

les mettant au compte de l'anormalité des liquides quand ils ne pouvaient être expliqués autrement. Nous allons reprendre maintenant de plus près les résultats obtenus et les critiques faites.

III.4.a. VALIDITE DE LA LOI DE DARCY

La confirmation de la validité de la loi de Darcy ne peut être obtenue que par la mise en évidence de causes d'erreurs qui auraient entâché les résultats contraires et surtout par de nouvelles expériences qui donneraient des résultats favorables. C'est ce qu'a fait OLSEN (54).

Etudiant les résultats antérieurs et les procédés de mesure qui avaient permis de les obtenir, OLSEN a remarqué que les mesures de débits se faisaient le plus souvent par la mesure du déplacement d'un ménisque dans un tube capillaire horizontal. Il a montré, en tenant compte de la variation de l'angle de raccordement entre le ménisque et le tube, et suivant l'état de propreté du verre, que l'erreur était supérieure à l'écart constaté.

Partant de la formule de JANIN et des travaux de SMITH et CRANE, il évalue - pour une bulle d'air circulant dans un capillaire, donc pour deux surfaces de séparation - la différence de pression due aux effets de la tension superficielle à :

$$\Delta P = \rho \cdot g \cdot \Delta H = \frac{4}{d} (\cos \theta_b - \cos \theta_a) \sigma$$

où d est le diamètre du capillaire, θ_b et θ_a les angles de contact des deux ménisques avec la paroi du tube et σ la tension superficielle. Les mesures effectuées lui donnent pour la quantité :

$$Z = \sigma (\cos \theta_b - \cos \theta_a)$$

une valeur maximale $Z = 47$ dynes/cm.

Il constate alors que les écarts signalés par les divers auteurs sont le plus souvent du même ordre de grandeur que l'erreur entraînée par la souillure du tube capillaire provoquée par l'air du Laboratoire ou l'eau de filtrage.

Toute variation de la forme du ménisque du fait de l'état de surface du capillaire ou du diamètre de celui-ci se traduit donc par une variation dans la pression réelle à la surface de l'éprouvette, et on ne peut considérer que l'axe de ce tube horizontal est le niveau de la surface piézométrique du liquide, ni même à une distance constante de ce niveau virtuel. Pour éliminer les effets de la tension superficielle, il faut lire directement la pression, et en évitant les tubes monométriques fins, car le même phénomène s'y reproduirait.

L'objection est certes intéressante, et en principe valable. On peut cependant considérer que l'état des surfaces ne change pas beaucoup d'une mesure à l'autre, et il est possible par la répétition des mesures dans un ordre quelconque de vérifier l'importance de cette cause d'erreur, et si elle suffit à expliquer les écarts constatés.

OLSEN ne s'est pas borné à la critique : il a également expérimenté sur du kaolin, avec un appareillage de qualité, en éliminant les ménisques (sauf un). Il semble avoir prouvé la validité de la loi de Darcy, même sous de faibles gradients. Nous avons refait les mesures avec un matériel semblable, et nous le décrirons plus loin.

Dans le même sens, KUTILEK (1969) (40), après une analyse des résultats qu'il a lui-même obtenus expérimentalement, ou qui ont été publiés ailleurs, cherche d'autres facteurs pouvant provoquer des écarts à la loi de Darcy sans toutefois la mettre réellement en cause. Pour cela, il classe en trois groupes les douze graphes $V(J)$ auxquels nous avons

ajouté celui correspondant à la loi de Darcy et un autre au cas d'un écoulement à gradient nul, qu'il n'a pas cité (figure 15).

Dans le premier (a à f) la vitesse croît plus que proportionnellement au gradient, et les écarts sont attribués au comportement rhéologique de l'eau du sol, ou au potentiel osmotique. Dans le second groupe (g à j) la courbure est inversée ; il correspond aux cas où la géométrie de l'échantillon se modifie. Le troisième est un mélange des deux précédents (k et l).

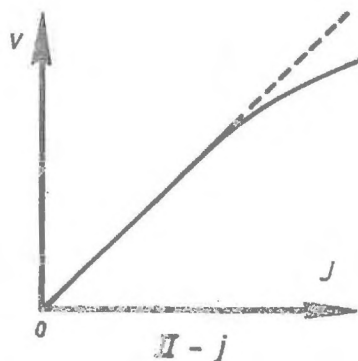
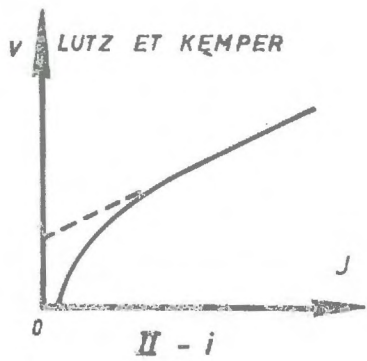
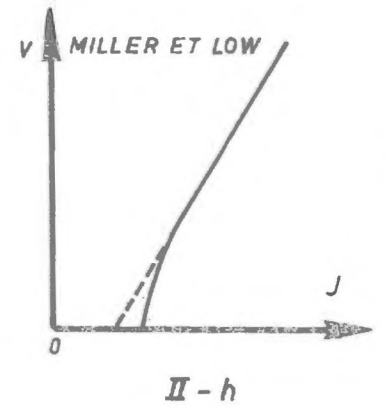
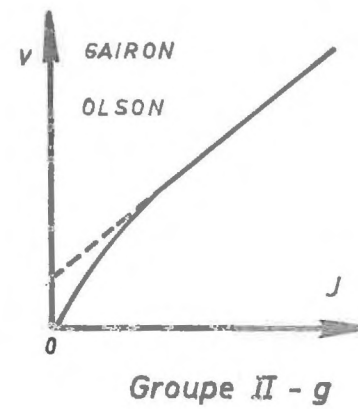
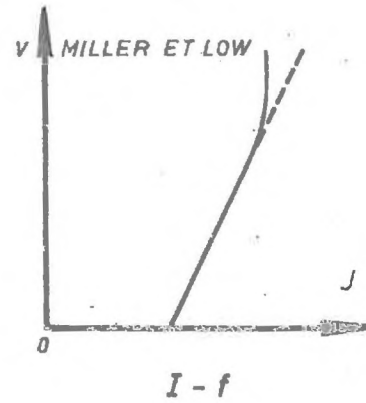
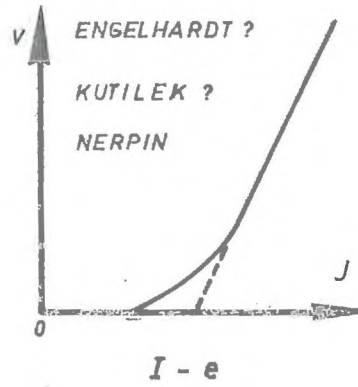
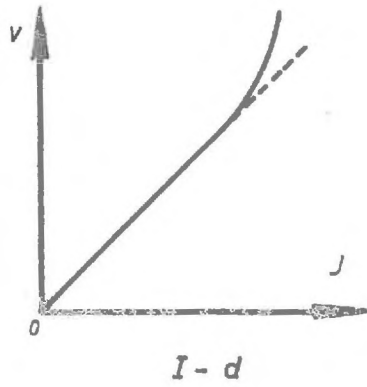
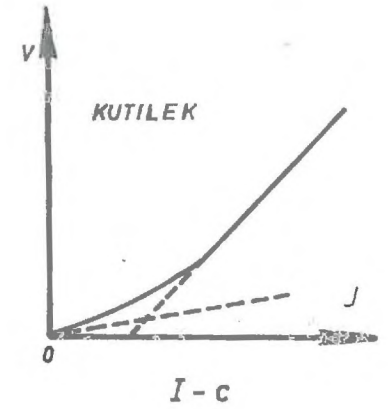
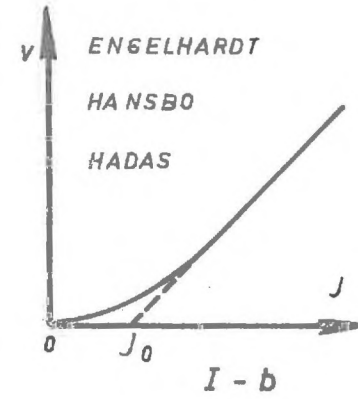
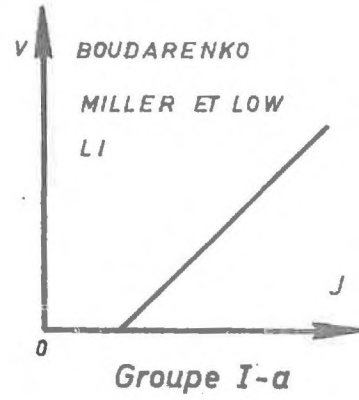
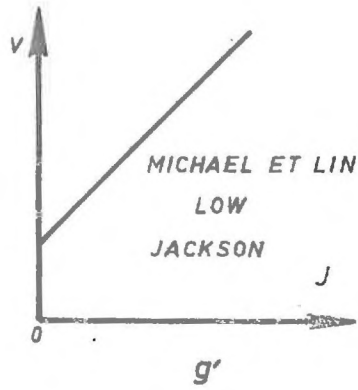
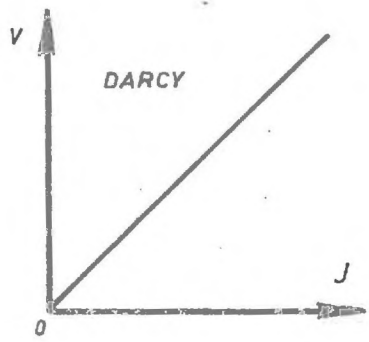
Quant aux causes précises des erreurs expérimentales, il en voit sept types :

1. Le gonflement des échantillons insuffisamment humides lors de leur introduction dans l'appareil ; ou encore l'entraînement des parties fines hors de l'échantillon. Ces deux cas augmentent la porosité, et font partie du premier groupe (à condition que les essais aient lieu à gradient croissant : il suffit d'une seconde série pour vérifier ou de modifier l'ordre des mesures à gradients croissant et décroissant alternativement).

2. Les particules les plus fines peuvent s'évader, mais leur seul déplacement provoque une diminution de la perméabilité. Comme dans le cas précédent, c'est le temps, plus que le gradient, qui est la variable essentielle.

3. Une infime quantité d'air peut rester piégée dans l'éprouvette, ou être introduite par l'eau ; si on ne prend pas la précaution de la désaérer.

4. Dans certains cas, des bactéries peuvent se développer dans l'éprouvette, lors d'essais de longue durée, ce qui provoque une diminution de la porosité.



GRAPHES DE KUTILEK

FIG. 15

5. Si on ajoute du phénol à l'eau de percolation pour la rendre antiseptique, les cations organiques transforment le contact eau-argile.

6. Les instruments de mesure ont leur action propre, comme l'a signalé OLSEN.

7. Dans le cas d'échantillons non saturés, ou de mouvement transitoire, on trouve les mêmes causes d'erreurs accentuées par le déplacement des particules qui modifie la géométrie du filtre.

Cependant, les propres expériences de KUTILEK mettent en doute la loi de Darcy à sa limite inférieure. On est donc amené à étudier sérieusement les autres théories : qu'on puisse tout expliquer par la possibilité d'erreurs expérimentales n'est pas une preuve de ces erreurs, et chaque chercheur ne peut donner que son interprétation des mesures qu'il a faites.

Devant une réalité expérimentale deux positions sont possibles : on peut, soit chercher une formulation qui rende compte simplement de la totalité des résultats obtenus sans insister pour avoir une interprétation rationnelle du phénomène, soit au contraire construire à partir des faits constatés un édifice logique basé sur des connaissances confirmées, et ajuster ensuite en agissant sur les paramètres disponibles la fonction obtenue aux résultats expérimentaux. On trouvera donc ces deux types de formules et autant "d'explications" que de types de déviations constatées.

III.4.b. EXISTENCE D'UN SEUIL

Parmi les graphes $V(J)$ un certain nombre ne passe pas par l'origine : leurs prolongements intuitifs ou eux-mêmes coupent l'axe des vitesses en des points de côte positive ou négative.

S'il existe un point de gradient hydraulique moteur nul, (cas g' de la figure 15) où cependant le débit n'est pas nul, c'est que d'autres facteurs indépendants de l'hydraulique interviennent. Nous avons cité le gradient osmotique, dû à des variations de concentration en sels dissous, mais il peut en exister d'autres, thermiques ou électriques puisqu'on ne peut concevoir de mouvement sans force motrice (LOW, 1955 ; JACSKON, 1967 ; MILLER et collaborateurs, 1969).

Dans le second cas, plus fréquemment cité, la vitesse reste nulle jusqu'à la valeur J_0 du gradient hydraulique, c'est-à-dire que le filtre ne commence à débiter qu'à partir de cette valeur limite du gradient. Ce "seuil" semble avoir été signalé plusieurs fois. KUTILEK cite MILLER et LOW (1963) (53), DAVIDSON (1963), NERPIN et TCHUDNOVSKIY (1967). Nous ajouterons BONDARENKO et NERPIN, (1964) (6), à qui nous emprunterons l'interprétation théorique.

Elle est fondée sur l'assertion que l'eau dans les capillaires n'est plus un liquide newtonien. Cette idée n'est pas nouvelle, et LOW (1961) (45) semble avoir démontré que les molécules d'eau au voisinage des argiles prennent un arrangement particulier qu'il nomme quasi-cristallin. Mais BONDARENKO et NERPIN l'assimilent à un corps de BINGHAM - ce qui introduit de façon rationnelle la notion de seuil - et ils déterminent la vitesse de filtration en appliquant la formule de BUCKINGHAM (I.3.d) (figure 4) :

$$V_0 = K_0 \cdot J \left[\frac{1}{3} \left(\frac{J_0}{J} \right)^4 - \frac{4}{4} \frac{J_0}{J} + 1 \right] \quad (I.8)$$

où K_0 est la perméabilité du liquide newtonien lié de façon évidente à la perméabilité réelle par :

$$K = K_0 \left[\frac{1}{3} \left(\frac{J_0}{J} \right)^4 - \frac{4}{3} \frac{J_0}{J} + 1 \right] \quad (III.7)$$

Pour appuyer leur théorie, BONDARENKO et NERPIN font état d'essais sur capillaires de verre, céramique et autres milieux poreux non précisés (de l'argile seulement pour un essai d'électrosmose), donc précisément des matériaux sur lesquels on n'avait rien remarqué jusqu'alors ; ils indiquent aussi une dissymétrie dans l'écoulement (puisque'il dépend du sens de filtration) qu'ils attribuent à un gradient de concentration dans le liquide, provoquant son "glissement" sur les parois, par une distribution diffusive des ions près de la surface solide.

Que l'eau en milieu argileux, et surtout au voisinage des parois ne soit pas un liquide newtonien, on peut aisément l'admettre. Il est possible que l'on retrouve ces propriétés de contact dans d'autres matériaux, mais on peut surtout faire grief à cette théorie d'attribuer un comportement anormal à l'eau loin des parois, en considérant qu'elle se déplace comme un piston.

C'est probablement pour cette raison que KOVACS (1969) (35) introduit dans le modèle du fluide de Bingham (figure 16) un effort tranchant statique inversement proportionnel à la distance à la paroi, ce qui corrige le point apparemment litigieux de la théorie précédente, en conservant l'hypothèse du seuil. Il obtient alors la formule suivante où les symboles sont ceux de I.3.d :

$$V = \frac{J \cdot \rho \cdot g}{4 \cdot \nu} R^2 \left\{ \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 - \frac{2}{J} \left[\frac{r_0}{R} \operatorname{ArgTh} \frac{r_0}{R} - \frac{r}{R} \operatorname{ArgTh} \frac{r}{R} + \frac{1}{2} L \frac{R^2 - r_0^2}{R^2 - r^2} \right] \right\}$$

et la vitesse moyenne :

$$V_m = \frac{\rho \cdot g \cdot J}{8 \cdot \nu} R^2 \left\{ \left(1 - \frac{J_0}{J} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{J_0}{J} \left[\left(1 - \frac{J_0}{J} \right)^{3/2} \operatorname{ArgTh} \left(1 - \frac{J_0}{J} \right)^{1/2} - \frac{L}{J} \frac{J_0}{J} \left(1 - \frac{J_0}{J} \right) \right] \right\} = \frac{\rho \cdot g \cdot J}{8 \cdot \nu} R^2 \{ X \}$$

On reconnaît dans le facteur précédant l'accolade la vitesse de filtration de Darcy, V_D , et on peut écrire :

$$V_m / V_D = \{ X \}$$

KOVACS situe à $12 J_0$ la limite inférieure de validité de la loi de Darcy. Cela lui permet de donner deux formes asymptotiques de la vitesse moyenne :

pour $J > 12 J_0$ $V = \frac{g}{v} k (J - 2 J_0)$ (III.8)

et

pour $J_0 < J < 12 J_0$ $V = \frac{1}{2} \frac{g}{v} k \sqrt{2} (J - J_0) \left(\frac{J}{J_0} - 1\right)^{1/10}$ (III.9)

Le calcul de J_0 serait possible, lié à la porosité P , à un coefficient de forme des particules α et au diamètre des grains D :

$$J_0 = \frac{C}{\rho \cdot g} \cdot \frac{1 - P}{2P} \cdot \frac{\alpha}{D}$$

A côté de ces équations à base logique, nous trouvons également des formules empiriques du type :

$$V = k (J - J_0)$$

qui traduisent de façon simpliste l'existence d'un seuil J_0 (PUZYREVSKAYA (1931) citée par KUTILEK).

III.4.c. EAU CONSIDEREE COMME LIQUIDE ANORMAL

C'était déjà le cas avec l'hypothèse du corps de Bingham, mais on préfère définir en France comme anormal tout corps qui n'entre pas dans une catégorie rhéologique classique. On pourrait en

particulier y comprendre celui défini par KOVACS. Mais on peut aussi ne faire aucune hypothèse sur ces caractéristiques, et suivant en cela HANSBO (1960), établir une équation empirique de l'écoulement.

Les graphes $V(J)$ passant par l'origine montrent, à partir d'une certaine valeur de J ; une relation linéaire; la droite prolongée coupant l'axe des J en J_0 . Choisisant comme équation de définition

$$\frac{dv}{dJ} = M \left[1 - e^{-J/J_0} \right]$$

et tenant compte du fait que le graphe passe par l'origine :

$$V = M \left\{ J - J_0 \left[1 - \exp(-J/J_0) \right] \right\}$$

qui se ramène évidemment à $V = M(J - J_0)$, dès que J_0 devient négligeable par rapport à J ; on rejoint ici les équations des écoulements à seuil de gradient.

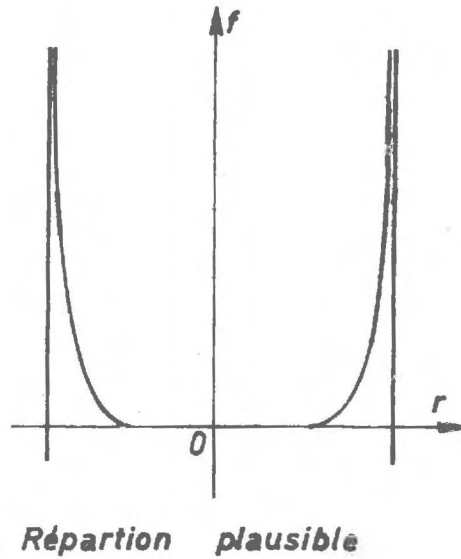
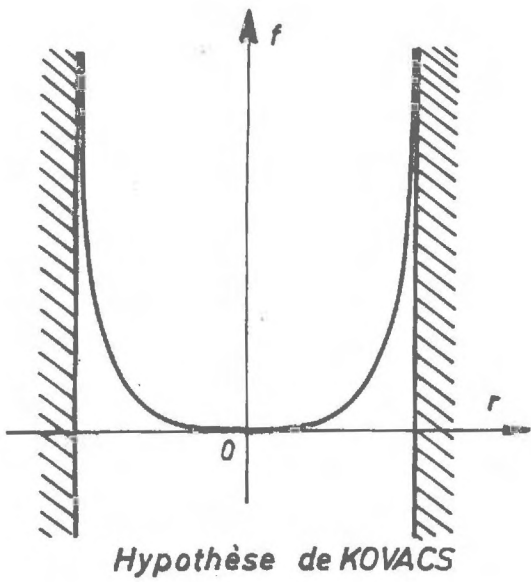
SWARTZENDRUBER (1962) (68) suggère une forme légèrement différente avec deux paramètres caractérisant le comportement non-darcéen du milieu, A et C :

$$V = K \left\{ J - A \left[1 - \exp(-C J) \right] \right\}$$

équation reprise par KUTILEK (1964) (36) (37), qui fait intervenir la "conductance hydraulique" initiale K_0 déterminée comme pente du graphe $V(J)$ à l'origine et celle K correspondant aux valeurs assez élevées du gradient :

$$V = K \left[\frac{1}{B} L (A + e^{BJ}) - C \right]$$

$$\text{où } B = \frac{1}{C} L \frac{K}{K_0} \quad \text{et} \quad A = \frac{K}{K_0} - 1 = e^{BC} - 1$$



**RESISTANCE AU CISAILLEMENT
DANS LES FLUIDES AU VOISINAGE DES PAROIS DES
CANALICULES**

FIG. 16

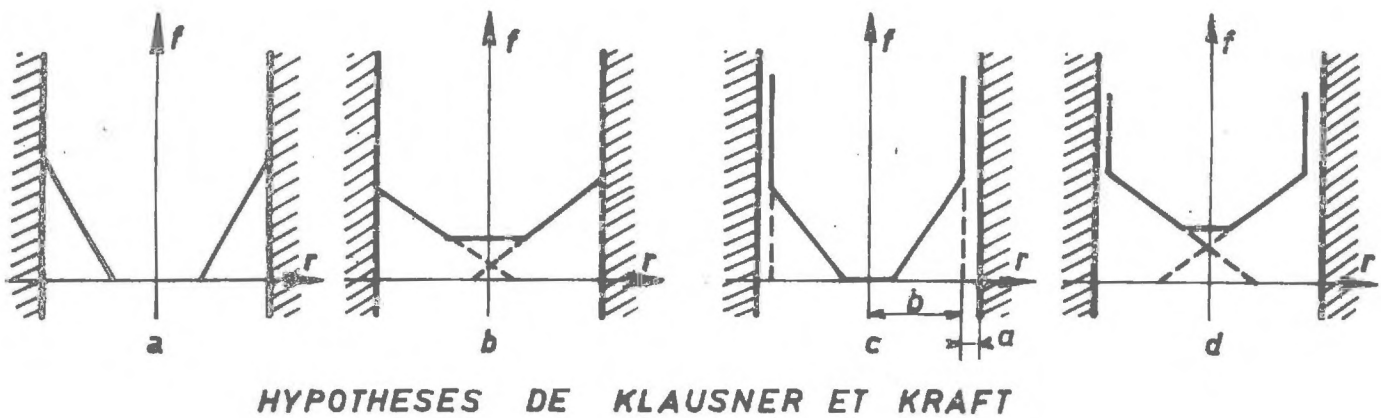


FIG. 17

III.4.d. INTRODUCTION DES ACTIONS DE CONTACT AUX PAROIS

Nous avons vu que les effets des forces d'attraction dues aux valences libres aux bords des particules d'argile se font sentir jusqu'à des distances de 400 \AA , mais diminuent très vite (potentiel zéta). On peut penser que ces forces normales à l'écoulement engendreront par frottement, comme dans le cisaillement d'un corps solide, des forces qui lui seront parallèles ; dans ce cas il est à présumer qu'elles se réduiront elles aussi très vite avec la distance à la paroi. Le passage de la contrainte de cisaillement constante (corps de Bingham) à celle proportionnelle à la distance (KOVACS) nous conduit à une loi plus élaborée comme celle de KLAUSNER et KRAFT (1965) (33) (34). Partant d'un modèle capillaire, ils imposent aux forces de frottement une loi de variation compatible avec la théorie de CHAPMAN-GOUY, les expériences de LOW et de WINTERKORN, et schématisée par éléments linéaires : contre la paroi, ces forces sont infinies jusqu'à une distance a , au delà du rayon d'action b elles sont nulles, entre les deux elles varient linéairement entre une valeur f et zéro ; elles ne s'annulent pas si le rayon R du capillaire est inférieur à b . Dans leur second modèle on retrouve l'hypothèse de KOVACS, avec un écoulement entre deux plans parallèles pour lequel $a = 0$ et $R < b$. Le troisième modèle de KLAUSNER et KRAFT envisage le cas d'un capillaire non circulaire et à rayon d'action hydraulique variable. (figures 16 et 17)

Ils ne donnent pas de formule unique de débit, mais pour diverses valeurs de R/b , ils tracent des graphes $V(J)$ en variables adimensionnelles qui montrent le passage progressif de l'un à l'autre lorsque la vitesse croît plus que proportionnellement au gradient.

La nuance importante est qu'il n'est plus besoin de contrainte limite de cisaillement, que l'eau garde ses propriétés ordinaires loin des parois tout en étant fixée à elles sur une certaine

épaisseur. Mais on n'obtient pas de loi de débit utilisable. Leur calcul ne peut être mené à bien que pour des exemples numériques, étant donné que l'intégration ne peut se faire que séparément et pour chaque zone du fluide.

Une solution simplifiée consiste à garder l'hypothèse LOW de la couche d'eau quasi-cristalline qui n'entre pas dans le mouvement ; au delà, l'eau retrouve ses propriétés ordinaires. C'est à peu près l'idée de ZUNKER (1932, cité par HUGUES) ; IRMAY la fait intervenir sous la forme "d'eau de chambranle" dans sa formule de perméabilité. Nous l'avons nous mêmes utilisée en 1955 pour des gradients assez forts ; des travaux plus récents ne font que confirmer sa probabilité. L'intérêt de cette hypothèse réside dans sa simplicité, puisque cela revient à diminuer la porosité proportionnellement à la surface spécifique (coefficient de rétention). Nous verrons plus loin qu'il est possible de moduler le coefficient de rétention en fonction de la vitesse de filtration, d'où un aspect plus macroscopique du problème.

CHAPITRE IV

ETUDE EXPERIMENTALE

IV. 1. GENERALITES

IV. 1. a. PROGRAMME D'EXPERIMENTATION

L'objet initial de notre étude est la vérification de la loi de Darcy dans les argiles, donc la mesure de très faibles perméabilités.

Nous avons cité les nombreux paramètres qui interviennent dans ce problème, et nous allons évidemment les retrouver dans l'analyse, puisque la loi de Darcy est prise sous la forme développée que nous lui avons donnée en (III.1). En dehors de la vérification attendue des effets de ces paramètres, le sujet s'est élargi de lui-même par l'apparition des déviations à faible gradient hydraulique, et la parution de publications étrangères montrant un désaccord

persistant à ce sujet. La nécessité d'une précision toujours plus grande nous a poussé à une adaptation progressive des appareils et des méthodes de mesure.

Le matériel expérimental qui se voulait au départ plus large, s'est trouvé réduit au Kaolin pour l'essentiel des essais, à cause de la durée des mesures et surtout de la consolidation des autres argiles ; par exemple, la montmorillonite, après quinze jours de mise sous contrainte de compression, évacue autant d'eau par diminution de porosité due à la consolidation qu'il n'en filtre par perméabilité.

L'étude critique des conditions expérimentales nous a amenés à faire des essais avec des échantillons non entièrement purgés d'air et avec des charges hydrauliques importantes, bien que sous faible gradient.

Enfin, le désir de tirer les conséquences pratiques des résultats obtenus nous a conduits tout naturellement à chercher un seuil de pourcentage d'argile à partir duquel un sol aurait un comportement typiquement argileux, fait très important pour l'agronomie, les barrages ou les fondations.

Nous avons d'abord cherché à éliminer la plupart des paramètres dont le rôle semblait suffisamment connu (la température, le temps, la durée de la percolation, la pression porteuse), pour nous consacrer aux paramètres essentiels : le gradient hydraulique et la porosité. L'influence de l'air piégé et le comportement du kaolin dans un squelette de billes de verre ont également fait l'objet d'une étude particulière.

Comme argiles autres que la Kaolinite on s'est limité à la Montmorillonite pour une recherche d'un seuil de gradient signalé par plusieurs auteurs.

IV. 1. b. LE MATERIEL EXPERIMENTAL

Nous avons utilisé essentiellement du KAOLIN de Ploemeur (Morhiban) tel qu'il est livré par l'usine. Une analyse aux rayons X (raie K du cuivre) faite par le Laboratoire Central des Services Chimiques de la Seine le donne comme Kaolinite type contenant des traces de quartz (figure 18). Mais l'examen au microscope électronique révèle que dans les expériences plus récentes, le kaolin utilisé quoique de même origine, semble contenir également un peu de mica, en proportion très faible cependant. Les veines dans les gisements ne sont pas tout à fait homogènes et le lavage rarement parfait (photos au microscope électronique) (planche).

L'analyse granulométrique a été pratiquée sur un échantillon préparé suivant la méthode de RIVIERE, par sédimentation et mesures densimétriques ; elle a donné pour tracer la courbe granulométrique les points suivants, d étant le diamètre apparent des grains en microns, et y le pourcentage en masse de grains de diamètre inférieur à d :

d	58,5	13,1	6,2	4,05	3,17	2,76	1,63	1,14	0,96	0,69
y	100	98	96	88	77	74	54	45	39	31

Ce tableau semble montrer que les agrégats n'ont pas tous été dispersés suivant la méthode citée plus haut - ou alors celle-ci ne devrait pas être appliquée à l'argile. Normalement, les colloïdes auraient dû rester en suspension.

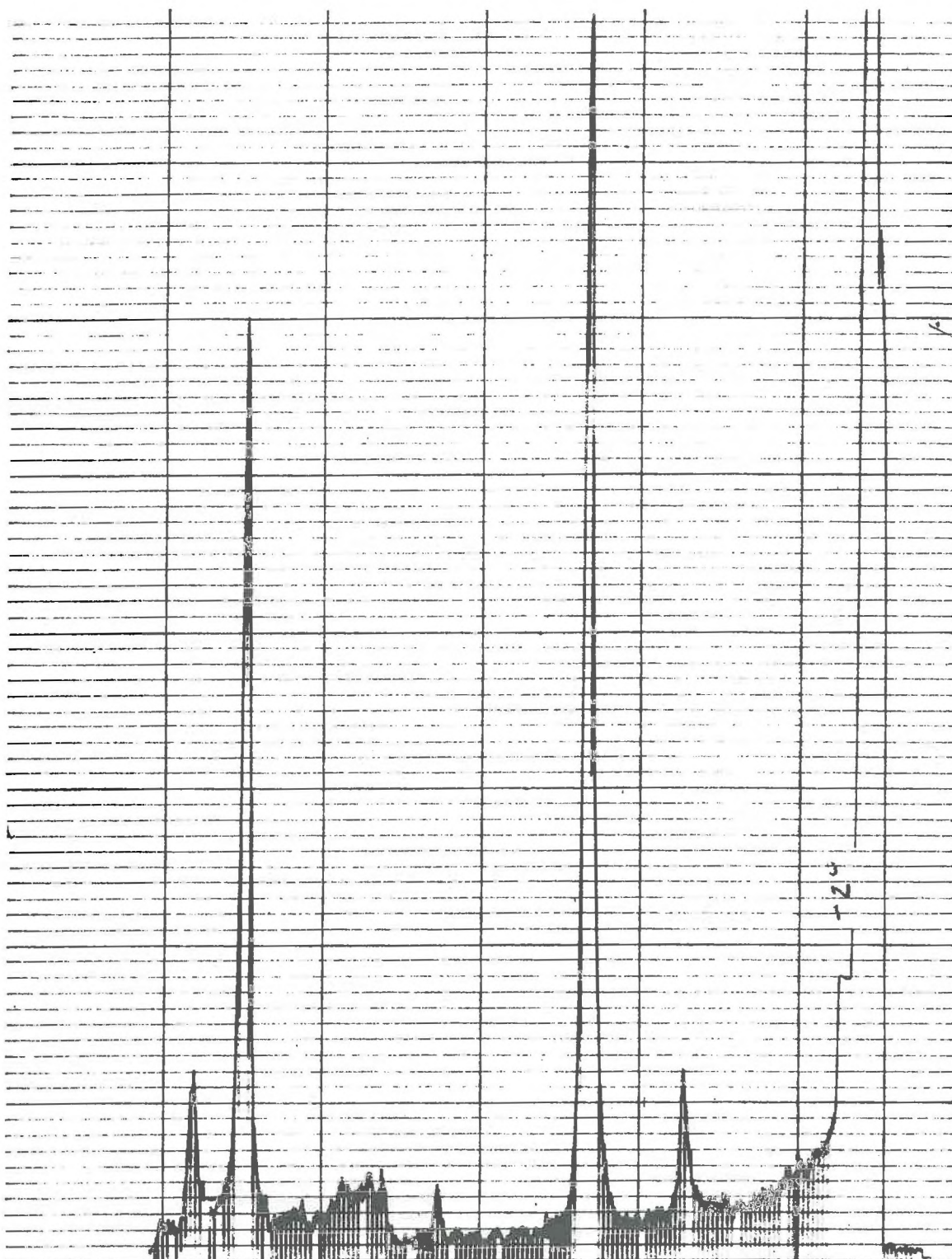


Figure 18

La surface spécifique a été mesurée dans les laboratoires du Professeur FRIPIAT, à l'Université de Louvain. Elle est de $13 \text{ m}^2/\text{g}$, c'est-à-dire relativement faible, pour une argile de ce type.

La masse spécifique du Kaolin est une caractéristique importante pour la détermination de la porosité de l'éprouvette. Nous l'avons mesurée par la méthode du picnomètre, et à l'eau, après dessiccations à l'étuve à 105° c'est-à-dire dans les mêmes conditions que lors de la pesée à sec de l'éprouvette. Nous avons obtenu :

$$\rho = 2,73 \text{ g/cm}^3$$

L'eau a toujours été distillée et désaérée car nous avons cherché à éliminer le problème de fixation d'ions étrangers sur les argiles, aussi bien que celui d'arrachement d'ions à celles-ci.

IV. 1. c. LES CONDITIONS EXPERIMENTALES

Les écueils à éviter sont essentiellement les modifications d'une quelconque caractéristique de l'éprouvette ou du liquide filtrant au cours de chaque essai. Pour l'éprouvette, les modifications de géométrie se traduisent par un changement de hauteur, l'argile étant suffisamment meuble pour ne tolérer aucune cavité importante - à moins d'introduire de l'air durant sa confection ce qu'on a plutôt essayé d'éviter.

Les expériences sont de longue durée , par conséquent des microorganismes peuvent s'y développer. Cependant, à la fin de chaque série de mesures (durée supérieure à six mois), aucune trace de moisissure ne s'est révélée à la rupture de l'éprouvette de kaolinite. Par contre, nous en avons constaté sur la montmorillonite, après dix-huit mois de repos. Peut-être la circulation d'eau est-elle une circonstance défavorable au développement de ces microorganismes.

Les essais ont lieu sous une contrainte d'écrasement de l'éprouvette provoquée par des masses de fonte placées à l'extrémité d'un levier ; le piston qui glisse à frottement doux n'oppose qu'une faible résistance. Il faut éviter les vibrations qui se traduiraient par l'application à l'échantillon de surcharges dues à l'énergie cinétique des masses d'alourdissement. Ces risques ont été réduits en plaçant les appareils sur le sol naturel d'une cave jusqu'à demi-enterrée.

Quant à l'eau, les seules variations possibles sont celles de viscosité et de densité, c'est-à-dire de température. Nous devons donc apporter tous nos soins à maintenir celle-ci constante pendant la durée de la mesure, car elle agit également sur divers éléments de l'appareillage.

On sait que la température intervient sur la viscosité cinématique de l'eau qui est elle-même un paramètre de la loi de Darcy. Il est facile de chiffrer son influence : autour de 20°C une différence de température de un degré provoque une variation de viscosité cinématique de 2,6 %. Dans ce cas, la température à considérer est celle de l'eau lors de son passage dans l'éprouvette : la capacité calorifique totale de l'appareil et de son contenu intervient alors, et les variations de température sont de faible amplitude et en retard sur la cause qui les provoque. En vérifiant la température à l'intérieur du boîtier contenant l'éprouvette - par l'introduction d'un thermomètre grain d'orge - , on constate qu'elle suit pratiquement celle enregistrée par le thermomètre qui se trouve dans la salle, assez loin de l'appareil. En outre, les variations de température ont un rôle néfaste sur la véracité des lectures : les conduits en matière plastique et l'eau ont des coefficients de dilatation différents et présentent un décalage de température lorsqu'il se produit une variation subite, comme celle causée par la seule présence de l'observateur nécessairement proche des appareils pendant les lectures. Ceci a pour inconvénient, surtout pour les très faibles débits, de donner au

ménisque un mouvement apparent qui peut aller jusqu'à l'inverse de l'indication réelle et plus souvent de provoquer son arrêt, alors que le débit à travers l'éprouvette reste constant. Si dans ces cas extrêmes il est facile de déceler ces erreurs, elles peuvent rester ignorées lors de débits plus forts qui réduisent leur importance relative. Pour éviter l'échauffement ou en minimiser les effets, il importe que l'opérateur fasse vite ses lectures. D'autre part, un appareil symétrique tel que nous le décrirons plus loin permet de les éliminer par le calcul de la moyenne. L'observation à travers une glace est réalisable, mais rend les manipulations difficiles.

La plupart de nos essais ont été effectués dans une cave équipée où la température sur l'enregistreur s'est maintenue constante à 0,1 ou 0,2°C près, alors qu'un thermomètre placé près des appareils pouvait accuser des variations temporaires de 0,5°C.

IV.1. d. LA MESURE DES DEPLACEMENTS DES MENISQUES

Les appareils que nous allons présenter demandent tous des lectures de hauteur de colonne d'eau ou de déplacement de ménisque dans des tubes de verre. Nous avons vu l'importance que présente la rapidité de lecture. La plupart du temps, on utilise pour les opérations de ce genre des cathétomètres, assez longs à manier, à moins d'en avoir plusieurs en service en même temps, ce qui est coûteux et encombrant ; leur lecture n'est d'ailleurs pas très rapide.

Nous avons employé systématiquement une méthode différente que nous appellerons "méthode de la focale", basée sur l'expérience suivante : en éclairant avec une source de lumière éloignée un tube de verre partiellement rempli d'eau placé à un ou deux centimètres d'un écran, on observe sur ce dernier l'ombre du tube de verre ; dans

cette ombre se détache une ligne brillante correspondant à la partie pleine d'eau, image lumineuse de la source donnée par la lentille cylindrique ainsi formée, très nette si on règle la distance à l'écran à la valeur convenable. En plus, la séparation ombre-lumière est pratiquement ponctuelle (figure 19).

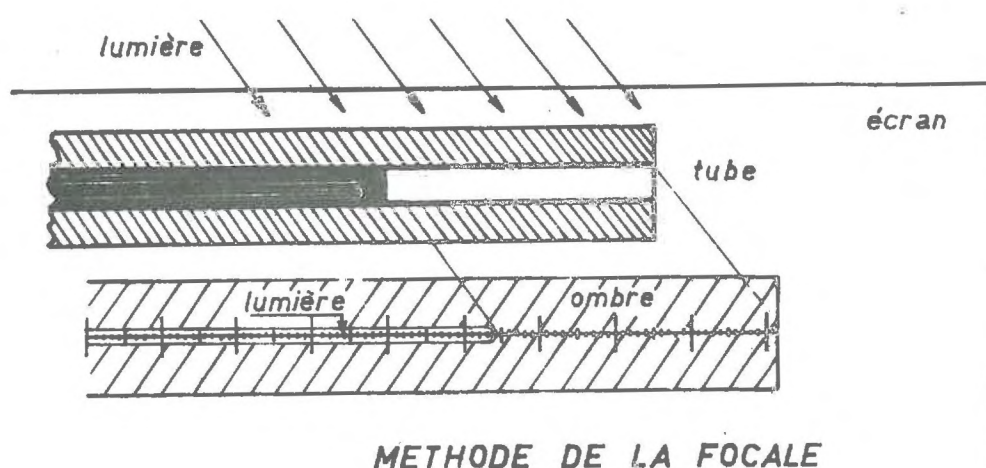


Figure 19

Si la source est assez éloignée (on peut au besoin utiliser des miroirs pour augmenter la distance optique), le rapport des déplacements du ménisque dans le tube et dans l'image est très proche de l'unité : c'est celui des distances à l'écran et au tube de la source lumineuse. Par exemple, pour une lampe à 6m et un tube à 1cm de l'écran, le rapport est de 601/600, c'est-à-dire que l'erreur relative sur la mesure est de 1/600 ; on pourra soit la corriger, puisqu'en fait elle est parfaitement calculable, soit tout simplement la négliger puisqu'elle affectera toutes les mesures dans le même sens. Cela revient à utiliser des unités de longueurs trop petites de 1/600.

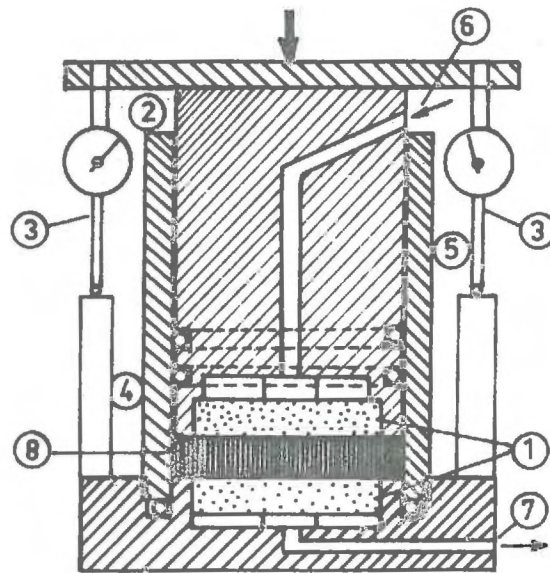
En pratique, nous avons placé tous les tubes piézométriques et toutes les microburettes sur un même tableau tapissé d'un papier millimétré. Nous pouvons constater la coïncidence avec un trait fin au 1/10 de mm, et faire une lecture intermédiaire en interpolant à vue et avec un peu d'habitude au 1/5 de mm près ; la précision est proche de celle du cathétomètre, en tous cas suffisante - eu égard aux autres causes d'erreur, en particulier celle de parallaxe que nous évitons.

IV. 2. LES APPAREILS ET LEUR UTILISATION

IV.2.a. L'OEDOMETRE

Il existe dans tous les laboratoires des sols un appareil pour la mesure de la perméabilité d'échantillons remaniés ou non : l'Oedomètre. On en trouve plusieurs modèles, différant par des détails, comportant tous un boîtier qui renferme l'éprouvette et un support appliquant les contraintes mécaniques par un jeu de leviers et masses d'alourdissement. C'est cet appareil que nous avons utilisé, en le modifiant chaque fois que c'était nécessaire pour l'adapter aux travaux projetés.

Le support ne présente aucun intérêt. Le boîtier, par contre, est assez complexe. Schématiquement, (figure 20), l'échantillon est placé dans un cylindre en laiton de 7 cm de diamètre intérieur, et pris entre deux pierres poreuses, l'une fixée sur l'embase, l'autre sur le piston creux. L'application du cylindre sur l'embase, par vissage ou boulonnage, est très soignée car elle participe à la mesure de la hauteur de l'éprouvette. Des orifices percés dans le cylindre et le piston (figure 20.a) permettent le passage d'une broche ajustée qui en fixe la hauteur initiale et s'enlève avant le début des mesures.



- | | |
|-----------------------|-------------------|
| ① Pierres poreuses | ⑤ Cylindre |
| ② Piston | ⑥ Entrée de l'eau |
| ③ Micromètre à cadran | ⑦ Sortie de l'eau |
| ④ Joints toriques | ⑧ Echantillon |

FIG. 20_b

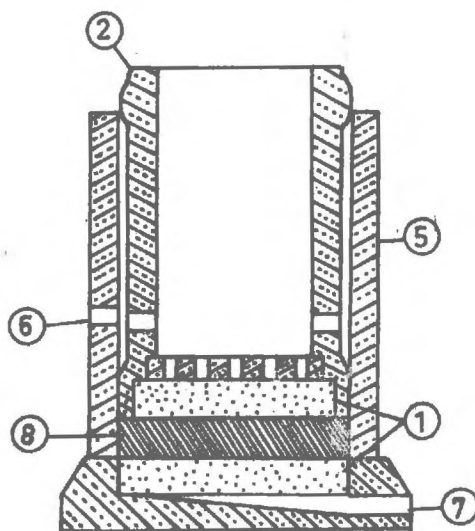


FIG. 20_a

SCHEMAS DE L'OEDOMETRE

L'eau pénètre dans le boîtier par l'embase, traverse les pierres poreuses et l'échantillon, s'accumule dans le piston et s'y élève jusqu'au moment où elle peut s'écouler par les orifices de passage de la broche. Il est difficile de connaître exactement le niveau aval : tant que l'eau ne s'écoule pas, on l'ignore entièrement. A la hauteur des trous, la tension superficielle retient l'eau jusqu'à ce que le film rompe : l'eau s'écoule alors d'un coup puis s'arrête, le niveau de rupture étant à nouveau atteint, et le cycle recommence ; c'est un phénomène de relaxation dont l'amplitude est de l'ordre du centimètre, donc inadmissible au regard de la précision recherchée.

En reliant l'intérieur du piston à un vase de grande section, donc à niveau pratiquement constant et plus élevé que celui des orifices, on empêche ce phénomène de se produire, et on connaît exactement le niveau aval : il suffit de brancher sur le tube de liaison un piézomètre de même diamètre intérieur que celui situé en amont. (FIG.21)

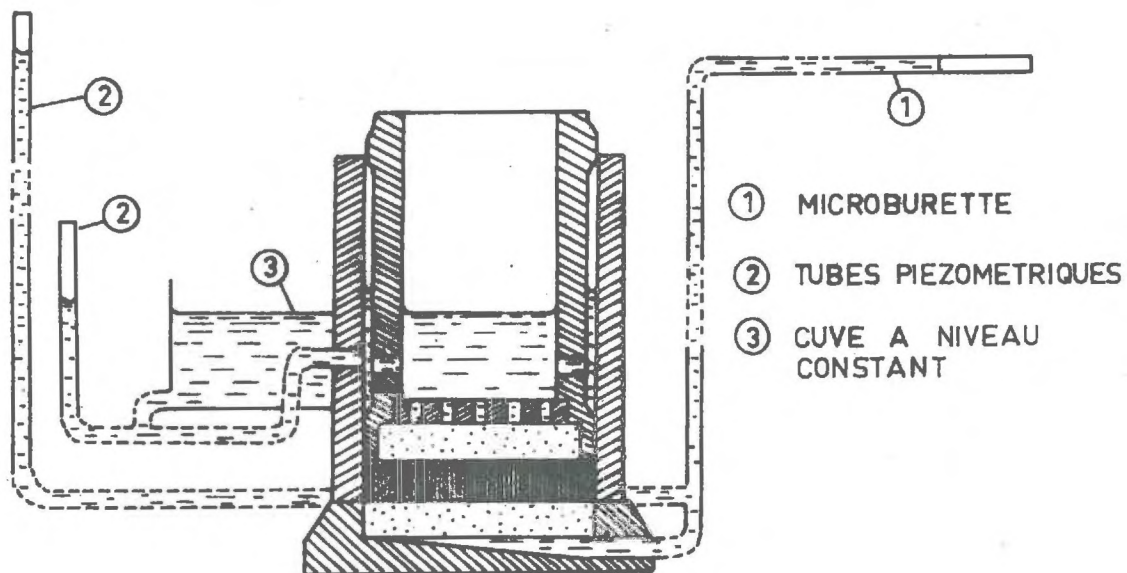


Figure 21

Pour faire circuler l'eau dans les deux sens et parfois sous pression porteuse - la symétrie absolue n'étant pas réalisable puisque le mouvement du piston doit être conservé- nous avons constitué un volume étanche. Celui-ci a été obtenu en mettant en place un joint torique (4)(figure 20 b) supplémentaire entre piston et cylindre et en fermant l'intérieur du piston par un fond conique d'où un tuyau conduit l'eau à la microburette.

A l'intérieur du boîtier, les pierres poreuses ((1) figure 20 b), du grain le plus fin et d'un centimètre d'épaisseur, ont une perméabilité infiniment plus grande que celle de l'argile, et offrent donc une résistance négligeable. En cours d'essai, une quantité très faible de kaolin entraînée par l'eau peut s'y déposer sans pour autant affecter leur perméabilité.

Un essai a été fait après démontage de l'éprouvette, en remontant l'appareil à vide. La mesure de perméabilité a été impossible car l'eau se déplaçait trop vite dans les microburettes. La perméabilité des pierres poreuses, même légèrement encrassées, est sans commune mesure avec celle du kaolin.

IV.2.b. PREPARATION DE L'EPROUVETTE

A la lumière des travaux signalés en (III.2.c) sur l'importance de l'orientation des particules argileuses dans l'éprouvette, il est évident que le choix du système de préparation et de mise en place entraînera des variations importantes dans la perméabilité mesurée. Il faudra dès à présent distinguer entre les mesures faites pour déterminer la perméabilité d'un terrain donné, et nos essais dont le but est d'abord théorique.

Pour un sol en place, la seule procédure normale est celle du carottage direct à la dimension voulue c'est-à-dire celle du cylindre de l'appareil. Un certain nombre d'inconvénients sont apparents : mis à part les modifications qu'ils entraînent nécessairement sur l'éprouvette, la saturation sera difficile même après passage sous vide, ce qui peut en changer la géométrie. Son homogénéité est aléatoire (l'existence de graviers transforme la section de passage), ainsi que le contact entre cylindre et carotte (possibilité d'écoulement pariétal). Les mesures ne seront donc que rarement reproductibles.

Aussi la plupart du temps, les échantillons sont-ils remaniés, c'est-à-dire préparés à partir de l'original par un certain nombre d'opérations qui pratiquement les dénaturent : pulvérisation, tamisage, dispersion, etc... Des échantillons industriels pulvérulents sont nos matériaux de base.

Un procédé, employé parfois, est celui du tamisage à sec dans le cylindre même où doit avoir lieu l'essai : pour obtenir une répartition régulière, on tamise à faible hauteur et dans tous les sens pour diminuer l'influence de la paroi du cylindre. A cause du foisonnement il faut prévoir un volume bien supérieur à celui désiré. Après une première compression on maintient l'éprouvette pendant 24 heures sous vide (ce qui nécessite une étanchéité particulièrement poussée de l'appareil) et on introduit alors de l'eau désaérée. L'échantillon ainsi confectionné a peut être au départ une répartition irrégulière des particules d'argile. Mais on ignore absolument ce qui se passe dès l'introduction de l'eau, sous un gradient excessivement grand provoqué par le vide initial. De plus, dans l'éprouvette saturée, l'effet de la compression continue diffère probablement de celui du malaxage ou des chocs employés pour tasser les éprouvettes lors des essais de Mitchell.

De tels procédés pourraient être utilisés en milieu non saturé. Mais des déplacements de particules argileuses peuvent se produire entraînant la modification de la perméabilité.

Aussi nous avons préféré préparer l'éprouvette sous forme d'une pâte : l'argile a d'abord baigné dans une quantité d'eau suffisante, elle est portée à ébullition pour chasser l'air et amener le mélange à la limite de liquidité. On diminue ainsi les risques d'air piégé dans l'éprouvette.

La mise en place proprement dite dans l'appareil est assez simple : le boîtier démonté, la broche d'assemblage est passée dans les orifices prévus du cylindre et du piston. Les pierres poreuses posées, on chasse l'air par remplissage d'eau des appareils, tant dans le cylindre que dans l'embase. La pâte d'argile est alors étalée en évitant les vides, remplissant à ras bord le cylindre - on l'arase même à la règle. Il suffit alors de renverser le tout pour le fixer sur l'embase par serrage ou vissage. Il est certain que cette méthode de mise en place oriente les particules formant un milieu anisotrope ⁽¹⁾. Mais n'est-ce pas le cas des formations argileuses naturelles formées par sédimentation? Il nous suffit d'ailleurs de le savoir pour en tenir compte éventuellement.

Il est théoriquement possible de déterminer s'il existe un écoulement pariétal en procédant à une double mesure de perméabilité sur deux appareils de diamètre différent, l'un étant par exemple double de l'autre. Dans ce cas, l'écoulement pariétal, à supposer qu'il soit généralisé à toute la longueur de la circonférence, serait lui-même doublé et l'écart entre les deux perméabilités mesurées lui serait alors attribué. Il faudrait pour cela que les échantillons soient identiques.

(1) P. HABIB

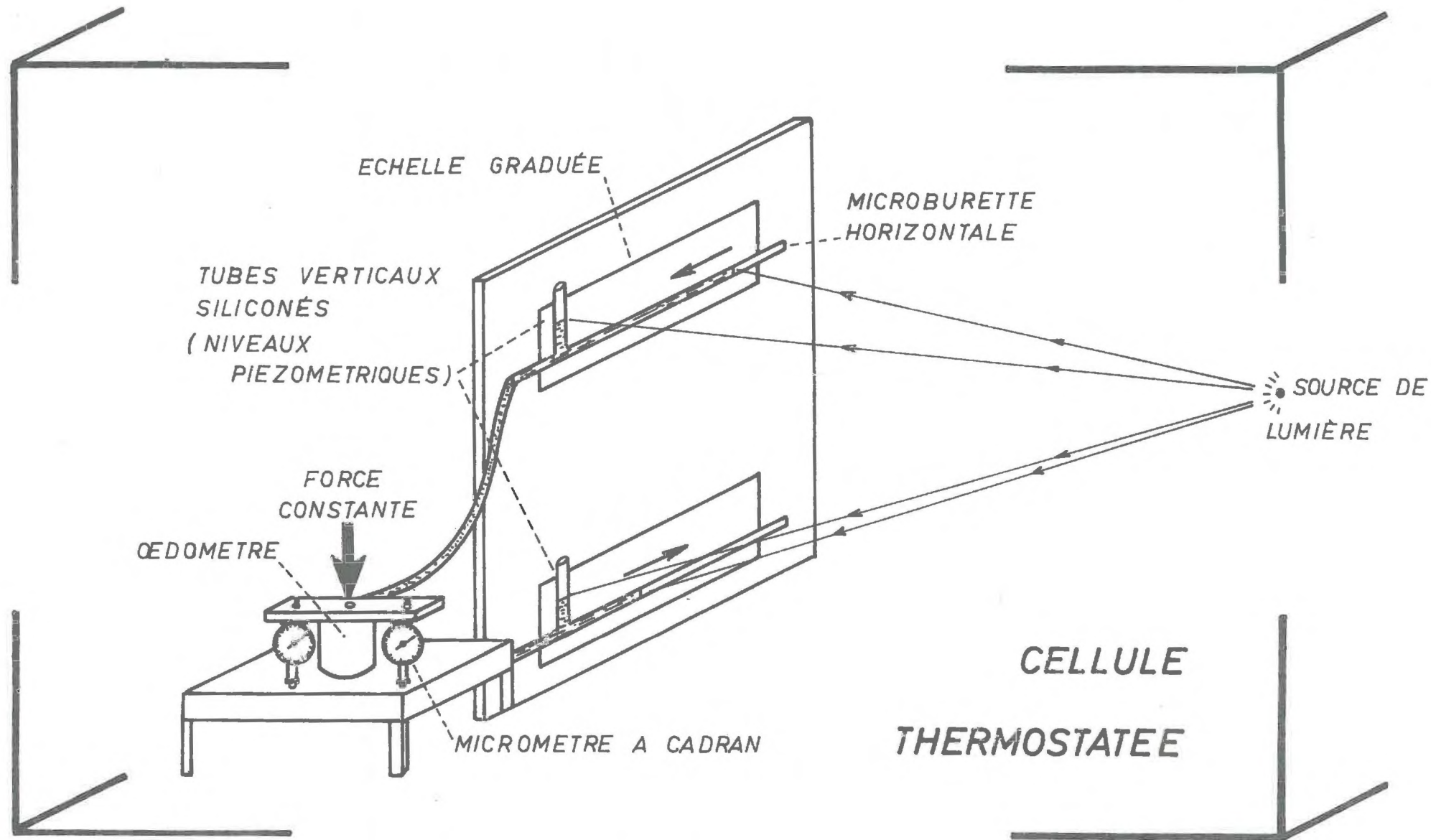
Ceci n'est pas possible, sauf dans des conditions qui justement favorisent cet écoulement pariétal ; ce procédé est d'ailleurs employé : il consiste à préparer une galette assez large pour que les deux éprouvettes y soient découpées à l'emporte-pièce. Nous n'en sommes pas partisans pour plusieurs raisons : modification de l'éprouvette par l'effet du cisaillement, influence notable d'une rayure latérale accidentelle, difficulté de s'assurer d'une mise en place correcte, nécessité de travailler bien au-dessous de la limite de liquidité, ce qui favoriserait l'occlusion de l'air, etc...

IV.2.c. MESURE DES VARIABLES HYDRAULIQUES

Le boîtier comporte deux micromètres à cadran permettant la mesure de l'enfoncement du piston au 1/100 de mm près. La hauteur initiale de l'éprouvette est fixée par le choix des orifices où passe la broche, à 12 ou à 24 mm, hauteur vérifiée au palmer, et en tenant compte de la cas échéant de l'épaisseur du papier filtre. Elle est donc connue à chaque instant, avec une grande précision, et par conséquent la porosité mais celle-ci seulement après la fin de la série de mesures et la pesée du kaolin sec.

Le calcul de la perméabilité exige outre la connaissance de la hauteur de l'éprouvette, celles du débit et de la différence de pression entre l'aval et l'amont. Dans un oedomètre normal, on mesure la durée d'écoulement de l'eau contenue dans un tube calibré vertical, entre deux points compris entre les hauteurs de charge correspondant à 60 et 10 cm. Un tel système ne répond pas à l'objet de nos recherches. Nous avons donc utilisé d'autres méthodes, séparant les mesures de débits de celles de la charge hydraulique.

Nous avons toujours essayé de mesurer les perméabilités en nous plaçant dans le cas du régime permanent ou quasi-permanent, car



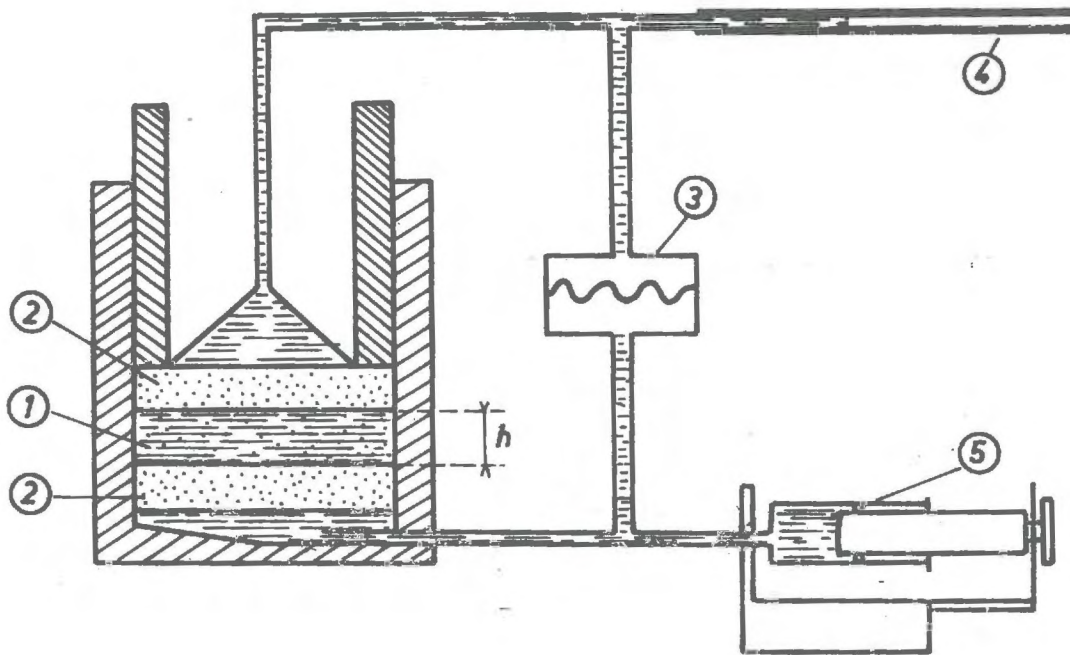
MONTAGE DE L'OEDOMETRE

FIG. 22

il est difficile de savoir exactement si on l'a atteint quand il s'agit d'écoulements aussi lents. On peut obtenir un tel régime en fixant à une hauteur constante les niveaux hydrauliques amont et aval, ou bien l'un d'eux et le débit. En pratique, nous avons toujours maintenu un niveau de sortie constant, soit, comme dit plus haut, en faisant déboucher l'eau dans un vase à grande section, soit en amenant l'eau après filtration dans un tube calibré horizontal; cela permet la mesure ou la vérification du débit par la détermination de la vitesse du ménisque, et d'évaluer la section du tube qui devient une microburette (figure 22).

Il est évident que la pression aval ne reste constante que si le tube est parfaitement horizontal, son diamètre invariable, et les conditions du contact eau-verre les mêmes tout le long du parcours, ce qui est bien plus difficile à obtenir. Pour éviter ou retarder l'effet de la variation du ménisque, nous avons systématiquement siliconé de façon identique tous les tubes de verre utilisés à l'état neuf. Les faits signalés par OLSEN (58) se produiront peut-être, mais leurs effets - s'il y en a - seront diminués.

Nous devons cependant signaler un fait important : la section des microburettes doit être proportionnée au débit à mesurer. En effet, si la section est trop petite, le déplacement du ménisque sur toute la longueur du tube est trop rapide pour que le repérage des graduations de départ et d'arrêt des chronomètres soit correct; de plus, le temps de mesure est trop court ce qui diminue la précision et ne donne pas la certitude d'avoir atteint le régime permanent. Enfin et argument non des moindres, le contact eau-verre à vitesse importante peut ne plus être un facteur négligeable, soit par le frottement, soit par les films d'eau laissés sur le verre. Nous avons constaté dans certains cas des écarts notables dus à ce phénomène et qui ont disparu dès qu'un tube de plus gros diamètre a été installé.



- ① EPROUVETTE
- ② PIERRES POREUSES
- ③ CELLULE MANOMETRIQUE
- ④ MICROBURETTE
- ⑤ INJECTEUR ET MECANISME INJECTEUR

SCHEMA DE L'INSTALLATION (OLSEN)

FIG. 23

Pour imposer le débit nous avons utilisé l'appareillage indiqué par OLSEN (59) à savoir une seringue montée sur un injecteur qui entraîne le piston à vitesse constante (Perfusor B. Braun). Cet ensemble envoie l'eau dans le boîtier suivant un débit choisi parmi les 24 valeurs possibles et même davantage si on change le diamètre de la seringue. Un étalonnage a donné des écarts allant de un pour mille à trois pour cent par rapport aux débits nominaux (figure 23).

OLSEN a utilisé pour la mesure de la charge hydraulique un capteur piézométrique différentiel monté en parallèle avec le boîtier. Ce type d'appareil comporte une membrane dont on mesure la déformation par l'intermédiaire d'une résistance variable avec sa tension et d'un galvanomètre associé, l'ensemble étant préalablement étalonné. On peut ainsi, en principe, obtenir une très grande précision. Nous avons cependant été obligés d'y renoncer car les changements de position de la membrane s'accompagnent d'une variation de volume de liquide contenu dans le capteur-positif d'un côté, négatif de l'autre- qui est la "respiration" de l'appareil. Le débit fourni par l'injecteur sert donc, au moment de sa mise en route, à alimenter à la fois le capteur et la circulation dans l'éprouvette ; à la sortie, le débit mesuré est celui de percolation auquel s'ajoute celui fourni par l'autre face de la membrane. D'où un régime transitoire dont on ne peut dire avec certitude quand il se termine mais qui, pour les très faibles débits, est de trop longue durée.

Dans ces conditions, nous sommes revenus au système classique des lectures piézométriques directes. En travaillant avec des tubes calibrés, de même diamètre et propres, les mesures faites par la méthode de la focale sont correctes et suffisamment précises. Une variation quelconque de pression durant la mesure sera apparente et on pourra effectuer la correction du débit en tenant compte des changements de volume correspondant aux variations de niveau dans les tubes piézométriques. Nous avons également essayé pour arriver rapidement en régime

permanent de remplir les tubes au niveau attendu, avant de mettre l'expérience en route, au besoin en répétant l'opération une fois par valeur inférieure, l'autre par valeur supérieure. Les opérations ne sont que multipliées sans pour cela donner une amélioration de la précision finale.

Malgré toutes ces précautions, la seule présence de l'opérateur fausse les lectures par la chaleur qu'il dégage. Aussi nous avons préféré un montage absolument symétrique, avec en amont un système identique à celui décrit en aval, les deux microburettes réunies au boîtier par des canalisations en Rilsan de diamètre intérieur 4 mm et extérieur 6 mm, de longueur égale. De ce fait, il est possible d'obtenir facilement en intervertissant les microburettes l'écoulement par ascensum ou per descensum. Avec un tel montage, toute variation de température accidentelle se traduira par des effets semblables (dilatation ou contraction) sur les tubes et l'eau qu'ils contiennent. Au débit de filtration viendra s'ajouter algébriquement un débit de dilatation, ce qui donnera des mesures différentes aux microburettes ; mais la moyenne sera exacte. L'interversion des microburettes élimine l'erreur de calibrage et, changeant le sens de circulation de l'eau dans l'argile, évite l'influence possible d'un gradient osmotique, car certains ions des argiles peuvent être entraînés par le passage de l'eau. De plus, en cas de consolidation de l'éprouvette, il est normal de supposer que les débits d'expulsion d'eau s'ajouteront algébriquement à ceux de la circulation. La moyenne l'élimine donc aussi (III.1).

Serait-il possible de calculer la perméabilité en régime transitoire ? Nous pouvons examiner les deux situations. D'abord en utilisant le capteur piézométrique différentiel, puis les deux piézomètres.

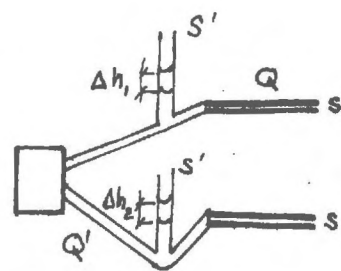
Le capteur se distingue par le fait que son volume est constant, donc tout se passe comme s'il était traversé par le débit détourné de l'éprouvette. Le débit Q mesuré sur la microburette de sortie est aussi celui de l'injecteur. Par conséquent, il nous suffit de connaître la variation de volume $\pm \Delta v$ des chambres du piézomètre pour mesurer le volume de liquide dans le temps Δt ayant réellement filtré à travers l'échantillon, soit $Q \cdot \Delta t \pm \Delta v$. Quant à la charge si sa variation n'est pas trop forte, on peut prendre sa valeur moyenne. Dans le cas contraire, la lecture est à rejeter car elle n'aurait plus de sens avec l'objectif qui est le nôtre.

Dans le cas où il y a deux piézomètres, il est encore plus facile de calculer le volume filtrant pendant le temps de la mesure puisqu'on peut mesurer individuellement les volumes correspondant au débit Q injecté pendant le temps t . Soit s' la section des tubes piézométriques, s celle des microburettes, Δh_1 l'accroissement du niveau amont, Δh_2 l'accroissement du niveau aval, Δl le déplacement du ménisque dans la microburette, nous avons la relation de continuité à partir du volume délivré par l'injecteur :

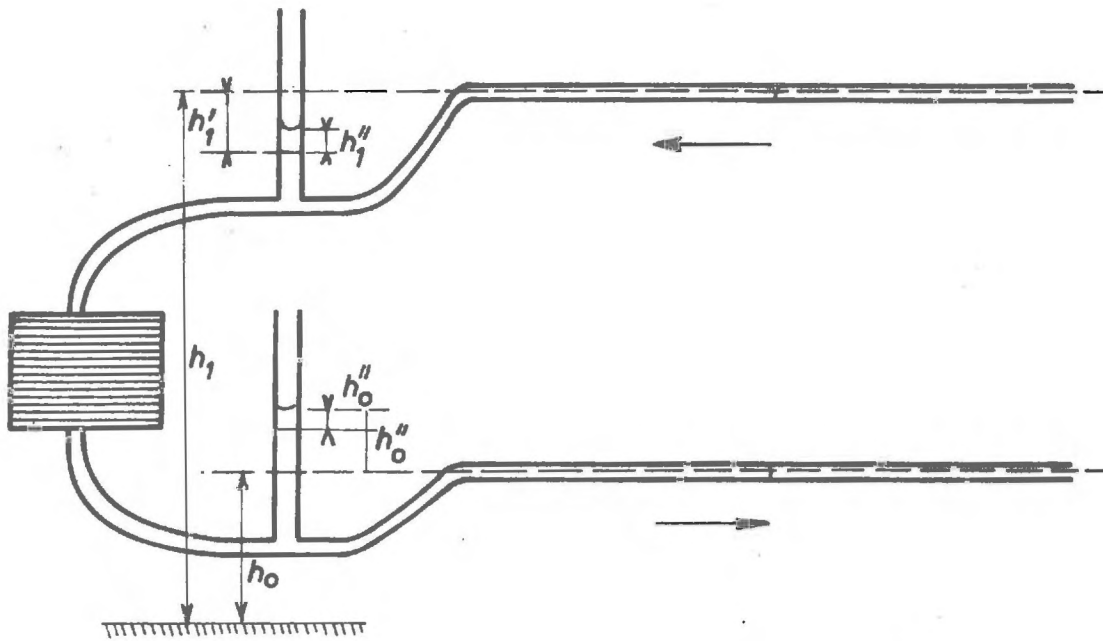
$$Q \cdot \Delta t = s' (\Delta h_1 + \Delta h_2) + s \Delta l$$

et le débit filtrant est à l'aval :

$$Q' = s' \frac{\Delta h_2}{\Delta t} + s \frac{\Delta l}{\Delta t}$$

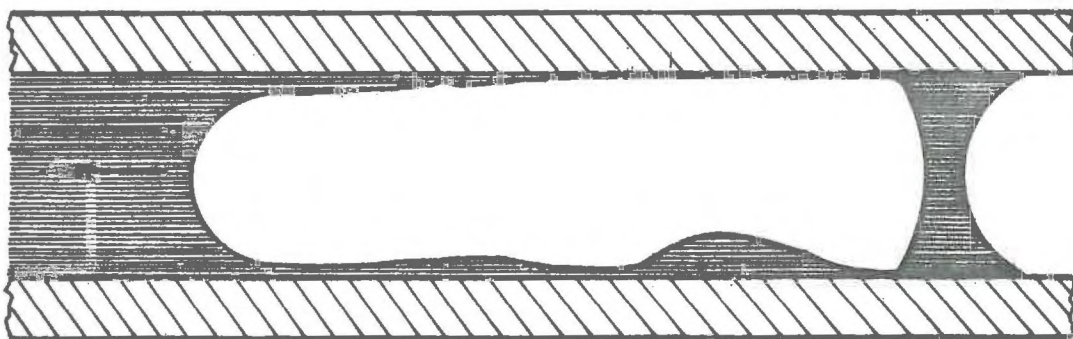


Cependant cette méthode n'est applicable que dans le cas où les Δh sont petits et se produisent dans une durée à peu près égale à celle de la mesure. Le transitoire pour nous semble donc à écarter.



INFLUENCES DES TENSIONS SUPERFICIELLES
DANS LE FONCTIONNEMENT DES PIEZOMETRES

FIG. 24



ETAPE DE LA FORMATION D'UN INDEX

FIG. 25

IV.2.d. INFLUENCE DES INTERACTIONS EAU-VERRE-AIR DANS
LES TUBES

L'argumentation d'OLSEN (III.4.a) ne peut être simplement repoussée car les ménisques dans les tubes de verre peuvent être réellement la source d'erreurs importantes. Et il ne s'agit pas ici de la précision de la lecture, mais de celle de la mesure elle-même; on verra qu'OLSEN n'a touché qu'une partie du problème. N'oublions pas que les mesures dépendant de la lecture de colonnes d'eau sont au nombre de trois ou quatre, suivant le cas : une ou deux sur les microburettes, deux sur les piézomètres.

Pour ces derniers, pratiquement statiques, ou se déplaçant peu et à faible vitesse dans des tubes verticaux, l'erreur possible se réduit à celle relative à la différence de hauteur capillaire entre les deux niveaux, puisque leur valeur absolue n'a pas d'importance. La formule proposée par OLSEN s'applique à une bulle d'air dans un tube. Il est facile de montrer dans notre cas que celle trouvée est très proche. Prenons le cas de deux microburettes horizontales, dont on veut connaître la différence de charge hydraulique. La cote de l'axe de la microburette la plus haute est h_i ; la pression (positive ou négative) due à la présence d'un ménisque dans la microburette est h'_i , et la hauteur de remontée capillaire h''_i dans le piézomètre de rayon r , est d'après la loi de Jurin, pour un angle de contact entre tube et ménisque θ_i :

$$h''_i = \frac{2 \sigma \cos \theta_i}{\rho \cdot g \cdot r} \text{ où } \sigma \text{ est la tension superficielle}$$

De même pour la microburette inférieure (indices 0). La charge hydraulique lue sera donc : (figure 24) :

$$h_i + h'_i + h''_i - h_0 - h'_0 - h''_0 = H + \Delta H$$

au lieu de :

$$h_i + h'_i - h_0 - h'_0 = H \text{ qui est la vraie valeur.}$$

L'écart est donc :

$$\Delta H = \frac{2 \sigma}{\rho \cdot g \cdot r} (\cos \theta_i - \cos \theta_0)$$

formule apparemment semblable à celle utilisée par OLSEN, mais en fait différente : θ_i et θ_0 sont des angles mesurés sur deux tubes non identiques mais de même diamètre, ayant une histoire commune. L'ordre de grandeur de l'écart est naturellement difficile à énoncer, mais il peut aller pour des tubes de 2 mm de diamètre jusqu'à 3 cm si on prend les valeurs extrêmes -1 et +1 des cosinus. En réalité ce cas est impossible car la forme du ménisque attirerait l'attention de l'opérateur lors des lectures.

Il faut ajouter à la variation de l'angle de contact l'effet d'hystérésis constaté par de nombreux auteurs, c'est-à-dire une "paresse" du ménisque : quel que soit le sens du déplacement, l'équilibre met un certain temps à s'établir, puis se maintient alors même que les contraintes varient légèrement. Cela provient d'une variation de l'angle de contact dont la cause semble être du même type que l'écart entre le coefficient d'adhérence et celui de frottement entre solides en contact.

Faute de meilleur moyen mis à notre disposition, nous avons conservé cette méthode de mesure de la charge hydraulique. Signalons cependant que des appareillages plus perfectionnés semblent être maintenant fabriqués, avec une respiration pratiquement négligeable. En fait, nous avons noirci le tableau pour montrer que nous n'ignorons pas l'importance de ces phénomènes, alors que leur influence réelle, sans être nulle, est certainement limitée.

L'effet des phénomènes capillaires dans les microburettes est plus complexe, car le ménisque y est constamment en déplacement. Dans ce qui va suivre, nous nous sommes référés à l'étude synthétique d'ARIBERT (1970) (2) qui analyse en détail le déplacement d'un fluide par un autre dans un tube cylindrique. Laissant de côté le mécanisme intime du déplacement des fluides près de la surface de séparation, nous nous attacherons au contact fluide-solide que nous avons effleuré plus haut. Il s'y développe une action physico-chimique liée à la mouillabilité de la surface, et les interfaces ne peuvent atteindre l'état de saturation correspondant à l'équilibre qu'au bout d'un certain temps de contact. Trois facteurs dont l'importance relative varie d'un cas à l'autre y concourent :

1. Un phénomène lent : la pénétration des molécules fluides dans le réseau solide.

2. Un plus rapide : l'orientation des molécules qui ne reprennent leur position d'équilibre qu'un certain temps après avoir été déplacées ; d'où une vitesse limite au-dessous de laquelle les molécules ont largement le temps de revenir en place. Les tensions interfaciales sont pratiquement celles d'équilibre, alors qu'au dessus la désorientation est durable, et les énergies superficielles plus élevées ;

3. Enfin, un effet de dissolution réciproque à la surface de contact, qui ne peut être supposée comme sans épaisseur que par simplification.

A l'action physico-chimique s'ajoute l'effet hydrodynamique de la vitesse dont la valeur varie du centre à la paroi. On le traduit par une nouvelle expression θ' de l'angle de contact, formulée par ROSE et HEINS en fonction de l'angle de contact statique θ , et de la vitesse du ménisque V :

$$\cos \theta' = \cos \theta + f_v \cdot V$$

où f_v est un coefficient négatif que l'expérience situe autour de $-0,03$ à $-0,04$ s/cm pour l'eau et une température ambiante de l'air de 20°C (en négligeant le terme dV/dt). Avec de telles valeurs, il est bien évident que le facteur correctif est inutile, sauf lorsque la vitesse du ménisque avoisine le centimètre par seconde - ce qui ne se produit que pour des gradients élevés dans des milieux relativement perméables. θ garde pratiquement la valeur qu'il possède à l'état statique.

Doit-on faire intervenir dans nos mesures ce qui se passe dans les microburettes ? Il semble que l'effet en soit limité, pour la plus grande partie des expériences au moins. La variation de l'angle de contact θ entraîne celle de la pression dans le liquide, et celle-ci est indiquée de façon permanente par les piézomètres, car c'est elle qui nous intéresse au premier chef. Tout au plus pourra-t-on reprocher à l'ensemble piézomètre-microburette de présenter un certain retard, et de demander des corrections pour la connaissance du débit réel : l'eau dans le piézomètre ne peut monter ou descendre que par puisage dans la microburette, ou par diminution apparente de son débit. On constate également que la dénivellation entre le ménisque du tube vertical et l'axe de l'horizontal varie suivant le sens de l'écoulement (remplissage ou vidange), comme le prévoit la théorie. Le calcul n'en a pas été fait puisqu'il ne nous intéresse pas, la compensation étant automatique.

Par contre, on trouve un aspect non moins important de cette théorie lorsqu'on opère avec des tubes non siliconés. Quand l'air chasse l'eau (vidange), un fluide moins visqueux remplace le plus visqueux ; le remplacement de l'eau par l'air le long de la paroi peut n'avoir pas le temps de s'effectuer parfaitement, ce qui provoque le dépôt d'un mince film d'eau sur le verre. Par la suite, soumise à la pesanteur si son épaisseur est suffisante, l'eau s'accumule à la partie inférieure formant d'abord une ligne ; puis, les phénomènes capillaires

de formation de gouttes interviennent pour constituer des gouttelettes. Celles-ci devenant assez grosses, ou le diamètre du tube étant petit, peuvent former un index liquide avec deux ménisques supplémentaires - ce qui modifie radicalement la charge de l'écoulement (figure 26). Cela ne se produit bien entendu que si la vidange est rapide, dans le tube haut pendant la filtration, dans le bas avant la mise en route de l'essai. Mais il est exceptionnel de retrouver le phénomène inverse de formation de bulles d'air à l'arrière du ménisque. D'ailleurs, le choix d'un tube de diamètre approprié limite les risques.

Ceux-ci ne sont pas excessifs : le plus souvent on s'aperçoit des défauts et il est possible de refaire l'expérience chaque fois qu'on trouve un résultat anormal (une bulle a pu se former et disparaître en l'absence de l'observateur).

En conclusions, nous pensons que l'influence des phénomènes capillaires dans les microburettes n'a pas à être prise en compte autrement que dans la mesure de la charge hydraulique. Par contre, pour celle-ci, cette influence est à prendre en considération et demande une surveillance attentive de la forme des ménisques, indice de l'état de la surface intérieure des tubes de verre. D'autant plus que les piézomètres sont le siège de mouvements lents et de sens variable, comme nous venons de le montrer.

IV. 3. MODE OPERATOIRE ET PRECISION DES RESULTATS OBTENUS

Il serait fastidieux d'indiquer pour chacun des montages l'ordre des mesures et les opérations préliminaires. Par exemple, les opérations d'étalonnage ont été faites une fois pour toutes. Il a fallu pour cela vérifier le diamètre intérieur du cylindre ($7 \text{ cm} \pm 0,002$) et la hauteur initiale de l'éprouvette avec ou sans papier filtre pour les deux positions de la broche. L'étalonnage de toutes les microburettes,

après siliconage, a été fait par pesée de mercure avec plusieurs répétitions : c'est semble-t-il l'opération la moins précise (un millimètre pour une longueur de 60 cm, soit 1/600 ramenée à 1/1000 par les répétitions), avec la hauteur initiale.

Les mesures ne peuvent commencer que lorsque la consolidation de l'éprouvette paraît terminée, et qu'après avoir purgé d'air les conduits presque tous en Rilsan, donc transparents.

La feuille de mesure se présente comme l'indique le tableau 4.

Date	Numéro de l'essai		Température début fin	
Ecrasement de l'éprouvette gauche droite moyenne				
Hauteur de l'éprouvette $h = \text{hauteur initiale} - \text{écrasement}$				
<u>TUBE HAUT (A)</u>				
Heure	Chronomètre	Piézomètre	Microburette	
début....	0	H_1	L_1	
fin	H'_1	L'_1	
<u>TUBE BAS (B)</u>				
Heure	Chronomètre	Piézomètre	Microburette	
début....	0	H_1	L_1	
fin	H'_1	L'_1	
Essai suivant à sens d'écoulement inversé				
<u>TUBE HAUT (B)</u>				
mêmes mesures				
<u>TUBE BAS (A)</u>				
mêmes mesures				

Dans ces conditions, le calcul de la perméabilité est extrêmement simple et se déduit de la loi de Darcy :

$$Q = K \cdot S \cdot \frac{H}{h}$$

Par exemple, le débit dans le tube haut de section s , où le ménisque s'est déplacé de L_1 en L'_1 dans le temps t est :

$$Q = \frac{s}{t} (L_1 - L'_1)$$

corrigé, le cas échéant, de la différence $H_1 - H'_1$ dans le sens convenable.

Le tableau 5, ci-après, donne un exemple de mesures.

La valeur de la perméabilité est déterminée par l'équation :

$$K = \frac{s}{t} \cdot \frac{h}{H} \cdot \frac{L}{S} \quad \text{et} \quad k = K \cdot \frac{v}{g} \quad (\text{IV.1})$$

Pour la mesure n° 20

$$H = 158,52 - 99,10 = 59,42 \text{ cm} \quad h = 2,005 \text{ cm}$$

pour le tube A :

$$s = 1,370 \quad L = 28,95 \quad t = 1947 \text{ sec}$$

il en résulte $K_{13^{\circ}7} = 1,823 \cdot 10^{-7} \text{ cm/s}$ $k = 2,139 \cdot 10^{-4} \mu^2$

pour le tube B

$$K_{13^{\circ}7} = 1,873 \cdot 10^{-7} \text{ cm/s} \quad k = 2,198 \cdot 10^{-4} \mu^2$$

Pour l'essai suivant

Tube A

$$K_{13^{\circ}8} = 1,829 \cdot 10^{-7} \quad k = 2,140 \cdot 10^{-4} \mu^2$$

Tube B

$$K_{13^{\circ}8} = 1,844 \cdot 10^{-7} \quad k = 2,158 \cdot 10^{-4} \mu^2$$

d'où les valeurs moyennes :

perméabilité globale à 20°C $K = 2,159 \cdot 10^{-7} \text{ cm/sec}$

perméabilité géométrique ou intrinsèque $k = 2,16 \cdot 10^{-4} \mu^2$

Date	Numéro de l'essai		Température début	Température fin
2 décembre 1969	N° 20		13°7	13°7
Hauteur initiale de l'éprouvette : 2,380 cm Ecrasement de l'éprouvette gauche : 0,3735 cm droite : 0,3755 cm moyenne : <u>0,3745</u> Hauteur h = 2,005				
TUBE HAUT (A)				
Heure début : 14h15 fin : 15h47	Chronomètre 0 32 min 27 sec	Piézomètre 158,6 158,45	Microburette 39,8 11	Déplacement 28,8+0,15 = 28,95
TUBE BAS (B)				
14h15 15h47	0 32 min 38 sec	99,1 99,1	4,5 34,5	= 30,0cm
			N° 23	
TUBE HAUT (B)				
16h32 17h02	0 30 min 30 sec	158,7 158,5	40,7 14,0	26,7+0,2 = 26,9
TUBE BAS (A)				
16h32 17h02	0 30 min 35 sec	99,6 99,6	5,0 33,0	= 28,0
Section de l'éprouvette : 38,537 cm ² Section du tube A : 1,370 mm ² Section du tube B : 1,380 mm ² Section des piézomètres : 1,35 mm ² Correction de température (viscosité cinématique) 13°7 : 1,1730 - 13°8 : 1,1700				

IV.3.a. PRECISION DES MESURES

Calculons la précision des résultats obtenus à partir de la formule (IV.1). Il vient :

$$\left| \frac{\Delta K}{K} \right| = \left| \frac{\Delta S}{S} \right| + \left| \frac{\Delta s}{s} \right| + \left| \frac{\Delta h}{h} \right| + \left| \frac{\Delta L}{L} \right| + \left| \frac{\Delta t}{t} \right| + \left| \frac{\Delta H}{H} \right| \quad (\text{IV-1})$$

ce qui nous permet une application numérique immédiate.

Ecartons d'abord les erreurs relatives à la géométrie de l'appareil, donc systématiques, La section S du cylindre et celle s de la microburette en sont le type, lorsque le calibrage est bon. On peut d'ailleurs l'évaluer à $5 \cdot 10^{-4}$.

L'erreur relative sur la hauteur de l'éprouvette $\Delta h/h$ est la somme de l'erreur systématique sur la hauteur initiale et de celle systématique aussi pour chaque étage de porosité, sur la mesure de l'écrasement. Comme cette dernière se fait au centième de millimètre près, avec deux comparateurs, nous obtenons donc une erreur relative de 10^{-3} pour une hauteur d'éprouvette généralement de l'ordre du centimètre. Ce $\Delta h/h$ influe sur la valeur du gradient hydraulique, et sur celle de la porosité.

Les erreurs sur les trois derniers termes sont réellement et entièrement accidentelles. Celle sur le déplacement du ménisque L , lu par coïncidence aux deux extrémités avec une précision de 1/10 mm pour 30 cm de déplacement, donne une précision $\Delta L/L$ de 2/3000, soit une erreur inférieure à 10^{-3} .

Pour cet essai, la durée est de 2000 secondes environ ; en comptant que le démarrage et l'arrêt du chronomètre se font à 1/10 de seconde près, l'erreur accidentelle - dix fois plus faible que la précédente - est négligeable.

Enfin, la charge hydraulique est la différence de hauteur de colonnes d'eau mesurées chacune à 1/10 de millimètre près; ainsi pour une hauteur de $H = 60\text{cm}$, l'erreur probable est de $3 \cdot 10^{-4}$ donc du même ordre que les deux autres (mais il s'agit là d'un cas favorable). Pour les faibles charges, elle devient très importante : pour $H = 3\text{ cm}$ par exemple, les erreurs absolues étant identiques, l'erreur relative est de 1/150. Si les écarts restaient du même ordre il faudrait modifier les instruments de mesures pour les adapter à celles des faibles charges, donc les doubler. Mais ce sont les valeurs maximales des erreurs, c'est pourquoi nous avons préféré conserver un système unique pour toute la plage de variation, et approfondir la connaissance du phénomène par la multiplication des essais, plutôt que d'avoir la césure nette provoquée par le changement de système. La charge hydraulique est un paramètre fondamental : il conditionne la précision de la mesure de perméabilité et du gradient hydraulique J .

En effet, la formule $J = H/h$ permet le calcul d'erreur :

$$\left| \frac{\Delta J}{J} \right| = \left| \frac{\Delta H}{H} \right| + \left| \frac{\Delta h}{h} \right|$$

et montre, avec les valeurs précédemment trouvées, que $\Delta J/J$ (de l'ordre du millième pour les gradients élevés) tombe au centième pour les faibles gradients du seul fait de l'erreur sur la charge hydraulique.

Enfin, la porosité est le dernier paramètre important. A la fin de chaque série d'essais, l'éprouvette est pesée après passage à l'étuve à 105°C , et sa masse m permet de calculer la hauteur réduite h_0 de l'éprouvette à partir de sa masse spécifique ρ mesurée une fois pour toutes à l'aide d'un picnomètre

$$h_0 = \frac{m}{\rho \cdot S} \quad \text{et} \quad \left| \frac{\Delta h_0}{h_0} \right| = \left| \frac{\Delta m}{m} \right| + \left| \frac{\Delta \rho}{\rho} \right| + \left| \frac{\Delta S}{S} \right| \quad (\text{IV.3})$$

Sur une quantité de 40 g pesée au demi-centigramme, l'erreur est de un dix-millième. La masse spécifique est $\rho = 2,60 \pm 0,01$; donc $\Delta \rho / \rho = 4 \cdot 10^{-3}$ est aussi l'erreur relative sur la hauteur réduite $h_0 = 0,4$ cm. L'erreur absolue est $\Delta h_0 = 1,6 \cdot 10^{-3}$ cm. La porosité est donnée par la formule :

$$P = 1 - \frac{h_0}{h}$$

d'où

$$\frac{\Delta P}{1-P} = \left| \frac{\Delta h_0}{h_0} \right| + \left| \frac{\Delta h}{h} \right| \quad \frac{\Delta P}{P} = \frac{1-P}{P} \left\{ \left| \frac{\Delta h_0}{h_0} \right| + \left| \frac{\Delta h}{h} \right| \right\}$$

ou encore

$$\frac{\Delta P}{P} = \left| \frac{\Delta h_0}{h - h_0} \right| + \left| \frac{\Delta h}{h - h_0} \right| \cdot \frac{h}{h_0}$$

On a vu que Δh est de 10^{-3} cm, aussi :

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{0,4}{0,6} \{ 4 \cdot 10^{-3} + 10^{-5} \} = 3,3 \cdot 10^{-3}$$

Pour nos valeurs numériques, nous avons finalement :

$$\frac{\Delta k}{k} = 5 \cdot 10^{-4} + 5 \cdot 10^{-4} + 10^{-3} + 6 \cdot 10^{-4} + 1 \cdot 10^{-4} + 3 \cdot 10^{-4} = 3 \cdot 10^{-3}$$

ce qui, pour la valeur trouvée de $k = 2,159 \cdot 10^{-4} \mu^2$ permet de dire que la valeur du troisième chiffre est pratiquement sûre.

Passant à la perméabilité géométrique k , la relation de définition (IV.1) permet d'écrire :

$$\left| \frac{\Delta k}{k} \right| = \left| \frac{\Delta K}{K} \right| + \left| \frac{\Delta v}{v} \right|$$

En fait, pour l'eau, la viscosité est relativement bien connue et on peut considérer que l'erreur est négligeable si la température est connue de façon précise. Or, ce n'est pas le cas. L'examen des conditions expérimentales montre que la présence de l'observateur est pratiquement continue pour les mesures courtes, tandis qu'elle est relativement brève pour les mesures de longue durée - et nous avons assez souligné que la température en était affectée. D'autre part, sa mesure est faite à quelque dixième de degré près.

Cette seule erreur sur la lecture entraîne une erreur sur la viscosité cinématique ν ; $\frac{\Delta \nu}{\nu} = 3 \cdot 10^{-3}$. D'autre part, l'indication du thermomètre, influencé par la ν chaleur dégagée par l'opérateur, ne doit pas être prise sans précaution. Pratiquement, on ne le consulte qu'en entrant dans le laboratoire après une absence prolongée et on considère qu'entre deux lectures la variation est uniforme.

En fait, à elle seule, l'erreur relative sur la température équivaut à toutes les autres réunies, systématiques ou accidentelles.

Pour la porosité correspondante, on voit qu'il est inutile de donner la valeur avec plus de 3 chiffres significatifs.

Le problème est plus ardu lorsque les mesures sont faites sur une éprouvette contenant de l'air piégé. Auparavant, les variations de température n'avaient d'influence que sur la viscosité de l'eau et pas sur les canalisations grâce à la double mesure de débit. Mais dans ce cas, elles peuvent jouer sur le volume de l'air occlus. Nous avons vu sur l'exemple précédent que, pour une variation d'un dixième de degré, la correction de température pour la viscosité de l'eau passe de 1,1730 à 1,1700 ; cela représente pour une erreur du même ordre sur la mesure de la température réelle un écart de $3 \cdot 10^{-3}$, soit une erreur égale à celle qu'on avait accidentellement sur la perméabilité.

L'air piégé se dilatant, il s'ensuit une diminution du volume disponible pour la circulation de l'eau : en effet, il ne peut y avoir gonflement de l'éprouvette, donc variation de porosité totale, Il est facile de calculer l'influence de cette dilatation. Le volume total de l'éprouvette V est la somme de ceux V_s de la partie solide, V_a de l'air piégé, V_e de l'eau. La porosité géométrique P est définie par :

$$P = \frac{V_a + V_e}{V}$$

et la porosité utile par :

$$P_u = \frac{V_e}{V} = P - \frac{V_a}{V}$$

Une augmentation de Δt degrés provoque une dilatation :

$$\Delta V_a = V_a \cdot \alpha \cdot \Delta t = \frac{V_a \cdot \Delta t}{273}$$

IL en résulte donc une variation de porosité utile qui passe de :

$$P_u = P - \frac{V_a}{V} \quad \tilde{a} \quad P'_u = P - \frac{V_a + \Delta V_a}{V}$$

d'où :

$$\Delta P_u = - \frac{V_a}{273 V} \cdot \Delta t$$

Dans un de nos essais, nous avons un volume d'air piégé de 3 cm^3 pour un volume total $V = 86 \text{ cm}^3$. A une variation de température d'un degré correspond celle de la porosité utile de 1.10^{-4} qui se traduit comme on le verra par ailleurs par une variation de perméabilité dix fois plus grande environ, soit de l'ordre du millième. Une telle erreur ne serait pas négligeable, mais une différence de température de cet ordre est relativement rare durant une série de mesures portant sur quelques jours ; elle est aussi bien plus faible que l'erreur provoquée par un écart de un dixième de degré sur la température réelle de l'échantillon.

IV.3.b. CHOIX DU DIAMETRE DES TUBES

Comme tous les choix, il résulte d'un compromis ; ici , il faut maintenir dans des intervalles de temps raisonnables la durée des mesures, avec cependant l'impératif de ne pas changer de microburette durant une série, en passant d'un gradient à l'autre. La limite maximale de la durée est celle qu'imposent les conditions de constance de la température et de la hauteur de l'éprouvette (consolidation) ; la minimale est celle compatible avec la précision de la mesure qu'un intervalle trop bref diminue, tant sur la lecture des longueurs que sur l'indication du chronomètre. Enfin, parce que le défilement trop rapide du ménisque risque de laisser un film d'eau, ou des bulles, à l'arrière, il nous a fallu adapter les diamètres choisis à la perméabilité mesurée. Pour les piézomètres nous avons gardé constamment une section de 3 mm^2 environ. Pour les microburettes, on a utilisé plusieurs séries. Au début de nos expériences, nous avons pris une section aussi de 3 mm^2 et nous avons apporté un grand soin au nettoyage ; ce n'est que plus tard, lorsque les silicones ont été mis dans le commerce, que nous avons pu prendre des sections plus faibles (de $1,3$ à 3 mm^2) suivant les perméabilités à mesurer. Cependant, ils peuvent être une cause d'erreur puisque l'épaisseur du film déposé (de l'ordre du centième de millimètre) peut n'être pas tout à fait régulière, et qu'il peut se produire des variations brutales de l'angle de contact eau-verre. Nous réduisons l'erreur en travaillant quand c'est possible sur la même longueur du tube, faisant varier le temps de la mesure.

IV. 4. RESULTATS EXPERIMENTAUX CONCERNANT LE KAOLIN SATURE

IV.4.a. INFLUENCE DU TEMPS

Chaque série d'expériences comportant des variations de charge hydraulique et de contrainte mécanique, donc de hauteur de l'échantillon, est de très longue durée. Par exemple, la première série d'expériences utilisable a commencé le 1er février 1952 pour se terminer le 20 juin ; la seconde a duré du 27 octobre au 29 mai suivant.

Dans ces conditions, l'influence du temps pouvait se faire sentir sur plusieurs facteurs, entre autres le développement de bactéries (dont nous n'avons pas constaté la moindre trace), une modification de la géométrie due au déplacement de particules, ou à un gonflement éventuel, que nous allons étudier.

Bien que les expériences aient duré chaque fois plus de six mois, on ne peut comparer les perméabilités initiale et finale relatives à un échantillon qui a subi un écrasement considérable. Nous disposons cependant de mesures faites à plus de vingt jours d'intervalle durant lesquels l'éprouvette est restée saturée mais sans circulation d'eau. La température ayant très peu varié, il est légitime de corriger la perméabilité en tenant compte de la variation de viscosité de l'eau.

Les résultats obtenus sont les suivants . (Tableau 6)

On constate un faible écart entre les deux séries, de l'ordre de grandeur de l'erreur expérimentale. On peut donc affirmer que le temps n'a pas directement d'influence sur la perméabilité, si le débit d'eau a été interrompu.

Un autre essai donne des résultats moins nets, après une interruption du 18 décembre au 12 janvier, mais cela peut être explicable. En effet une éprouvette d'argile placée sous une contrainte de compression s'écrase, et sa consolidation demande un temps théoriquement très grand. Mais lorsque l'écrasement est déjà important tant à cause de l'intensité de la contrainte que de sa durée d'application, la variation de hauteur devient très faible et même insensible : c'était le cas dans l'exemple précédent. Mais sous une charge plus faible (1350 Newton), la consolidation est plus lente ; à titre d'exemple, voici un relevé de valeurs de l'écrasement Δh en fonction du temps sur un échantillon de 0,818 cm de hauteur initiale (Tableau 7)

Force appliquée : 4300 Newton - Hauteur de l'éprouvette : h=0,725 - Porosité = 0,493						
DATE	T° C	CHARGE Δ Hcm	DEPLACEMENT l en cm	DUREE secondes	PERMEABILITES	
					K.10 ⁷ cm/s	k.10 ⁴ μ ²
du 23 mars 53	11°3	56,85	53,8	5886	0,872	1,093
	11°3	46,85	54,3	7335,2	0,857	1,074
	11°4	36,85	55,2	9404,8	0,864	1,079
au 25 mars 53	11°4	16,9	54,3	20711	0,8415	1,051
	11°5	46,85	55,8	7324	0,882	1,097
	11°5	26,92	53,8	12540	0,865	1,077
	11°5	6,9	25,6	24360	0,826	1,03

20 jours plus tard						
sur la même éprouvette et avec la même contrainte h = 0,725 cm , P = 0,493						
du 14 avril 53	11°	56,95	53,8	5890	0,870	1,099
	11°	36,95	53,8	9169,4	0,861	1,088
	11°2	46,95	54,8	7242,5	0,874	1,095
au 18 avril 53	10°8	26,95	54,3	12903	0,847	1,076
	11°	16,95	55,8	21143,5	0,845	1,066
	11°2	6,97	27,9	25580	0,849	1,066

TABLEAU 6

Temps	Δh en 1/100 mm
0	0
15 sec	22
30 sec	24
1 min	26
2 min	28
5 min	28,9
10 min	29,3
30 min	30,2
1 heure	30,9
2 heures	31,2
6 heures	32
10 heures	32,2
1 jour	32,8
2 jours	33
5 jours	35
1 mois	37
2 mois	38

TABLEAU 7

On remarquera que l'écrasement est régulier pendant les premières heures, puis se poursuit par à coups (peut-être à cause des frottements piston-cylindre ?), ce qui peut expliquer les décrochements constatés sur certains graphes k (J) (figure 27) : la valeur réelle de la hauteur de l'éprouvette peut légèrement varier, mais nous avons systématiquement rejeté toute mesure durant laquelle un affaissement a été enregistré. La décroissance de perméabilité dans le temps pourrait donc être attribuée uniquement à la consolidation de l'éprouvette.

Un troisième cas est pourtant à envisager : celui où la circulation de l'eau ne s'arrête pas durant le temps considéré. Nous n'avons pas d'essai de ce type pour des échantillons de kaolin pur mais seulement des essais successifs séparés par des temps d'arrêt de trois semaines. Nous ne donnerons pas tous les résultats, mais ceux relatifs

à une seule charge hydraulique de 57 cm environ.

Date	h	T° C	Δ H	L	durée	K.10 ⁷ cm/s	k.10 ⁴ μ ²	P
9. 12. 52	0,785	8°1	57,50	53,8	4079,2	1,348	1,850	0,5
16. 12. 52	0,783	9°5	57,49	53,8	3989	1,375	1,812	0,5
12. 1. 53	0,781	8°2	57,40	53,8	4254	1,288	1,758	0,5
19. 1. 53	0,781	7°9	57,28	55,3	4452,8	1,267	1,750	0,5
5. 2. 53	0,780	8°	56,95	55,8	4579	1,250	1,721	0,5
9. 2. 53	0,780	8°8	57	53,8	4306	1,281	1,724	0,5

TABLEAU 8

Ce tableau montre qu'avec le temps la perméabilité et la porosité décroissent ensemble. On peut essayer de calculer l'effet dû à la seule action de la porosité en utilisant la formule de Kozeny-Carman :

$$K = A \frac{P^3}{(1-P)^2} \quad (\text{III.6})$$

En la dérivant, il vient :

$$\frac{\Delta K}{K} = 3 \frac{\Delta P}{P} + 2 \frac{\Delta P}{(1-P)}$$

Dans cet exemple, entre le premier et le dernier jour, la variation de porosité a été :

$$\Delta P = 0,004 \text{ d'où } \frac{\Delta K}{K} = 3 \frac{4}{530} + 2 \frac{4}{470} = 4/100$$

alors que le calcul direct donne 7/100.

Mais la moitié de la variation de porosité s'est produite entre le 16.1.52 et le 12.1.53 pendant que le débit à travers l'éprouvette avait cessé : et la variation de perméabilité a été du même ordre. On peut donc dire que l'interruption ou le passage du courant liquide pendant un temps assez long n'a pas de conséquences sur la perméabilité du kaolin pur. On s'aperçoit également que l'application de la formule de Kozeny sous sa forme dérivée n'explique pas complètement dans ce cas particulier les variations concomitantes de porosité et de perméabilité. Mais il est vrai que ces variations restent très faibles.

IV.4.b. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE

En étudiant la perméabilité intrinsèque k , on élimine l'effet de la température sur la viscosité du liquide et sur sa masse spécifique puisque le facteur correspondant a déjà été écarté. On peut toutefois concevoir qu'il subsiste un autre effet sur l'eau adsorbée par exemple.

Sur les sables, HUGUES a effectué une vérification expérimentale en transportant son perméamètre dans des locaux à températures différentes. Il a obtenu une excellente concordance entre les valeurs mesurées de la perméabilité et celles calculées. Malheureusement, notre appareil n'est pas transportable, et nous ne pouvons faire varier artificiellement la température de notre salle.

A défaut d'écarts de grande amplitude, nous disposons dans le tableau 6 de deux mesures entre lesquelles la température a varié de 0°8 (25.3.53 et 15.4.53), pour une charge de 27 cm. On constate une très bonne concordance des valeurs de k . Mais cette amplitude est vraiment trop faible pour que nous soyons absolument affirmatifs. Les essais ont été exécutés sous des températures allant de 8° à 16°, et cependant aucune anomalie n'a été relevée en pratiquant uniquement les corrections de viscosité de l'eau.

Degrés	Dixièmes de degré									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
7	1,418	1,414	1,410	1,406	1,402	1,398	1,393	1,389	1,385	1,381
8	1,377	1,373	1,369	1,365	1,361	1,357	1,354	1,350	1,346	1,342
9	1,338	1,334	1,330	1,326	1,322	1,318	1,314	1,310	1,306	1,302
10	1,300	1,296	1,292	1,289	1,285	1,282	1,278	1,274	1,271	1,267
11	1,263	1,260	1,256	1,253	1,249	1,246	1,242	1,238	1,235	1,231
12	1,227	1,224	1,221	1,217	1,214	1,211	1,207	1,204	1,201	1,198
13	1,195	1,192	1,189	1,186	1,183	1,180	1,176	1,173	1,170	1,167
14	1,164	1,161	1,158	1,155	1,152	1,149	1,146	1,143	1,140	1,137
15	1,134	1,131	1,128	1,125	1,122	1,119	1,116	1,113	1,110	1,107
16	1,105	1,102	1,099	1,096	1,093	1,091	1,088	1,085	1,083	1,080
17	1,077	1,074	1,071	1,069	1,066	1,063	1,060	1,057	1,054	1,051
18	1,049	1,046	1,044	1,041	1,039	1,036	1,034	1,031	1,029	1,026
19	1,024	1,021	1,019	1,017	1,014	1,012	1,010	1,007	1,005	1,002
20	1,000	0,998	0,995	0,993	0,990	0,988	0,985	0,983	0,980	0,978
21	0,975	0,973	0,971	0,969	0,967	0,964	0,962	0,960	0,958	0,956
22	0,953	0,951	0,949	0,947	0,945	0,942	0,940	0,938	0,936	0,934
23	0,932	0,929	0,927	0,925	0,923	0,921	0,919	0,917	0,914	0,912
24	0,910									

d'après HUGUES et SCHOELLER citant HODGMAN (1951)

Rapport des viscosités cinématiques de l'eau à une température donnée à celle à 20°C.

TABLEAU 9

Si nous avons fait une réserve, c'est que diverses théories font intervenir la viscosité de l'eau au voisinage des particules argileuses, et rien ne prouve que la température agisse suivant la même loi sur l'eau libre et l'eau liée. Le nombre de couches adsorbées peut varier, modifiant le volume de l'eau en mouvement ce qui ne permet plus de négliger l'eau liée si elle représente une part importante de l'eau saturante. KUTILEK (1967) s'est intéressé à ce problème sans toutefois arriver à le résoudre. D'après lui, pour le kaolin, le rapport des volumes d'eau libre et d'eau liée est de 10 à 1. Dans ces conditions, quelle que soit la différence de comportement en fonction de la température, l'écart par rapport à la loi normale de la variation de la viscosité ne peut avoir qu'une influence assez faible.

C'est pourquoi nous avons écarté cette éventualité, et n'avons considéré pour étudier la variation de la perméabilité que celle de la viscosité cinématique. Nous avons utilisé les tableaux de conversion existants (HUGUES (29), SCHOELLER (65) citant HODGMAN) donnant pour l'eau et pour chaque température (de dixième de degré en dixième de degré) le rapport de la viscosité cinématique à celle à 20° qui est sensiblement 0,01 poise (exactement 0,010060) ; cela facilite considérablement le calcul de la perméabilité intrinsèque à partir de la formule de Darcy.

On trouvera en annexe un tableau de conversion (Tableau 9).

IV.4.c. INFLUENCE DU GRADIENT HYDRAULIQUE J

Ayant écarté l'influence du temps (du moment que dans les conditions où nous opérons la consolidation est pratiquement terminée) et pouvant corriger celle de la température (puisqu'elle n'intervient que par la viscosité), la vérification de la loi de Darcy nous conduit à suivre l'influence du gradient hydraulique. Pour cela, comme

nous l'avons fait précédemment, nous calculons la perméabilité géométrique de l'éprouvette par la formule (IV.1) pour chaque valeur de la charge hydraulique. Il eût été intéressant de pouvoir faire varier également la hauteur de l'échantillon, puisque le gradient hydraulique est le rapport de ces deux grandeurs ; mais comment avoir deux éprouvettes dont on soit sûr qu'elles sont identiques, à l'épaisseur près ? L'intérêt d'un tel essai serait de mettre en valeur le rôle des faces d'entrée et de sortie.

En fait, nous savons que, contrairement à l'affirmation de DARCY, la perméabilité n'est pas constante, et le seul examen du tableau 6 montre des écarts importants dès que la charge varie c'est-à-dire le gradient hydraulique. Nous savons aussi que ce point est le plus controversé : nous avons multiplié les mesures pour le vérifier. Au cours de nos expériences nous n'avons pas constaté d'influence du temps : ceci confirme qu'il n'y avait pas de phénomène de consolidation, au cours de chaque série d'essais. Quant à la température, elle intervenait par l'intermédiaire de la viscosité comme le laisse prévoir la loi de Darcy.

Les valeurs du tableau 6 ont été obtenues sur un oedomètre muni d'une microburette horizontale, et avec un niveau aval constant.

Afin d'utiliser un appareillage semblable à celui d'OLSEN, nous avons effectué des essais avec un injecteur, les débits étant vérifiés à l'aval sur une microburette. Nous avons obtenu sur du kaolin les résultats ci contre avec une éprouvette de hauteur $h=0,688$ cm. Nous avons également employé le montage à deux microburettes pour vérifier la symétrie de l'écoulement suivant son sens (per descensum et per ascensum). Pour détecter une éventuelle influence de la légère différence de section des tubes, nous avons calculé la perméabilité intrinsèque à partir des débits mesurés sur chacun d'eux.

Repère Réglage Injecteur	T°C	Δ H	Débit cm ³ /s	J	K.10 ⁷ cm/s	k.10 ⁴ μ ²
4 Rouge	20°	34,89	0,3287.10 ⁻³	50,7	1,700	1,700
3 Rouge	20°1	26,12	0,2477.10 ⁻³	37,97	1,694	1,690
1 Rouge	20°	13,16	0,1237.10 ⁻³	19,12	1,684	1,684
10 Vert	19°6	4,48	0,054 .10 ⁻³	9,42	1,493	1,508
9 Vert	19°6	5,035	0,405 .10 ⁻⁴	7,32	1,441	1,455
9 Vert	20°	4,88	0,405 .10 ⁻⁴	7,1	1,486	1,486
8 Vert	20°	3,44	0,2698.10 ⁻⁴	5	1,406	1,406
6 Vert	21°	1,79	0,135 .10 ⁻⁴	2,61	1,347	1,314
11 Vert	21°2	11,16	1,010 .10 ⁻⁴	16,23	1,621	1,574
10 Vert	21°1	6,28	0,540 .10 ⁻⁴	9,12	1,541	1,499
12 Vert	21°1	14,56	1,360 .10 ⁻⁴	21,13	1,674	1,629
4 Vert	20°	0,95	0,0540.10 ⁻⁴	1,38	1,022	1,022
2 Vert	20°	0,55	0,0272.10 ⁻⁴	0,80	0,889	0,889
2 Rouge	20°8	17,40	1,660 .10 ⁻⁴	25,28	1,710	1,675
3 Rouge	21°	25,70	2,477 .10 ⁻⁴	37,35	1,727	1,684
2 Vert	20°	0,65	0,0272.10 ⁻⁴	0,94	0,747	0,747
4 Rouge	20°7	34,45	3,310 .10 ⁻⁴	50,06	1,722	1,692
5 Rouge	20°8	64,61	6,242 .10 ⁻⁴	93,9	1,731	1,692

TABLEAU 10

Nous relevons ainsi quatre valeurs pour chaque charge, mais nous n'en retiendrons que leur moyenne (tableau 11) (figure 26).

La décroissance des perméabilités intrinsèques mesurées sur des appareils différents, avec des méthodes différentes, prouve que le phénomène n'est pas accidentel. Sur le tableau 10, nous avons donné les mesures dans l'ordre où elles ont été faites, pour montrer justement que l'influence du temps de circulation de l'eau n'a pas joué de rôle.

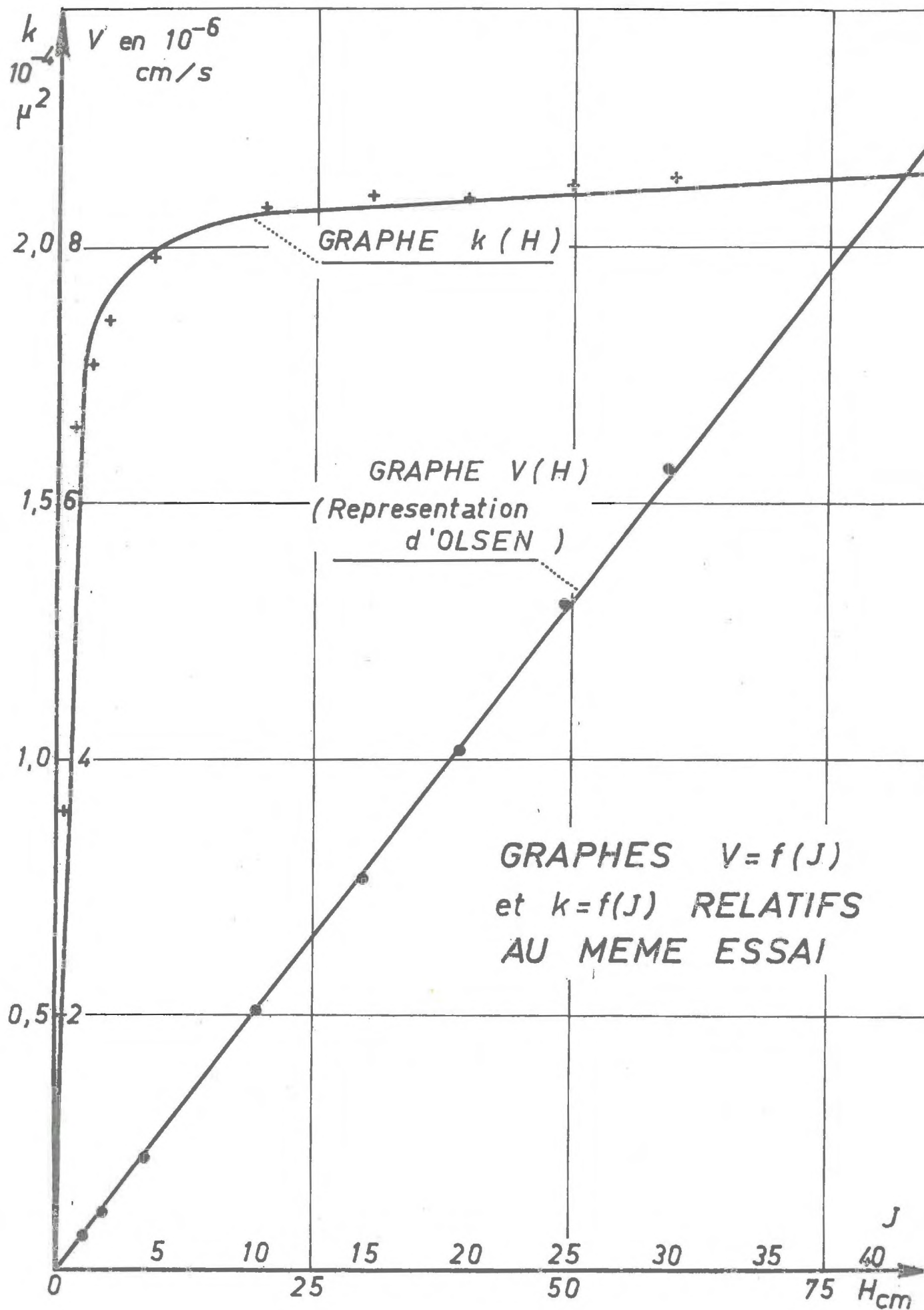


FIG. 26

$h = 2 \text{ cm}$	Gradient J	Perméabilités $k \cdot 10^4 \mu^2$				Moyenne
		Descensum		Ascensum		
		Haut	Bas	Haut	Bas	
90	45	2,110	2,100	2,074	2,122	2,101
60	30	2,105	2,198	2,092	2,158	2,138
50	25	2,085	2,135	2,070	2,142	2,108
40	20	2,045	2,084	2,115	2,100	2,085
				2,040	2,128	
30	15	2,076	2,108	2,047	2,127	2,090
20	10	2,006	2,039	2,040	2,092	2,068
					2,090	
9	4,5	1,984	2,041	2,008	2,062	1,993
			1,915	1,990	1,951	
5	2,5	1,785	1,936			1,855
2,5	1,25	1,969	1,894	1,611	1,599	1,768
1,5	0,75	1,625	1,465	1,850	1,645	1,646
0,85	0,42	0,800	0,843	0,964	0,970	0,894

TABLEAU 11

Les valeurs du tableau 11 ont été classées pour leur présentation, mais les essais ont été effectués dans un ordre quelconque.

On remarquera aussi que des expériences à très faible gradient inférieur à l'unité ont donné des débits de filtration mesurables ; nous n'avons constaté aucun seuil de gradient pour le kaolin.

Pourquoi OLSEN, travaillant sur le même matériau (plus perméable toutefois) , n'a-t-il pas constaté cette diminution de perméabilité. Pour le comprendre, nous avons tracé comme lui le graphe $V(J)$ relatif au tableau 11.

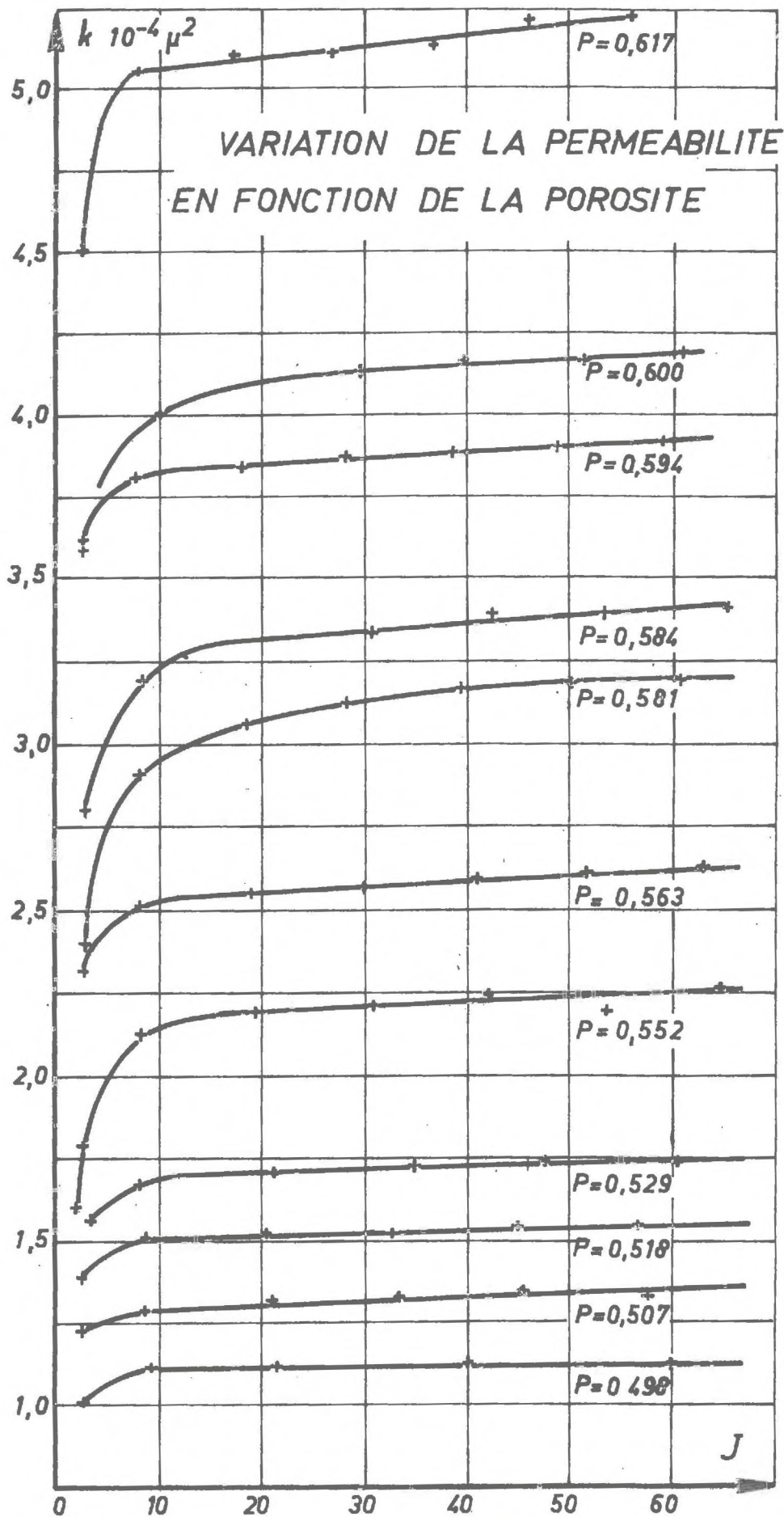


FIG. 27

Nous voyons (figure 26) que les valeurs de la vitesse de filtration tirées de la perméabilité moyenne (il ne nous est pas possible de prendre les valeurs expérimentales qui correspondent à des températures différentes) paraissent exactement alignées, sauf très près de l'origine où il est difficile de mettre graphiquement les écarts en évidence. Nous pensons que la vitesse de filtration est une variable insuffisamment sensible pour détecter les variations éventuelles de la perméabilité. Mais nous ne devons cependant pas cacher le fait que l'utilisation du rapport $V (J)$ accroît largement le risque d'erreur relative.

Naturellement, ces constatations ne sont valables que pour le kaolin : il n'est pas certain que la montmorillonite, par exemple, ne présente pas un seuil de gradient alors que le liquide en circulation est l'eau pure.

Examinons à nouveau notre graphe $k (J)$ ou $k (H)$. Il peut se décomposer en deux parties : l'une presque horizontale qui correspond aux gradients supérieurs à 10, l'autre, à pente très forte, semble relier la première à l'origine ; c'est là que les écarts à la moyenne sont les plus importants, signe d'une certaine instabilité. Nous tenterons plus loin d'interpréter ces faits (V.2. c).

IV.4.d. VARIATION DE LA PERMEABILITE AVEC LA POROSITE

En augmentant la contrainte de compression, nous écrasons l'éprouvette, par conséquent nous diminuons sa porosité. Corrélativement, la perméabilité baisse également, ce qui est logiquement prévisible. Nous disposons de deux séries complètes de mesures où les pressions sur l'éprouvette sont passées progressivement d'une valeur presque nulle à 11 bars. Il serait fastidieux de donner dans le détail les points obtenus : nous les avons indiqués sur le graphe $k (J)$ (figure 27)

à partir duquel nous avons tiré par interpolation les perméabilités intrinsèques relatives au même gradient hydraulique, mentionnées dans les tableaux suivants et exprimées en $10^{-4} \mu^2$

k en $10^{-4} \mu^2$								
S E R I E A								
J	3	10	20	30	40	50	60	70
P								
0,617	4,60	5,06	5,09	5,13	5,16	5,19	5,24	
0,594	3,65	3,82	3,84	3,86	3,88	3,90	3,91	
0,581	2,50	2,94	3,06	3,12	3,16	3,17	3,19	
0,563	2,35	2,52	2,54	2,56	2,58	2,60	2,62	
0,552	1,87	2,12	2,18	2,20	2,22	2,24	2,26	
0,536	1,62	1,79	1,80	1,805	1,81	1,815	1,82	1,82
0,522	1,40	1,50	1,52	1,525	1,53	1,54	1,55	1,55
0,512	1,25	1,30	1,32	1,33	1,335	1,34	1,34	1,345
0,499	1,08	1,105	1,115	1,12	1,125	1,13	1,13	1,13
0,488	0,944	0,958	0,967	0,974	0,978	0,982	0,985	0,988
S E R I E B								
0,600	3,55	4,05	4,12	4,14	4,16	4,18		
0,584	2,85	3,22	3,32	3,36	3,38	3,40	3,40	
0,561	2,36	2,55	2,57	2,58	2,59	2,60	2,61	
0,551		2,22	2,26	2,29	2,30	2,31	2,315	2,32
0,532	1,56	1,67	1,71	1,72	1,73	1,74	1,75	1,76
0,518		1,44	1,45	1,46	1,47	1,48	1,49	1,50
0,507		1,23	1,24	1,25	1,26	1,265	1,27	1,27
0,493		1,03	1,05	1,065	1,078	1,088	1,096	1,104
0,483		0,910	0,914	0,920	0,926	0,932	0,938	0,943

TABLEAUX 12 et 13

A partir de ces valeurs, nous pouvons construire les graphes de variation de la perméabilité en fonction de la porosité, à gradient constant. La porosité varie peu, car lorsque la contrainte mécanique est très faible - ce qui correspond à une forte porosité - le piston se

soulève sous l'action de la charge hydraulique ; d'autre part, la résistance de l'appareil a des limites. Nous avons pu cependant faire varier la porosité entre 0,488 et 0,617.

On trace un graphe significatif en utilisant des échelles logarithmiques pour la perméabilité, linéaires ou logarithmiques pour la porosité, tout au moins tant que l'amplitude de variation de cette dernière est assez faible : le graphe est alors linéaire. Mais le report des résultats trouvés ailleurs pour une amplitude supérieure montrerait une meilleure adaptation des coordonnées semi-logarithmiques, alors que les formules généralement adoptées correspondent à une droite en coordonnées logarithmiques (figures 28 et 29).

Les formules de variation de la perméabilité en fonction de la porosité sont nombreuses. Pour juger de la qualité de leur ajustement sur l'ensemble de nos résultats expérimentaux, nous les avons représentées à un facteur multiplicatif près, ce qui correspond à une translation sur l'axe des k , puisque l'échelle est logarithmique en ordonnées. On trouvera donc la formule de KOZENY-CARMAN, celle de TERZAGHI, celle d'Allen HAZEN, et en plus une forme proche de celle de KOZENY : $\left(\frac{P}{1-P}\right)^3$ qui semble être mieux adaptée ; enfin celle que nous proposons :

$$\frac{(P - a(1 - P))^3}{(1 - P)^2}$$

avec $a = 0,2$.

Ces deux dernières paraissent le mieux convenir.

Nous avons également reporté des résultats expérimentaux tirés de MICHAEL et LIN (51) ; nous pouvons remarquer le parallélisme et le décalage d'ailleurs assez faible avec les nôtres. Pour une même valeur de la porosité, la valeur de la perméabilité déduite de nos mesures est le double de celle proposée par MICHAEL et LIN.

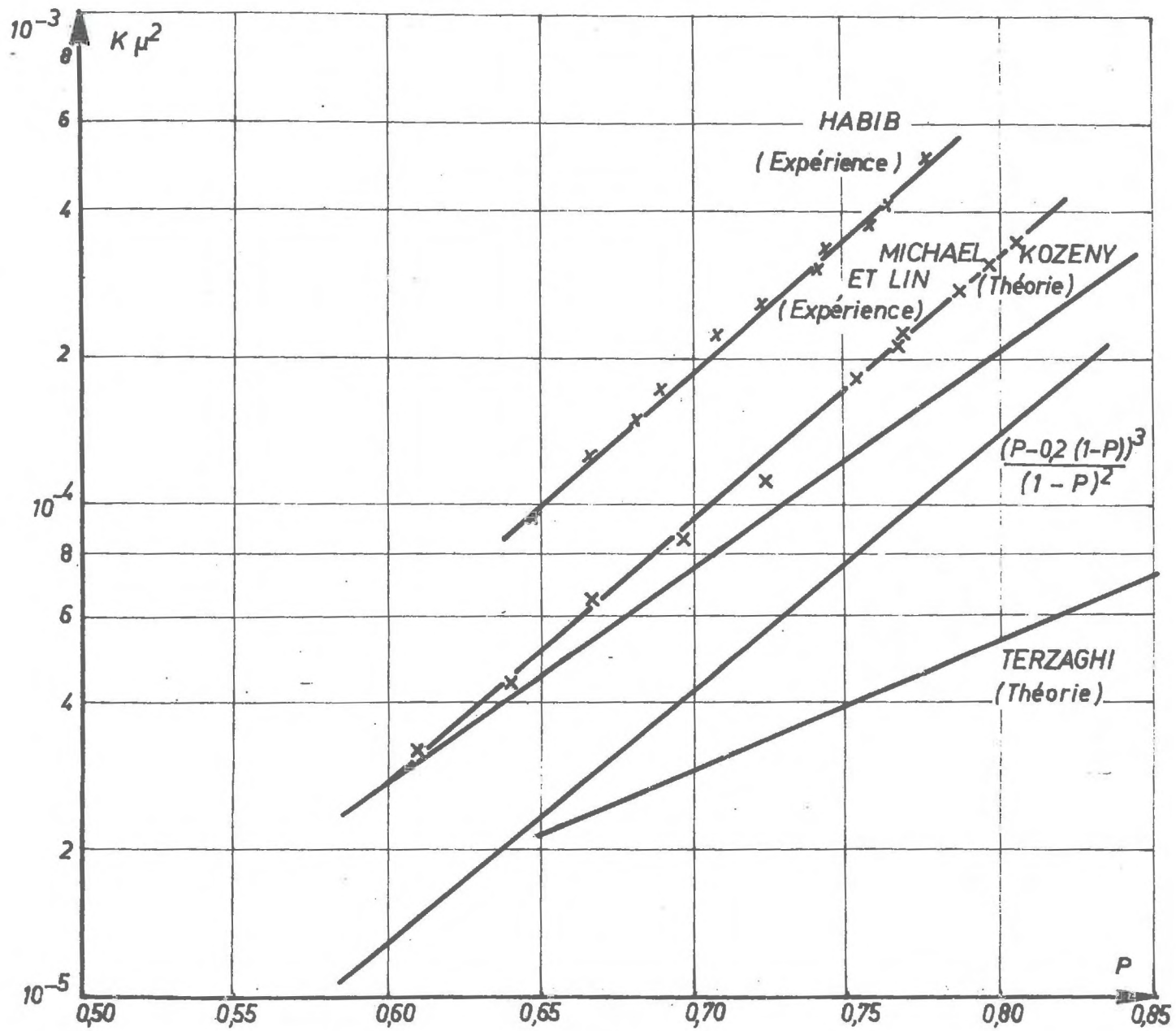


FIG. 28

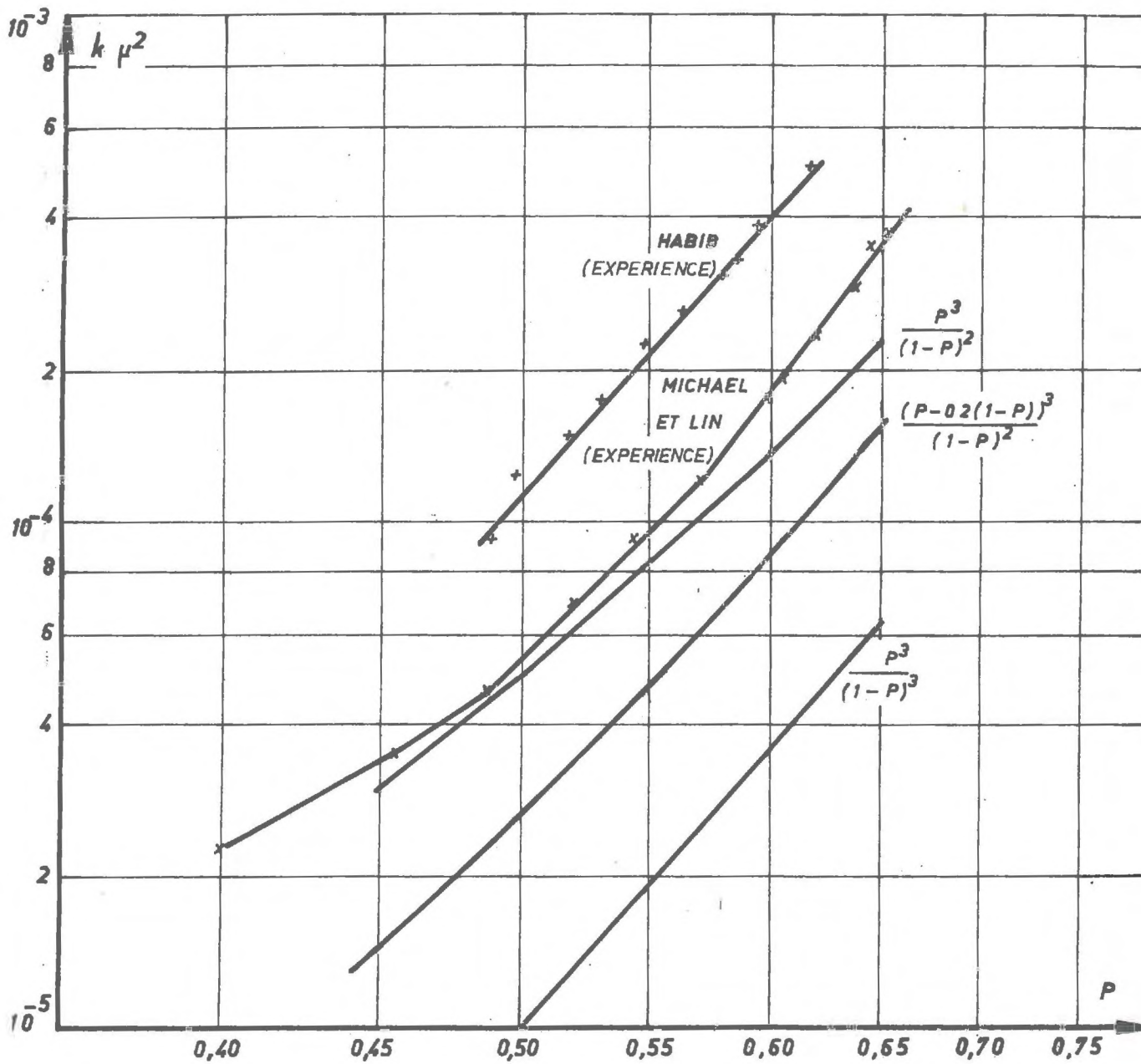


FIG. 29

De ces graphes, on peut conclure que la formule monome la plus simple serait :

$$k = 1,5 \cdot 10^{-2} P^7 \mu^2 \quad (\text{IV.3})$$

On pourrait aussi déduire de la représentation en coordonnées semi-logarithmiques une formule du type :

$$k = B e^{AP}$$

où $A = 12,8$ et $B = 1,91 \cdot 10^{-7}$

soit :

$$k = 1,91 \cdot 10^{-7} e^{12,8 \cdot P} \mu^2 \quad (\text{IV.4})$$

Il est clair qu'une telle formule ne vérifie pas la condition limite évidente : $k = 0$ pour $P = 0$, c'est-à-dire qu'elle n'est valable que dans le domaine des porosités que nous avons exploré et qui est relativement étroit. Cette restriction ne nous paraît cependant pas éliminatoire, et il est possible que le mot perméabilité n'ait plus beaucoup de sens pour de trop faibles porosités de l'argile.

Nous avons même cherché à savoir si les courbes $k(J;P)$ présentant une certaine similitude sont réellement affines. Pour cela nous avons calculé les rapports $k/k_{(J=60)}$ pour toutes les porosités. On obtient ainsi, pour la série A, le tableau 12 a (dédit du tableau 12).

En comparant les valeurs obtenues pour chaque gradient à la moyenne calculée, on retrouve une certaine similitude, et en écartant les valeurs nettement aberrantes il apparaît une croissance régulière quand la porosité croît. La proportionnalité pure et simple ne semble cependant pas suffisante pour expliciter le rôle de la porosité.

Pour le tableau 12
valeur du rapport $k_J/k_{J=60}$ à porosité constante

J =	3	10	20	30	40	50	60	70
P								
0,617	0,890	0,977	0,983	0,986	0,990	0,999	1	
0,594	0,934	0,978	0,985	0,993	0,995	0,998	1	
0,581	0,783	0,938	0,958	0,977	0,985	0,992	1	
0,563	0,858	0,966	0,972	0,980	0,987	0,995	1	
0,552	0,796	0,947	0,973	0,980	0,987	0,993	1	
0,536	0,887		0,989	0,992	0,995	0,997	1	1,002
0,522	0,916	0,974	0,984	0,987	0,990	0,993	1	1,002
0,512	0,920	0,962	0,970	0,977	0,985	0,991	1	1,006
0,499	0,955	0,977	0,981	0,987	0,991	0,997	1	1,003
0,488	0,960	0,976	0,980	0,987	0,992	0,996	1	1,003
Moyenne	0,894	0,966	0,978	0,984	0,989	0,994	1	1,003

TABLEAU 12 a

Cette dernière et le gradient interviennent ensemble lorsqu'on place ces résultats dans le graphe de synthèse $\lambda R_e (R_e)$ (I.4). Pour calculer λ et R_e , nous savons que le diamètre représentatif des pores fait intervenir la perméabilité et la porosité par :

$$D = \frac{32 \cdot k}{P} \quad (I.11)$$

et que généralement la porosité varie peu (nous prendrons $P = 0,5$ lorsque nous l'ignorons). Il est bien évident que le diamètre géométrique des pores ne change pas avec le gradient hydraulique ; par conséquent la valeur de k sera choisie dans la zone à perméabilité constante c'est-à-dire pour nous aux forts gradients. Nous calculerons le nombre de Reynolds par :

R x 10 ¹⁰										.R x 10 ⁻¹⁰			
P	J D	3	10	20	30	40	50	60	70	3	10	60	70
		-----										-----	
0,617	0,165	37	135	272	412	552	693	845		72	64,5...	64	
0,594	0,145	26,8	93	188	282	380	476	572		68	65 ..	64	
0,581	0,132	17	67	139	213	288	360	435		...			
0,563	0,122	15,3	55	112	166	224	282	340					
0,552	0,114	11,6	43,8	90	137	184	232	281		76		64	
0,536	0,104	9,4	34,7	70	105	140	176	212	247	70,5	64,5	64
0,522	0,097	7,85	28	57	185	114	143	174	203	...			
0,512	0,091	6,66	23,1	47	71	95	119	143	167	67,5	64,5	64
0,499	0,085	5,5	18,8	38	57	77	96	115	135	66,5	65,5	64
0,488	0,080	4,67	15,8	31,8	48,2	64	81	97	113	67	66	64

Valeurs de R et de $\lambda.R$ pour la série A

TABLEAU 14

Valeurs de R et de $\lambda.R$ relatives au tableau 10						
P = 0,5	J	k.10 ⁴ (μ^2)	D (μ)	R.10 ¹⁰	$\lambda .10^{-10}$	$\lambda . R$
	94	1,700	0,104	330	0,19	64
	50	1,700		160	0,40	64
	25	1,67		88	0,73	64,5
	9,12	1,499		28	2,5	72
	5	1,406		14,6	5,3	77
	1,4	1,022		3	35	105
	0,8	0,889		1,48	82	121

TABLEAU 15

$$R_e = \frac{V \cdot D}{\nu} = \frac{K \cdot D}{\nu \cdot P} \quad J$$

(K exprimé en 10^{-7} cm/s est sensiblement équivalent pour l'eau à 20°C à k en 10^{-4} microns carrés). De même, la valeur de λ :

$$\lambda = 2 g \frac{P^2}{K^2 \cdot J} \cdot D$$

permet de calculer le produit $\lambda \cdot R$:

$$\lambda \cdot R = 2 \frac{g}{\nu} \frac{P}{K} D^2 = 2 \frac{P}{k} D^2$$

Un tel graphe de synthèse (figure 30) a déjà été utilisé, mais surtout dans la zone correspondant aux nombres de Reynolds élevés, c'est-à-dire aux écoulements à vitesse relativement grande. Par contre, on ne trouve dans les publications que très peu de données relatives à des essais effectués sur une même éprouvette, à faible nombre de Reynolds de l'ordre de 10^{-9} comme les nôtres. Nous avons placé les points représentatifs tirés des tableaux 10, 11, 12, 13. Mais pour les deux premiers, nous ignorons la valeur exacte de la porosité, et nous l'avons prise arbitrairement de 0,5.

Il est inutile de calculer toutes les valeurs λR_e du tableau puisqu'elles varient avec une certaine continuité et dans un faible intervalle - surtout pour les faibles gradients hydrauliques. On obtient ainsi le tableau 14 déduit du tableau 12.

Nous limiterons de même le nombre de points choisis, à 7 par exemple pour le tableau 10 donnant le tableau 15.

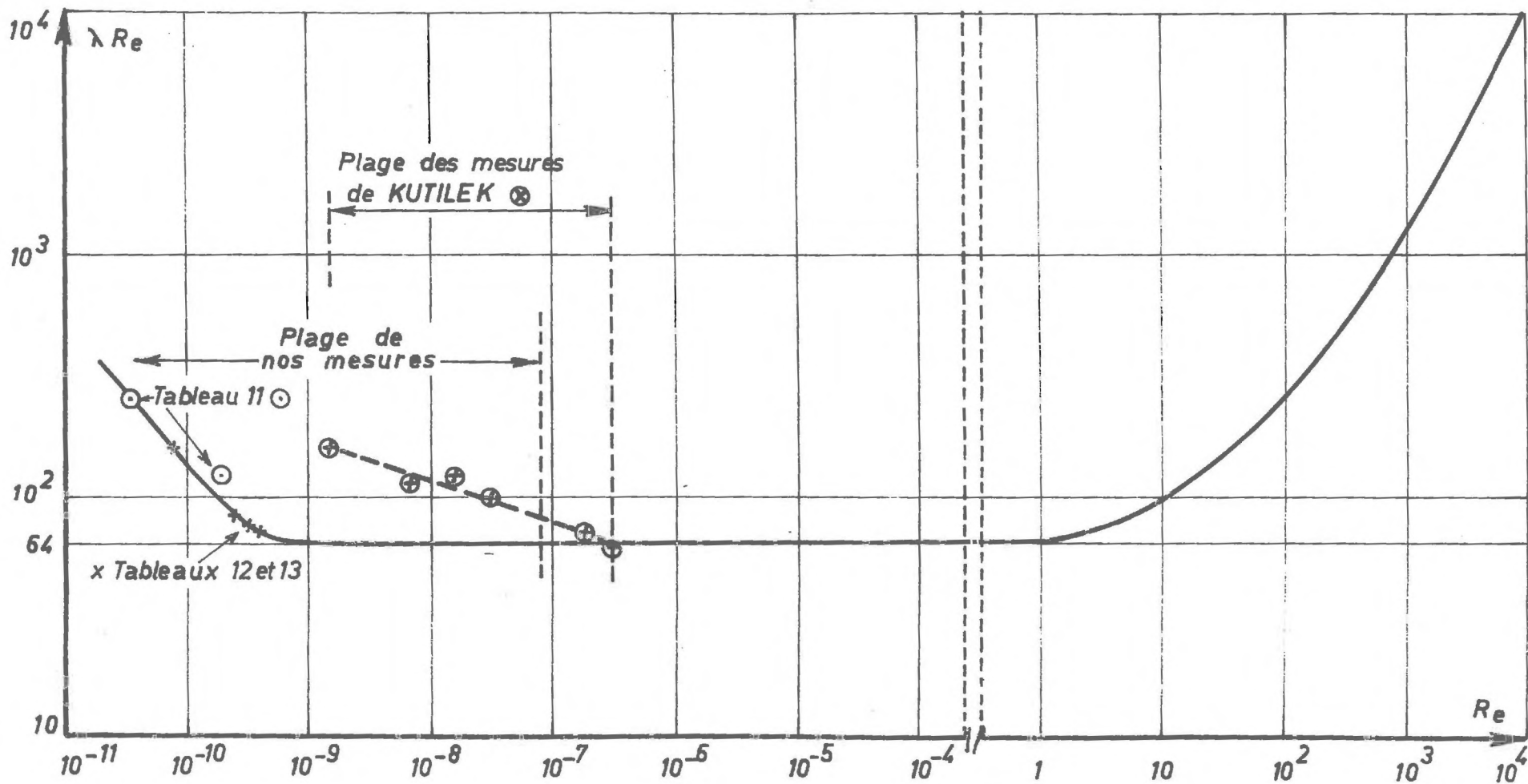


FIG. 30

et autant pour le tableau 11, d'où :

Valeurs de R_e et de $\lambda \cdot R_e$ relatives au tableau 11						
P=0,5	J	$K \cdot 10^4 (\mu^2)$	D (μ)	$R_e \cdot 10^{10}$	$\lambda \cdot 10^{-10}$	$\lambda \cdot R_e$
	45	2,10	0,116	219	0,28	64
	20	2,085		97	0,66	64,5
	10	2,07		48	1,35	65
	4,5	2,00		26,8	2,5	67
	1,25	1,77		5,1	14,9	76
	0,75	1,65		2,85	28,2	81
	0,42	0,894		0,87	172	150

TABLEAU 16

Il est visible en comparant les perméabilités relatives à un même kaolin que la porosité des deux éprouvettes est différente. Mais cela n'a qu'une importance minime et peut expliquer l'écart des graphes. En regardant les tableaux, nous notons que le nombre de Reynolds a varié au cours de nos essais entre 10^{-7} et 10^{-10} . Il nous a paru intéressant de comparer nos résultats à ceux obtenus par d'autres expérimentateurs malgré le peu de données dont nous disposons concernant la filtration de l'eau pure dans les argiles. Les recherches les plus récentes sont celles de KUTILEK citées par KOVACS qui nous sont connues sous forme graphique. Nous les avons relevées et reportées sur le tableau 17 (sant tenir compte de l'indication "%" sur les gradients apparaissant dans le mémoire de KOVACS, qui nous paraît erronée). Nous constatons que :

- les gradients utilisés sont nettement plus grands que les nôtres ;

-la perméabilité est dix fois plus forte, ce qui peut être expliqué par le fait qu'aucune contrainte mécanique de consolidation n'est exercée sur l'éprouvette, à en juger d'après le dispositif expérimental décrit par KUTILEK lui-même (1965) (37).

- il existe également une forte variation de la perméabilité aux gradients élevés.

Cela se traduit sur le graphe synthétique par un décrochement prématuré et un relèvement plus rapide que dans notre cas.

Enfin, on pourrait aussi considérer les expériences de LUTZ et KEMPER (1959) (46) qui ont travaillé sur d'autres argiles et à fort gradient ; mais le comportement de ces matériaux est assez erratique pour qu'on puisse douter des conditions expérimentales. Voici à titre d'exemple, les valeurs de la perméabilité intrinsèque exprimées en $10^{-5} \mu^2$ pour l'eau sur les argiles suivantes :

J	136	272	408	542	680	816
Bentonite-Na	3,18	3,82	4,76	5,18	5,75	6,6
Bentonite-Ca	87	87	83,3	82	82	80,5
Bentonite-H	92,2	92,2	92,2	93,8	95,2	97,5
Halloysite-Na	83,5	89	92	96,5	99,5	103,3
Halloysite-Ca	168,7	171,7	172,7	173,7	173,6	173,7
Halloysite-H	86,6	90,4	93,7	94,1	94,4	95,4

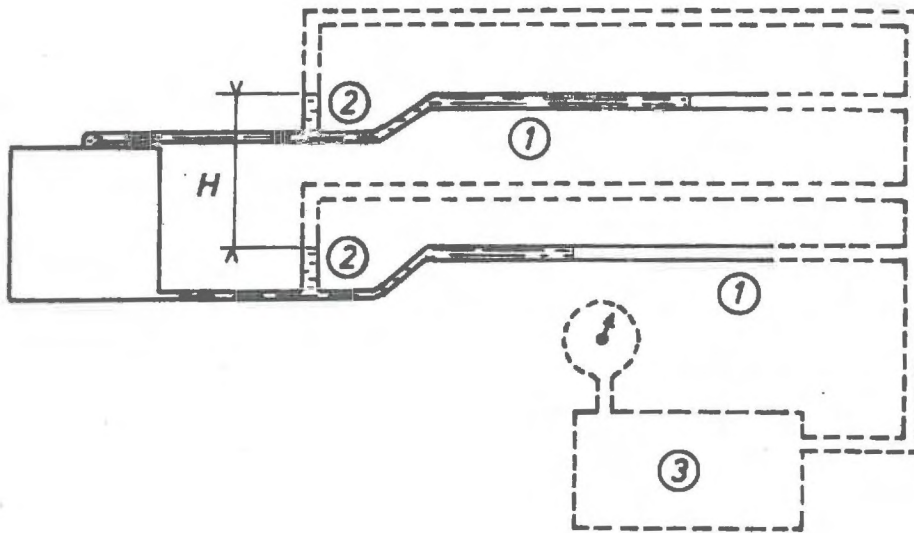
Valeurs expérimentales de KUTILEK citées par KOVACS pour la Kaolinite-H, et calcul de R et de $\lambda \cdot R$						
J	V(cm/H)	V(cm/s)	K(cm/s)	D (μ)	R	$\lambda \cdot R$
530	9,4	$26,1 \cdot 10^{-4}$	$4,92 \cdot 10^{-6}$	0,56	$2,92 \cdot 10^{-7}$	64
400	6,4	$17,8 \cdot 10^{-4}$	$4,45 \cdot 10^{-6}$		$1,98 \cdot 10^{-7}$	71
265	3,4	$9,7 \cdot 10^{-4}$	$3,68 \cdot 10^{-6}$		$1,09 \cdot 10^{-7}$	85
195	2,4	$6,66 \cdot 10^{-4}$	$3,42 \cdot 10^{-6}$		$0,745 \cdot 10^{-7}$	92
125	1,45	$4,03 \cdot 10^{-4}$	$3,21 \cdot 10^{-6}$		$0,45 \cdot 10^{-7}$	98
95	0,95	$2,64 \cdot 10^{-4}$	$3,10 \cdot 10^{-6}$		$0,33 \cdot 10^{-7}$	101
60	0,55	$1,53 \cdot 10^{-4}$	$2,55 \cdot 10^{-6}$		$0,172 \cdot 10^{-7}$	123
25	0,25	$0,695 \cdot 10^{-4}$	$2,78 \cdot 10^{-6}$		$0,078 \cdot 10^{-7}$	113
7	0,05	$0,139 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-6}$		$0,016 \cdot 10^{-7}$	156

TABLEAU 17

IV.4.e. INFLUENCE DE LA PRESSION PORTEUSE

La loi de Darcy ne fait intervenir que la différence ΔH entre la pression à l'entrée et celle à la sortie du filtre. L'intérêt est de savoir si l'influence de la pression H est nulle, car il est dans nos intentions de faire des mesures sur des échantillons contenant de l'air piégé où la pression porteuse joue un rôle indéniable.

Il est facile de modifier l'appareillage utilisé jusqu'à présent (figure 31) en branchant tous les tubes ouverts (microburettes, piézomètres) sur un réservoir d'air comprimé. La seule difficulté réside dans la nécessité de vider et de remplir les microburettes, donc de démonter chaque fois le tout - ce qui nuit à l'étanchéité et ne permet pas les mesures de longue durée dès que la pression est importante.



- ① MICROBURETTE
 ② TUBE PIEZOMETRIQUE
 ③ INSTALLATION DE MISE SOUS
 PRESSION PORTEUSE

Figure 31

Nous ne pouvons donc retenir que les essais à gradient élevé. Nous avons relevé pour l'éprouvette de Kaolin correspondant au tableau 11 et pour la valeur de $\Delta H = 90$ cm, les résultats suivants :

Pression porteuse en bar	0	0,1	0,2	0,4	0,8
Perméabilité $k \cdot 10^4 \mu^2$	2,10	2;12	2;06	2;13	2,16

Il semble bien que l'influence de la pression porteuse sur un échantillon de kaolin saturé d'eau soit négligeable.

Ici plus qu'auparavant (IV.4.c) il eût été utile de vérifier l'incidence de la hauteur de l'éprouvette pour le cas où l'air serait piégé près des pierres poreuses. Mais la comparaison des deux échantillons serait impossible, car il faudrait être certain non seulement de l'égalité de leur porosité globale (ce qu'on peut à la rigueur obtenir) mais aussi de la disposition identique des particules dans l'éprouvette (III.2.c). C'est pourquoi il n'est pas surprenant de trouver pour des porosités voisines des perméabilités présentant un faible écart (tableaux 12 et 13).

En résumé, d'après nos valeurs expérimentales, pour le kaolin et l'eau distillée, le seul point où la loi d'écoulement diverge de la loi de Darcy est l'influence du gradient hydraulique, qui ne paraît pas intervenir par une loi linéaire.

IV. 5. ETUDE DU KAOLIN PASSE AU FOUR

Suivant en cela le nombre de chercheurs, nous avons attribué les anomalies hydrauliques des argiles à leurs propriétés électriques plus qu'à leur seule dimension. Cependant, BONDARENKO et NERPIN affirment les avoir mises en évidence aussi bien sur les capillaires en verre que sur la céramique. La meilleure façon de s'en assurer est de transformer notre kaolin en poudre de céramique par cuisson au four électrique à 1300° ; il est ainsi rendu inerte et perd ses propriétés de surface : au toucher, alors qu'il donne normalement la même sensation que le talc, il se présente comme n'importe quel sel chimique blanc, carbonate ou autre. Mêlé à l'eau, il ne forme plus une pâte liée mais se comporte comme du sable avec une cohésion réduite : il s'agit bien d'un autre corps, mais de granulométrie identique.

Les spécialistes nomment ce produit "Mullite"(+). Au microscope électronique, on voit dans le matériau obtenu de beaux cristaux, très plats, en forme d'hexagones réguliers (clichés ++) dont les dimensions sont du même ordre que celles du kaolin original, mêlé à des cristaux formant une poussière plus fine, informe, probablement du kaolin non encore transformé, les proportions respectives restant inconnues. La surface spécifique de ce matériau, mesurée à l'azote, et à -196°C , est de $2,9 \text{ m}^2/\text{g}$, donc 4,5 fois plus faible que celle du kaolin initial.

La préparation d'une éprouvette avec ce kaolin "tué" est plus difficile car la limite de liquidité est facilement dépassée. Nous n'avons pas fait de mesure granulométrique. La masse spécifique calculée au picnomètre est de $2,4 \text{ g/cm}^3$.

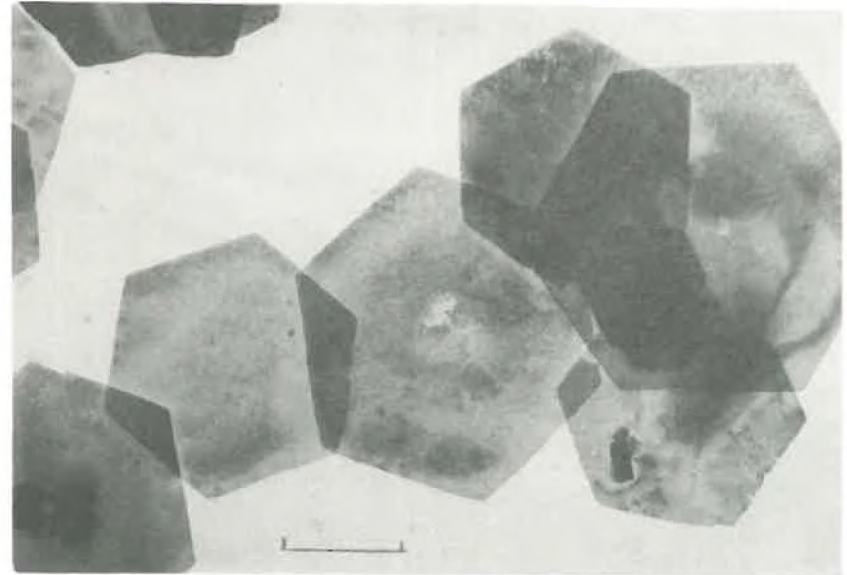
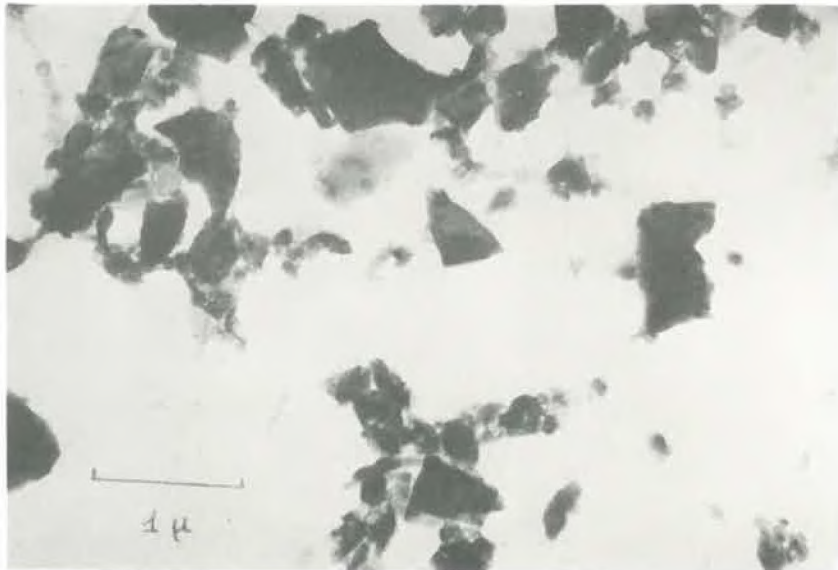
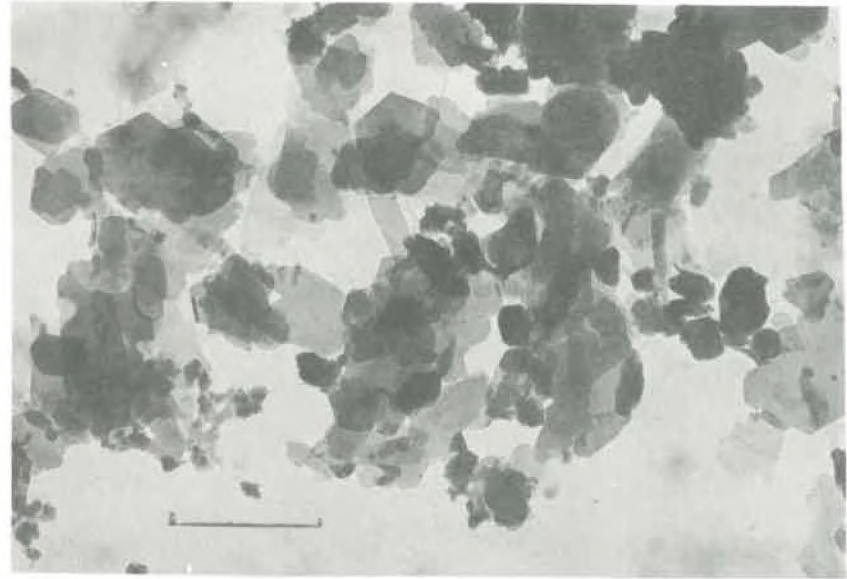
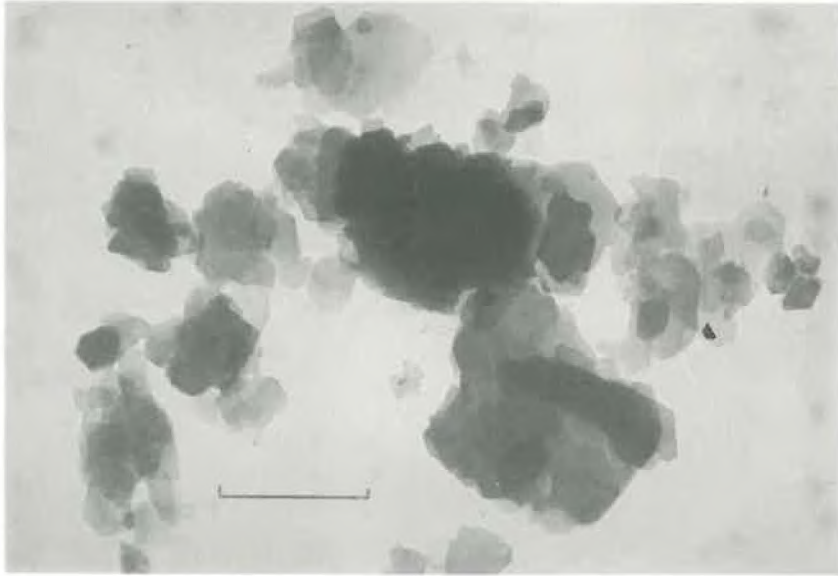
Nous n'avons pas été surpris de trouver dès les premières mesures une perméabilité cent fois plus grande que celle du kaolin normal. De ce fait, seules étaient possibles les mesures à faible gradient sans modification d'appareillage.

L'augmentation de la contrainte de compression n'a provoqué qu'un faible écrasement de l'éprouvette, quasi-instantané. La perméabilité n'en est que peu modifiée.

Contrainte bar	Hauteur de l'éprouvette cm	Hauteur réduite kaolin mort cm	Porosité
4,5	1,843	0,829	0,55
7	1,805	0,829	0,54
9	1,782	0,829	0,535

(+) GRIM (1953) et MACKENZIE (1959)

(++). Les clichés sont dus à Madame le Professeur ESTEOULE-CHOUX du Laboratoire de Géologie de l'Université de RENNES.



Photographies au microscope électronique de la Kaolinite (en haut) et de la Mullite (en bas)
(Clichés Mme Estéoule-Choux - Rennes)

Atelier Offset E.N.S.A. Rennes

Contrairement à ce que nous avons constaté pour le kaolin, le temps, l'ordre de variation des gradients hydrauliques, le sens de l'écoulement, jouent un rôle dans la valeur de la perméabilité. C'est l'indice d'une circulation de particules avec l'eau, ce qui entraîne une sédimentation plus ou moins rapide, modifiée par le changement de sens du courant, problème que nous étudierons plus en détail avec les mélanges de billes de verre et de kaolin.

Un point nous a paru remarquable : c'est l'influence du diamètre de la microburette, même siliconée, dans ces mesures où la vitesse du ménisque est importante. Il semble qu'aux grandes vitesses on obtienne des valeurs aberrantes du débit, soit par rupture du film d'eau, soit parce que le niveau dans le tube piézométrique n'arrive pas à se stabiliser assez vite pour donner une indication suffisamment sûre.

Aussi, nous avons préféré citer les valeurs de la perméabilité en fonction de l'ordre des mesures en indiquant pour chaque point le sens du courant et la charge hydraulique (figure 32).

Nous avons finalement choisi comme appareillage des microburettes d'assez gros diamètre ($10,6 \text{ mm}^2$) non siliconées, après avoir successivement essayé celles de $1,3 \text{ mm}^2$ et $3,1 \text{ mm}^2$. Voici les valeurs obtenues dans l'une des dernières séries :

$$h = 1,782 \text{ cm} \quad P = 0,535 \quad T^\circ\text{C} = 17^\circ 4$$

L'ordre est celui où les mesures sont faites

Per descensum								
$\Delta H \text{ cm}$	39,2	9,35	111,2	79,7	50,35	29,4	4,15	19,55
$k (\mu^2 \cdot 10^{-2})$	1,27	1,24	1,21	1,15	1,07	1,06	1,08	1,08
Per ascensum								
$\Delta H \text{ cm}$	39,45	110,5	79,6	50,6	19,6	4,35	29,65	9,6
$k (\mu^2 \cdot 10^{-2})$	1,18	1,18	1,13	1,08	1,02	0,92	1,00	0,97

TABLEAU 18

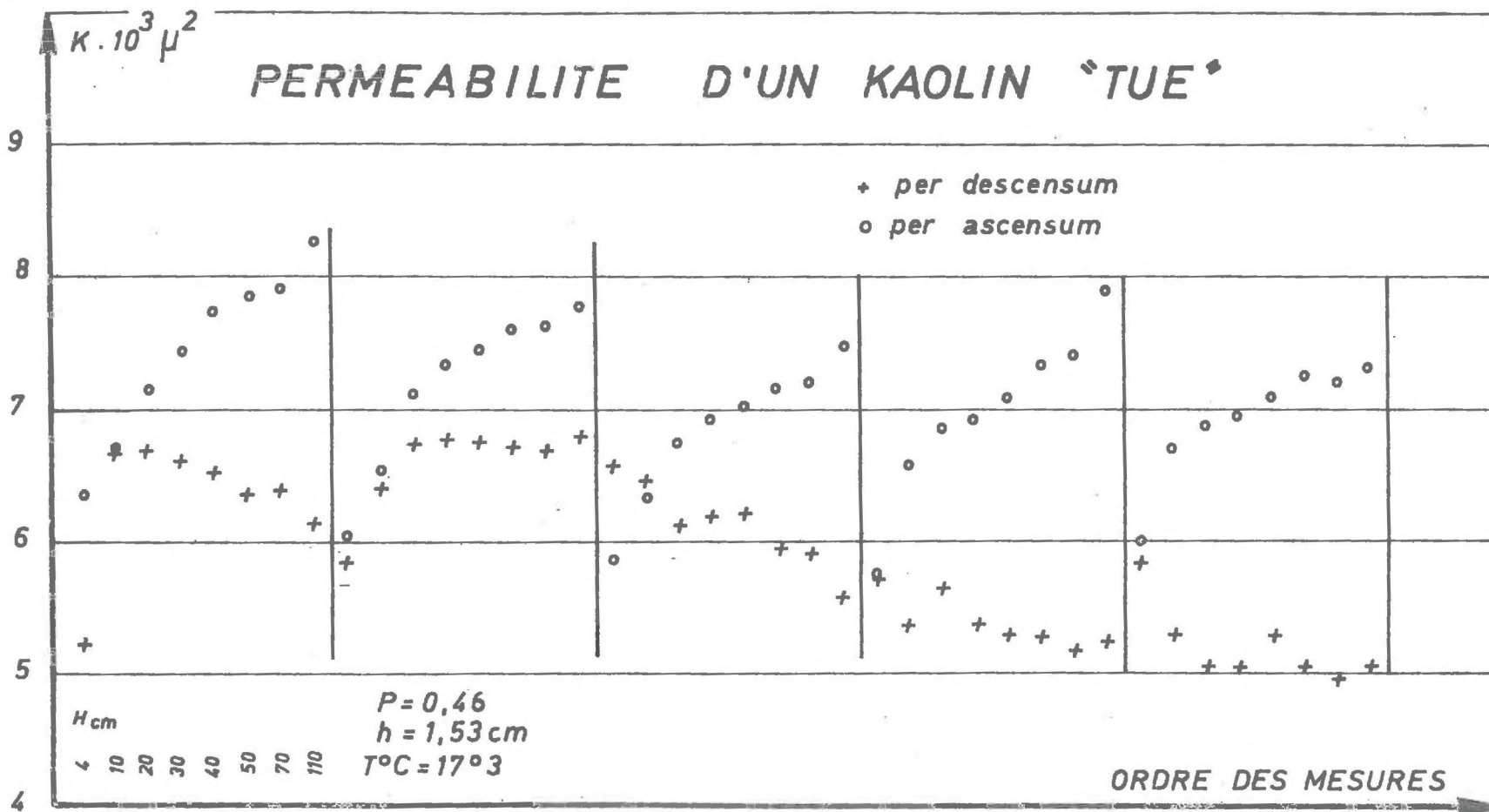


FIG. 32

On constate dans le mouvement per ascensum une légère diminution de la perméabilité pour les faibles gradients, sans être pour cela certain d'un écart systématique.

Il ne faut pas oublier qu'on se trouve ici dans des conditions très artificielles ; un tel matériau a tendance à voir ses particules les plus fines emportées par le courant, alors qu'elles sont retenues ici par les filtres extérieurs.

Pour étudier le problème de façon plus systématique, nous avons effectué une centaine de mesures de perméabilité :

- 1°. en répétant des séries par descensum à gradients croissants avec une petite et une grosse microburette ;
- 2°. en faisant de même per ascensum ;
- 3°. en alternant les mesures dans les deux sens pour chaque gradient.

L'échantillon est le même que le précédent, le kaolin ayant été récupéré. Sa porosité est $P = 0,46$, sa hauteur $h = 1,534$ cm. La perméabilité oscillait entre $0,005$ et $0,008 \mu^2$, comme le montre le tableau 19 où les séries sont numérotées dans l'ordre des mesures.

On peut tirer de ces essais, les enseignements suivants :

a. Le changement de la section de la microburette ($3,1$ ou $10,6 \text{ mm}^2$) n'a pas eu d'effet appréciable aux vitesses d'écoulement mesurées, cette fois plus réduites .

b. L'écoulement per descensum provoque un colmatage du filtre qui se stabilise à une perméabilité de $0,005 \mu^2$.

PERMEABILITE D'UN KAOLIN "TUE"					
P = 0,46		h = 1,534 cm		T°C = 17°3	
I. PER DESCENSUM				k x 10 ³ u ²	
Série	1	2	3	4	5
Δ Hcm					
4	5,10	5,84	6,57	5,70	5,82
9	6,69	6,43	6,47	5,36	5,29
20	6,69	6,72	6,12	5,65	5,06
30	6,61	6,79	6,20	5,37	5,07
40	6,51	6,75	5,94	5,28	5,29
50	6,39	6,72	5,90	5,28	5,04
70	6,40	6,69	5,58	5,17	4,96
110	6,13	6,77	5,89	5,22	5,05
II. PER ASCENSUM					
	6	7	8	9	10
4	6,36	6,05	5,87	5,75	5,98
10	6,74	6,52	6,32	6,57	6,70
20	7,15	7,13	6,75	6,83	6,87
30	7,44	7,34	6,91	6,91	6,94
40	7,73	7,46	7,02	7,08	7,09
50	7,87	7,60	7,16	7,32	7,25
70	7,90	7,62	7,20	7,35	7,21
110	8,25	7,76	7,48	7,98	7,32

Les mesures ont été faites par séries et par gradients croissants.
Les séries 1, 2, 9 et 10 correspondent à la microburette de petit diamètre

c. Dès que le filtre est colmaté, l'anomalie constatée pour le plus faible gradient disparaît : la perméabilité devient indépendante du gradient, mais les déplacements de particules qui persistent se traduisent par des variations de perméabilité plus importantes que pour le kaolin normal.

d. Au contraire, dès le début de l'écoulement per ascensum, la perméabilité croît par débouchage du filtre ; cependant, une légère tendance vers un arrangement des particules pourrait la réduire.

e. La perméabilité est alors étroitement liée au gradient de la charge.

f. L'alternance des mesures dans les deux sens, de circulation de l'eau, la remise en suspension des particules, se traduit par la croissance de la perméabilité avec le gradient, les vitesses per ascensum étant toujours supérieures à celles per descensum.

Nous retrouverons des phénomènes de ce genre lors de l'étude des mélanges argileux. La comparaison entre le kaolin et la mullite a permis de mettre en évidence le rôle primordial des actions superficielles dues aux phénomènes ioniques dans la circulation de l'eau dans l'argile. On ne peut expliquer autrement l'accroissement important de la perméabilité à porosité constante - alors que la méthode de préparation de l'éprouvette était identique, et surtout l'inexistence de la variation de la perméabilité avec le gradient dès que la géométrie se stabilise. On peut considérer cela comme une démonstration de l'importance de l'eau adsorbée sur l'argile.

IV. 6. ESSAIS SUR LA MONTMORILLONITE

Moins nombreux et moins poussés que sur le kaolin, les essais sur la montmorillonite ont pour objet essentiel la mise en évidence éventuelle d'un seuil de gradient. Cette opération présente plus de difficultés qu'il ne semble, car sans grandes précautions il est difficile de départager les débits correspondant à la filtration réelle de ceux, parasites, dus à d'autres facteurs comme les variations de température ou l'écrasement de l'éprouvette. La très faible perméabilité rend excessivement longue la durée des mesures, et prédominants les phénomènes cumulatifs.

Pour estimer l'ordre de grandeur des divers paramètres, calculons ce qui se passe avec une perméabilité normale pour la bentonite de 10^{-9} cm/s, alors que la section de l'éprouvette est d'environ 50 cm^2 , sa hauteur 2 cm, sous une charge de 10 cm d'eau. Le débit est alors de $2,5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$, soit environ $20 \text{ mm}^3/\text{jour}$. Il nous faut donc cinq jours pour avoir une précision suffisante sur la lecture du déplacement du ménisque, avec une microburette d'un millimètre carré de section - ce qui pose d'autres problèmes.

Pour un écrasement d'un centième de millimètre de l'éprouvette l'eau expulsée représente 50 mm^3 , soit deux jours et demi de débit.

L'eau contenu dans l'oedomètre (échantillon, pierres poreuses, conduits internes) a un volume d'environ 100 cm^3 . Pour un écart de température d'un dixième de degré, ce qui correspond à une variation de masse spécifique de $2 \cdot 10^{-5}$, la variation de volume est de 2 mm^3 ; pour un degré, elle sera donc égale au débit d'une journée. Le problème des

conduits est plus délicat, car ils sont en rilsan de 3 mm^2 de section environ, ayant chacun 0,7 m de longueur. Le coefficient de dilatation est le double de celui de l'eau ; ainsi, la dilatation apparente jouerait en sens inverse, si l'équilibre de température était atteint. Mais le rilsan a une faible conductivité thermique, ce qui rend les calculs aléatoires ne tenant compte du temps de stabilisation.

Tout cela montre que la précision de la régulation thermique et la consolidation complète sont nécessaires pour obtenir des résultats valables. Cependant l'usage du montage à deux microburettes, on l'a vu, devrait éliminer ces erreurs si la consolidation est symétrique, ce qui doit être le cas, puisque la différence de pression hydraulique entre les deux faces est relativement faible.

On peut donc considérer notre appareillage comme suffisamment précis pour permettre des lectures acceptables et sûres, à partir du débit moyen. Nous avons encore réduit les erreurs en utilisant une enceinte thermostatée. Il s'agit d'une cellule de 6 m^3 , où l'air circule en circuit fermé, constamment refroidi, puis réchauffé par une résistance électrique déclenchée par un thermostat (théoriquement au 1/10 de degré). En fait, l'amplitude de variation de la température est de 1° , mais la fréquence est assez élevée pour que l'inertie thermique de l'ensemble l'amortisse ; par exemple, la température d'un récipient en verre contenant 100 cm^3 d'eau, placé à côté de l'appareil, ne varie absolument pas.

Quant à la consolidation, nous avons attendu trois mois avant de faire les premiers essais, et aucun écrasement n'a été remarqué au cours des trois dernières semaines.

Les essais de KUTILEK (37) cité par KOVACS (35) laisseraient présumer que le seuil de gradient J_0 correspond à des valeurs

comprises entre 60 et 150. L'article de MILLER et LOW (1963) (53) le situe plus bas ; il serait fonction de la température, s'abaissant quand celle-ci augmente, et varierait entre $J_0 = 9$ à 20° et $J_0 = 60$ à 10° . Nous nous sommes donc placés à un gradient voisin de 3, et avons obtenu les résultats suivants, les caractéristiques géométriques de l'appareil étant :

Sections :

de l'éprouvette $52,81 \text{ cm}^2$
 des piézomètres verticaux $4,71 \text{ mm}^2$
 des microburettes $1,54 \text{ mm}^2$

Hauteur de l'éprouvette : 1,69 CM

Température : $21^\circ 3$

Date	Heure	Durée sec.	H A U T				B A S				Charge
			Piézo.		Microbur.		Piézo		Microbur.		
			Lect.	Δ	Lect.	Δ	Lect.	Δ	Lect.	Δ	
28.8	17h10	54.900	903	0	11	+16	854	0	371,5	-2,5	49 mm
27.8	8h25		903	0	27	+5	854	+3	374	0	
27.8	15h	23.700	903	0	32	+6,5	857	+1	374	+19	46
28.8	8h45	63.900	903	0	38,5		858		355		45
TOTAL		142.000		0		27,5 0		4 $4 \times 3,02 =$		16,5 12,1	
EQUIVALENT							27,5			28,6	
MOYENNE										/.....	28 mm

Le calcul donne une perméabilité de 2.10^{-9} cm/s ou $2.10^{-6} \mu^2$ ce qui est tout à fait normal pour une montmorillonite calcique telle que la nôtre.

Par contre, l'étude détaillée de l'expérience est surprenante. Alors que le ménisque dans la microburette haute se déplace de 16 mm, dans la basse, le déplacement n'est que de 2,5 mm, mais en sens inverse de celui attendu (signe -) : cela signifie que l'eau s'accumule dans l'appareil, et probablement dans l'échantillon. Dans la journée, le mouvement se poursuit en haut, en ralentissant, tandis qu'en bas il change de sens devenant deux fois plus rapide, et même trois fois durant la nuit. Il y a là quelque chose d'anormal; on pourrait penser à une fuite, mais comment expliquer alors le retour ?

Les essais suivants montrent des résultats aussi curieux. Par exemple, pour une charge hydraulique de 20 cm environ, les deux ménisques se dirigent dans le même sens pendant plus de 24 heures (ce qui serait le signe d'une dilatation de l'eau dans l'éprouvette), puis brusquement, comme dans l'exemple précédent, une variation brutale rétablit l'équilibre et le dépasse. Si les tubes n'étaient aussi rigides, seule la pression atmosphérique pourrait avoir des effets semblables.

On trouve des résultats de ce genre dans la publication de MILLER et LOW (1963)(53). Utilisant une microburette unique, ils constatent sur une bentonite-Li un mouvement à gradient nul qui se poursuit durant deux semaines. Ils l'attribuent à une absorption de l'eau par les parois des tubes en caoutchouc, mais remarquent aussi que ce phénomène s'amplifie lorsque la porosité de l'éprouvette augmente et qu'il a lieu même à contre - gradient ($J = 9,3$). Ils prennent le parti de considérer cet écoulement comme une erreur systématique, ajoutant simplement le débit correspondant à tous ceux mesurés. Et même ainsi, ces auteurs trouvent un seuil de gradient variant avec la température, toujours inférieur aux valeurs de KUTILEK, allant de $J_0 = 60$ pour 10° à $J_0 = 9$ pour 20° . Ce phénomène est lié pour eux à la structure semi-cristalline de l'eau adsorbée, et en est pour ainsi dire la preuve. Par contre, ils n'ont su expliquer l'écoulement à contre-gradient.

Par la suite, l'un des chercheurs revient sur ces résultats en niant cette fois l'existence d'un seuil de gradient, et encore plus celle de l'écoulement à contre-gradient (MILLER, OVERMAN et PEVERLY, 1969) (54).

La publication de 1963 était la seule à fournir des détails précis sur des essais montrant un seuil, et ses auteurs en déduisent qu'il s'agit d'un phénomène d'osmose, non lié à la filtration elle-même.

Il nous est possible de pousser plus loin l'analyse puisque nous disposons de deux mesures simultanées de débits, à l'entrée et à la sortie. Or, nous savons qu'il ne s'agit pas exactement d'écoulement à contre-gradient, mais d'une variation de volume de l'ensemble eau-argile, les débits étant constamment différents et très variables au cours d'un essai sans discontinuité. Comme tout cela n'a pas été constaté sur la kaolinite, l'explication ne peut être recherchée que dans les propriétés rhéologiques particulières de la bentonite, à rapprocher de sa thixotropie. Pourquoi, après un équilibre de plusieurs mois, constate-t-on de telles pulsations ?

On peut penser que la bentonite mouillée se comporte comme un complexe dont les liaisons avec l'eau sont assez fragiles, l'eau adsorbée se "cristallisant" à une assez grande distance de l'argile. Généralement la thixotropie est attribuée au fait que durant l'agitation ou le mouvement les particules solides prennent des directions parallèles, alors qu'au repos elles ont tendance à se recresser, à s'accrocher les unes aux autres. Mais le passage entre les deux positions n'est pas instantané : on ne signale pas d'influence de l'eau adsorbée, mais on dit que l'effet de l'écoulement est de briser des liaisons, en nombre par unité de temps fonction du gradient de vitesse, des liaisons, et des

particules encore orientées restant dans le sein du fluide. Pourquoi la densité du complexe "argile-eau adsorbée" ne serait-elle pas différente suivant l'épaisseur de la couche semi-cristalline, l'eau adsorbée libérée par le courant (liaisons rompues) changeant de densité ? Dans ce cas, la mise en circulation de l'eau par le gradient hydraulique dérangerait l'ordre établi, provoquant des effets dépassant la cause initiale, tout au moins pour les modifications de volume. D'ailleurs, le débit étant faible par rapport à la masse d'eau concernée, il se produit certainement des fluctuations dont les mesures faites une ou deux fois par vingt quatre heures ne donnent qu'une idée trompeuse.

CHAPITRE V

INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LE KAOLIN

Nous avons exposé dans les chapitres précédents les diverses théories susceptibles d'expliquer les résultats de ces essais ainsi que les formules capables de les présenter. Il nous reste encore à les confronter à les vérifier, et même à trouver une nouvelle interprétation au cas où aucune solution ne conviendrait, en tenant compte à la fois des connaissances certaines sur ce problème et des résultats expérimentaux.

V.I. CONFRONTATION DES THEORIES ET DES RESULTATS

V.I.a. VALIDITE DE LA LOI DE DARCY

Il est inutile d'insister davantage sur la non concordance des résultats apparents et de la loi de Darcy. Il est cependant possible de démontrer que les critiques d'Olsen quant à l'utilisation de la microburette ne sont pas valables dans notre cas.

Revenons sur les phénomènes d'interaction eau-verre (IV.2.d). Nous avons montré que ce qui se passe dans la microburette n'a pas d'importance, du moment que nous mesurons la pression réelle à l'entrée et à la sortie de l'éprouvette. Mais ce faisant, nous n'avons que reporté sur les piézomètres

les risques d'erreur, ils ne sont pas illusoires. Si nous reprenons les valeurs extrêmes obtenues par Olsén dans ses expériences pour une bulle se déplaçant dans un tube :

$$Z = \sigma(\cos \theta_1 - \cos \theta_0) = 47 \text{ dyne/cm}$$

on obtiendrait pour l'erreur sur la charge hydraulique H avec des tubes de 2 mm de diamètre :

$$\delta H = \frac{Z}{\rho g D} = \frac{2 \times 47}{980 \times 0,1} = 0,94 \text{ cm}$$

ce qui est naturellement très important, surtout aux faibles valeurs de H. Bien entendu, il s'agit là d'une valeur maximale. Mais il y a de fortes probabilités pour que θ_i et θ_0 se maintiennent constants d'une mesure à l'autre, le temps que dure une série d'essais, c'est à dire quelques jours. En outre, les tubes piézométriques sont utilisés constamment sur une même portion (ils ne mesurent qu'une dizaine de centimètres de long).

D'autre part, l'erreur ne peut être qu'accidentelle ou systématique.

Accidentelle, on devrait la trouver en valeur positive ou négative, ce qui tout au long de nos essais n'a jamais été le cas. Toutes les mesures faites aux faibles gradients ont donné une perméabilité inférieure à celles à fort gradient hydraulique : cette possibilité est donc à éliminer.

Systématique, on peut essayer de déterminer sa valeur dans une ou deux séries de mesures, en supposant que la loi de Darcy est strictement vérifiée. Corrigées, les autres mesures doivent se maintenir dans la zone des erreurs accidentelles.

La meilleure preuve que nous puissions donner à l'inanité des calculs ainsi avancés est d'abord le tableau 10, où l'appareillage d'Olsén a été utilisé (celui-là même qui, d'après cet auteur, ne présente pas ce genre d'inconvénient, la charge étant mesurée sur un capteur différentiel). Quelles que soient les critiques formulées sur ce type d'appareil, une fois le régime permanent établi, les indications qu'il donne sont justes, compte tenu de la vérification faite sur la microburette. C'est la démonstration

évidente que la position d'Olsen n'est pas soutenable, du moins dans notre cas. Faut-il rattacher les résultats au fait que la perméabilité qu'Olsen mesure sont cent fois plus fortes que les nôtres? Y-a-t-il eu création de microporosités lors de la désaération de l'éprouvette? Faut-il accuser le système de représentation $V(j)$, dont nous avons souligné le peu de sensibilité (IV.4.e), d'avoir escamoté les écarts éventuels? Nous ne pouvons le dire.

Mais la preuve ainsi faite de la baisse de perméabilité avec le gradient hydraulique ne suffit pas à montrer la confiance de nos mesures avec les piézomètres. Si les erreurs sont possibles, il n'y a aucune raison de croire qu'on se trouvera systématiquement dans le cas le plus défavorable cité plus haut; une valeur plus faible de Z est plus probable. Si on admet que l'erreur due au contact verre-eau est systématique, on peut la calculer en prenant pour base la loi de Darcy elle-même. La relation $V = K \frac{H}{h}$ nous donne, compte tenu des paramètres supposés constants :

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{\Delta H}{H} \quad \text{et} \quad \Delta k = k \cdot \frac{\Delta H}{H}$$

ΔH n'étant pas fonction de H .

Le meilleur procédé consiste à optimiser ce même ΔH , graphiquement par exemple. A chaque valeur de k correspondant à la charge H , on peut trouver un ΔH qui correspondrait avec le même débit à une valeur k_0 constante, telle que :

$$kH = k_0 (H + \Delta H) = k_0 H_0 + k_0 \Delta H$$

Un tel graphe $y = k_0 H_0 + k_0 \Delta H$, tracé à partir des résultats numériques obtenus, donne immédiatement k_0 comme pente de la droite et $k_0 \Delta H$ comme ordonnée à l'origine. Mais il ne convient pas dans notre cas, car kH est à un changement d'échelle près V et semble passer par l'origine (planche 26). On peut rendre plus sensible la méthode en travaillant sur des différences. Soit par exemple k_1 une valeur moyenne de la perméabilité; nous allons porter en ordonnées :

$$(k - k_1) H = y = (k_0 - k_1) H + k_0 \cdot \Delta H = k_0 - k_1 \left(H + \frac{k_0}{k_0 - k_1} \cdot \Delta H \right)$$

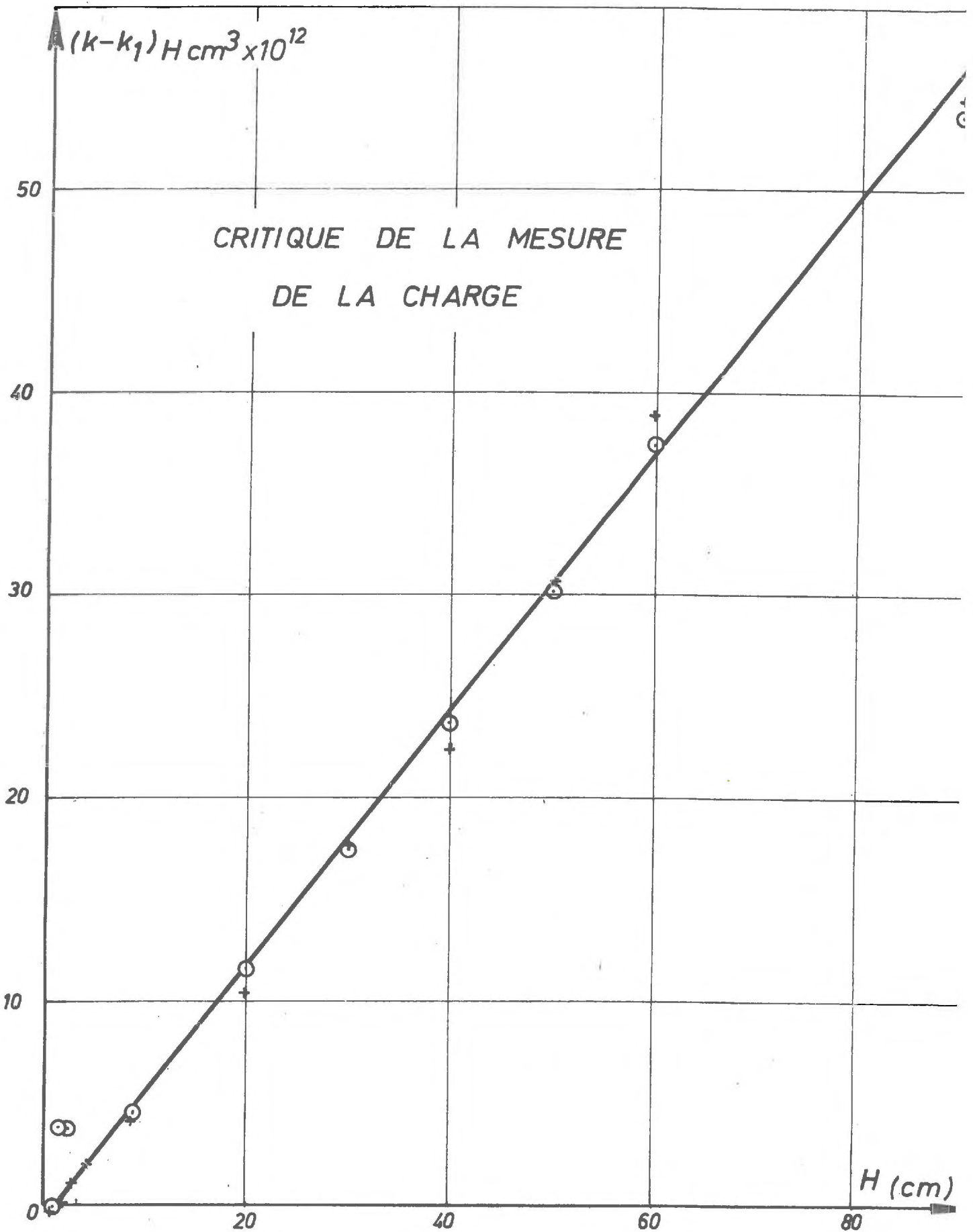


FIG. 32-a

pour $y = 0$, on détermine graphiquement une valeur H_0 de H telle que :

$$\Delta H = - \frac{k_0 - k_1}{k_0} H_0$$

qui nous donne la valeur numérique optimisée cherchée.

Nous allons appliquer cette méthode au tableau 11 en choisissant comme pivot k_1 une valeur moyenne dans l'écoulement per descensum soit $k = 1,5 \cdot 10^{-4} \mu^2$.

Le tableau se présente alors ainsi :

H	k	$(k-k_1)10^{-4} \mu^2$	$(k-k_1)H, 10^{-12}$ cm ³	$\Delta k = k \frac{\Delta H}{H}$	k'
90	2,105	0,605	54,4	0,008	2,11
60	2,15	0,65	39	0,012	2,16
50	2,11	0,61	30,5	0,014	2,12
40	2,06	0,56	22,4	0,017	2,08
30	2,09	0,59	17,7	0,023	2,11
20	2,02	0,52	10,4	0,03	2,05
9	1,98	0,48	4,3	0,074	2,05
5	1,95	0,45	2,25	0,13	2,08
2,5	1,93	0,43	1,07	0,25	2,18
1,5	1,54	0,04	0,06	0,34	1,88
0,85	0,82	- 0,68	- 0,58	0,32	1,14

Les deux dernières colonnes ont été calculées à partir des valeurs lues sur le graphe qui montre un $H_0 = 1$ cm, et un $\Delta H = 0,33$ cm. (Figure 32-a)

Le même calcul effectué sur le mouvement per ascensum donne le même ΔH et les résultats suivants :

H	k	$(k-k_1)10^{-4} \mu^2$	$(k-k_1)H, 10^{-12}$ cm ³	$\Delta k = k \frac{\Delta H}{H}$	k'
90	2,098	0,598	53,8	0,008	2,11
60	2,125	0,625	37,5	0,012	2,14
50	2,105	0,605	30,2	0,014	2,12
40	2,096	0,596	23,8	0,017	2,11
30	2,088	0,588	17,6	0,023	2,11
20	2,091	0,591	11,8	0,03	2,12
9	2,003	0,503	4,5	0,074	2,08
5					
2,5	1,65	0,15	3,75	0,25	1,90
1,5	1,75	0,25	3,75	0,34	2,09
0,85	0,97	- 0,53	- 0,45	0,32	1,29

On remarquera la belle ordonnance des résultats obtenus, mais avec cependant la chute énorme pour le plus faible gradient. Si les 3 mm d'erreur sur H entrent dans la limite admissible, ils ne suffisent pas à expliquer l'écart à la loi de Darcy.

Ainsi, non seulement nous avons prouvé que la loi de Darcy n'est pas strictement vérifiée aux faibles gradients, mais encore que le doute émis par Olsen sur la validité des mesures par déplacement de ménisque doit être atténué.

Pour les vérifications suivantes, nous nous référons de préférence à deux séries de mesures tirées des tableaux 12 et 23 dont la porosité est bien connue.

	P = 0,617	h = 1,038 cm			T° _C = 9°2			
Large H cm		58	47,8	37,8	28	17,9	7,95	3,05
Gradient J		55,8	46,1	36,4	27	17,3	7,66	2,84
mesuré		5,23	5,21	5,14	5,10	5,10	5,06	4,53
	P = 0,581	h = 0,9475 cm			T° _C = 11°			
Large H cm		57,6	47,5	37,5	27,7	17,8	7,70	2,75
Gradient J		60,7	50,2	39,6	29,2	18,7	8,12	2,90
mesuré		3,19	3,17	3,17	3,12	3,05	2,91	2,50

V.1.b. ECOULEMENT D'UN FLUIDE ANORMAL

Nous n'avons pas trouvé de seuil de gradient susceptible de justifier une loi du type rhéologique du corps de Bingham. Passant inaperçu pour le kaolin, il pourrait être visible pour d'autres argiles, justifiant en cela une loi du modèle Klausner et Kraft ³⁴ où le seuil n'est qu'un cas particulier.

Le point commun aux auteurs qui étudient l'eau comme liquide anormal est la mise en évidence du point J_0 d'intersection de l'axe des gradients hydrauliques avec la partie rectiligne prolongée (ou l'asymptote) du graphe $V(J)$.

Nul besoin de solliciter les mesures pour trouver dans le plan (J, k) une droite passant par les points représentatifs des forts gradients et non par l'origine. Est-ce parce que nous nous sommes limités à des valeurs de J inférieures à 100 que la valeur de J_0 obtenue est très faible, proche de 1 ? En tout cas, par la suite nous admettrons $J_0 = 1$.

La formule de Buckingham (I.8.) et les calculs de Bondarenko et Nerpin (III. 7) (5), permettent d'exprimer la perméabilité en fonction de $J_0/J = 1/J$ et de la perméabilité k_0 des liquides newtoniens sous la forme :

$$\frac{k}{k_0} = 1 - \frac{4}{3} J^{-1} + \frac{1}{3} J^{-4} = A$$

Calculons A pour les gradients les plus faibles, et reportons sur le même tableau les valeurs de k_0 correspondantes ainsi que celles calculées de k, qu'on comparera à celles obtenues par l'expérience, k_m . Il vient :

	J	2,8	7,7	17,8	
	A	0,55	0,90	0,98	
I. $k_0 = 5,23$	k	2,88	4,72	5,09	$\times 10^{-4} \mu^2$
	k_m	4,53	5,06	5,10	$\times 10^{-4} \mu^2$
II. $k_0 = 3,19$	k	1,75	2,87	3,13	$\times 10^{-4} \mu^2$
	k_m	2,50	2,91	3,05	$\times 10^{-4} \mu^2$

Cette formule grossit donc l'influence du gradient hydraulique, ce qui, s'ajoutant à la présomption du seuil, la rend peu utile dans le cas qui nous intéresse.

A-t-on de meilleurs résultats avec la formule proposée par Kovacs ? Reprenons pour cela les mêmes exemples et utilisons la formule simplifiée pour faciliter les calculs (III. 8 et 9). Soit k_1 le coefficient de perméabilité de Kovacs, et k celui déterminé par :

$$\frac{V}{J} = \frac{g}{v} \cdot k$$

Pour $J > 12 J_0$, on a :

$$\frac{V}{J} = \frac{g}{v} \cdot k = \frac{g}{v} \cdot k_1 \left(1 - 2 \frac{J_0}{J}\right) \quad \text{où } J_0 = 1$$

$$\text{donc : } \frac{k}{k_1} = 1 - \frac{2}{J}$$

La détermination de k_1 pour ces deux exemples se fait à partir du gradient supérieur. Il vient pour chacune des séries déjà examinées I et II :

I.	J	2,84	7,95	
	k	2,63	4,03	$10^{-4} \mu^2$
	k_m	4,53	5,06	$10^{-4} \mu^2$
II.	J	2,90	8,12	
	k	1,52	2,40	$10^{-4} \mu^2$
	k_m	2,50	2,91	$10^{-4} \mu^2$

Comme on le voit, cette formule convient encore moins bien que la précédente.

V.1.c. FORMULES EMPIRIQUES

Commençons par celle de Hansbo (24) qui s'écrit normalement :

$$V = g \frac{M}{v} J - J_0 (1 - e^{-J/J_0})$$

et dans notre cas :

$$k = M \left(1 - \frac{1}{J} (1 - e^{-J}) \right)$$

M est une perméabilité mesurable directement sur le graphique puisqu'elle est liée à la pente de l'asymptote du graphe $V(J)$. On peut facilement le calculer pour les grandes valeurs de J, l'exponentielle devenant pratiquement nulle.

Il vient alors pour nos deux exemples :

$$\text{I. } 5,23 \cdot 10^{-4} = M \left(1 - \frac{1}{55,8}\right) \quad \text{soit } M = 5,33 \cdot 10^{-4} \mu^2$$

$$\text{II. } 3,19 \cdot 10^{-4} = M \left(1 - \frac{1}{60,7}\right) \quad \text{soit } M = 3,24 \cdot 10^{-4} \mu^2$$

On en déduit les valeurs relatives aux faibles gradients :

I.	J	2,84	7,66	$10^{-4} \mu^2$
	k	4,50	4,63	
	k_m	4,53	5,06	$10^{-4} \mu^2$
II.	J	2,90	8,12	$10^{-4} \mu^2$
	k	2,74	2,84	
	k_m	2,50	2,91	$10^{-4} \mu^2$

Ici les résultats paraissent plus proches et pourtant assez curieusement les écarts n'ont pas le même signe partout. C'est semble-t-il, le meilleur lissage obtenu jusqu'ici.

La formule de Swartzendruber ne diffère de la précédente que par la "libération" du gradient de référence J_0 remplacé par deux paramètres indépendants, l'un caractérisant le milieu, l'autre permettant un meilleur ajustement ; la modification qu'apporte Kutilek en introduisant la pente à l'origine du graphe $V(J)$ la rend difficilement utilisable dans notre cas.

Somme toute, si nous voulons classer les résultats obtenus en ajustant les formules par les forts gradients, c'est la formule de Hansbo (24) qui donnerait les valeurs les plus proches de l'expérience, suivi de Bondarenko, et enfin de Kovacs. Ceci ne prouve d'ailleurs pas que les hypothèses de ce dernier soient mauvaises : ce n'est qu'une question de choix des valeurs de calage des courbes et il est possible que la prolongation des essais vers les gradients croissants aboutisse pour J_0 à une valeur supérieure à celle choisie (cf. graphes de Kutilek).

V.2. ESSAI D'INTERPRETATION GLOBALE

Les formules que nous venons de voir ne se rapportent qu'au gradient hydraulique. Elles devraient être complétées en introduisant la porosité dans un des facteurs qui représentent le milieu poreux, comme d'ailleurs le font les formules classiques. Ce procédé ne serait logique que si les variables étaient indépendantes, ce qui n'est pas le cas.

Quelles que soient les interprétations qu'on donne aux anomalies de l'écoulement, elles ont toute pour origine, directe ou non, une variation de viscosité de l'eau à proximité des parois ; cette variation peut être linéaire, comme le suppose Kovacs, suivre une loi exponentielle (Helmoltz), ou être plus complexe. Dans la pratique, il en résulte une diminution de débit ou de diamètre apparent pour les canalicules, qu'il s'agisse d'eau semi-cristalline ou de viscosité rapidement variable.

Prenons un exemple concret : le kaolin a une surface spécifique de 20 m²/g soit pour une densité de 2,5, 50 m²/cm³. Une couche d'eau monomoléculaire représente 1,5 Å, c'est à dire pour un centimètre cube de kaolin un volume de :

$$1,5 \cdot 10^{-8} \cdot 50 \cdot 10^4 = 7,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^3$$

pour une porosité de 0,5, 1,5 % de l'eau est ainsi immobilisé dans chaque couche adsorbée. Sachant que les actions de surface portent sur une distance variant de 500 à 400 Å, pour la valeur minimale de 50 Å, le quart du volume total sera immobilisé, soit la moitié de l'eau de saturation.

Il s'agit là d'une image qui ne serait vraie que si l'épaisseur de la couche d'eau était uniforme, ce qui est peu probable puisque les particules solides sont au contact entre elles. En supposant même que les contacts soient "lubrifiés" par l'eau adsorbée, l'épaisseur en ces points serait de l'ordre de quelques couches d'eau. Il existe néanmoins une forte proportion d'eau quasi-cristalline qui diminue d'autant la porosité cinématique .

L'équilibre de cette eau adsorbée est fonction d'une part des forces d'attraction électrique, de l'autre des forces de cisaillement

données pour les liquides newtoniens par :

$$df = \mu \frac{dV}{dz} ds \quad z \text{ compté suivant la normale à la paroi solide.}$$

Elles croissent avec le gradient de vitesse dV/dz , donc avec le gradient hydraulique moteur dont dépend la vitesse moyenne, tout en restant nulle le long des parois. L'épaisseur de la couche d'eau adsorbée sera ainsi fonction du gradient hydraulique et de la porosité géométrique P .

Pour représenter cette eau liée, nous avons introduit le coefficient de rétention a , défini par l'équation :

$$\mathcal{P} = P - a(1 - P) \quad (\text{III.5})$$

reliée par Carman à celle de Kozeny sous la forme :

$$k = c \cdot \frac{\mathcal{P}^3}{(1-P)^2} = d_{10}^2 = \frac{c}{S s^2} \cdot \frac{\mathcal{P}^3}{(1-P)^2}$$

où c et d_{10} , comme C et $S s$, sont caractéristique du milieu filtrant. Nous les grouperons sous le terme A , et l'équation devient :

$$k = A \frac{\mathcal{P}^3}{(1-P)^2} = A \frac{[P - a(1-P)]^3}{(1-P)^2} \quad (\text{V.1})$$

A , qui s'exprime dans les mêmes unités que k , donc comme une surface, est représentatif du milieu poreux, tandis que a dépend à priori des propriétés de surface du milieu, puisqu'il s'agit d'adsorption. L'étude dimensionnelle de a est simple : c'est un facteur sans dimension, et ne peut être fonction que de nombres, tels que la porosité, et le nombre de Reynolds. Ce dernier introduit une vitesse V , puisque dans son expression, à porosité et viscosité fixes, elle seule peut varier.

Par commodité, nous choisirons donc P et V comme paramètres indépendants, et nous écrirons : $a = f(P, V)$