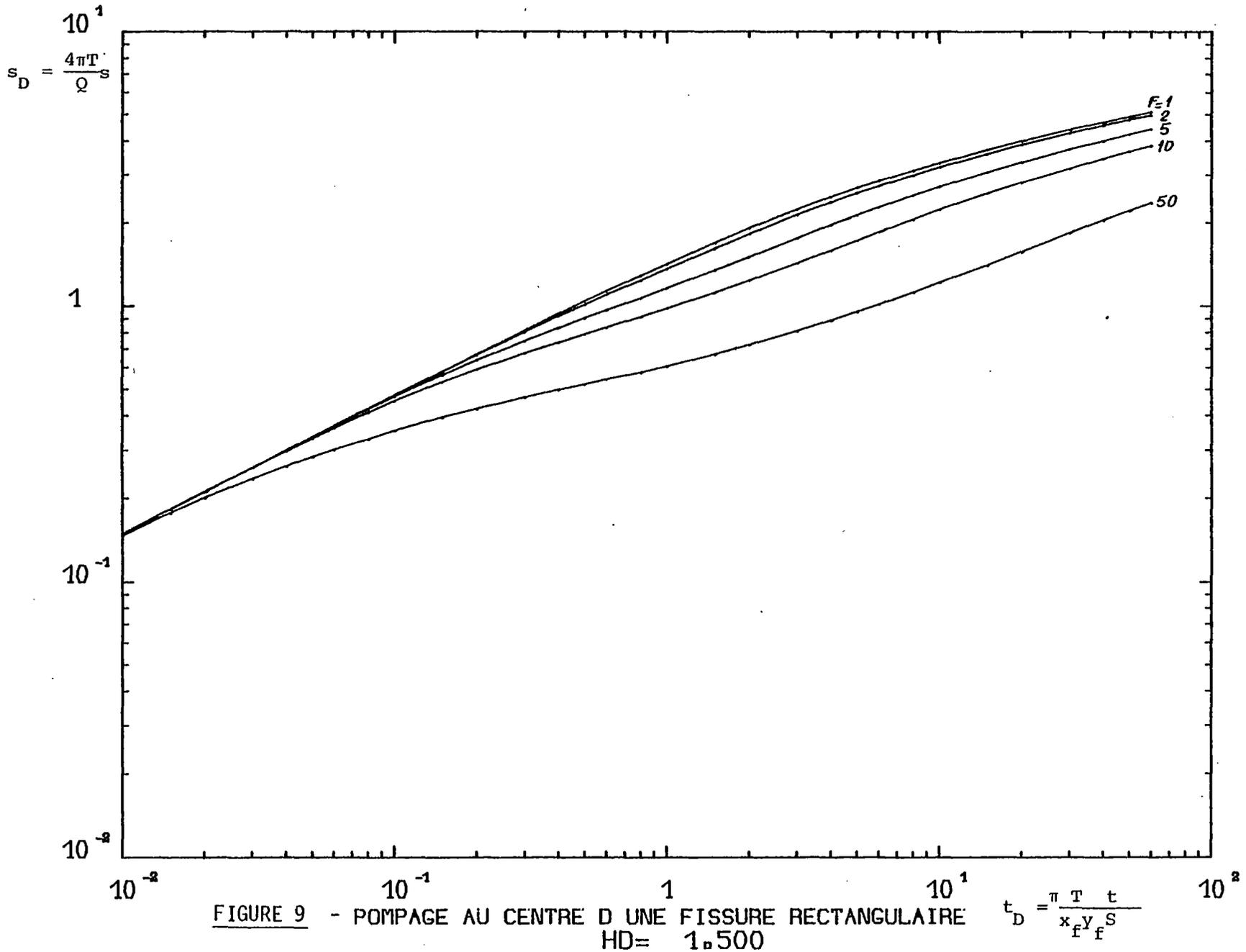


FIGURE 9 - POMPAGE AU CENTRE D UNE FISSURE RECTANGULAIRE
 HD= 1.500

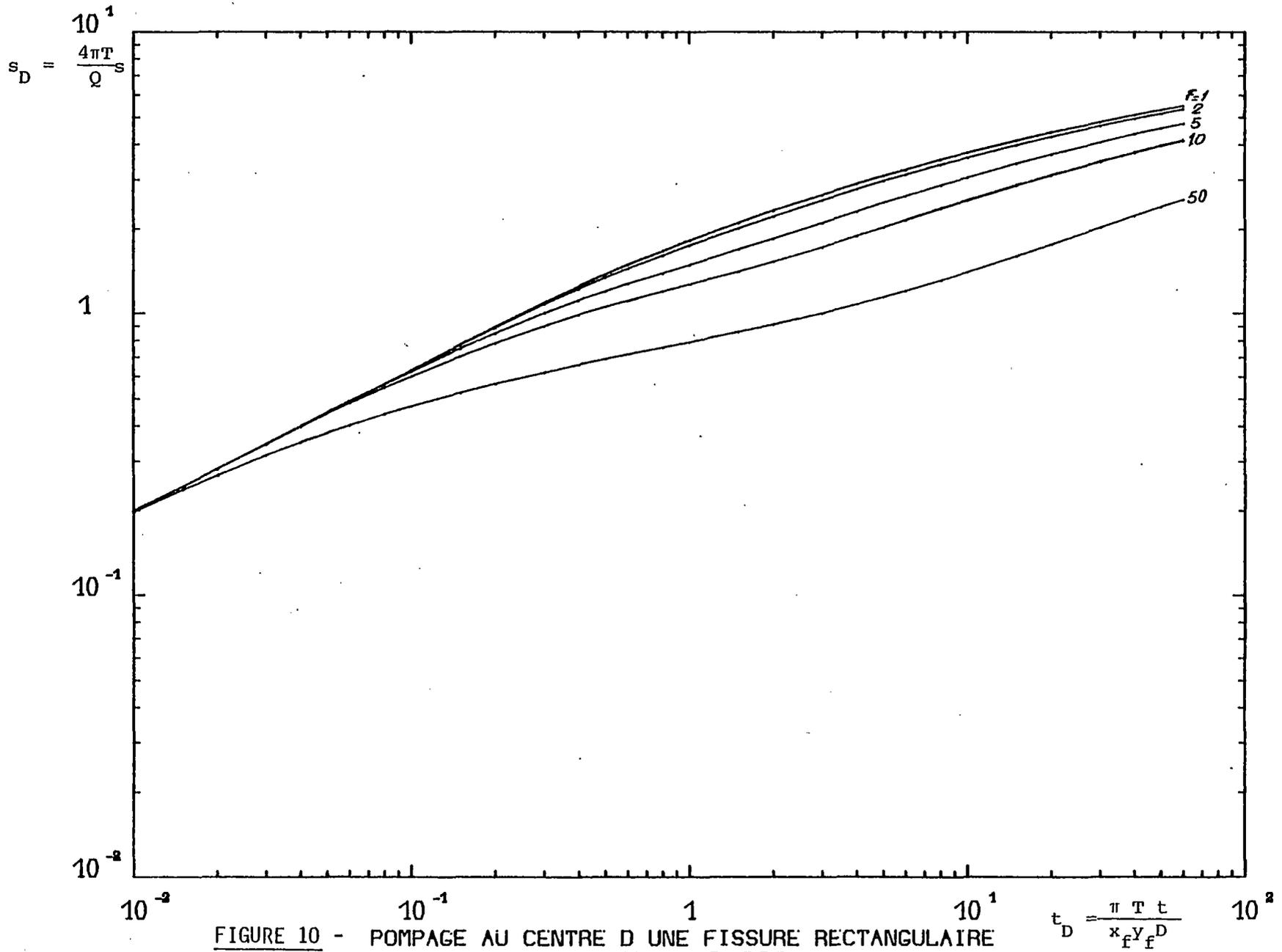


FIGURE 10 - POMPAGE AU CENTRE D UNE FISSURE RECTANGULAIRE
 HD= 2.000

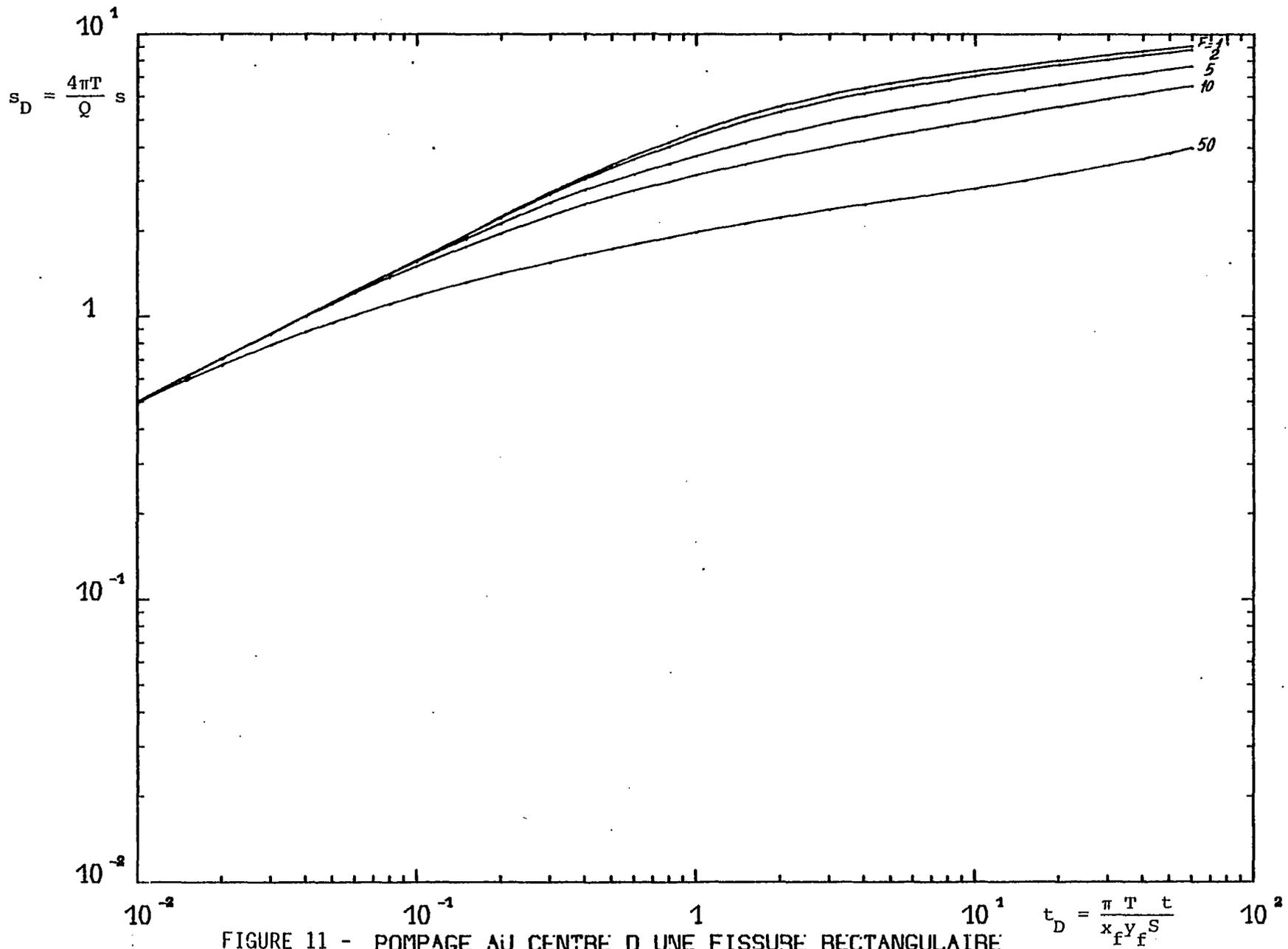


FIGURE 11 - POMPAGE AU CENTRE D'UNE FISSURE RECTANGULAIRE
 HD= 5.000

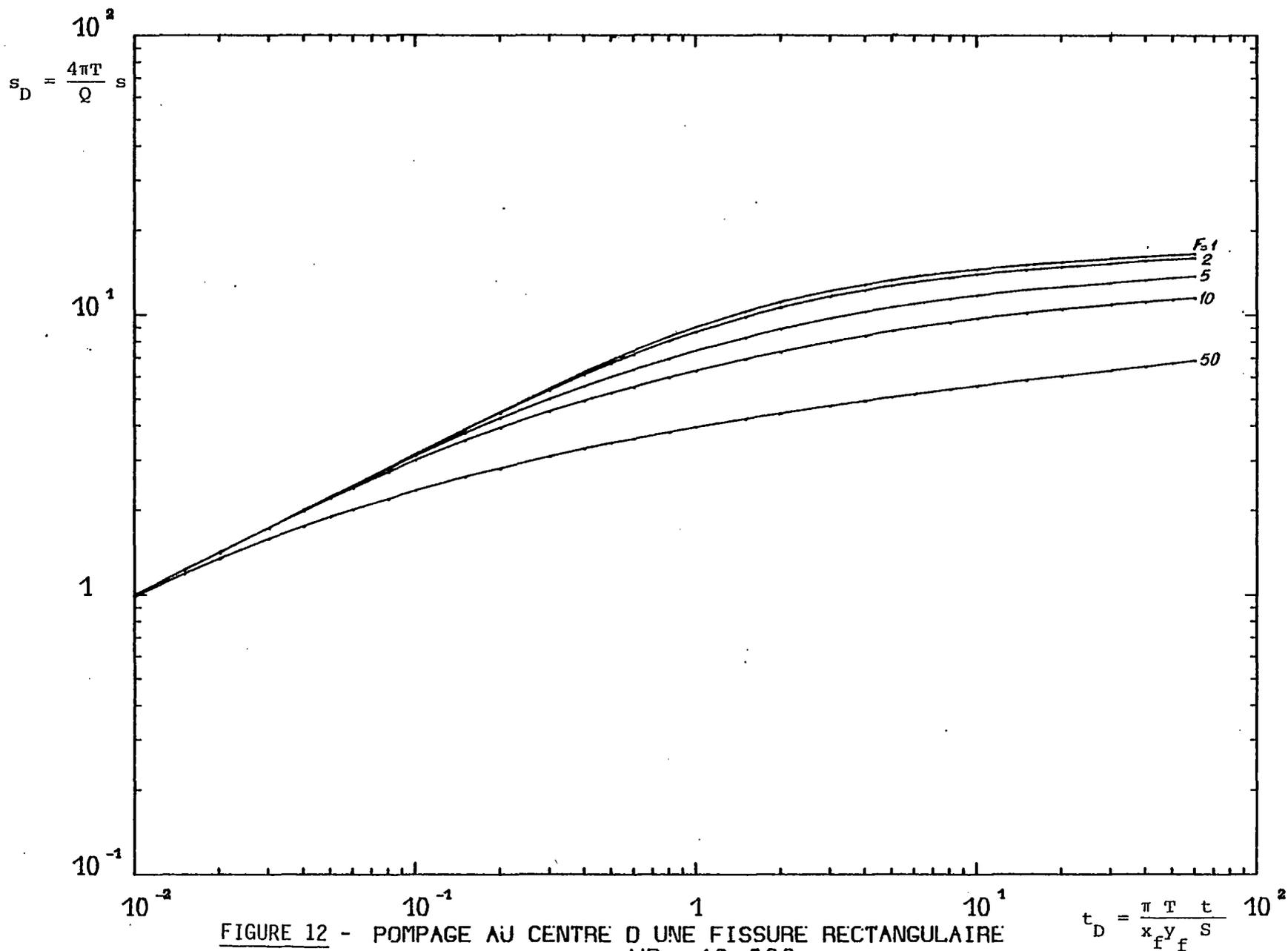
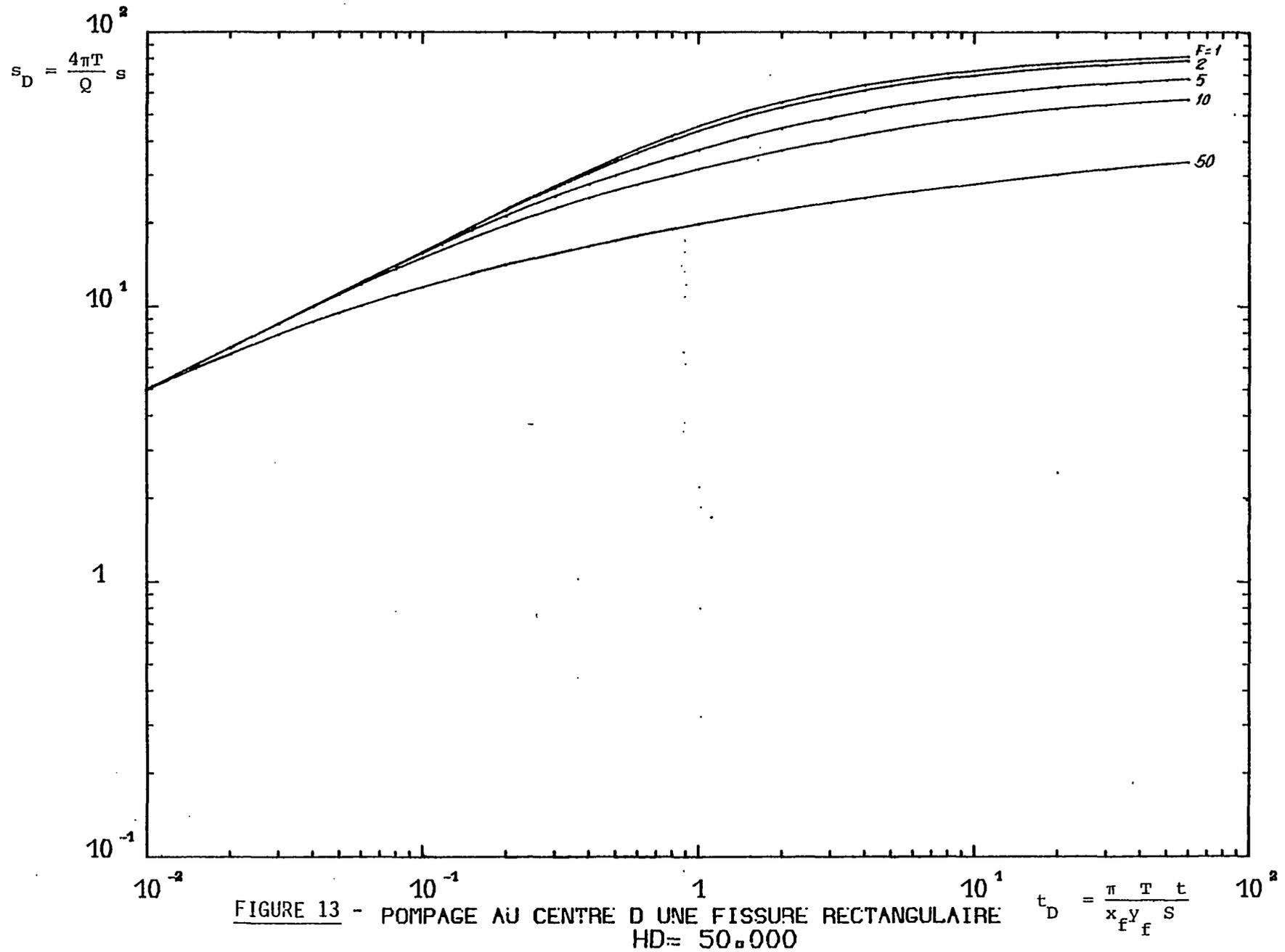


FIGURE 12 - POMPAGE AU CENTRE D UNE FISSURE RECTANGULAIRE
 HD= 10.000



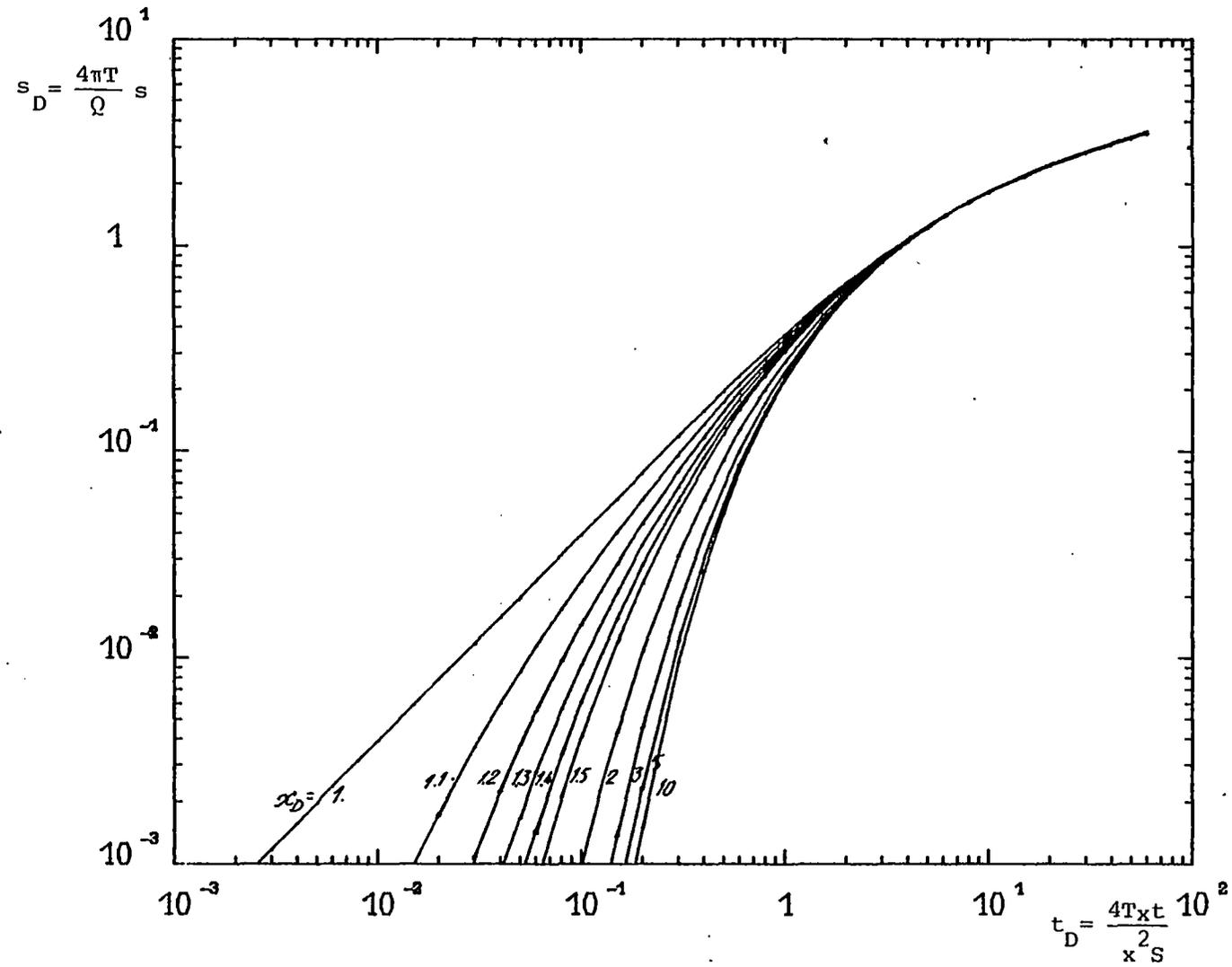


FIGURE 14

FISSURE RECTANGULAIRE CALCUL A UN PIEZOMETRE
FACTEUR DE FORME=1.0

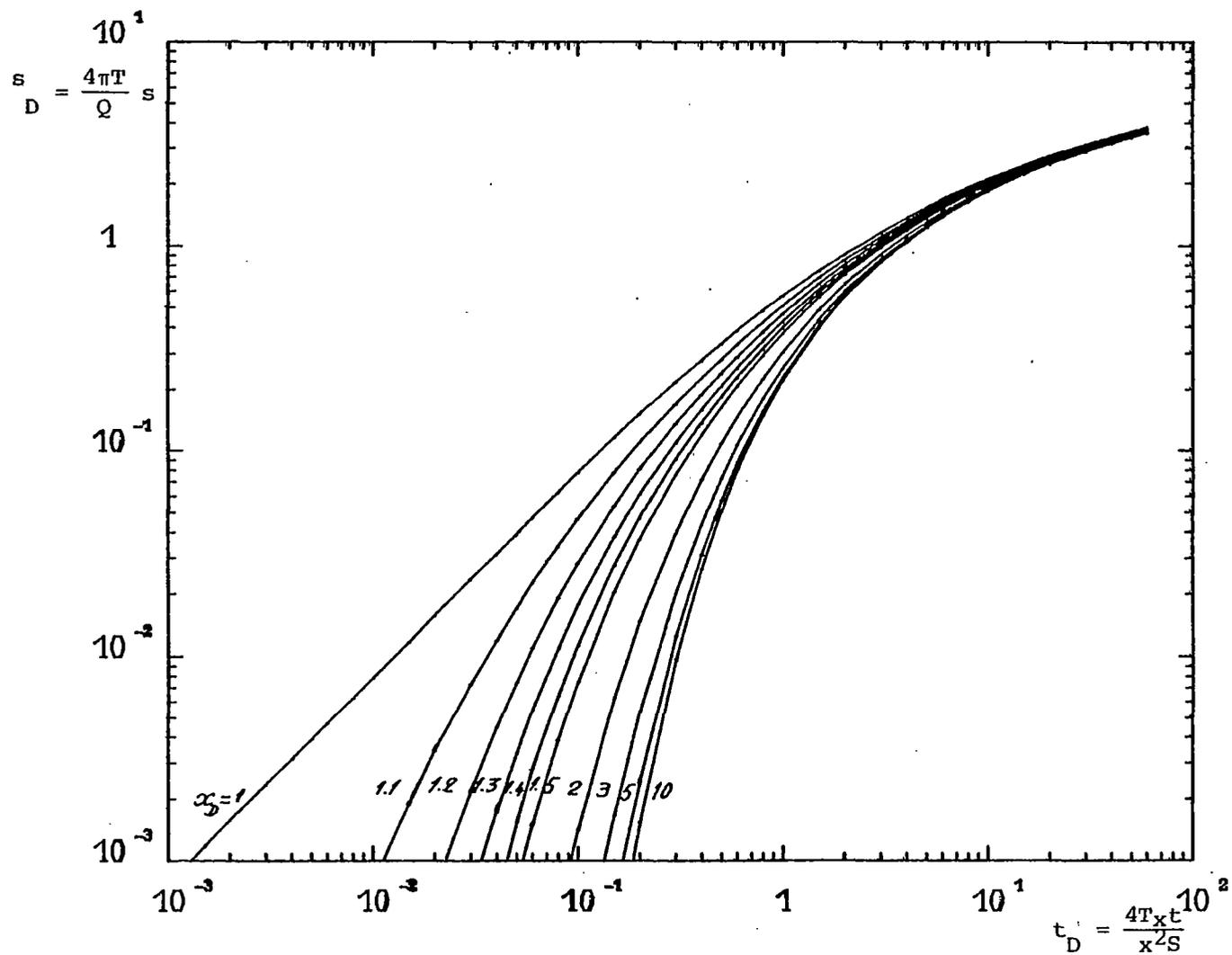


FIGURE 15

FISSURE RECTANGULAIRE CALCUL A UN PIEZOMETRE
FACTEUR DE FORME=2.0

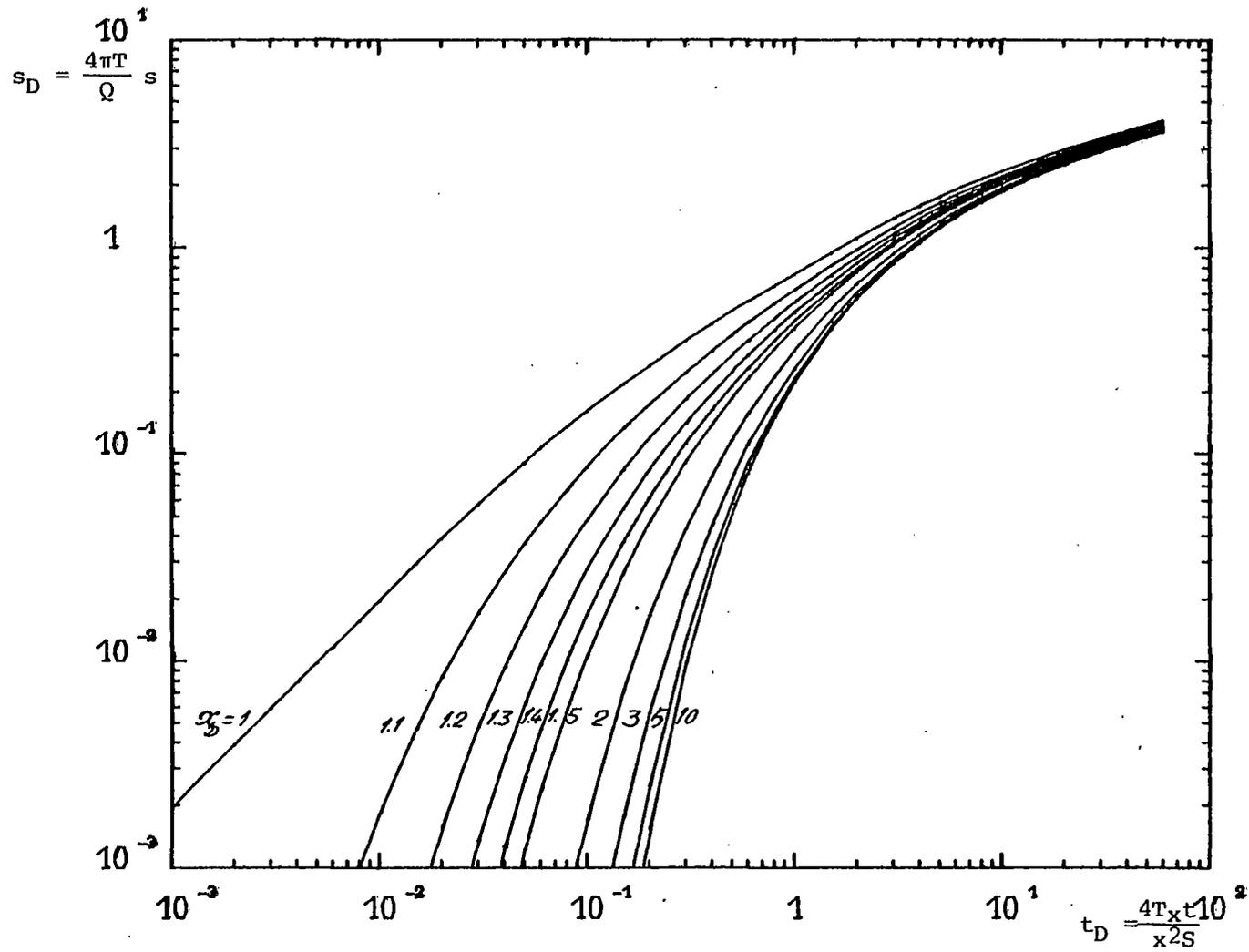


FIGURE 16

FISSURE RECTANGULAIRE CALCUL A UN PIEZOMETRE
FACTEUR DE FORME=5.0

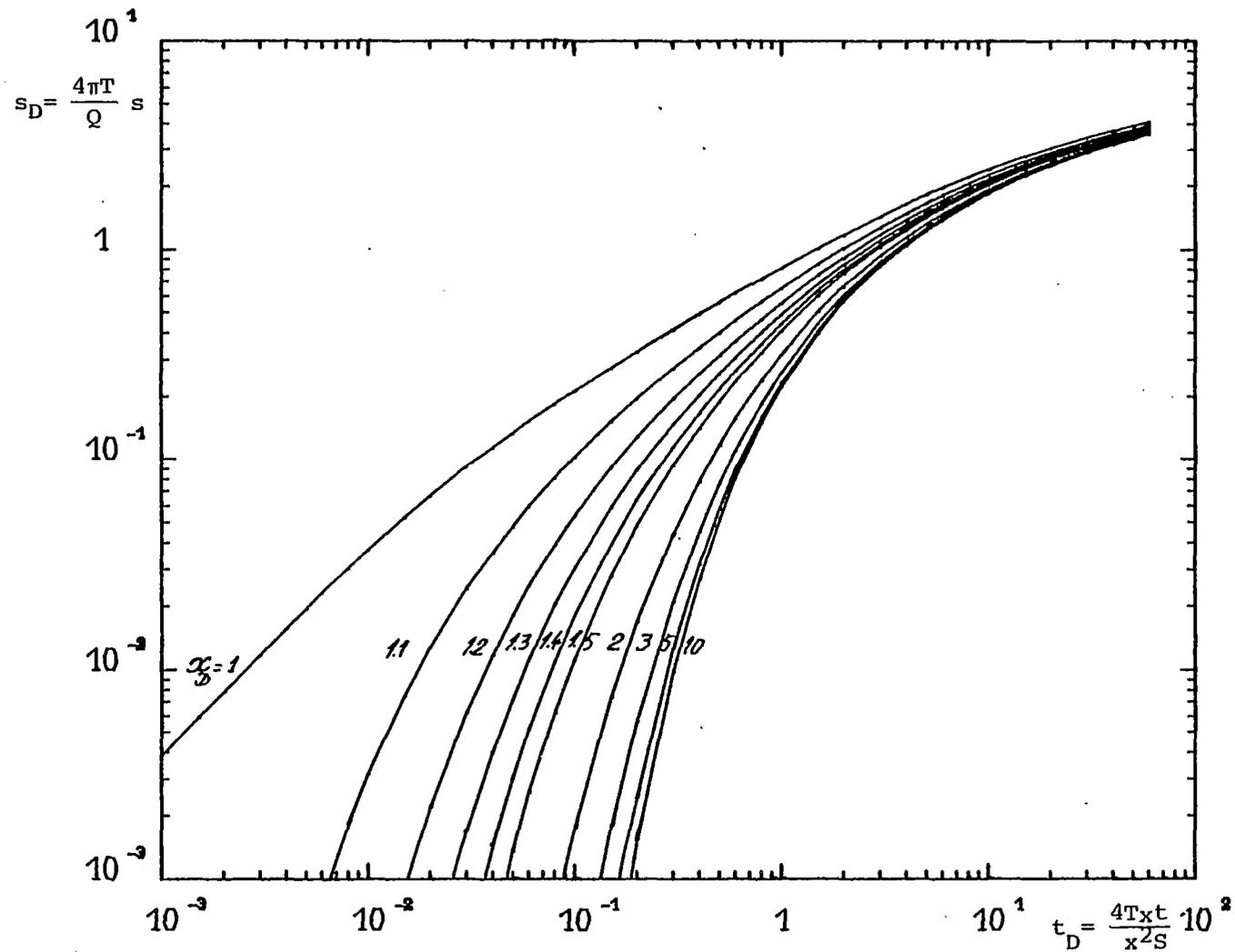


FIGURE 17

FISSURE RECTANGULAIRE CALCUL A UN PIEZOMETRE
FACTEUR DE FORME=10.

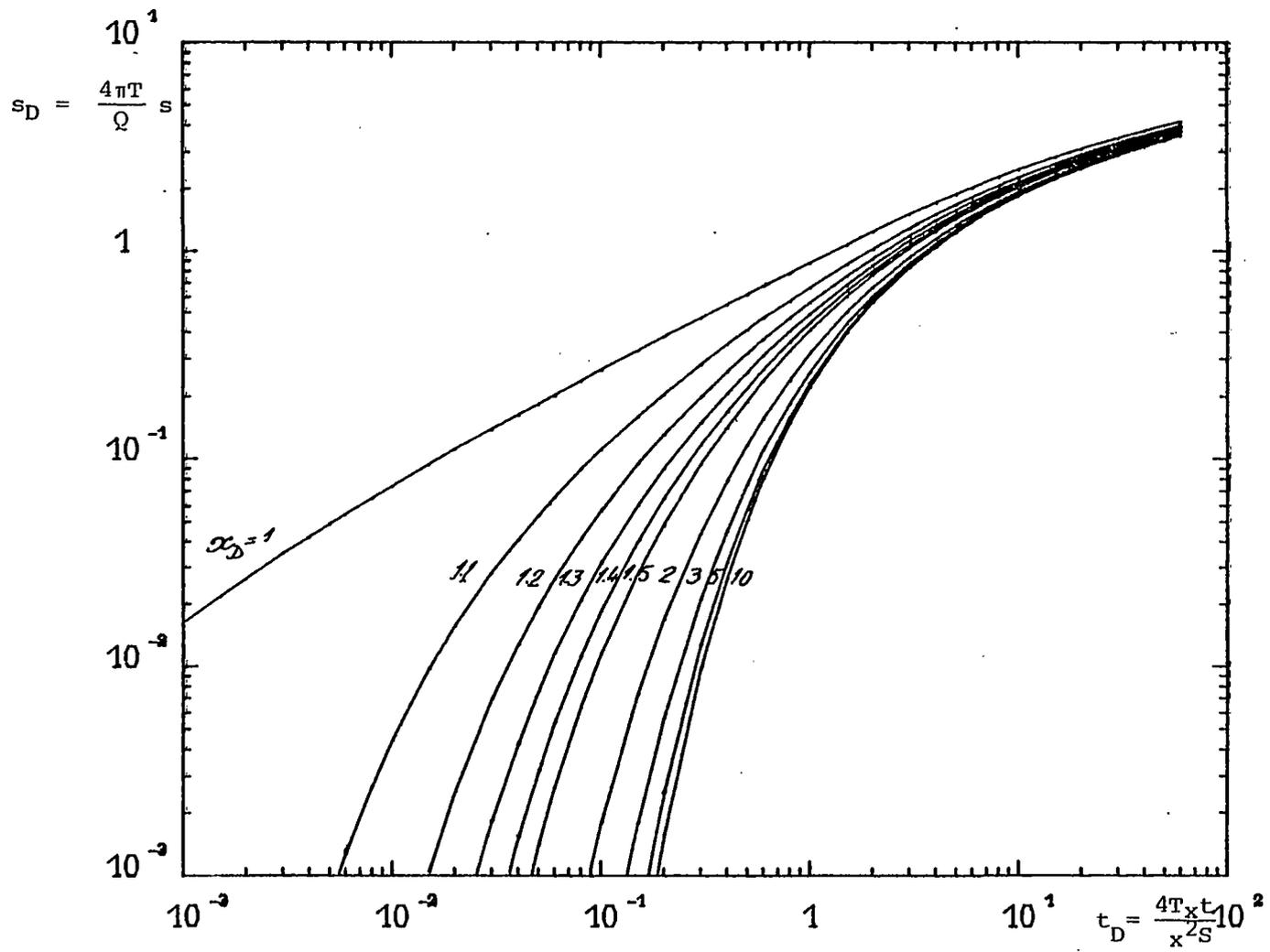


FIGURE 18

FISSURE RECTANGULAIRE CALCUL A UN PIEZOMETRE
FACTEUR DE FORME=50.

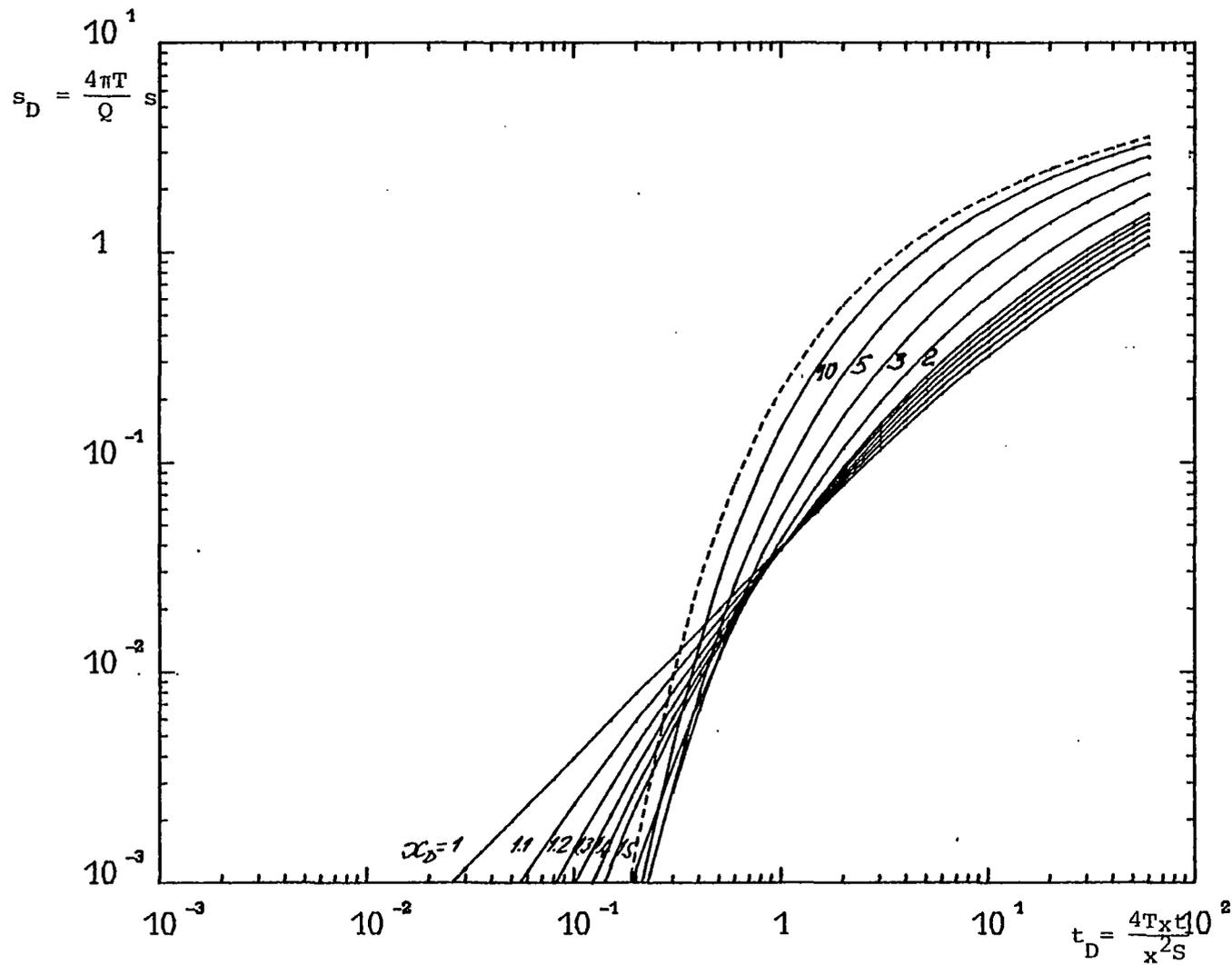


FIGURE 19

FISSURE RECTANGULAIRE CALCUL A UN PIEZOMETRE
FACTEUR DE FORME=0,1

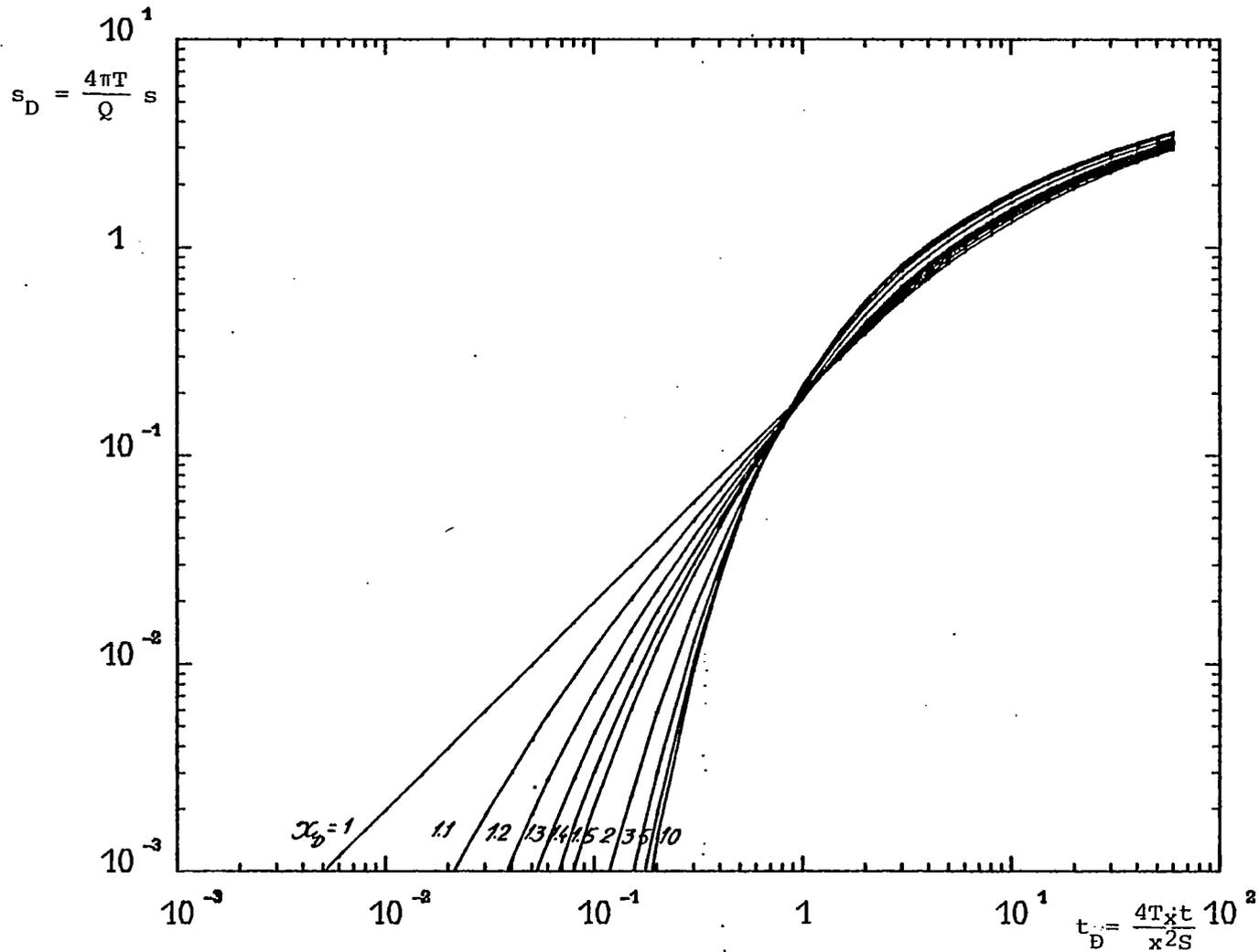


FIGURE 20

FISSURE RECTANGULAIRE CALCUL A UN PIEZOMETRE.
FACTEUR DE FORME=0.5

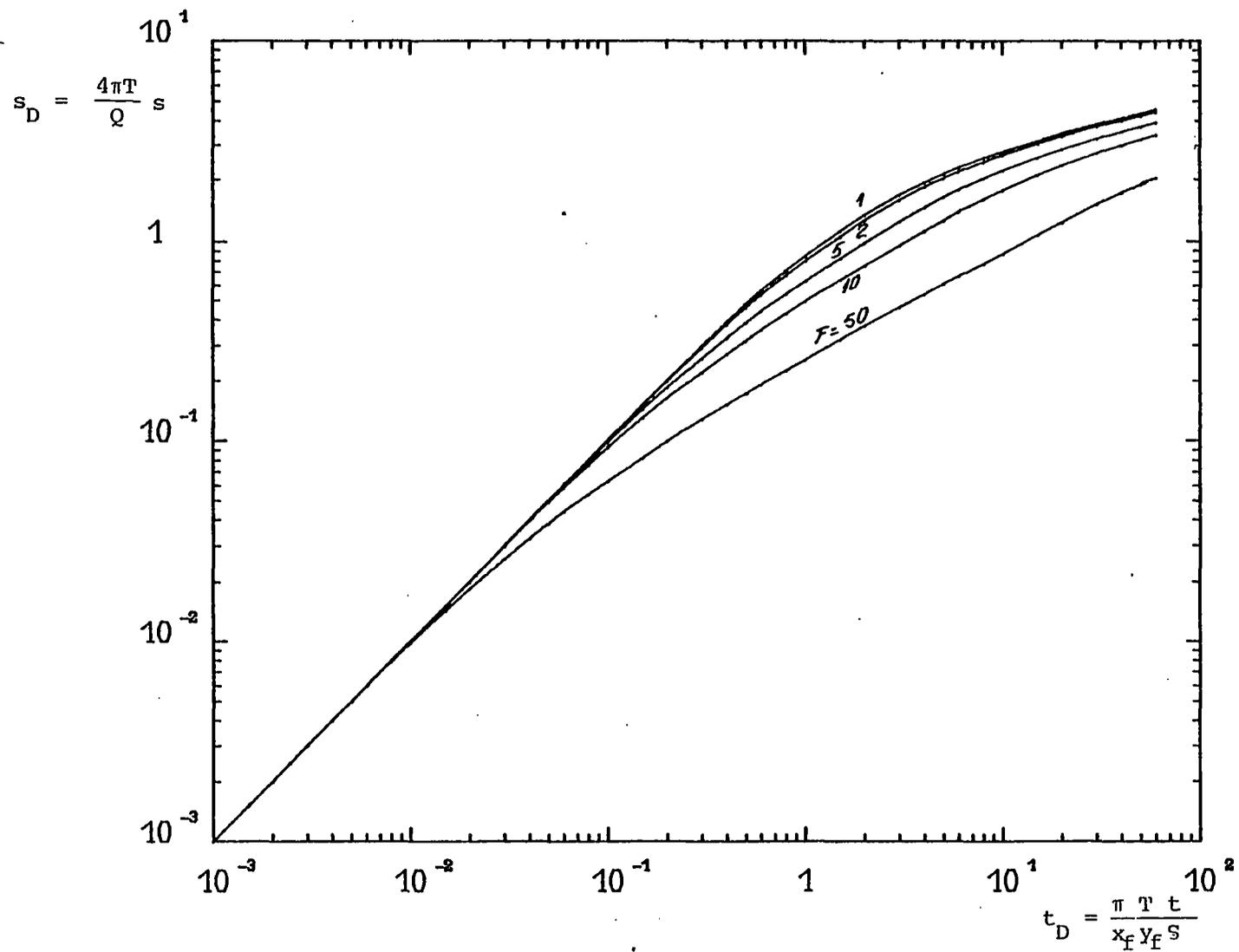
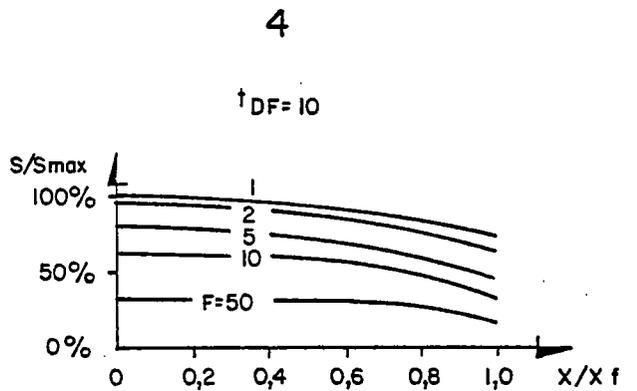
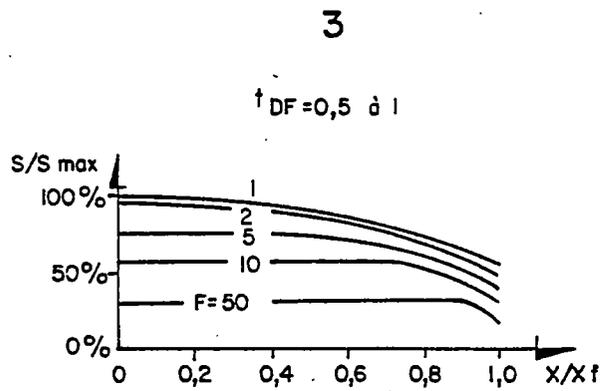
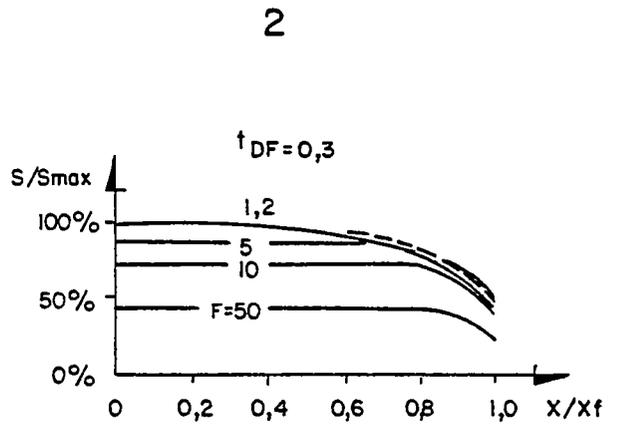
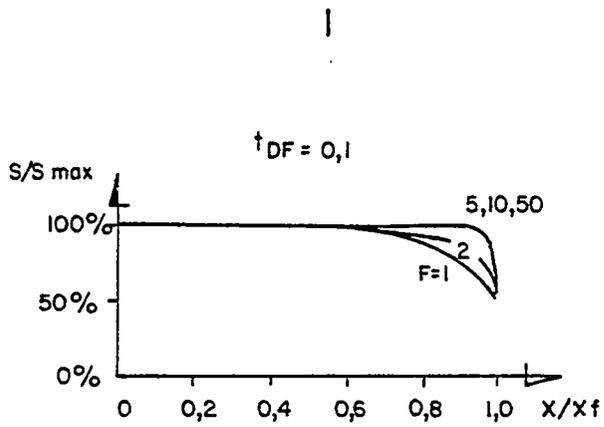


FIGURE 21

FISSURE RECTANGULAIRE RABATTEMENT AU CENTRE
MOYENNE SUR LA VERTICALE

Fig. 22 Rabattement dans la fissure



BIBLIOGRAPHIE DE LA TROISIEME PARTIE

- BOULTON et STRELTSOVA. - Unsteady flow to a pumped well in a fissured water bearing formation
Journal of hydrology 35 (1977) 257-269
- RAGHAVAN. - Pressure behavior of wells intersecting fractures.
International well testing symposium proceedings
Berkeley (CALIF) oct. 1977
- CRASLAW H.S. and JAEGER J.C. - Conduction of heat in solids.
Oxford at the Clarendon Press (1959)
- GRINGARTEN A.C. and RAMEY H.J. - The use of source and green's functions in solving unsteady flow problems in reservoirs
Soc. Pet. Eng. J. Oct. 1973
- GRINGARTEN A.C., RAMEY H.J. - Unsteady state pressure distribution created by a well with a single infinite conductivity vertical fracture.
Soc. Pet. Eng. J. Août 1974
- CINCO, RAMEY, MILLER. - Unsteady state pressure distribution created by a well with an inclined fracture.
Paper SPE 5591 presented at SPE AIME 50th. Annual Fall technical conference and exhibition. Dallas, Sept. Oct. 1975
- URAIET, RAGHAVAN, THOMAS. - Détermination of the orientation of a vertical fracture by interference tests.
Journal of Petroleum Technology. Janv. 1977
- GRINGARTEN A.C., RAMEY H.J. - Unsteady state pressure distribution created by a well with a single horizontal fracture, partial penetration, or restricted entry.
Society of Petroleum Engineers Journal. Aug. 1974
- PAPADOPOULOS I.S. (1965). - Nonsteady flow to a well in a infinite anisotropic aquifer.
Proc. 1965 Dubrovnick symposium on hydrology of fractured rocks, Int'l Assoc. of Sci. Hydrology I, p. 21.31
- BERTRAND L., GRINGARTEN A.C. - Détermination des caractéristiques hydrauliques des aquifères fissurés par pompage d'essai en régime transitoire. Application aux nappes de la craie.
Rapport interne B.R.G.M. 78 SGN 669 GEG

4 - CONCLUSION GENERALE

Deux méthodes de détermination des caractéristiques hydrauliques d'un milieu rocheux fracturé ont été envisagées dans ce rapport.

La méthode temporelle, dont les possibilités d'application ont été étendues à un plus grand nombre de configurations géométriques de fractures, ne permet pas de déterminer l'épaisseur d'une fracture (c'est-à-dire sa conductivité hydraulique). Seules les caractéristiques hydrauliques globales du milieu rocheux et l'extension de la fracture (si des mesures sont faites dans des puits d'observation), peuvent être déterminées. Or ces paramètres ne sont pas les plus importants pour un projet "Hot dry rocks".

Par ailleurs, dans le cas d'injections d'essai, même à des pressions modérées, le comportement réel de la fracture se différencie très vite de son comportement théorique. Les auteurs pensent que cela est dû à des modifications de l'extension "efficace" de la fracture pendant l'essai. Des recherches sont en cours pour approfondir ce point.

En ce qui concerne la méthode fréquentielle, qui semble très prometteuse, elle doit encore subir l'épreuve de l'expérimentation in situ, à laquelle elle n'a pas été soumise jusqu'à présent.